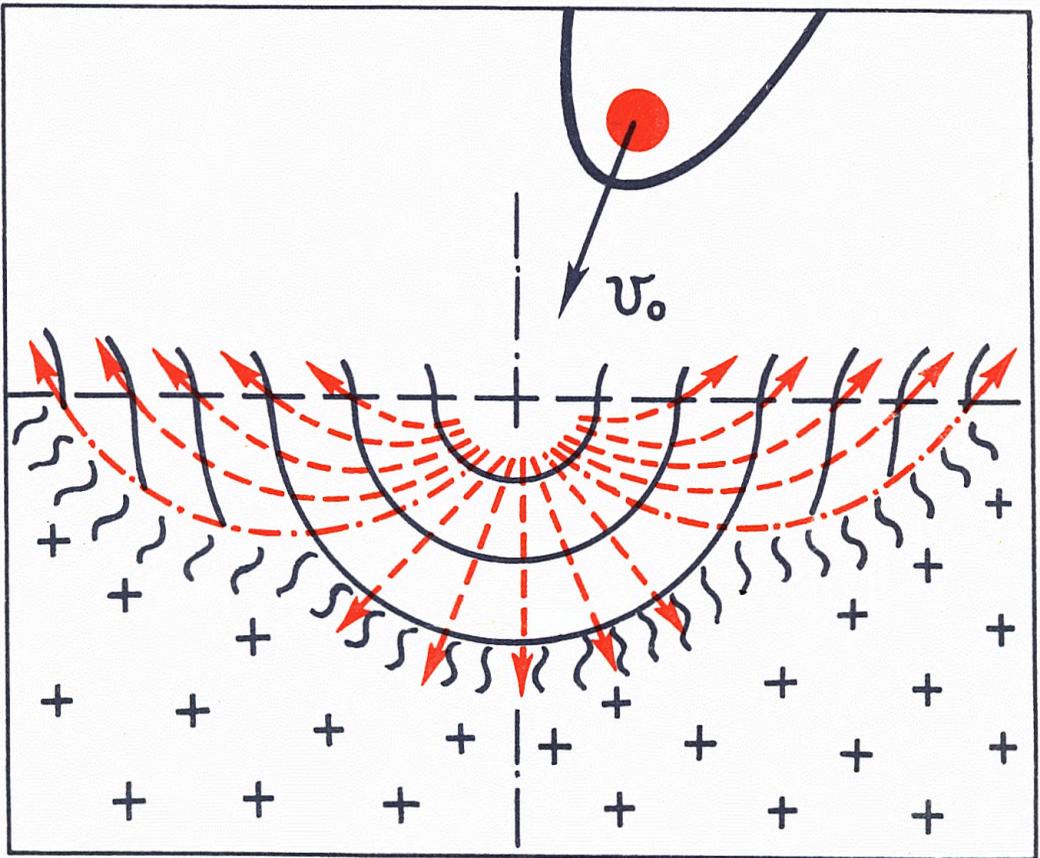


АКАДЕМИЯ НАУК СССР

УДАРНЫЕ КРАТЕРЫ НА ЛУНЕ И ПЛАНЕТАХ



АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ОРДЕНА ЛЕНИНА ИНСТИТУТ ГЕОХИМИИ
И АНАЛИТИЧЕСКОЙ ХИМИИ им. В.И. ВЕРНАДСКОГО

УДАРНЫЕ КРАТЕРЫ НА ЛУНЕ И ПЛАНЕТАХ



ИЗДАТЕЛЬСТВО "НАУКА"

Москва 1983

Ударные кратеры на Луне и планетах. М.: Наука, 1983.

В книге дается сравнительная характеристика ударных кратеров Луны, Меркурия, Марса и Земли. Описано строение ударных кратеров Земли и особенности вещественного состава продуктов ударного процесса. Наблюдаемым особенностям строения и состава ударных кратерных структур дается истолкование с позиций теоретического и экспериментального исследования физики взрыва и высокоскоростного удара. Показана важная роль ударного морфолитогенеза в преобразовании внешних оболочек планетных тел земного типа на ранних этапах их эволюции.

Табл. 23. Ил. 177. Библиогр. 426 назв.

А в т о р ы :

*А.Т. Базилевский, Б.А. Иванов, К.П. Флоренский, О.И. Яковлев,
В.И. Фельдман, Л.В. Грановский*

Ответственный редактор
академик М.А. Садовский

УДАРНЫЕ КРАТЕРЫ НА ЛУНЕ И ПЛАНЕТАХ

*Утверждено к печати Институтом геохимии и аналитической химии
им. В.И. Вернадского АН СССР*

*Редактор Т.А. Николаева
Художник И.А. Максимова
Художественный редактор М.В. Версоцкая
Технический редактор М.К. Серёгина. Корректор Е.Н. Сафронникова*

ИБ № 24122

Подписано к печати 27.09.83. Т-16456. Формат 70 x 100 1/16. Бумага офсетная № 1
Печать офсетная. Усл. печ. л. 16,3 + 2,6 вкл. Усл. кр.-отт. 19,2. Уч.-изд. л. 21,3
Тираж 600 экз. Тип. зак. 723. Цена 3 р. 30 к.

Издательство "Наука", 117864 ГСП-7, Москва, В-485, Профсоюзная ул., д. 90
Ордена Трудового Красного Знамени 1-я типография издательства "Наука"
199034, Ленинград. В-34, 9-я линия, 12

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
Глава I. Введение в физику и механику ударных волн	8
I.1. Простая модель ударной волны	8
I.2. Соотношения параметров на фронте ударной волны	11
I.3. Ударная адиабата	13
I.4. Ударные волны при столкновении высокоскоростных тел	16
I.5. Элементы термодинамики ударного сжатия	18
I.6. Разгрузка и фазовое состояние вещества после ударного сжатия	22
I.7. Упругие предвестники ударных волн в твердых телах	26
I.8. Основные формулы	28
Литература	29
Глава II. Элементы физики и механики кратерообразования	30
II.1. Распространение ударных волн	31
II.1.1. Общая картина распространения ударных волн при взрыве и высокоскоростном ударе	31
II.1.2. Простая модель затухания ударной волны	33
II.1.3. Параметры ударных волн при метеоритном ударе	35
II.1.4. Давления в ударной волне, плавление и испарение	37
II.1.5. О динамике движения ударного пара и расплава	41
II.2. Образование кратера	44
II.2.1. Общая картина движения вещества при кратерообразовании	44
II.2.2. Влияние прочности и силы тяжести на размеры кратеров	48
II.2.3. Связь энергии удара (взрыва) и размеров кратера	52
II.3. Кратерный вал и выбросы из кратеров	55
II.4. Зона разрушения и разуплотнения под метеоритными кратерами	60
II.5. Образование кратеров сложной морфологии	63
II.6. Основные формулы	64
Литература	65
Глава III. Строение ударных кратеров	68
III.1. Кратеры Луны	68
III.1.1. Микрократеры	69
III.1.2. Малые кратеры	69
III.1.3. Крупные кратеры	70
III.1.4. Морфометрия крупных кратеров	72
III.1.5. Вал и выбросы из кратеров	78
III.1.6. Вторичные кратеры	81
III.1.7. Лучи	83
III.1.8. Ударный расплав в кратерах	84
III.2. Кратеры Меркурия	86
III.3. Кратеры Марса	87
III.4. Кратеры Фобоса и Деймоса	90
III.5. Кратеры спутников Юпитера	91
III.6. Кратеры Венеры	92
III.7. Кратеры Земли	92
III.8. Заключение	106
Литература	107

Глава IV. Преобразование вещества горных пород при метеоритных ударах	110
IV.1. Некоторые экспериментальные данные по ударному сжатию минералов и горных пород	110
IV.1.1. Ударно-волновое сжатие кварца	110
IV.1.2. Полевые шпаты	117
IV.1.3. Пироксены	120
IV.1.4. Гранаты	121
IV.1.5. Оливины	122
IV.1.6. Горные породы	124
IV.1.7. Углерод	132
IV.1.8. О динамической однородности горных пород	135
IV.2. Специфика минерального состава импактитов	137
IV.2.1. Диаплектовые минералы	138
IV.2.2. Высокобарные минералы	144
IV.3. Петрографическая характеристика импактитов	146
IV.3.1. Аутигенные брекчии	148
IV.3.2. Аллогенные брекчии	149
IV.3.3. Псевдотахиллиты	153
IV.3.4. Тагамиты	153
IV.3.5. Зювиты	157
IV.3.6. Тектиты	158
Литература	160
Глава V. Ударное испарение и некоторые петрохимические особенности импактитов	166
V.1. Элементы физической химии ударно-испаренного вещества	166
V.1.1. Общие представления об испарении	166
V.1.2. Испарение вследствие ударного сжатия	168
V.2. Некоторые закономерности испарения силикатных расплавов по результатам модельных экспериментов	171
V.2.1. Зависимость от времени	172
V.2.2. Зависимость от температуры	175
V.2.3. Роль кислотно-основного взаимодействия при испарении компонентов расплава	177
V.2.4. Вяды относительной летучести компонентов	179
V.2.5. Поведение микроэлементов	179
V.2.6. Изменение валентного состояния железа в высокотемпературном расплаве	179
V.2.7. Поведение воды	179
V.3. Особенности химического состава расплавных импактитов	180
V.3.1. Вероятные факторы неизохимичности ударного процесса	180
V.3.2. Расплавные импактиты земных кратеров	181
V.3.3. Тектиты	186
V.3.4. Лунные импактиты	187
Литература	188
Глава VI. Проблема образования центральных горок в крупных ударных кратерах	189
VI.1. Особенности строения кратеров с центральными горками	189
VI.2. Оценки некоторых параметров процесса образования центральных горок	193
VI.3. Моделирование	194
VI.4. Обсуждение и выводы	195
Литература	196
Заключение	197

ВВЕДЕНИЕ

На поверхности планетных тел земного типа в Солнечной системе широко распространены кратеры. Они являются господствующими формами рельефа на Луне и Меркурии, весьма многочисленны на древних геологических структурах Марса и, как стало ясно из результатов исследований последних лет, встречаются даже на поверхности Венеры. Фотосъемка поверхности спутников Марса — Фобоса и Деймоса — показала, что поверхность малых планет и спутников в Солнечной системе также характеризуется обилием кратерных форм.

Взрывная морфология свежих кратеров с признаками выброса части вещества мишени с весьма высокими скоростями (лучевые системы вокруг некоторых кратеров на Луне и Меркурии, поля вторичных кратеров) и равномерно-случайное распределение кратеров на площади в пределах одновозрастных поверхностей, проявляющееся в безразличии к геологическому строению местности, на которую они накладываются, неоднократно использовались в качестве аргументов ударной гипотезы их происхождения. Сторонники вулканогенного происхождения кратеров Луны (и планет) обычно обращали внимание на несомненную связь с рядом кратеров лавовых излияний на их днищах или валах и на многоэтапность развития многих кратерных форм.

Параллельно с изучением кратеров других планетных тел за последние годы достигнут большой прогресс в изучении кратеров и на Земле. Изучено геологическое строение нескольких метеоритных кратеров, образовавшихся в современную геологическую эпоху. Для ряда более древних структур, которые относились к категории криптовулканических, выявлены такие особенности строения и состава слагающих их пород, которые с несомненностью указывают на происхождение этих структур в результате высокоскоростного метеоритного удара.

Исследования последних лет дают возможность объяснить эти наблюдения в рамках концепции ударного происхождения большинства кратеров планетных тел, сопровождавшегося плавлением пород мишени при ударе, а в ряде случаев и последующим преобразованием некоторых кратерных форм в результате чисто вулканических явлений. Изучение образцов лунных горных пород показало, в частности, что Луна в целом резко обеднена летучими компонентами и лунный вулканизм, имеющий характер спокойных излияний, не может быть причиной массового возникновения кратеров с взрывной морфологией. В кратерных отложениях на Луне обнаружена значительная (первые проценты) примесь метеоритного вещества. То же характерно и для ряда изученных криптовулканических структур Земли.

При изучении земных метеоритных кратеров обнаружены высокобарные минеральные фазы (например, модификация кремнезема — коэсит и стишовит, углерода — алмаз и лонсдейлит), свидетельствующие о том, что давления вблизи центра будущего кратера достигали величин от сотен килобар до первых мегабар, что не свойственно вулканическим и тектоническим процессам в земной коре. В наиболее крупных кратерах Земли исследованы потоки и покровы ударных расплавов, имитирующие вулканические лавовые потоки. Экспериментальные исследования ударного кратерообразования показали, что в развитии этого мгновенного с геологиче-

ской точки зрения процесса можно выделить ряд последовательных этапов и, таким образом, многоэтапность процесса, которую можно выявить по особенностям строения кратеров, не есть свидетельство длительности развития этих структур.

В результате изучения образцов лунных горных пород и детального фотографирования лунной поверхности было установлено, что популяция лунных кратеров представляет собой непрерывную последовательность форм, различающихся по размерам на 14 порядков — от субмикронных кратеров на частицах лунного грунта до известных по телескопическим наблюдениям с Земли кратеров диаметром в сотни километров и более. Это обстоятельство хорошо согласуется с положениями ударной гипотезы и несовместимо с вулканогенной концепцией. Наконец, открытие кратеров на спутниках Марса — Фобосе и Деймосе, крайне малые размеры которых исключают эндогенный разогрев и последующий вулканизм, однозначно указывает на реальность процесса ударного кратерообразования на твердых телах Солнечной системы в настоящем и прошлом.

Разумеется, все изложенное не означает, что кратеров вулканического происхождения на Луне и планетах нет. Относительная роль вулканических и ударных кратеров на поверхности планетного тела определяется интенсивностью процессов, происходящих в недрах этого планетного тела и на его поверхности. Так, например, в современную эпоху на Земле наблюдается больше вулканогенных форм, чем ударных, а на Луне и Меркурии резко преобладают ударные кратеры. Уже сейчас можно говорить о том, что ударное кратерообразование на ранних этапах развития планет, в том числе и Земли, имело определяющее значение для формирования структуры, а возможно, и состава планетной коры. В пределах наиболее значительных по размеру ударных кратеров Земли ударно-взрывной процесс определяет особенности регионального геологического строения. Проблема ударного кратерообразования входит в сферу интересов геологов-практиков. Публикацией данной работы авторы надеются предоставить исследователям этого явления сжатую сводку данных о метеоритных кратерах.

Следует отметить, что, несмотря на то что в лабораторных опытах процесс ударного кратерообразования изучен довольно полно, экстраполяция выявленных закономерностей на природные явления большого масштаба встречает определенные трудности. В основном эти трудности возникают из-за недостаточного понимания относительной значимости прочности и сил тяготения в явлениях большого масштаба. На современном уровне знаний пока не удается подобрать единую для микроявлений и гигантских событий физически обоснованную закономерность, связывающую параметры кратеров с энергией удара или взрыва. Поэтому в основном ведутся поиски определяющих параметров для явлений в ограниченных диапазонах изменения масштаба. Авторы полагают, что явления большого масштаба, следы которых наблюдаются в виде крупных кратеров на поверхности Луны и планет, представляют особый интерес. Такие явления выводят этот раздел научного знания в область, недоступную прямому эксперименту, а история науки показывает, что выход в новую область, как правило, сопровождается открытиями фундаментального значения.

В настоящей книге рассматриваются вопросы однократного удара. Проблемы образования кратерных популяций и связанные с этим вопросы многократной переработки вещества в ударном процессе здесь не затрагиваются. Сосредоточивая внимание на описании механизма и последствий высокоскоростного метеоритного удара по горным породам поверхности планетных тел, мы вынуждены абстрагироваться от результатов наложения иных геологических процессов, например таких, как типичное для морского этапа геологической истории Луны затопление ударных кратеров лавами эндогенного вулканического происхождения.

Эта книга возникла в результате сотрудничества ряда научных организаций в изучении ударных кратеров Луны и планет, проводившегося по инициативе Лаборатории сравнительной планетологии Института геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского АН СССР. В рамках этого сотрудничества в Институте геохимии и аналити-

ческой химии проводились фотогеологическое изучение кратеров Луны и планет, а также опыты по испарению расплавов горных пород в вакууме как модели испарения при высокоскоростных ударах (К.П. Флоренский), А.Т. Базилевский, О.И. Яковлев). В Институте физики Земли АН СССР велось экспериментальное и теоретическое изучение ряда проблем физики и механики взрыва и высокоскоростного удара (Б.А. Иванов). На геологическом факультете Московского государственного университета было поставлено изучение геохимии и петрологии ударного процесса на примере ряда крупных ударных кратеров СССР (В.И. Фельдман, Л.Б. Грановский). Эти исследования проходили в тесном контакте с близкими по тематике работами во ВСЕГЕИ (В.Л. Мазитис), Геологическом институте АН СССР (А.А. Вальтер, Е.П. Гуров), Комитете по метеоритам АН СССР (П.В. Флоренский, А.И. Дабижа) и местных геологических организациях, на территории которых проводились полевые работы (Б.С. Зейлик, Г.Я. Пономарев, В.И. Лаштабег).

При написании книги работа проводилась следующим образом: введение написали А.Т. Базилевский и Б.А. Иванов, главы I и II — Б.А. Иванов, главу III — А.Т. Базилевский, К.П. Флоренский, В.И. Фельдман, главу IV — Б.А. Иванов, В.И. Фельдман, Л.Б. Грановский, А.Т. Базилевский, главу V — О.И. Яковлев, В.И. Фельдман, Б.А. Иванов, А.Т. Базилевский, главу VI — А.Т. Базилевский, Б.А. Иванов, заключение — К.П. Флоренский. Большую техническую помощь оказали Л.И. Комиссарова, Н.Н. Бобина, В.П. Шашкина, которым авторы выражают свою искреннюю благодарность.

ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ И МЕХАНИКУ УДАРНЫХ ВОЛН

Одним из важных процессов, сопровождающих падение высокоскоростных метеоритов на поверхность планеты, является возникновение ударной волны. Цель данной главы заключается в изложении основных принципов, используемых в теоретическом и экспериментальном исследовании ударных волн, а также в ознакомлении с терминологией, применяемой при этом. По необходимости изложение будет кратким и конспективным, для более глубокого изучения физики и механики ударных волн мы рекомендуем известные работы [1, 4, 6]. Наше изложение мы начнем с рассмотрения предельно упрощенного случая динамического сжатия. Этот пример позволит ввести некоторые термины и проиллюстрирует их физический смысл.

1.1. ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Представим себе некое "вещество", состоящее из системы несжимаемых кубиков массой m с длиной ребра a , лежащих цепочкой на расстоянии b друг от друга на плоскости, по которой они могут перемещаться без трения (рис. 1). Пусть слева направо с постоянной скоростью U движется поршень P . В момент времени $t = 0$ поршень касается первого кубика и вовлекает его в движение с той же скоростью U . Предположим, что все соударения в рассматриваемой системе происходят неупруго, т.е. после соударения тела не отскакивают друг от друга, а "слипаются" в единое целое. Поскольку мы предположили несжимаемость (т.е. абсолютную жесткость) кубиков, весь кубик приобретает скорость U мгновенно — в момент касания поршня или соседнего кубика. Через время $t = b/U$, необходимое для прохождения промежутка между кубиками шириной b , движущийся впереди поршня кубик сомкнется со вторым кубиком и приведет его в движение со скоростью U (см. рис. 1). В момент времени $t = 2b/U$ придет в движение третий кубик и т.д. Таким образом поршень разгоняет вещество по частям до скорости U . Эту скорость можно назвать **массовой скоростью вещества** (т.е. это просто физическая скорость движения массы вещества). Описанную выше картину движения можно назвать **ударной волной**. Из рис. 1 следует, что для приведения в движение следующей порции вещества (следующего кубика) необходимо закрыть промежуток между кубиками. Это означает, что вещество, состоящее первоначально из отстоящих друг от друга на некоторое расстояние кубиков, начиная двигаться, становится сплошным, т.е. вовлечение вещества в движение сопровождается сжатием системы в целом.

Рассматривая модель, мы в каждый момент времени можем указать положение передней границы движущегося вещества. В реальных ударных волнах переднюю границу, разделяющую уже движущееся и еще неподвижное вещество, называют **фронтом ударной волны**. В нашем примере такой границей является передняя грань головного движущегося кубика (см. рис. 1, Φ). Скорость перемещения фронта ударной волны называют скоростью фронта, или скоростью ударной волны. Обозначим ее

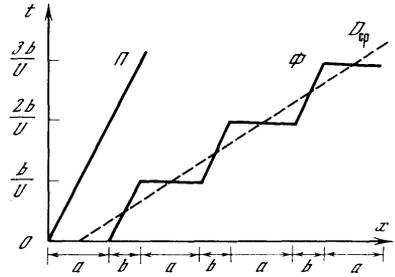
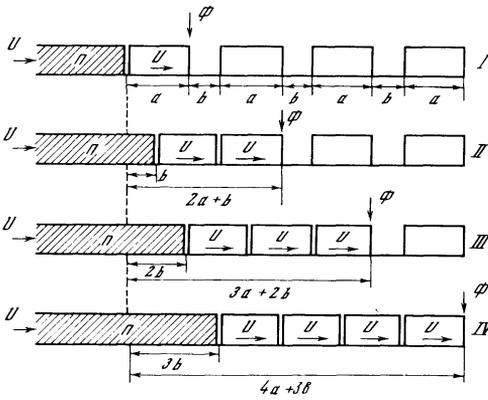


Рис. 1. Ударное сжатие модели твердого тела

Поршень Π последовательно вовлекает в движение со скоростью U кубики, скользящие без трения по горизонтальной плоскости. Фронт Φ совпадает с передней гранью головного движущегося кубика; I – $t=0$; II – $t=b/U$; III – $t=2b/U$; IV – $t=3b/U$

Рис. 2. График перемещения в пространстве передней грани поршня Π и фронта ударной волны Φ модели, показанной на рис. 1

x – расстояние; t – время; пунктиром показано усредненное движение фронта со скоростью $D_{\text{ср}}$ (I.1)

буквой D . Скорость ударной волны D не является скоростью движения вещества – это только скорость перемещения границы неподвижного и движущегося вещества. Физическое движение вещества за фронтом ударной волны происходит всегда со скоростью, меньшей D .

Проиллюстрируем это на нашей простой модели. На рис. 2 приведен график перемещения в пространстве передней грани поршня Π и фронта ударной волны Φ . В нашей модели фронт движется скачками – промежутки между кубиками шириной b он проходит со скоростью кубиков U , а в момент касания мгновенно перескакивает на переднюю грань следующего кубика, т.е. на расстояние a . Рассчитаем среднюю скорость движения фронта. За время, необходимое для закрытия промежутка между кубиками $\Delta t = b/U$, фронт проходит расстояние, равное $a + b$. Значит, средняя скорость фронта

$$D_{\text{ср}} = \frac{a + b}{\Delta t} = \frac{a + b}{(b/U)} = \left(\frac{a}{b} + 1 \right) U. \quad (I.1)$$

Из формулы (I.1) видно, что скорость ударной волны D всегда больше скорости вещества U и возрастает с увеличением U .

Рассмотрим предельные случаи, возможные в нашей модели. Если промежутки между кубиками b сделать равными нулю, то наша система кубиков будет выглядеть как сплошной несжимаемый стержень, который при касании поршня будет приходить в движение практически мгновенно, что соответствует бесконечно большой скорости ударной волны при любой скорости поршня U и математически выражается в делении на $b = 0$ в формуле (I.1). Если, наоборот, заменить кубики параллелепипедами с длиной ребра, стремящейся к нулю, превратив их в бесконечно тонкие листочки, стоящие на расстоянии b друг от друга, то налипание этих листочков на поршень будет происходить со скоростью, определяемой скоростью поршня U . В этом случае фронт будет всегда находиться на самом поршне, так как толщина слоя налипших листочков пренебрежимо мала. Следовательно, скорость фронта совпадает со скоростью самого поршня $D = U$. Это же следует из формулы (I.1): $D_{\text{ср}} = (0/b + 1) U = 1U$.

Из этих примеров видно, что связь скорости ударной волны D со скоростью движения вещества за фронтом волны U зависит от соотношения ширины промежутков

между кубиками b и длины кубиков a , или, говоря иными словами, от сжимаемости вещества. (В данном случае сжимаемость выражается соотношением длин системы N кубиков в исходном состоянии $L_0 = N(a + b)$ и в сжатом состоянии, когда все промежутки закрыты, т.е. $b = 0$; $L_1 = Na$). Чем сильнее может сжаться вещество, тем ближе скорость ударной волны к массовой скорости вещества за фронтом; чем более жестким, слабо сжимаемым, является вещество, тем больше скорость ударной волны будет превосходить скорость, c , которой вещество движется за фронтом ударной волны. Например, при скорости ударной волны $D = 8$ км/с массовая скорость движения вещества за фронтом волны в алюминии составляет $U \cong 2$ км/с, а в воздухе $U \cong 6,7$ км/с.

Рассмотрим изменение плотности вещества в ударной волне. В нашем упрощенном примере средняя плотность модельной среды будет иметь размерность массы на единицу длины. Средняя плотность модельного тела до сжатия имела значение $\mu_0 = m/(a + b)$, а после сжатия будет иметь значение $\mu_1 = m/a$. Тогда отношение плотностей можно выразить в виде

$$\mu_1/\mu_0 = (a + b)/a = 1 + (b/a). \quad (I.2)$$

Выразим это же отношение через среднюю скорость фронта D_{cp} и массовую скорость U , используя (I.1):

$$\mu_1/\mu_0 = 1 + \frac{1}{(D_{cp}/U) - 1} = D_{cp} / (D_{cp} - U). \quad (I.3)$$

Очевидно, что плотность в ударной волне возрастает. В нашем примере плотность возрастает всегда на одну и ту же величину, в реальных ударных волнах степень сжатия зависит от интенсивности ударной волны.

Рассмотрим силу, с которой действует поршень на кубики. В нашей модели эта сила возникает только в момент касания движущихся кубиков следующего неподвижного кубика, достигая в этот момент вследствие предположения о несжимаемости кубиков бесконечно большой величины. Поэтому введем понятие средней силы F_{cp} , импульс действия которой равен импульсу истинной силы. Изменение импульса системы происходит за время $\Delta t = b/U$, необходимое для вовлечения в движение каждого следующего кубика, причем импульс изменяется на величину mU . Тогда по закону сохранения импульса

$$\begin{aligned} F_{cp} \Delta t &= F_{cp} (b/U) = mU, \\ F_{cp} &= (m/b)U^2. \end{aligned} \quad (I.4)$$

Используя (I.1) и (I.2), это выражение можно записать в виде

$$F_{cp} = \mu_0 U D_{cp}. \quad (I.5)$$

Значение F_{cp} можно считать аналогом давления в реальной ударной волне.

Используем нашу модель для рассмотрения изменения энергии вещества при сжатии. При перемещении поршня на расстояние b в движение вовлекается новый кубик, следовательно, приращение кинетической энергии ΔK вещества составляет

$$\Delta K = (mU^2)/2. \quad (I.6)$$

В то же время поршень совершает работу $\Delta A = F_{cp}b$. Эта работа с учетом (I.4) равна

$$\Delta A = mU^2. \quad (I.7)$$

Мы видим, что ΔA в 2 раза больше, чем ΔK . Это объясняется тем, что наша модель ударной волны предполагает неупругое соударение кубиков, их слипание при соударении. При этом часть работы, совершаемой поршнем, идет на увеличение внутренней энергии вещества. Из сравнения (I.7) и (I.6) следует, что работа поршня делится на две равные части – половина ее идет на разгон тела, а половина – на увеличение его

внутренней энергии. Это положение правомерно и для реальной ударной волны. Таким образом, можно сказать, что характерной чертой ударного сжатия является разгон вещества с одновременным (и неизбежным) увеличением его внутренней энергии, в частности с его нагревом.

1.2. СООТНОШЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ НА ФРОНТЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Итак, используя некоторое условное вещество, мы построили модель ударной волны — модель динамического сжатия тела. Эта модель показывает, что применение обычных законов механики позволяет установить связь между кинематическими (скорость волны, массовая скорость) и термодинамическими (давление, плотность, энергия) характеристиками среды. Совершенно аналогичный подход используется при изучении ударных волн в реальных веществах. Одним из основных принципов экспериментального изучения ударного сжатия является максимальное упрощение геометрии опытов, необходимое для того, чтобы на основании немногих измеряемых величин определить свойства ударно-сжатого вещества. Обычно при изучении ударного сжатия экспериментально создают плоскую и по возможности стационарную (т.е. медленно затухающую по мере своего распространения) ударную волну. Тогда, зная исходные свойства исследуемого вещества и измеряя массовую скорость ударной волны, можно рассчитать плотность, давление и энергию в сжатом веществе, движущемся за фронтом ударной волны.

Приведем кратко вывод этих соотношений по схеме, примененной выше для анализа простой модели ударной волны. Рассмотрим бесконечное полупространство вещества, граница которого соприкасается с поршнем. Роль поршня могут играть как высокоскоростной метеорит, так и продукты детонации взрывчатого вещества, уже сжатые и разогнанные при детонации. Мысленно вырежем из поршня и вещества стержень, направленный перпендикулярно границе полупространства (рис. 3). Пусть площадь поперечного сечения стержня равна S . В момент времени $t = 0$ поршень Π начинает двигаться слева направо со скоростью U , и вещество перед ним приходит в движение "по частям", как если бы атомы вещества были кубиками из простой модели, описанной в разделе 1.1. Граница движущегося вещества, а именно фронт ударной волны Φ , при постоянной скорости поршня движется с постоянной скоростью D . К моменту времени t фронт волны перемещается на расстояние Dt , а поршень — на расстояние Ut . Вещество, заключенное между фронтом и поршнем, оказывается сжатым, т.е. из состояния с давлением p_0 и плотностью ρ_0 перейдет в состояние с p_1 , ρ_1 , и при этом разгоняется со скоростью поршня U . Следовательно, U — массовая скорость движения вещества за фронтом ударной волны.

Теперь мы точно так же, как и в простой модели, свяжем скорости D и U (кинематические параметры) с изменением давления и плотности (с термодинамическими параметрами) с помощью механических законов сохранения. По закону сохранения массы количество вещества, ударно-сжатого к моменту времени t , равно количеству несжатого вещества, заключенного между плоскостью фронта в момент t и исходным положением поршня при $t = 0$. Из рис. 3 следует, что

$$\rho_0 D t S = \rho_1 (D - U) t S.$$

Отсюда получаем соотношение

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{D}{D - U}, \quad (1.8)$$

выражающее степень сжатия вещества через D и U . (1.8) является полным аналогом (1.3).

Для расчета давления в ударной волне учтем, что давление на границе поршня и сжатого вещества равно давлению во всем объеме сжатого вещества, и используем закон сохранения импульса в форме сила \times время = масса \times скорость. Сила, разго-

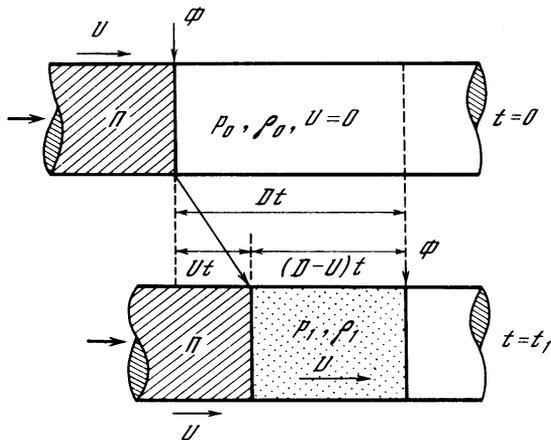


Рис. 3. Схема ударного сжатия вещества при движении поршня Π со скоростью U . За фронтом ударной волны Φ неподвижное вещество с давлением p_0 и плотностью ρ_0 сжимается давлением p_1 до плотности ρ_1 и разгоняется до скорости поршня U .

няющая вещество, равна перепаду давлений за ударным фронтом и перед ним $(p_1 - p_0)$, умноженному на площадь сечения рассматриваемого стержня S . Действие этой силы в течение времени t приводит к разгону массы вещества, равной $\rho_0 DtS$, до скорости U . Тогда

$$(p_1 - p_0)St = \rho_0 DtSU$$

или

$$p_1 - p_0 = \rho_0 DU. \quad (I.9)$$

Поскольку в случае твердых тел $p_1 \gg p_0$, то часто эту формулу пишут в виде

$$p_1 = \rho_0 DU. \quad (I.10)$$

Таким образом, в случае стационарной плоской волны мы можем определить давление за фронтом, измеряя только скорости D и U .

Рассмотрим теперь плотности внутренней энергии вещества (на единицу массы) до ударного сжатия (e_0) и после него (e_1). По закону сохранения энергии работа, совершенная поршнем за время t , равна сумме кинетической энергии сжатого вещества и приращения его внутренней энергии. Помня, что, по определению, работа = сила \times путь, и используя значение силы, найденное при выводе (I.9), получим

$$(p_1 - p_0)SUt = \rho_0 Dt_1 S(U^2/2 + e_1 - e_0).$$

Используя (I.9), получаем

$$\rho_0 DU^2 = \rho_0 D(U^2/2 + e_1 - e_0),$$

откуда

$$e_1 - e_0 = U^2/2. \quad (I.11)$$

Поскольку приращение плотности кинетической энергии есть $U^2/2$, очевидно, что, как и в случае модели из раздела I.1, половина работы, совершенной при ударном сжатии, идет на разгон вещества, а половина — на увеличение его внутренней энергии. Таким образом, мы связали термодинамические параметры вещества (p , ρ , e) и кинематические параметры ударной волны (D , U). Следовательно, можно с полным основанием считать скорость ударной волны D и массовую скорость за ней U равноправными с термодинамическими параметрами — давлением, плотностью и внутренней энергией.

Мы сочли возможным довольно подробно остановиться на рассмотрении соотношений между кинематическими и термодинамическими параметрами ударных волн, чтобы читатель смог почувствовать специфику ударного, динамического сжатия, сжатия движением. Дальнейшее изложение посвящено краткому описанию некоторых идей и методов, используемых в физике ударных волн.

13. УДАРНАЯ АДИАБАТА

Прежде чем ввести понятие ударной адиабаты, преобразуем соотношения (I.8) и (I.9) так, чтобы выразить скорости D и U через термодинамические параметры вещества. Вместо плотности вещества используем удельный объем вещества $V = 1/\rho$, чтобы можно было непосредственно использовать для анализа термодинамическую плоскость p, V . Из уравнений (I.8) и (I.9) следует, что

$$V_1/V_0 = \rho_0/\rho_1 = 1 - U/D, \quad (I.8')$$

$$(p_1 - p_0)/\rho_0 = (p_1 - p_0)V_0 = DU, \quad (I.9')$$

отсюда

$$D = V_0 \sqrt{(p_1 - p_0)/(V_0 - V_1)}, \quad (I.12)$$

$$U = \sqrt{(p_1 - p_0)(V_0 - V_1)}. \quad (I.13)$$

Предположим, что мы провели некий опыт, в котором стационарная плоская ударная волна сжала вещество из состояния p_0, V_0 до состояния p_1, V_1 (рис. 4, а). Из соотношения (I.9) и рис. 4, а следует, что на графике точки, соответствующие этим двум состояниям, соединяются прямой линией, тангенс угла наклона которой α к оси V равен D^2/V_0^2 . Чем больше давление, до которого мы сжимаем вещество, тем меньше его удельный объем и тем выше скорость ударной волны.

Если мы проведем серию опытов, в каждом из которых ударная волна будет сжимать вещество до различных давлений p_1, p_2, p_3, \dots и соответственно удельных объемов V_1, V_2, V_3, \dots (см. рис. 4, б), мы получим серию точек, описывающих состояние вещества за ударными волнами различной интенсивности. Кривая, состоящая из точек, которые отвечают состоянию ударно-сжатого вещества, называется **ударной адиабатой**¹ данного вещества. Отметим, что ударная адиабата относится к определенному начальному состоянию вещества p_0, V_0 . Если мы изменим начальное состояние (например, вместо кристаллического кварца с $V_0 = 0,477 \text{ см}^3/\text{г}$ возьмем кварцевое стекло с $V_0 = 0,454 \text{ см}^3/\text{г}$), то изменится и ударная адиабата.

Один из наиболее удобных способов определения параметров ударно-сжатого вещества заключается в измерении скоростей D и U и в использовании соотношений (I.8) и (I.9). Поэтому и ударные адиабаты, полученные экспериментально, часто представляют в виде зависимости скорости ударной волны D от массовой скорости вещества U .

Многочисленными экспериментами установлено замечательное свойство ударных адиабат твердых тел в координатах $D-U$ — для подавляющего большинства веществ зависимости $D(U)$ имеют вид прямых линий, которые можно описать в виде

$$D = A + BU, \quad (I.14)$$

где A, B — константы вещества.

Для веществ, не испытывающих при ударном сжатии фазовых превращений с изменением объема, зависимость (I.14) верна вплоть до давлений в миллионы атмосфер, при этом коэффициент A оказывается близким по величине к скорости звука. Если вещество при ударном сжатии испытывает фазовые переходы, то формулой (I.14), как правило, можно описать отдельные участки ударной адиабаты. Величина коэффициента B для подавляющего большинства твердых тел заключена в пределах от 1 до 2. Для более подробного обзора экспериментальных данных рекомендуем известные работы [1, 3, 8].

С помощью соотношений (I.8), (I.9), (I.14) можно привести ударную адиабату к виду $p(V)$, но получающееся громоздкое выражение неудобно для расчетов, поэтому чаще пользуются последовательным вычислением по формулам (I.14), (I.8), (I.9).

¹ В зарубежной литературе часто используется синоним "адиабата Гюгонио".

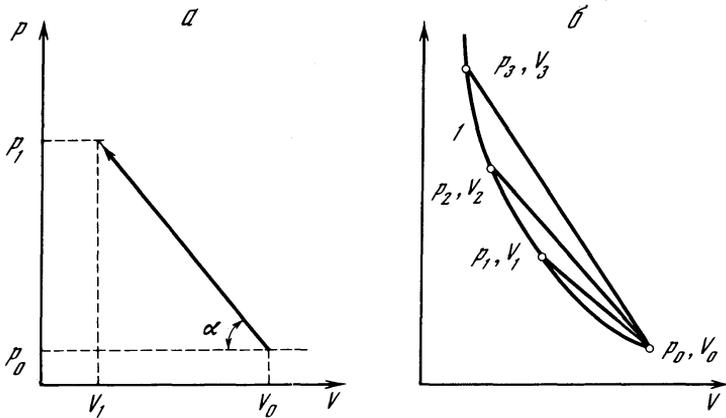


Рис. 4. Ударное сжатие вещества

a – схема описания ударно-волнового сжатия на плоскости давление p –удельный объем V ; ударная волна со скоростью D сжимает вещество из состояния p_0, V_0 до состояния p_1, V_1 ; *б* – ударная адиабата вещества (*1*) представляет собой линию, на которой находятся все возможные состояния вещества после ударного сжатия ударными волнами различной интенсивности

Остановимся на единицах измерения давления в ударных волнах. Наиболее часто используемыми единицами давления являются $1 \text{ бар} = 1 \text{ атм} = 1 \text{ кг/см}^2 = 10^6 \text{ дин/см}^2$, $1 \text{ кбар} = 10^3 \text{ атм} = 10^9 \text{ дин/см}^2$; $1 \text{ Мбар} = 10^6 \text{ атм} = 10^{12} \text{ дин/см}^2$. В системе СИ единицей давления является паскаль: $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2 = 10^{-5} \text{ атм} = 10 \text{ дин/см}^2$; чаще всего применяется гигапаскаль: $1 \text{ ГПа} = 10^9 \text{ Па} = 10^4 \text{ атм} = 10 \text{ кбар} = 10^{10} \text{ дин/см}^2$.

В качестве примера приведем данные об ударной адиабате алюминия, которая в целом близка к ударной адиабате плотных горных пород и может использоваться для грубых оценок при качественном анализе ударного сжатия последних. В координатах D – U экспериментально полученная ударная адиабата Al имеет вид (I.14)

$$D = 5,25 + 1,39 U, \tag{I.15}$$

где $[D] = [U] = \text{км/с}$. Начальная плотность Al $\rho_0 = 2,7 \text{ г/см}^3$, начальный удельный объем $V_0 = 1/\rho_0 = 0,37 \text{ см}^3/\text{г}$. Ударная адиабата (I.15) показана на рис. 5, б. Задавая ряд значений U , мы получаем по формуле (I.15) ряд значений D . Подставляя эти значения в формулы (I.8) и (I.10), находим значения давления и плотности, соответствующие выбранному значению U . Заметим, что при измерении давления в кбар, плотности – в г/см^3 , скорости – в км/с формула (I.10) принимает вид

$$p = 10 \rho_0 D U. \tag{I.16}$$

В табл. 1 приведены численные результаты такого расчета. Начальным давлением $p_0 = 1 \text{ кг/см}^2 = 0,001 \text{ кбар}$ можно пренебречь. На рис. 5, а, б показана ударная адиабата Al в координатах p – V и p – U .

В координатах p – V хорошо заметно стремление ударной адиабаты к асимптотическому значению удельного объема $V_{\text{пр}}$. Получим это значение из уравнений (I.8) и (I.14): выражение

$$\frac{V_1}{V_0} = 1 - \frac{U}{D} = 1 - \frac{U}{A + BU} = \frac{A + (B-1)U}{A + BU}$$

при $U \rightarrow \infty$ дает

$$V_1/V_0 \rightarrow V_{\text{пр}}/V_0 = (B-1)/B. \tag{I.17}$$

Для Al $V_{\text{пр}}/V_0 = 0,28$ и соответственно $\rho_{\text{пр}}/\rho_0 = 3,56$. Это означает, что при ударном

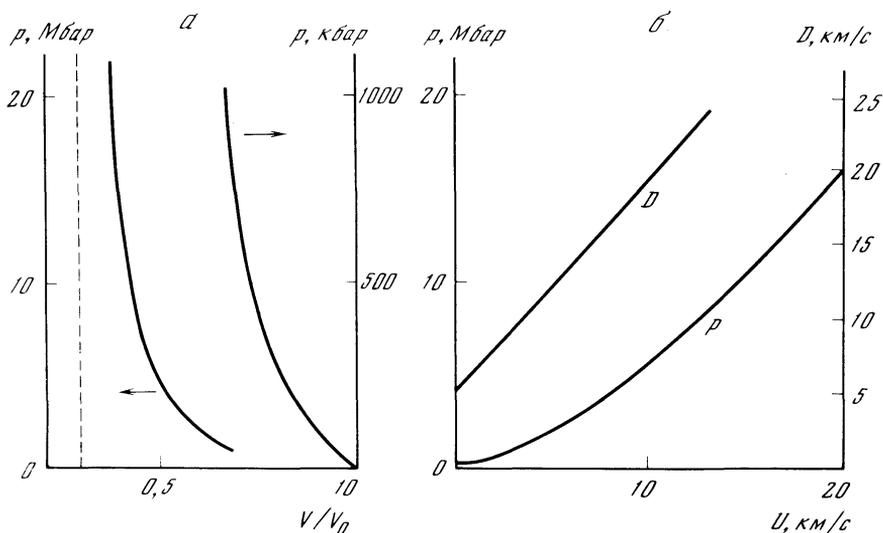


Рис. 5. Ударная адиабата алюминия в координатах
a — p — V/V_0 , пунктиром показана величина предельного сжатия; *b* — p — U , D — U

сжатию алюминий нельзя сжать более чем в 3,5 раза. Физически это связано с тем, что ударная волна не только сжимает вещество, но и нагревает его, причем чем выше давление в ударной волне, тем выше доля энергии ударной волны, идущая на нагрев. Нагретое вещество выдерживает при том же объеме большее давление, чем холодное вещество. Формула (I.17) выведена на основе экстраполяции (I.15) к высоким значениям D и U , что, строго говоря, не совсем справедливо. При давлениях в десятки и сотни мегабар достигаются чрезвычайно высокие температуры вещества (десятки и сотни тысяч градусов), при этом свойства веществ кардинально изменяются, изменяются и соотношения вида (I.14). В связи с этим истинная величина предельного сжатия веществ отличается от условной величины (I.17). Однако для практических расчетов в области до нескольких мегабар применение ударных адиабат в виде (I.14) вполне допустимо.

Итак, мы ввели понятие ударной адиабаты — геометрического места точек состояния вещества, сжатого ударными волнами различной интенсивности, и указали методы ее построения в различных координатах.

Т а б л и ц а 1
 Ударная адиабата алюминия

U , км/с	D (I.15), км/с	p (I.10), кбар	ρ/ρ_0 (I.8)	V/V_0 (I.8)
0	5,25	0	1	1
0,5	5,94	80	1,09	0,92
1	6,64	179	1,18	0,85
2	8,03	433	1,33	0,75
5*	12,5	1 647	1,67	0,60
10*	19,15	5 170	2,09	0,48
20*	33,00	17 847	2,53	0,39

* Точки получены экстраполяцией уравнения (I.15). Экспериментальные данные получены при $U \leq 8$ км/с [7].

14. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ТЕЛ

В качестве примера использования ударных адиабат рассмотрим ударные волны, возникающие при столкновении двух тел. Для простоты будем считать соударяющиеся поверхности тел плоскими и параллельными, а скорость тел — направленной нормально к плоскости соударения. Пусть тело I налетает со скоростью v_0 на тело II (рис. 6). Будем считать ударные адиабаты материалов, из которых состоят эти тела, известными и заданными в виде (I.14):

$$D = A_I + B_I U \quad (\text{для тела } I), \quad (I.18)$$

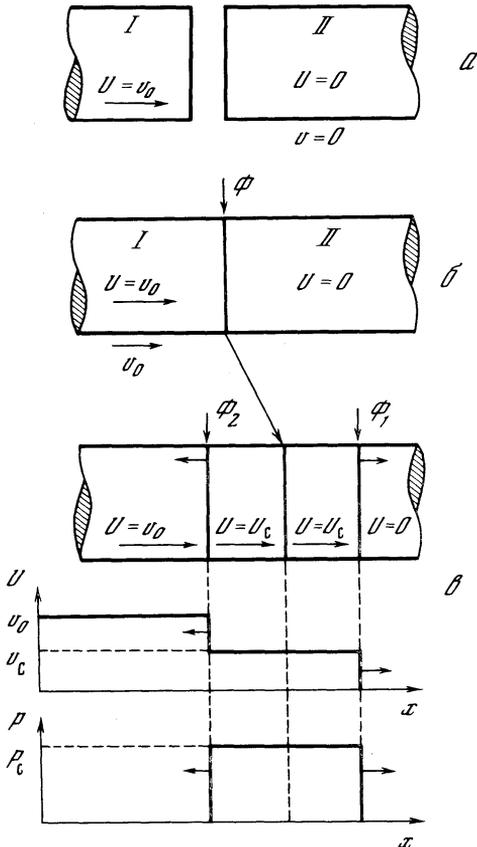
$$D = A_{II} + B_{II} U \quad (\text{для тела } II). \quad (I.19)$$

Тогда в координатах $p-U$ эти ударные адиабаты можно записать, используя (I.10), в виде:

$$p = \rho_{0I}(A_I U + B_I U^2), \quad (I.20)$$

$$p = \rho_{0II}(A_{II} U + B_{II} U^2). \quad (I.21)$$

Рассмотрим теперь процесс соударения (см. рис. 6, б, в). После соударения тело I начинает играть роль поршня для тела II , и по телу II начинает распространяться ударная волна Φ_1 , разгоняющая вещество до некоторой скорости U_c и сжимающая его до давления p_c . Вещество тела I при этом тормозится от скорости v_0 до той же скорости U_c и сжимается до того же давления p_c . Сигнал о том, что началось торможение, распространяется по телу I в виде ударной волны Φ_2 , бегущей навстречу еще движущемуся с прежней скоростью v_0 веществу тела I . На рис. 6, в показано распределение давлений и массовых скоростей вдоль соударяющихся тел.



Встает вопрос о том, как найти давление p_c и массовую скорость U_c в зоне сжатия. Для этого нарисуем ударную адиабату тела I исходящей из точки $U = v_0$, так как для вещества тела I , движущегося с массовой скоростью $U = v_0$, давление равно 0 (рис. 7). Эта адиабата идет слева направо, так как тело I тормозится, т.е. в неподвижной системе координат его скорость уменьшается. Единственным возможным состоянием вещества при столкновении может быть точка пересечения ударных адиабат при $p = p_c$, $U = U_c$. Аналитически точку пересечения можно найти с помощью формул (I.20) и (I.21), имея в виду, что в формуле (I.20) в качестве массовой скорости U нужно рассматривать скачок скорости $v_0 - U$, возникающий на фронте ударной волны,

Рис. 6. Удар тела I , летящего со скоростью v_0 , по неподвижному телу II

a — исходное положение; b — момент удара; $в$ — распространение ударных волн в системе соударяющихся тел и распределение по пространственной координате x скорости движения вещества U и давления p ; Φ_1 — фронт ударной волны, бегущей по телу II и разгоняющей вещество до скорости U_c ; Φ_2 — фронт ударной волны, бегущей по телу I и тормозящей вещество от скорости v_0 до той же скорости U_c . Стрелкой между рис. 6, б, в показано перемещение контактной границы тел I и II

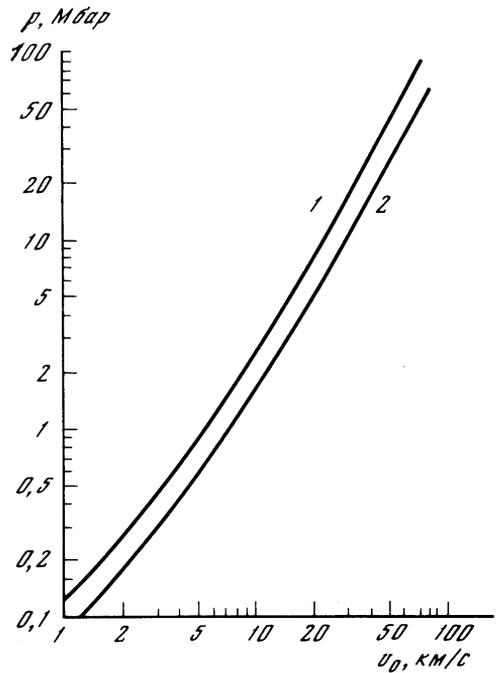
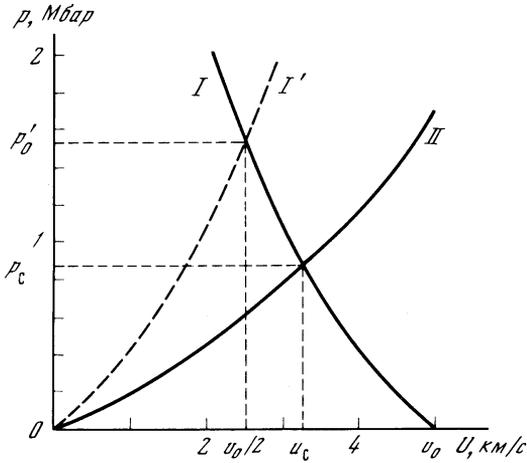


Рис. 7. Схема вычисления давления в ударной волне при высокоскоростном ударе

I – ударная адиабата налетающего со скоростью $v_0 = 5$ км/с тела (Fe); I' , II – ударные адиабаты вещества покоящегося тела (I' – железное тело, II – алюминий); p_c, U_c – давление и массовая скорость в возникающей ударной волне при ударе Fe → Al; $p'_0, u_0/2$ – давление и массовая скорость при ударе Fe → Fe

Рис. 8. Давление в ударной волне p , возникающей при ударе железа по алюминию (1) и алюминия по алюминию (2), при различных скоростях v_0

которая тормозит вещество тела I :

$$p_c = \rho_{0I} [A_I (v_0 - U_c) + B_I (v_0 - U_c)^2] = \rho_{0II} [A_{II} U_c + B_{II} U_c^2]. \quad (I.22)$$

Решая это уравнение относительно U_c , можно определить массовую скорость и давление в ударных волнах, возникающих в сталкивающихся телах, ударные адиабаты которых могут быть заданы в виде (I.18), (I.19).

Очень важным является частный случай рассмотренный выше задачи – соударение двух одинаковых тел. Тогда ударная адиабата налетающего тела I (см. рис. 7) зеркально-симметрична ударной адиабате покоящегося тела I' относительно вертикальной линии $U = U_c$. Из симметрии ударных адиабат следует, что при этом $U_c = v_0/2$, т.е. при соударении одинаковых тел вещество ударника тормозится до скорости, равной половине начальной v_0 , а вещество мишени разгоняется до той же скорости ($v_0/2$). На рис. 8 показана зависимость давления p_c при соударении железного и алюминиевого ударников с неподвижной алюминиевой мишенью от скорости ударника v_0 . Как уже отмечалось, ударная адиабата алюминия близка к адиабатам плотных горных пород, поэтому данными рис. 8 можно пользоваться при оценке давлений, возникающих при соударении железных и каменных метеоритов с твердой поверхностью планет.

Подчеркнем, что здесь мы рассматриваем только начальные моменты соударения, когда зародившиеся ударные волны еще не достигли границ соударяющихся тел. Фронт ударной волны является, как уже отмечалось, передней границей движения, и до прихода фронта вещество еще ничего "не знает" о соударении. Только когда ударные волны добегут до границ соударяющихся тел, можно будет говорить о соударении тел в целом как единых объектов.

Большой интерес для практического использования физики ударных волн представляет тепловая история вещества при ударном сжатии. Попытаемся кратко пояснить сущность методов, используемых при расчете термодинамических свойств ударно-сжатых веществ. При этом мы ограничимся простейшими оценками, которые, однако, дают правильное представление о порядках рассчитываемых величин.

Первое существенное допущение, которое лежит в основе подавляющего большинства расчетов, заключается в предположении локального термодинамического равновесия вещества при ударном сжатии и последующей разгрузке. В особенности существенно это предположение при рассмотрении горных пород, которые являются многокомпонентными средами и могут испытывать фазовые переходы при ударном сжатии. Предположение о локальном термодинамическом равновесии позволяет применять весь мощный аппарат термодинамики, однако, используя его, необходимо помнить, что в термодинамике не существует понятия времени, так как она оперирует только с равновесными состояниями и обратимыми переходами. Это приводит к тому, что из рассмотрения термодинамических свойств выпадает такой важный аспект, как длительность события. Длительность события определяется временем, за которое состояние вещества в некоторой области может существенно измениться. Сигналы о нагружении или разгрузке вещества передаются ударными или звуковыми (упругими) волнами. Характерное время изменения состояния вещества зависит от времени, необходимого для пробега ударных или упругих волн от рассматриваемой точки до ближайшей свободной границы тела. Для ударяющегося о поверхность планеты метеорита характерным размером будет сам размер метеорита, для частиц грунта мишени, участвующих в кратерообразовании, характерным расстоянием до свободной поверхности служит их исходная глубина залегания.

С точки зрения термодинамики вещество, подвергнутое ударному сжатию в лабораторном масштабе (время поддержания высокого давления $\sim 10^{-5}$ с) и в условиях удара крупного метеоритного тела (время поддержания высокого давления — до нескольких секунд), должно иметь одинаковую термическую историю. Однако сравнение горных пород, подвергшихся ударному сжатию при естественных крупномасштабных событиях и в лабораторных условиях, показывает, что это не так (см., например, [2]). Изучение этого интереснейшего вопроса только началось, поэтому, указав на возможность влияния масштаба события на термодинамику ударного сжатия, мы ограничимся оценками, сделанными на основе предположения о локальном термодинамическом равновесии.

Вторым существенным моментом при проведении термодинамических расчетов является задание уравнения состояния вещества. Измерение механических параметров давления и объема вещества при ударном сжатии не может дать полного описания состояния вещества — остается неизвестной температура вещества. К тому же для большинства изученных веществ значения давления и плотности измерены только вдоль одной линии в плоскости p, V — вдоль ударной адиабаты. Для изучения состояния вещества вне ударной адиабаты требуется или проведение большого объема специальных экспериментов, или использование расчетных методов, в которых центральным моментом является выбор вида уравнения состояния.

Уравнение состояния вещества связывает его механические (давление, объем) и тепловые (температуру, внутреннюю энергию, энтропию и т.д.) параметры. Вид уравнения состояния зависит в конечном счете от вида взаимодействия между частицами, составляющими вещество. Например, хорошо известно уравнение состояния идеального газа — газа из частиц, между которыми нет ни притяжения, ни отталкивания и единственным видом их взаимодействия являются столкновения. Это уравнение состояния имеет вид

$$pV = \frac{1}{\mu} RT, \quad (1.23)$$

где p — давление, V — удельный объем, μ — молекулярный вес, R — универсальная газовая постоянная, T — температура. Единственным видом внутренней энергии, которой может обладать идеальный газ, является тепловая энергия. Выраженная через механические параметры газа p , V , она имеет вид

$$e = \frac{pV}{\gamma - 1}, \quad (I.24)$$

где $\gamma = c_p/c_v$, V — удельный объем, e — плотность энергии (ее количество на единицу массы газа). Измерив в опыте скорость фронта ударной волны D и массовую скорость вещества за фронтом ударной волны U , по формулам (I.8) и (I.9) легко рассчитать давление p и плотность ρ или удельный объем $V = 1/\rho$ ударно-сжатого идеального газа и, используя (I.23), (I.24), вычислить его температуру и внутреннюю энергию.

В отличие от идеального газа атомы, составляющие твердое вещество, испытывают между собой интенсивное притяжение и отталкивание, причем знак и сила взаимодействия зависят от межатомного расстояния. При температуре абсолютного нуля атомы находятся в положения равновесия, соответствующем минимальной суммарной энергии взаимодействия атомов. При повышении температуры атомы начинают колебаться около положений равновесия, при этом вследствие ангармоничности колебаний изменяются и сами положения равновесия. Это проявляется в хорошо известном тепловом расширении вещества. Следовательно, внутренняя энергия твердых тел складывается из двух частей — энергии взаимодействия атомов за счет межатомных сил притяжения и отталкивания и энергии теплового колебания атомов около положения равновесия. Это обстоятельство и определяет подход к построению уравнения состояния твердых тел.

Хороший обзор по методам построения уравнений состояния горных пород можно найти в книге В.Н.Жаркова и В.А.Калинина [3]. Здесь мы остановимся только на одном подходе к построению уравнения состояния твердых тел — на уравнении состояния Ми–Грюнайзена. Подробное изложение идеологии построения этого уравнения можно найти в [3] и [4]; там же содержатся многочисленные данные о константах уравнения состояния.

В основании уравнения состояния Ми–Грюнайзена (МГ) покоится предположение о том, что внутреннюю энергию твердого тела можно представить в виде суммы энергии взаимодействия атомов в положении равновесия e_x и энергии теплового колебания атомов около положений равновесия e_T . Поскольку взаимодействие атомов зависит только от межатомных расстояний, энергия этого взаимодействия при изменении температуры, т.е. вид зависимости $e_x(V)$, не изменится. Поэтому очень часто величину e_x называют "холодной" энергией, что отражено и в ее обозначении. Тепловая энергия тела зависит и от объема, и от его температуры: $e_T = e_T(V, T)$. Общая энергия тела при этом имеет вид

$$e = e_x(V) + e_T(V, T). \quad (I.25)$$

Соответственно разбивается на "холодную" и "теплую" части и давление:

$$p = p_x(V) + p_T(V, T), \quad (I.26)$$

причем

$$p_x dV = -de_x. \quad (I.27)$$

Само по себе такое разделение не несет существенного упрощения. Основной же смысл подхода МГ лежит в задании связи между тепловой частью энергии e_T и тепловым давлением p_T . При определенных допущениях об изменении частот колебания атомов при изменении объема тела можно связать e_T и p_T соотношением, очень похожим на уравнение состояния идеального газа (I.24):

$$e_T = p_T V / \Gamma(V), \quad (I.28)$$

где роль показателя адиабаты играет параметр $\Gamma(V)$, называемый коэффициентом

Грюнайзена. Существенно, что коэффициент Грюнайзена зависит только от объема тела и не зависит от его температуры. Значение коэффициента Грюнайзена можно вычислить по известным термодинамическим параметрам вещества по формуле

$$\Gamma = \alpha c_0^2 / c_V, \quad (I.29)$$

где $\alpha = 1/V(\partial V/\partial T)_p$ — коэффициент объемного теплового расширения, $c_0^2 = 1/V^2 \times (\partial p/\partial V)_s$ — объемная скорость звука в веществе, c_V — теплоемкость при постоянном объеме. Объемную скорость звука, связанную с модулем всестороннего сжатия, можно определить по данным о скоростях продольных c_l и поперечных c_t звуковых волн:

$$c_0 = \sqrt{c_l^2 - 4/3 c_t^2}. \quad (I.30)$$

Такой способ вычисления коэффициента Грюнайзена неудобен тем, что мы практически никогда не знаем термодинамические коэффициенты α , c_0 , c_V в необходимом диапазоне параметров вещества. Поэтому либо применяют экспериментальные методы определения зависимости $\Gamma(V)$, либо принимают дополнительные предположения о такой зависимости. Эти предположения, конечно, имеют под собой определенные экспериментальные и теоретические обоснования. Накопленный к настоящему времени материал показывает, что для практических расчетов можно пользоваться простым соотношением

$$\Gamma/V = \Gamma_0/V_0, \quad (I.31)$$

где Γ_0 и V_0 — параметр Грюнайзена и удельный объем при нормальных условиях [7, 8]. В этом случае Γ_0 можно вычислить по формуле (I.29). Конечно, такой подход применим только в диапазоне, в котором фазовое состояние вещества не отличается от исходного. В случае фазового перехода можно построить уравнение МГ для высокобарной фазы по экспериментальным данным, однако имеющиеся к настоящему времени данные, как правило, не позволяют проводить точные вычисления тепловых свойств ударно-сжатых горных пород выше точки фазового перехода. Авторам известны только отдельные работы, где сделаны расчеты подобного рода [5, 10]. Ниже в качестве примера приведен расчет тепловых свойств алюминия, результаты которого дают правильное представление о порядках величин температуры ударно-сжатых горных пород и иллюстрируют, каким способом уравнение состояния может быть использовано для вычисления температуры ударно-сжатого вещества. Мы применяем не самый экономичный, но наглядный способ последовательного вычисления термических параметров вещества.

Пусть имеется некоторое вещество с известной ударной адиабатой в виде (I.14) и термодинамическими параметрами, позволяющими вычислить коэффициент Грюнайзена Γ_0 при нормальных условиях, причем зависимость $\Gamma(V)$ имеет вид (I.31). Для компактности вычислений введем вместо удельного объема V переменную

$$\delta = 1 - V/V_0. \quad (I.32)$$

Тогда, используя полученные выше отношения (I.8), (I.10), (I.32), можно получить следующие зависимости:

давление в ударной волне

$$p = \frac{A^2}{V_0} \frac{\delta}{(1 - B\delta)^2}; \quad (I.33)$$

скорость фронта и массовая скорость вещества

$$D = \frac{A}{1 - B\delta}; \quad U = A \frac{\delta}{1 - B\delta} = \delta D; \quad (I.34)$$

плотность внутренней энергии за фронтом ударной волны

$$e = \frac{A^2}{2} \frac{\delta^2}{(1 - B\delta)^2} \quad (1.35)$$

Из этих формул видно, что для дальнейших вычислений удобно ввести безразмерные величины: $\bar{p} = pV_0/A^2$; $\bar{D} = D/A$; $\bar{U} = U/A$; $\bar{e} = e/A^2$. Тогда формулы (1.33), (1.34), (1.35) примут вид

$$\bar{p} = \delta/(1 - B\delta)^2; \quad \bar{D} = 1/(1 - B\delta); \quad \bar{U} = \delta\bar{D}; \quad \bar{e} = 0,5\delta^2/(1 - B\delta)^2.$$

Представляя в соответствии с теорией МГ давление и внутреннюю энергию в виде "холодной" и "тепловой" частей (1.21), (1.22), получим систему уравнений, связывающих параметры вещества за фронтом ударной волны, т.е. в состояниях, лежащих на ударной адиабате:

$$\begin{aligned} \bar{p} &= \bar{p}_x + \bar{p}_T = \delta/(1 - B\delta)^2, \\ \bar{e} &= \bar{e}_x + \bar{e}_T = \delta^2/[2(1 - B\delta)^2], \\ \bar{p}_x &= d\bar{e}_x/d\delta; \\ \bar{p}_T &= \Gamma\bar{e}_T/(1 - \delta). \end{aligned} \quad (1.36)$$

Разрешая эту систему относительно e_x , получим дифференциальное уравнение

$$\frac{d\bar{e}_x}{d\delta} - \frac{\Gamma}{1 - \delta} \bar{e}_x = \frac{\delta}{(1 - B\delta)^2} - \frac{\Gamma\delta^2}{2(1 - \delta)(1 - B\delta)^2}, \quad (1.37)$$

причем $\Gamma = \Gamma_0(1 - \delta)$ в соответствии с (1.31). Его решение имеет вид (при $e_x(\delta = 0) = 0$)

$$\bar{e}_x(\delta) = \exp(\Gamma_0\delta_1) \int_0^{\delta_1} \left[\frac{2\delta - \Gamma_0\delta^2}{2(1 - B\delta)^2} \right] \exp(-\Gamma_0\delta) d\delta. \quad (1.38)$$

Здесь $\delta_1 = 1 - V_1/V_0$ — значение объема ударно-сжатого вещества, для которого проводится расчет. Значение "холодной" части внутренней энергии легко находится: $e_x = A^2\bar{e}_x$. Затем по формулам (1.33), (1.35) находятся давление p и энергия e для заданной величины δ . Таким образом мы получаем все необходимые данные для расчета тепловой энергии e_T :

$$e_T(\delta) = e(\delta) - e_x(\delta).$$

Вычисление температуры по известному значению e_T требует информации о зависимости теплоемкости от температуры и давления. Часто эту зависимость определяют с

Таблица 2
Безразмерные термодинамические параметры ударно-сжатого алюминия, рассчитанные по уравнению состояния Ми-Грюнайзена

Сжатие δ (1.32)	Удельная внутренняя энергия			Давление		
	полная $\bar{e} = e/A^2$	"холодная" $\bar{e}_x = e_x/A^2$	"тепловая" $\bar{e}_T = e_T/A^2$	полное $\bar{p} = pV_0/A^2$	"тепловое" $\bar{p}_T = p_TV_0/A^2$	"холодное" $\bar{p}_x = \bar{p}_xV_0/A^2$
0,1	0,0067	0,0061	0,0006	0,135	0,0013	0,134
0,2	0,0386	0,0301	0,0085	0,386	0,0169	0,369
0,3	0,134	0,0867	0,0473	0,892	0,0946	0,797
0,4	0,412	0,204	0,207	2,06	0,414	1,646
0,5	1,39	0,459	0,93	5,55	1,86	3,69

помощью теории Дебая [8], здесь же мы ограничимся простейшей оценкой с постоянным значением теплоемкости c . Тогда приращение температуры вещества за ударной волной ΔT_1 легко оценить по формуле

$$\Delta T_1(\delta) = e_T(\delta)/c. \quad (I.39)$$

Таким образом, цепочка предположений об уравнении состояния вещества позволила нам оценить температуру за ударной волной. Результаты конкретных расчетов для алюминия приведены в табл. 2, температура на фронте ударной волны в алюминии показана на рис. 12. Некоторые данные о подобных расчетах для горных пород собраны в разделе IV.1.

Из табл. 2 видно, что с увеличением степени сжатия возрастает роль "тепловых" частей энергии и давления, т.е. при большой интенсивности ударная волна не только сжимает, но и нагревает вещество.

1.6. РАЗГРУЗКА И ФАЗОВОЕ СОСТОЯНИЕ ВЕЩЕСТВА ПОСЛЕ УДАРНОГО СЖАТИЯ

Ни одна ударная волна в природе не бывает бесконечной, поэтому в какой-то момент времени давление в точке, где находится ударно-сжатое вещество, начинает уменьшаться. При этом вещество начинает расширяться, удельный объем его возрастает. Подчеркивая взаимосвязь термодинамических параметров вещества при описании этого процесса, можно сказать, что точка, отвечающая термодинамическому состоянию вещества, начинает двигаться в пространстве термодинамических переменных, смещаясь со своего положения на ударной адиабате, вдоль некоторой линии, называемой линией разгрузки. Если мы предположим, как и ранее, что вещество находится в локальном термодинамическом равновесии, то вследствие малой скорости процессов теплопроводности по сравнению со скоростью изменения состояния вещества за счет динамических процессов мы можем предположить, что процесс разгрузки происходит без теплообмена с окружающей средой, т.е. адиабатически. В этом случае при разгрузке сохраняется значение энтропии S , приобретенное веществом при ударном сжатии, и, следовательно, линия разгрузки является изэнтропой.

Получим вначале аналитическое выражение для изменения тепловой энергии вдоль изэнтропы разгрузки. Для этого воспользуемся термодинамическим тождеством $de = TdS - pdV$. Вдоль изэнтропы $dS = 0$, и тождество приводится к виду $de = -pdV$. Представляя, как и ранее, энергию и давление в виде "холодной" и "тепловой" частей, получим

$$de_x + de_T = -p_x dV - p_T dV.$$

Поскольку $de_x = -p_x dV$, вдоль изэнтропы выполняется соотношение

$$de_T = -p_T dV.$$

Подставляя сюда выражение (I.28), получим дифференциальное уравнение для e_T :

$$de_T = -\frac{\Gamma(V)}{V} e_T(V) dV.$$

Принимая зависимость $\Gamma(V)$ в виде (I.31) и интегрируя уравнение для e_T от точки на ударном фронте с энергией e_{T_1} и удельным объемом V_1 , получим выражение

$$e_T(V) = e_{T_1} \exp \left[-\frac{\Gamma_0}{V_0} (V - V_1) \right]. \quad (I.40)$$

Используя это соотношение, можно рассчитать величину тепловой энергии в любой точке изэнтропы разгрузки, лежащей в области применимости уравнения состояния

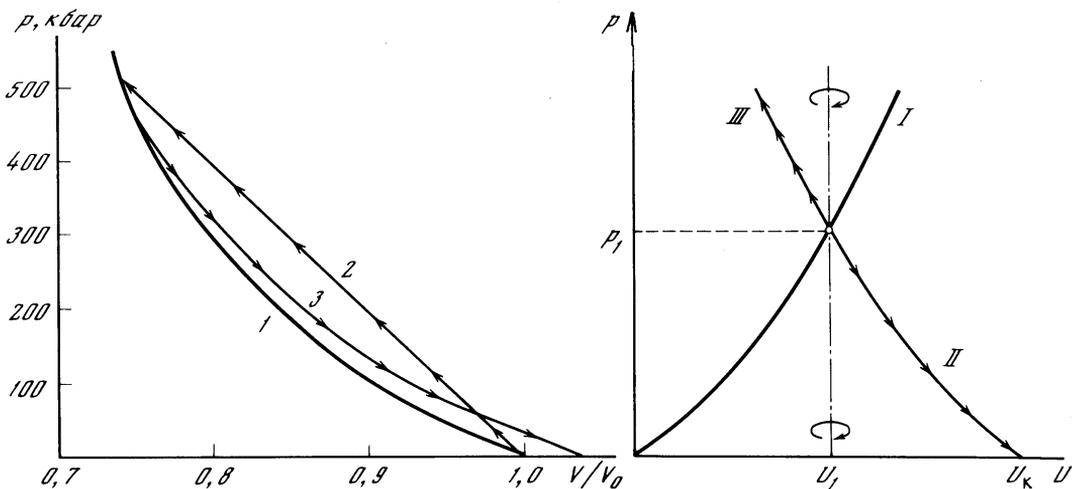


Рис. 9. Ударная адиабата алюминия (1) в координатах $p-V/V_0$; ударное сжатие до давления 520 кбар (2) и изэнтропа разгрузки (3) [9]

Рис. 10. Ударная адиабата (I) вещества в координатах $p-U$ в приближении зеркального отражения (переворот вокруг оси U_1) позволяет оценивать вид изэнтропы разгрузки (II) и адиабаты вторичного сжатия (III) из состояния p_1, U_1

Ми-Грюнайзена. Используя зависимости $p_T = \Gamma e_T/V$ и $p_x(V)$ из данных об ударной адиабате вещества, с помощью (1.40) можно рассчитать изэнтропы разгрузки вещества в координатах $p-V$, учитывая, что $p = p_x + p_T$.

На рис. 9 показана ударная адиабата алюминия и изэнтропа разгрузки из точки на ударном фронте с давлением $p = 518$ кбар [9]. Здесь видна характерная особенность изэнтроп разгрузки — при умеренных давлениях они идут очень близко к линии ударной адиабаты. Поэтому часто при небольших отклонениях от состояния за ударной волной изэнтропу разгрузки аппроксимируют уравнением ударной адиабаты. Сходство изэнтропы разгрузки и ударной адиабаты в координатах $p-V$ в координатах $p-U$ выражается в том, что линии состояний, в которые может попасть вещество из точки (p_1, U_1) , соответствующей состоянию за фронтом ударной волны, лежат на линии, являющейся зеркальным отражением ударной адиабаты I относительно вертикальной линии $U = U_1$ (рис. 10). При этом ветвь II, отвечающая давлениям $p < p_1$, будет отвечать изэнтропе разгрузки, а ветвь III для $p > p_1$ будет называться адиабатой вторичного сжатия. При небольших амплитудах вторичного сжатия эта ветвь будет также являться зеркальным отражением ударной адиабаты I.

Особенно важной величиной является температура вещества после разгрузки до нормального давления, так как эта температура определяет фазовое состояние вещества (твердое нагретое вещество, расплав, испаренное вещество) по окончании ударного процесса. Оценку остаточной температуры вещества T_K можно проводить по следующей схеме. Вначале по данным об ударной адиабате и термодинамическим константам вещества рассчитывается состояние вещества за фронтом ударной волны с интересующей нас амплитудой p_1 . В данном случае основной интерес представляет величина тепловой энергии e_{T_1} . Затем по формуле (1.40) рассчитывается значение тепловой энергии $e_T(V)$ при любом значении удельного объема V . Чтобы определить значение объема V_K и температуру T_K при нормальном давлении, используется следующая процедура. Рассчитывается изменение удельного объема за счет теплового расширения тела при повышении температуры и нормальном давлении:

$$V(T_K) = V_0 + \int_{T_0}^T \alpha(T) dT, \quad (1.41)$$

и приращение тепловой энергии при этом

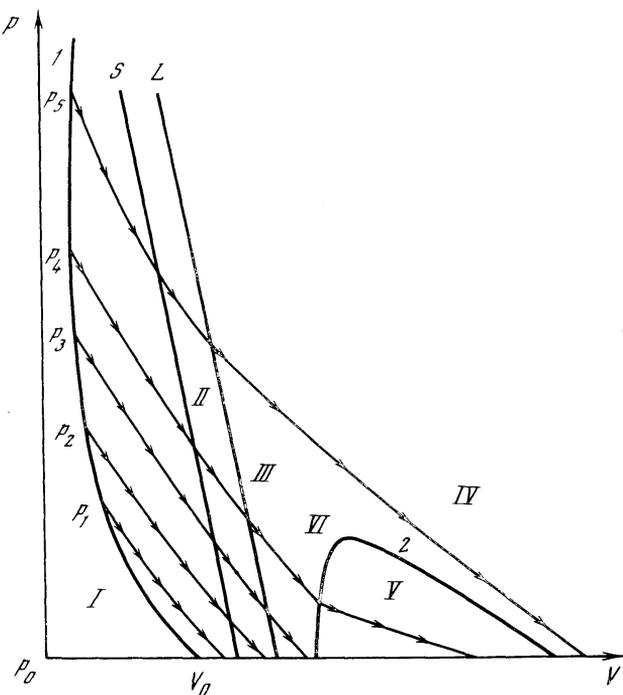
$$\Delta e_T(T_K) = \int_{T_0}^{T_K} c_p(T) dT. \quad (I.42)$$

Подбором или итерационными методами определяют такую температуру T_K , при которой значения $V(T_K)$ и $\Delta e_T(T_K)$, определяемые уравнениями (I.41) и (I.42), оказываются лежащими на изэнтропе разгрузки (I.40).

Подобная процедура дает удовлетворительные результаты в том случае, когда при разгрузке вещество остается твердым, т.е. не выходит из однофазной области. На рис. 11 показана общая схема взаимного расположения ударной адиабаты, изэнтроп разгрузки и границ фазового состояния вещества. Отметим одну особенность, характерную для большинства горных пород: ударная адиабата — геометрическое место точек состояния вещества за ударной волной при давлениях до нескольких мегабар находится в области твердого состояния вещества, т.е. большинство веществ не плавится на фронте ударной волны при давлениях, при разгрузке от которых они оказываются расплавленными.

Вместе с тем динамическое сжатие вещества существенно отличается от статического больших пластических деформациями. Ударная волна, проходящая через вещество; создает чрезвычайно высокую плотность дефектов (дислокаций, вакансий), которые изменяют свойства вещества. Как показали опыты, статическое или плавное динамическое сжатие намного слабее нарушает микроструктуру вещества. Вследствие нарушения микроструктуры минералов ударными волнами возникают, например, так называемые диаплектовые стекла — не претерпевшее плавления вещество, координация взаимного расположения атомов в котором настолько нарушена, что физические методы диагностики кристаллических веществ (измерение двупреломления, рентгеновская дифрактография и др.) показывают уменьшение степени кристалличности минералов вплоть до полного ее исчезновения после прохождения ударной волны достаточно большой интенсивности.

Изменение фазового состояния вещества может происходить при разгрузке, когда



точка, описывающая состояние вещества, движется вдоль изэнтропы разгрузки. На рис. 11 качественно показана серия изэнтроп разгрузки вещества, сжатого ударной волной до различных давлений. Хотя рисунок носит чисто иллюстративный характер, он отражает две важные черты хода изэнтроп разгрузки: вследствие относитель-

Рис. 11. Качественная схема взаимного расположения ударной адиабаты, изэнтроп разгрузки (кривые со стрелками) и фазовых границ вещества в координатах $p-V$

1 — адиабата; 2 — граница области двухфазного состояния; S — солидус, L — ликвидус; I — твердое тело; II — область сосуществования твердой фазы и расплава; III — расплав; IV — пар; V — область сосуществования расплава и пара; VI — критическая точка, выше критической точки расплав переходит в пар без распада на фазы

но небольшого изменения плотности при переходе через линии солидуса и ликвидуса (S и L) изэнтропы слабо меняют свой наклон, поэтому для оценок их можно описывать единой гладкой кривой и для твердого и для жидкого состояния вещества, однако при попадании вещества в область смеси жидкой и газовой фаз наклон изэнтроп резко уменьшается вследствие того, что испаренная часть вещества занимает намного больший удельный объем, чем жидкая фаза при тех же температуре и давлении. Более подробно процесс испарения вещества при разгрузке рассмотрен в главе V.

На рис. 11 можно видеть, что конечные удельные объемы разгруженного вещества возрастают при увеличении давления в исходной ударной волне. Это связано, как уже отмечалось ранее, с повышением остаточной температуры вещества T_K и связанным с этим тепловым расширением вещества. В зависимости от начального давления в ударной волне разгруженное вещество (см. рис. 11) может быть твердым (разгрузка от давления p_1), частично расплавленным (разгрузка от давления p_2), полностью расплавленным (разгрузка от давления p_3), частично испаренным (разгрузка от давления p_4) и, наконец, полностью испаренным (разгрузка от давления p_5). Величины давлений в ударной волне, при разгрузке от которых вещество оказывается в том или ином состоянии, зависят от вида вещества. Некоторые из имеющихся в литературе данных по горным породам приведены в главе IV.

При расчете остаточных температур по формулам (I.40)–(I.42) для области, в которой вещество перестает быть полностью твердым, требуется учитывать изменение свойств вещества при фазовых переходах. Основную трудность представляет расчет изэнтроп разгрузки в области фазового перехода, требующий знания термодинамических констант вещества при высоких давлениях и температурах. При отсутствии в настоящее время таких данных для оценок можно использовать следующий приближенный подход. Предположим, что ход изэнтроп разгрузки не меняется при переходе в область жидкого состояния и вся роль плавления сводится к поглощению при разгрузке скрытой теплоты плавления λ и к увеличению объема вещества при плавлении $\Delta V_{пл}$. Тогда для температур T_K , больших температуры плавления $T_{пл}$, формулы (I.41), (I.42) можно записать в виде:

$$V(T_K) = V_0 + \int_{T_0}^{T_{пл}} \alpha dT + \Delta V_{пл} + \int_{T_{пл}}^{T_K} \alpha dT, \quad (I.43)$$

$$\Delta e_T(T_K) = \int_{T_0}^{T_{пл}} c_p dT + \lambda + \int_{T_{пл}}^{T_K} c_p dT, \quad (I.44)$$

которые в совокупности с (I.40) позволяют рассчитать остаточные температуры расплава вплоть до температуры испарения $T_{и}$. Изэнтропы, после разгрузки вдоль которых вещество попадает в область смеси жидкость + газ, уже не могут быть описаны формулой (I.40), и, следовательно, описанный выше метод становится неприменимым.

На рис. 12 показаны результаты расчета T_K по формулам (I.40)–(I.44) для алюминия при упрощающем предположении о независимости коэффициента объемного теплового расширения α и теплоемкости c_p от температуры. Эти константы были выбраны как некоторые средние для исследуемого диапазона температур. Для расчета использовались следующие коэффициенты $\Gamma_0 = 2,0$; $\alpha = 7,0 \cdot 10^{-6}$ 1/град, $\Delta V_{пл} = 0,018$ см³/г, $\lambda = 4 \cdot 10^9$ эрг/г, $c_p = 10^7$ эрг/г · град; $T_{пл} = 933$ К. Исходными данными служили значения p и e_{T_1} , приведенные в табл. 2. Полученная в расчете остаточная температура T_K приведена на рис. 12 в зависимости от давления в ударной волне p . Для сравнения приведена такая же зависимость из работы [11], в которой использовалось интерполяционное уравнение состояния Тиллотсона. Видно, что сделанная нами простая оценка вполне сопоставима с более точными расчетами [11]. Из рис. 12 видны характерные особенности изменения остаточной температуры после разгрузки с ростом давления в исходной ударной волне. Сначала температура монотонно возрастает с ростом давления и при давлении начала плавления ($p_{нп}$) достигает температуры плавления. При

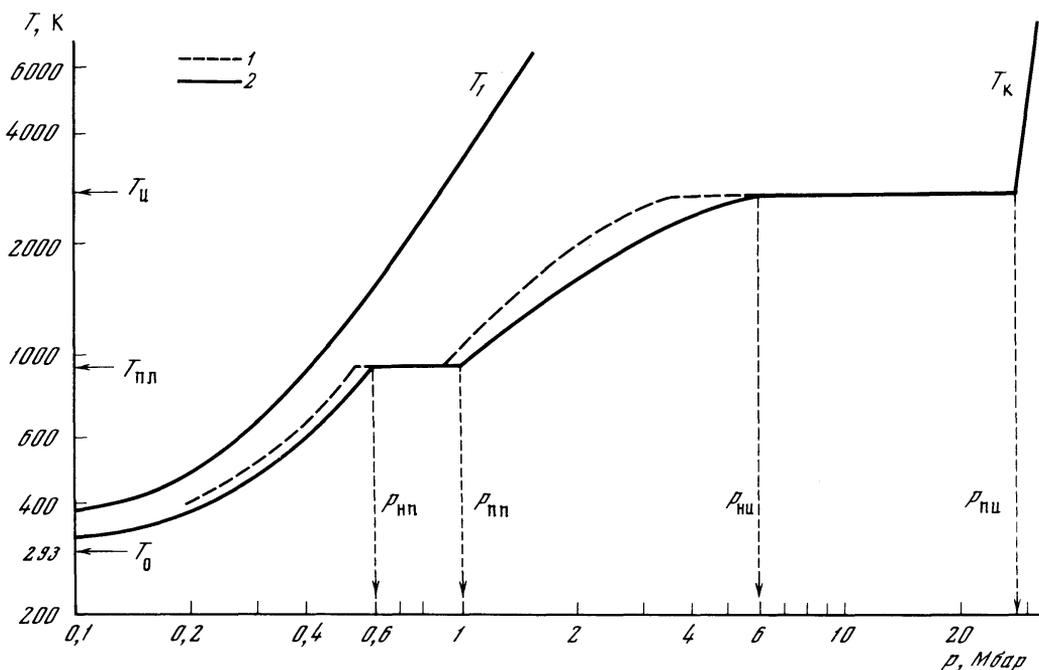


Рис. 12. Расчетные зависимости температуры на фронте ударной волны (T_1) и остаточной температуры после разгрузки (T_K) от давления на фронте ударной волны для алюминия

1 — оценка T_K по формулам (1.40) — (1.44); 2 — более точные данные [11]; T_0 — исходная температура до ударного сжатия, равная 293 К (20°С); $T_{пл}$ — температура плавления алюминия, равная 933 К; $T_{и}$ — температура испарения, равная 2700 К

изменении давления от $p_{пп}$ до $p_{пп}$ (пп — полное плавление) остаточная температура алюминия остается постоянной и равной $T_{пл}$, т.е. вещество в этом интервале давлений находится в состоянии частичного плавления. При дальнейшем росте давления разгруженное вещество представляет собой перегретый расплав. При превышении давлением величины $p_{ни}$ (ни — начало испарения) разгруженное вещество оказывается частично испаренным, и, наконец, при давлении, большем $p_{пи}$ (пи — полное испарение), разгрузка приведет к полному испарению вещества.

Описанная выше картина зависимости $T_K(p)$ характерна для всех твердых веществ, хотя, конечно, она усложняется для горных пород, в которых наряду с процессами частичного плавления и испарения, обусловленными чисто термодинамическими факторами, различные минеральные составляющие могут плавиться при разгрузке от различных начальных давлений из-за отличий в свойствах минералов, слагающих горные породы. Это обстоятельство также приводит к появлению частично расплавленного вещества после воздействия на горные породы ударных волн определенной интенсивности.

1.7. УПРУГИЕ ПРЕДВЕСТНИКИ УДАРНЫХ ВОЛН В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Изложенная выше элементарная механика сжатия в ударной волне неявно включает предположение о том, что твердое вещество за фронтом волны ведет себя подобно жидкости в том смысле, что давление в сжатом веществе одинаково во всех направлениях. Для реальных твердых тел подобное предположение правомерно при давлениях на фронте ударной волны в несколько сот килобар и более. При меньших давлениях на распространении ударных волн будут сказываться прочностные свойства твердых

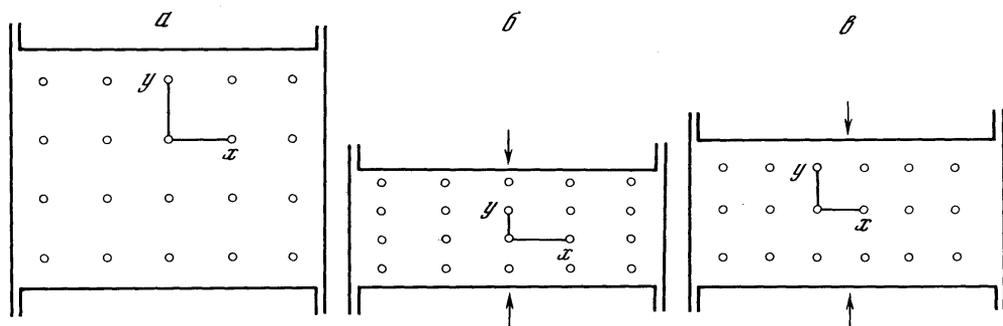


Рис. 13. Схема сжатия твердого тела

a – расположение атомов твердого тела до сжатия; *б* – одномерное сжатие твердого тела при давлениях, меньших динамического предела упругости (ДПУ), – уменьшаются только расстояния *y*; *в* – объемное сжатие твердого тела при давлениях, больших ДПУ, – за счет пластических деформаций уменьшаются и *x*, и *y*

тел, или, конкретнее, способность твердых тел выдерживать сдвиговые напряжения, меньшие некоторой величины, называемой прочностью твердого тела на сдвиг.

Поясним влияние прочности твердого тела на распространение ударных волн, следуя в основном монографии Я.Б. Зельдовича и Ю.П. Райзера [4].

Сжатие ударной волной отличается от гидростатического (всестороннего) сжатия тем, что тело подвергается одномерной нагрузке в направлении, перпендикулярном плоскости фронта ударной волны. На рис. 13*а* показана схема кристаллической решетки твердого тела при нулевом давлении. Если бы твердое тело обладало бесконечно большой прочностью на сдвиг, то столбик такого вещества при одноосном сжатии деформировался бы только в направлении сжатия (если пренебречь краевыми эффектами свободных граней). В этом случае при сжатии уменьшались бы только межатомные расстояния в направлении действия сжимающего усилия, как это показано на рис. 13*б*. При этом порядок расположения атомов в решетке не изменяется, следовательно, при снятии нагрузки межатомные расстояния восстановятся и тело примет исходную форму. Такое поведение принято называть упругим.

Реальное твердое тело, обладающее конечной прочностью на сдвиг, ведет себя упруго только при сжимающих нагрузках, при которых сдвиговые напряжения, развивающиеся в теле при сжатии, не превосходят прочность тела на сдвиг. При превышении этого предела упругое поведение тела переходит в пластическое – за счет движения дислокаций происходит перестройка взаимного расположения атомов в решетке, в результате чего изменяются межатомные расстояния не только в направлении действия нагрузки, но и в других направлениях (см. рис. 13*в*). Естественно, что из-за перестройки атомной решетки после снятия нагрузки тело не возвращается к прежней форме, что и является основным признаком пластического поведения. Из схем, представленных на рис. 13*б*, *в*, следует, что некоторое заданное изменение объема твердого тела в упругом режиме требует большего уменьшения межатомных расстояний, чем в пластическом режиме. Из-за того, что силы отталкивания между атомами быстро возрастают при уменьшении межатомного расстояния, для уменьшения объема в упругом режиме требуется большее внешнее давление, чем в пластическом режиме. Это проиллюстрировано на рис. 14*а*, где показана зависимость нагрузки p от удельного объема тела V в упругом и пластическом режимах. Сжатие реального твердого тела ударной волной происходит в две стадии – вначале сжатие идет вдоль упругой ветви, пока сдвиговые напряжения в твердом теле не достигнут динамического предела прочности, при превышении которого упругое одномерное сжатие сменяется трехмерным пластическим и точка, отвечающая состоянию тела в координатах $p-V$, переходит на пластическую ветвь II (см. рис. 14*а*). Следовательно, состояние тела при переходе от точки 0 в точ-

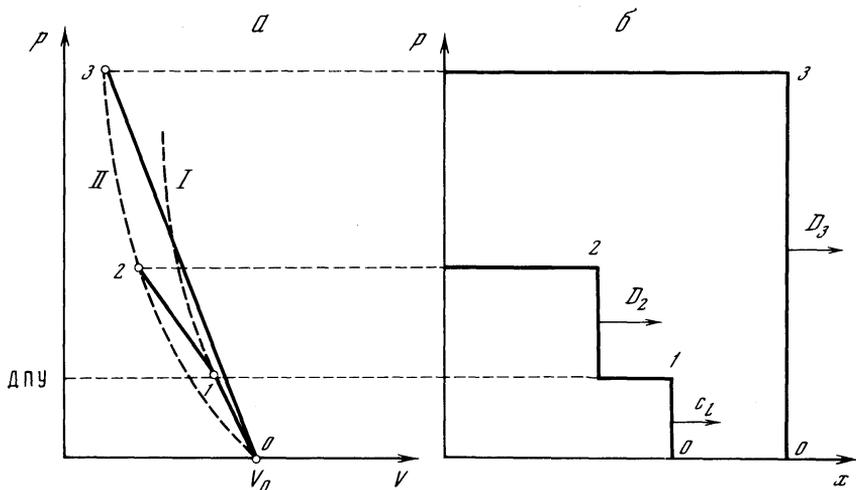


Рис. 14. Схема возникновения упругого предвестника при ударном сжатии твердого тела в координатах $p-V$ (а) и профили давления в ударных волнах (б)

I – ударная адиабата при одномерном сжатии твердого тела (реализуется только при давлениях, меньших ДПУ); II – ударная адиабата при объемном сжатии

ку 2 (см. рис. 14,а) будет меняться в два скачка – из точки 0 в точку 1 и из точки 1 в точку 2 . Поскольку в упругом режиме тело ведет себя более "жестко", чем в пластическом, наклон луча $1-2$ будет меньше, чем наклон луча $0-1$, и, как следует из раздела 1.3 и рис. 4, скорость распространения волны, во фронте которой достигается состояние 1 , будет больше, чем скорость распространения волны с состоянием 2 на фронте. Происходит так называемое расщепление ударной волны на две ударные волны, распространяющиеся друг за другом (см. рис. 14,б).

Давление в первой ударной волне, предельное для сохранения упругого режима сжатия, называется динамическим пределом упругости (ДПУ), а волна сжатия до ДПУ, бегущая впереди основной ударной волны, сжимающей тело до конечного состояния, называется упругим предвестником.

По мере роста интенсивности основной ударной волны за фронтом может быть достигнуто состояние 3 (см. рис. 14,а), при котором прямой луч, соединяющий начальное и конечное состояния, пройдет выше точки 1 , отвечающей ДПУ. При этом скорость ударной волны становится выше скорости упругого предвестника и расщепления ударной волны не происходит – прямо на фронте основной ударной волны осуществляется пластическое сжатие вещества.

Несмотря на принципиальную ясность причин возникновения упругого предвестника, свойства его в реальных твердых телах остаются во многом непонятными. Например, величина ДПУ может зависеть от амплитуды следующей за ним основной ударной волны. Некоторые сведения о конкретных значениях ДПУ минералов и горных пород приведены в разделе IV.1.

1.8. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

Состояние вещества на фронте ударной волны можно описать двумя равноправными парами переменных – скоростью фронта ударной волны D и массовой скоростью вещества за фронтом U или давлением на фронте ударной волны p и плотностью вещества ρ (или удельным объемом $V = 1/\rho$). Равноправными являются также смешанные пары переменных $p-U$, $p-D$ и т.д.

Основные пары переменных связаны следующими соотношениями (1.8), (1.8'), (1.9), (1.9'):

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{D}{D-U} \quad \text{или} \quad \frac{V}{V_0} = 1 - \frac{U}{D};$$

$$p = \rho_0 D U \quad \text{или} \quad p = D U / V_0,$$

где индексом 0 помечены исходные параметры вещества перед фронтом ударной волны, а начальное давление в веществе p_0 считается много меньшим давления на фронте p .

Приращение удельной (на единицу массы) внутренней энергии на фронте ударной волны (1.11)

$$e_1 - e_0 = U^2/2.$$

Если известны давление на фронте ударной волны p и разница удельных объемов сжатого и несжатого вещества $(V - V_0)$, то можно найти параметры D и U ударной волны (1.12), (1.13):

$$D = V_0 \sqrt{p/(V_0 - V)},$$
$$U = \sqrt{p(V_0 - V)}.$$

Геометрическое место точек состояний вещества в ударных волнах различной интенсивности называется ударной адиабатой. Для большинства твердых тел ударная адиабата или каждый отдельный ее участок в координатах $D-U$ имеет вид (1.14)

$$D = A + B U.$$

Постоянные A и B определяются экспериментально для каждого вещества.

При плоском соударении со скоростью v_0 двух тел, состоящих из одинакового вещества, параметры ударной волны, возникающей при соударении, рассчитываются по приведенным выше формулам при условии, что массовая скорость

$$U = v_0/2.$$

При ударном сжатии вещество нагревается и после снятия давления (после разгрузки) за счет оставшегося в веществе тепла может изменять свое фазовое состояние (частично или полностью расплавиться или испариться).

В случае реальных твердых тел в определенном диапазоне давлений перед фронтом ударной волны может распространяться упругий предвестник — упругая волна, амплитуда которой зависит от динамического предела прочности вещества.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Альтшуллер Л.В.* Применение ударных волн в физике высоких давлений. — Успехи физ. наук, 1965, 85, вып. 2, с. 197–258.
2. *Вальтер А.А., Гуров Е.П.* Ударный метаморфизм и ударное плавление — уникальные геологические процессы, связанные с образованием взрывных метеоритных кратеров. — В кн.: Метеоритные структуры на поверхности планет. М.: Наука, 1979, с. 126–148.
3. *Жарков В.Н., Калинин В.А.* Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах М.: Наука, 1968. 311 с.
4. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. 2-е изд. М.: Наука, 1966. 686 с.
5. *Калинин В.А., Паньков В.П., Жарков В.Н.* Уравнения состояния дунитов и бронзититов, испытывающих полиморфные переходы под давлением. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1972, № 7, с. 80–98.
6. *Компанец А.С.* Законы физической статистики, ударные волны, сверхплотное вещество. М.: Наука, 1976. 288 с.
7. *Мак-Куин Р., Марш С.* Уравнение состояния 19 металлических элементов. — В кн.: Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях/Пер. В.А. Калинина; Под

ред. В.Н. Жаркова. М.: Мир, 1965, с. 93–143.

8. Мак-Куин Р., Марш С., Тейлор Дж. и др. Уравнение состояния твердых тел по результатам исследования ударных волн. — В кн.: Высокоскоростные ударные явления/Пер. В.П. Корявова; Под ред. В.Н. Николаевского. М.: Мир, 1973, с. 299–427.

9. Райс М., Мак-Куин Р., Уолш Дж. Сжатие твердых тел сильными ударными волнами. — В кн.: Динамические исследования твердых

тел при высоких давлениях/Пер. В.А. Калинина; Под ред. В.Н. Жаркова. М.: Мир, 1965, с. 9–92.

10. Ahrens T.J., Petersen C.F., Rosenberg J.T. Shock compression of feldspars. — J. Geophys. Res., 1969, 74, N 10, p. 2727–2746.

11. Bjork R.L., Kreyenhagen K.N., Wagner M.H. Analytical study of impact effects as applied to the meteoroid hazard. Report of Hydrodynamics, Inc. N NASA CR-757. Sherman Oaks, (Cal.), 1967. 186 p.

Г Л А В А II

ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ И МЕХАНИКИ КРАТЕРООБРАЗОВАНИЯ

Цель данной главы — описать основные черты кратерообразования как физического и механического процессов. Поскольку кратерообразование — довольно сложный процесс, его изучение требует применения различных приемов и методов. Такой подход характерен уже для ранних теоретических работ К.П. Станюковича и В.В. Федынского [32, 33], в которых отдельно были рассмотрены вопросы распространения ударных волн и собственно движение вещества мишени, приводящее к образованию кратера. Позднее было предложено условно разделить процесс кратерообразования на последовательные во времени стадии, отличающиеся относительной значимостью различных физико-механических процессов [49]: 1) ударно-волновая стадия; 2) стадия выброса вещества (или экскавации); 3) стадия изменения формы кратера. Хотя можно спорить о точном названии отдельных стадий и даже о самом способе разделения на стадии, эта схема и в настоящее время остается достаточно удобной и распространенной. Авторы данной книги также придерживаются ее в своем изложении.

Ударно-волновая стадия — самая быстротечная в процессе кратерообразования. Ее длительность можно определить временем, за которое ударная волна отошла от точки удара за пределы будущего кратера. Нижним пределом скорости ударной волны является скорость звука c_0 (см. главу I). Поэтому длительность ударно-волновой стадии можно определить как

$$t_1 = D_r/c_0,$$

где D_r — диаметр кратера, c_0 — скорость звука в породах мишени — поверхности планетного тела, испытывающей метеоритный удар. Характерные величины c_0 для скальных горных пород составляют 3–5 км/с.

За фронтом ударной волны вещество мишени приходит в движение — начинается кратерообразующее течение материала мишени, его деформирование и выброс за пределы образующегося кратера. Для кратеров, которые в разделе II.2 будут названы гравитационными, время окончания выброса материала [15] выражается формулой

$$t_2 \approx \sqrt{D_r/2g},$$

где g — ускорение силы тяжести.

Таким образом, ударно-волновая стадия образования кратера диаметром, например, 10 км длится 2–3 с, а стадия экскавации (при $g = 162–981 \text{ см/с}^2$) — от 20 до 50 с. Такая разница в продолжительности этих стадий позволяет рассматривать их отдельно, как следующие одна за другой. Длительность стадии изменения формы кратера в настоящее время определить трудно ввиду отсутствия ясности в механизмах такого изменения.

Основное внимание в данной главе будет сосредоточено на простейшей ситуации метеоритного кратерообразования — отвесном падении метеоритов на однородные

по глубине мишени. Нижняя граница диапазона описываемых явлений определяется в основном масштабом лабораторных опытов (диаметры кратеров порядка нескольких сантиметров), верхняя граница — размерами структур, которые уже перестают быть собственно кратерами и превращаются в многокольцевые бассейны и в применении к которым весьма проблематичны многие заключения, относящиеся к структурам меньшего масштаба.

II.1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН

Уже давно было отмечено большое сходство в распространении ударных волн, возникающих при взрывах и ударах высокоскоростных тел [33, 37], и не случайно математические приемы, использованные для первого опубликованного численного расчета механического действия контактного ядерного взрыва, сделанного в 1960 г. (см. [3]), были сразу использованы для расчета удара высокоскоростного метеорита [39].

II.1.1. Общая картина распространения ударных волн при взрыве и высокоскоростном ударе

Рассмотрим сначала сферически-симметричный взрыв в заполненном некоторым веществом пространстве. Любой взрыв можно определить как превращение внутренней энергии взрывчатого вещества (ВВ), химического или ядерного, в тепловую энергию хаотически движущихся частиц продуктов взрыва (ПВ). Следует заметить, что в случае ядерного взрыва значительная часть энергии преобразуется в энергию электромагнитного излучения, но при подземном взрыве эта энергия очень быстро поглощается окружающим веществом, также преобразуясь в тепловую энергию паров грунта. Горячие ПВ начинают расширяться, раздвигая при этом окружающее вещество. Поскольку скорости смещения границы ПВ—грунт очень велики, расширяющиеся ПВ играют роль поршня, возбуждающего в окружающем веществе ударную волну. В силу симметрии фронт ударной волны будет иметь форму сферы, радиус которой увеличивается с течением времени.

По мере того, как ударная волна удаляется от центра взрыва, в движение вовлекается все большая масса вещества. Помимо этого, ударная волна необратимо нагревает вещество (см. главу I). Потери энергии и ее перераспределение на все большую массу приводят к тому, что скорость продвижения фронта ударной волны уменьшается и давление на фронте волны падает, становятся меньше сжатие и нагрев вещества при ударном сжатии. Все эти явления получили название **затухания ударной волны**. В конечном счете скорость волны упадет до скорости звука, напряжения на фронте волны станут меньшими, чем прочность материала, и ударная волна перейдет в сейсмическую волну.

Следует сразу отметить, что основная энергия взрыва расходуется на нагрев вещества при ударном сжатии и при пластическом течении за фронтом ударной волны, а в виде сейсмических волн излучается всего несколько процентов полной энергии взрыва [24].

Отметим важные свойства воздействия ударной волны на вещество: 1) каждая частица в момент прихода ударной волны резко сжимается, при этом давление в частице **скачком** изменяется от нулевого или литостатического (в зависимости от ее исходного положения) до максимального (или пикового) давления в ударной волне; 2) распространение ударных волн происходит таким образом, что после прохождения фронта ударной волны через данную частицу давление, сжимающее частицу, может только уменьшаться с течением времени. Скорость этого уменьшения зависит в первую очередь от масштаба явления, т.е. от полной энергии взрыва.

В связи с этими особенностями удобно разделять вещество мишени на зоны по величине максимального пикового давления, которое имела ударная волна в каждой зоне. Как было показано в главе I, различные давления на фронте ударной волны приводят к изменению свойств вещества как на фронте ударной волны, так и после раз-

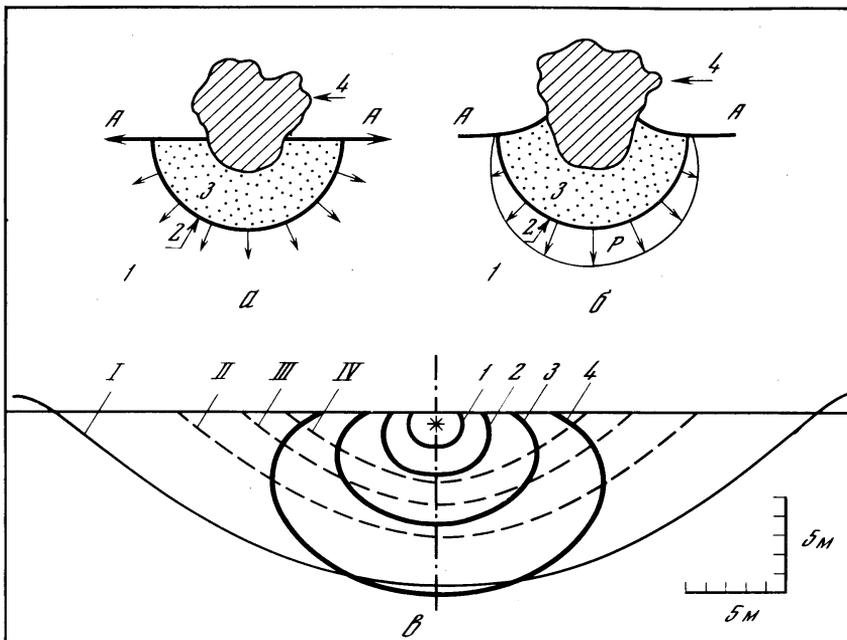


Рис. 15. Распространение ударной волны

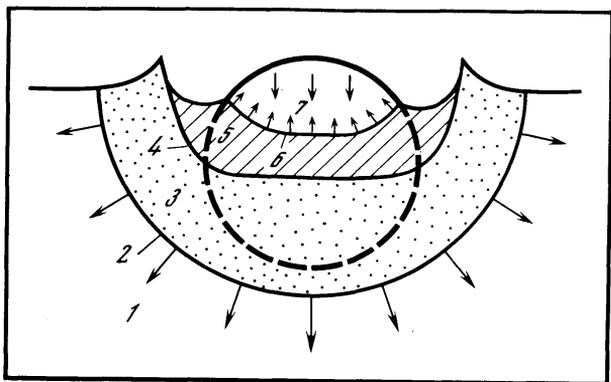
a – при контактном взрыве в приближении "половины" подземного взрыва; *б* – с учетом ослабления ударной волны вблизи свободной поверхности; 1 – несжатое вещество мишени, 2 – фронт ударной волны, 3 – сжатое вещество, 4 – продукты взрыва; *в* – расчетная картина изобар при ядерном взрыве "Джонни Бой" [63]: 1 – 1 Мбар, 2 – 100 кбар, 3 – 10 кбар, 4 – 1 кбар; при неизменном положении изобар относительное положение границы кратера изменяется с ростом масштаба явления: I – граница кратера диаметром 40 м, II – 1 км, III – 10 км, IV – 100 км

грузки (испарение, плавление, фазовые переходы, дробление и т.д.). Поэтому для представления общей картины распространения ударных волн удобно использовать **изобары** – линии или поверхности, на которых ударная волна имела одно и то же максимальное давление на фронте.

При сферически-симметричном взрыве форма изобар совпадает с формой фронта волны, т.е. изобары имеют вид сфер с центром в точке взрыва. Максимальные давления на фронте ударной волны, соответствующие различным изобарам, уменьшаются с удалением от точки взрыва. Взрыв на поверхности (и удар метеорита) в первом приближении можно представить как "половину" центрально-симметричного взрыва (рис. 15, *a*). В этом приближении и фронт ударной волны, и изобары представляют собой полусферы с центром в точке взрыва (или удара). Однако в этом приближении имеется внутренняя несогласованность – на свободной поверхности А–А (см. рис. 15 *б*) сжатое ударной волной вещество соседствует с пустым (или воздушным) пространством. Любой перепад давлений по второму закону Ньютона должен сопровождаться возникновением движения вещества в сторону меньшего давления, что и приводит к началу выброса вещества в верхнее полупространство и, как следствие, к снижению давления в ударной волне вблизи свободной поверхности. При этом давление на фронте ударной волны в **каждый момент времени** неодинаково и распределено примерно так, как показано на рис. 15, *б*, – максимальные давления достигаются в данный момент времени под центром удара, минимальные – у свободной поверхности. В результате поверхности равных пиковых давлений – изобары – перестают совпадать с мгновенными поверхностями фронта ударной волны, т.е. одно и то же давление на изобарах достигается в различные моменты времени. На рис. 15, *в* показана расчетная картина изобар при малоуглубленном ядерном взрыве в мягкой породе (алювии) [63]

Рис. 16. Начальная стадия внедрения метеорита (по данным [36])

1 — вещество мишени; 2 — фронт ударной волны в мишени; 3 — сжатое вещество мишени; 4 — граница мишени; 5 — заторможенное и сжатое вещество метеорита; 6 — тормозящая метеорит ударная волна; 7 — еще не заторможенное вещество метеорита, движущееся с начальной скоростью; пунктиром показано положение метеорита в этот же момент времени в отсутствие столкновения



на фоне границы будущего кратера. Как будет рассказано в разделе II.2, размеры кратеров из-за влияния силы тяжести растут при увеличении энергии взрыва или удара медленнее, чем расстояния, на которых достигаются определенные давления в ударной волне, поэтому с ростом масштаба явления картина взаимного расположения изобар и границы кратера будет изменяться. Если бы форма кратеров не менялась в зависимости от их размера (см. раздел II.5 и главу III), то на фоне изобар граница кратеров разного масштаба располагалась бы примерно так, как показано на рис. 15, в (II–IV). Отсюда видно, что с ростом масштаба кратера возрастает доля горных пород, подвергнутых действию значительных ударных давлений, по отношению к общему объему кратера.

При ударе высокоскоростных метеоритов в ранние моменты времени, когда ударная волна еще недалеко ушла от точки удара, роль ПВ играет тормозящееся вещество ударника. На рис. 16 показано положение фронтов ударных волн в мишени и в метеорите для раннего момента времени. Мы видим фронт ударной волны, распространяющейся в глубь мишени, границу между веществом метеорита и мишени и ударную волну, бегущую по веществу метеорита. На рисунке показан момент времени, когда еще не весь метеорит вступил во взаимодействие с мишенью и часть его по-прежнему движется вниз с неизменной начальной скоростью. В более поздние моменты времени весь метеорит затормозится до скорости, в несколько раз меньшей начальной. Если скорость удара достаточно велика, вещество метеорита после разгрузки может оказаться расплавленным или испаренным, так же как и часть вещества мишени. Подробнее об этом будет рассказано в разделе II.1.4.

II.1.2. Простая модель затухания ударной волны

Рассмотрим простую аналогию высокоскоростного удара, используя для этого описанную в разделе I.1 модель твердого тела, состоящую из кубиков, лежащих друг за другом на некоторой плоскости (см. рис. 1). В отличие от модели стационарной ударной волны, в которой кубики приводились в движение неким поршнем, обладающим неисчерпаемыми запасами кинетической энергии, здесь мы рассмотрим случай с конечной величиной кинетической энергии. Пусть, как и ранее, на плоскости цепочкой лежат кубики равной массы m размера a на расстоянии b друг от друга. Присвоим каждому кубику номер. Кубик 1 будет играть роль ударника, налетающая на мишень, состоящую из кубиков 2, 3, ..., N , со скоростью U_1 . Как и ранее, предполагаем, что кубики соударяются неупруго и после удара движутся как единое целое.

В начальный момент времени кинетическая энергия ударника равна

$$K_1 = m U_1^2 / 2, \quad (II.1)$$

а его импульс

$$I = m U_1.$$

При неупругом соударении со следующим кубиком импульс I сохранится, но в движении будут участвовать уже два кубика:

$$I = (m + m) U_2 = m U_1 .$$

Нетрудно видеть, что после вовлечения в движение N кубиков скорость их движения вследствие сохранения импульса

$$I = m U_1 = N m U_N$$

будет равна

$$U_N = U_1 / N . \quad (II.2)$$

Поскольку при этом "фронт ударной волны" в мишени продвинется на расстояние $x = (a + b) N$, последнее соотношение можно записать в виде

$$U_N = (a + b) U_1 / x ,$$

т.е. массовая скорость на фронте "ударной волны" затухает обратно пропорционально расстоянию, пройденному фронтом волны в мишени.

К моменту вовлечения в движение N кубиков их кинетическая энергия будет равна (с учетом соотношения (II.2))

$$K = N m U_N^2 / 2 = m U_1^2 / 2N .$$

Подставляя сюда выражение (I.1) и учитывая, что $N = x / (a + b)$, получим

$$K = (a + b) K_1 / x ,$$

что означает, что кинетическая энергия движения ударно-сжатого вещества убывает обратно пропорционально расстоянию x , пройденному фронтом волны и мишени. Остальная энергия необратимо перешла в тепло.

Хотя давление в нашей модели несжимаемых кубиков возникает только импульсно в момент соударения движущейся цепочки кубиков со следующим кубиком, мы, как и ранее, введем аналог давления в реальной ударной волне – среднюю силу $F_{\text{ср}}$, действующую в течение времени Δt от вовлечения кубика N в движение до соударения цепочки движущихся кубиков с кубиком $N + 1$. По определению, импульс действия средней силы равен импульсу, получаемому кубиком в момент соударения с ним цепочки движущихся кубиков:

$$F_{\text{ср}} \Delta t = m U_N . \quad (II.3)$$

В момент соударения с кубиком N вся цепочка N кубиков приобретает скорость $U_N = U_1 / N$ и будет сохранять ее до соударения с кубиком $N + 1$, которое произойдет через время $\Delta t = b / U_N$. Тогда (II.3) примет вид

$$F_{\text{ср}} b / U_N = m U_N ,$$

т.е.

$$F_{\text{ср}} = m U_N^2 / 2 = m U_1^2 / b N^2 .$$

Переходя, как и ранее, от номера кубика к расстоянию x , пройденному ударной волной – $N = x / (a + b)$, получаем

$$F_{\text{ср}} = \frac{(a + b)^2}{b} \frac{m U_1^2}{x^2} , \quad (II.4)$$

т.е. "давление" на ударной волне падает обратно пропорционально квадрату расстояния, пройденного в веществе ударной волной.

Таким образом, рассмотренная модельная задача иллюстрирует следующие фундаментальные факты.

1. По мере распространения ударной волны, инициированной ударником в мишени, давление на фронте ударной волны уменьшается (т.е. ударная волна затухает).

2. За счет необратимого нагревания величина кинетической энергии движения вещества за фронтом ударной волны уменьшается.

Эти полсжения полностью применимы к ударным волнам при реальных высокоскоростных ударах, хотя детали поведения среды, безусловно, намного более сложны, чем в рассмотренной выше модели. Интересно, однако, отметить, что очень часто различные параметры ударных волн и течения материала за ними удобно описывать в виде степенных функций расстояния от точки удара, как это было только что проиллюстрировано на простом примере модели затухающей ударной волны.

II.1.3. Параметры ударных волн при метеоритном ударе

Большой опыт, накопленный при изучении действия взрыва в различных средах, показывает, что одной из наиболее важных является величина полной энергии, выделившейся при взрыве, E . Если в одной и той же среде произвести взрыв зарядов одинакового ВВ различного веса, т.е. с различной полной энергией E , то окажется, что параметры ударной волны (например, давление на фронте, скорость распространения, скорость движения вещества за фронтом) с хорошей точностью будут одинаковыми на одинаковых **приведенных расстояниях** $R/E^{1/3}$. Временные параметры ударного сжатия t (например, время действия волны или уменьшения давления в частице в заданное число раз) на одинаковых приведенных расстояниях $R/E^{1/3}$ также будут изменяться при изменении энергии взрыва E таким образом, что для данного значения $R/E^{1/3}$ **приведенное время** $t/E^{1/3}$ с хорошей точностью будет оставаться постоянным. Основанное на экспериментальных данных и выполняющееся с определенной точностью предположение о том, что параметры ударных волн при взрывах различного масштаба зависят только от **приведенных** величин вида $R/E^{1/3}$, $t/E^{1/3}$, называется гипотезой энергетического подобия [30]. Гипотеза энергетического подобия имеет много ограничений, но всегда позволяет получить верное первое приближение при описании явлений неисследованного экспериментально масштаба на основании имеющихся экспериментальных или теоретических данных.

По аналогии со взрывом метеоритный удар также можно характеризовать величиной исходной кинетической энергии

$$K = M v^2 / 2,$$

где M — масса ударника, v — его скорость в момент соударения. Однако, как показали исследования (см., например, [8, 11, 12]), существенную роль в определении действия высокоскоростного ударника играет его импульс

$$I = M v .$$

В частности, очевидно, что уменьшение скорости ударника, например, с 10 км/с до 1 м/с даже при сохранении его кинетической энергии за счет увеличения массы принципиально изменит характер ударного процесса. На практике исследователи метеоритных кратеров, как правило, не знают скорости кратерообразующих метеоритов. Измерение современных метеоритных потоков дает лишь представление о средней или наиболее вероятной скорости падения метеоритных тел. Поэтому на данном этапе представляется целесообразным пользоваться в случае высокоскоростного метеоритного удара гипотезой энергетического подобия, характеризуя удар метеорита прежде всего величиной его исходной кинетической энергии K . Тогда в первом приближении можно предположить, что, за исключением близкой к точке удара области мишени, на одинаковых приведенных расстояниях от точки удара $L/K^{1/3}$ будут достигаться одинаковые давления в ударной волне p и одинаковые характерные приведенные времена спада давления в данной точке $t/K^{1/3}$.

К настоящему времени наиболее распространенным способом исследования ударных волн при контактных взрывах и ударах высокоскоростных метеоритов являются численные двумерные расчеты на быстродействующих ЭВМ. Экспериментальные данные

$\log p, \text{ Мбар}$

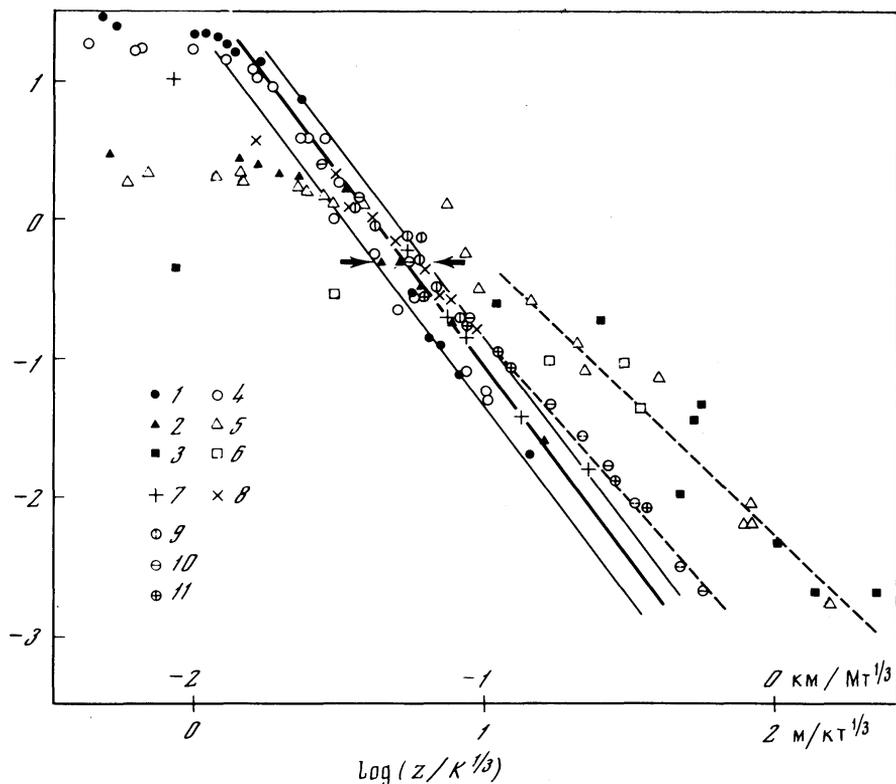


Рис. 17. Расчетное затухание давления на фронте ударной волны под точкой удара

1–3 – удар железного снаряда по анортзитовой мишени со скоростью (в км/с): 1 – 45, 2 – 15, 3 – 5; 4–6 – удар анортзитового снаряда по анортзитовой мишени со скоростью (в км/с): 4 – 45, 5 – 15, 6 – 5 [36]; 7 – удар железного метеорита по анортзитовой мишени со скоростью 15 км/с, расчет [27] без учета фазовых переходов; 8 – удар железного метеорита по туфу со скоростью 30 км/с [39]; 9–11 – расчет [42] удара алюминиевого снаряда по алюминиевой мишени со скоростью (в км/с): 9 – 80,4, 10 – 24,3, 11 – 7,3; стрелки – примерный уровень давлений, достаточных для плавления горных пород при разгрузке

были получены в основном для подземных ядерных взрывов (см., например, [4]). Некоторое количество экспериментальных данных о затухании в металлических мишенях ударных волн, возбужденных ударом при скорости порядка 7 км/с, приведено в [28]. В применении к упомянутым экспериментальным результатам численные методы дают вполне приемлемое соответствие расчетов и экспериментов. Это позволяет надеяться на то, что и в ситуациях, экспериментально не изучавшихся, расчетные методы приводят к разумному воспроизведению процесса распространения ударных волн. Исходными данными для численных расчетов служат геометрия мишени, ударника (в случае высокоскоростного соударения) или заряда (в случае контактного взрыва), энергия источника (кинетическая и тепловая) и уравнения состояния материалов, рассматриваемых в расчете. Ввиду сложности общей картины распространения ударных волн при высокоскоростном ударе и контактном взрыве обычно сравнивают зависимости максимального давления в ударной волне от глубины, достигнутой фронтом волны на оси симметрии, направленной вертикально вниз от точки удара.

В работе [36] сделана попытка учесть в численном двумерном расчете фазовый переход вещества мишени. Мишень в этих расчетах состояла из габбро-анортзита, моделируемого смесью 71% (по массе) анортита и 29% энстатита. Результаты этих рас-

четов в координатах $p - \log z / K^{1/3}$, где z — глубина под точкой удара, показаны на рис. 17 вместе с результатами других расчетов для случаев горных пород без фазовых переходов и близкого к ним по уравнению состояния алюминия. Из рис. 17 видно, что при использовании гипотезы энергетического подобия разброс в расчетных данных достаточно велик, что отражает различия в начальных скоростях ударника и в уравнениях состояния мишеней. Кроме этого, при низких скоростях соударения расчетные данные, взятые из работы [36], указывают на чрезвычайно медленное затухание ударной волны¹.

Для практических целей при исследовании метеоритных кратеров наиболее интересен диапазон давлений примерно от 100 кбар до 1 Мбар, так как в этом диапазоне разыгрываются основные события, приводящие к преобразованию вещества при метеоритных ударах — диаплектизации, фазовым переходам, плавлению и, наконец, частичному испарению. С другой стороны, средняя скорость падения метеоритов на современные планетные тела составляет 15–25 км/с в зависимости от размеров и масс планетных тел [83]. Не пытаясь выйти за рамки этих ограничений, мы сообщили данные, представленные на рис. 17, в виде

$$p \text{ (кбар)} \cong 0,2 (z / K^{1/3})^{-2,7} \text{ (км/Мт}^{1/3}), \quad (\text{II.5})$$

где p — давление на фронте ударной волны, K — кинетическая энергия ударника, измеренная в миллионах тонн эквивалентного по энергии заряда тротила (1 Мт ТНТ = $4,2 \cdot 10^{22}$ эрг), z — глубина, которой достиг фронт ударной волны в рассматриваемый момент времени. Изменение численного коэффициента в формуле (II.5) от 0,1 до 0,3 охватывает практически все точки для $v \geq 15$ км/с, что показано на рис. 17 тонкими прямыми линиями. Формулу (II.5) можно использовать для различных оценок в случае конкретных метеоритных кратеров, если известна кинетическая энергия метеорита K , образовавшего данный кратер (см. раздел II.2).

II.1.4. Давления в ударной волне, плавление и испарение

Используя приведенный выше материал, можно представить до определенной степени единую систему оценок некоторых величин, связанных с метеоритным кратерообразованием. Эти оценки во многом опираются на результаты расчетов, проводимых для случая вертикального падения высокоскоростного метеорита на поверхность мишени. Оценки для случая косоугольного удара с помощью расчетов на ЭВМ до сих пор не проводились из-за трудностей, связанных с отсутствием цилиндрической симметрии (т.е. задача из двумерной становится трехмерной). В связи с этим можно только отметить, что заметные отличия в строении кратеров в экспериментальных условиях возникают при значениях угла α между траекторией и поверхностью мишени, меньших 30° [48]. В отношении параметров начальной ударной волны, возникающей при косом ударе, можно предположить, что при торможении ударника веществом мишени в первый момент соударения гасится только компонента скорости, перпендикулярная поверхности мишени. Следовательно, чтобы сопоставить данные о начальных параметрах при соударении в случае косоугольного и нормального ударов со скоростями (соответственно v_α и v_{90°), в первом приближении можно считать, что в этих случаях одинаковые ударные волны (в момент соударения) будут возникать при условии, что $v_{90^\circ} = v_\alpha \sin \alpha$. Например, для создания в момент удара одинаковых параметров ударной волны метеориту, подлетающему под углом $\alpha = 30^\circ$, требуется вдвое большая скорость, чем при нормальном ($\alpha = 90^\circ$) ударе. Учитывая возможность оценок по этой формуле, ниже мы будем говорить только о вертикальном ударе метеорита.

¹ Отметим очень большое расхождение между законами затухания ударных волн при ударе железного и каменного метеоритов при $v = 15$ км/с по данным [36]. Это расхождение указывает на скачкообразное изменение закона затухания ударной волны в некотором диапазоне начальных скоростей. Представляется, что необходимы дополнительная проверка и обсуждение этих данных.

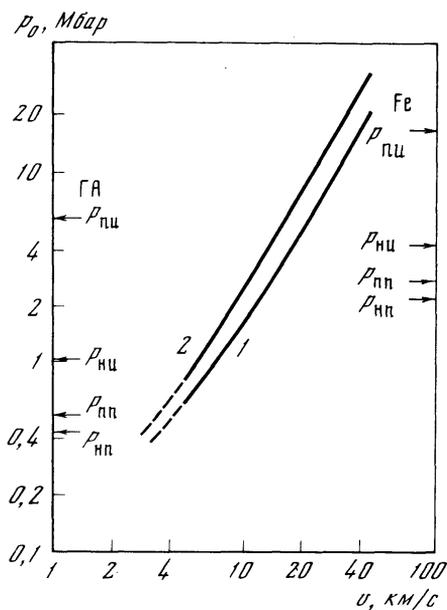


Рис. 18. Зависимость начального давления p_0 в точке удара от скорости соударения v для случаев каменного метеорита и каменной мишени (1), железного метеорита и каменной мишени (2) на примере габбро-анортозита [36]

Уровни давления, необходимые для: $p_{пп}$ — начала плавления, $p_{пц}$ — полного плавления, $p_{ни}$ — начала испарения, $p_{пи}$ — полного испарения

Наиболее подробные расчеты для природных сред к настоящему времени проведены для случаев габбро-анортозитовой (ГА) мишени и железного и ГА метеоритов. Считая, что в первом приближении свойства габбро-анортозита похожи на свойства всех плотных магматических пород, возьмем за основу оценок именно эти данные. Как уже отмечалось выше, торможение высокоскоростного ударника плотной мишенью сопровождается возбуждением и распространением ударных волн по веществу как мишени, так и ударника. На расстояниях порядка размеров ударника ударная волна в мишени затухает слабо, давление ее на фронте почти постоянно и примерно равно

начальному давлению в момент соударения p_0 . В приближении плоско-параллельного соударения пластин это давление можно рассчитать, зная ударные адибаты материалов мишени и ударника (см. раздел I.4).

Давление p_0 максимально по отношению к давлению ударных волн во все последующие моменты времени, поэтому именно оно определяет случаи, в которых по характерным изменениям вещества можно обнаружить следы того или иного физического процесса, сопровождающего удар. Из этих процессов наиболее заметными и важными являются испарение и плавление вещества ударника и мишени. Отметим, что для размеров кратера важна кинетическая энергия метеорита в целом, в то время как начальное ударное давление p_0 зависит только от скорости удара (при заданных материалах ударника и мишени) и будет одним и тем же и для удара микрометеорита, и для удара астероида. Переработке давлением p_0 подвергаются почти весь ударник и масса вещества мишени, примерно равная массе ударника.

На рис. 18 показана зависимость начального давления p_0 от скорости соударения v для случаев удара ГА → ГА и Fe → ГА [36]. На этом же рисунке показаны уровни давлений, необходимых для того, чтобы после разгрузки вещество подверглось полному или частичному плавлению или испарению. В табл. 3 приведены значения скоростей соударения, при превышении которых метеорит и мишень будут плавиться или испаряться. Эти данные можно использовать, например, при обсуждении вопросов о возможности обнаружения следов метеоритного вещества в виде расплава или конденсата, о пороговой величине зародыша планеты, при превышении которой его гравитационное поле способно разогнать падающее на него вещество до скоростей, обеспечивающих плавление или испарение.

По мере распространения ударной волны давление на ее фронте начинает уменьшаться. Время поддержания начального давления p_0 в веществе определяется размером метеорита L и по порядку величины составляет L/c_0 , где c_0 — скорость звука в веществе мишени.

Если начальное давление p_0 существенно превышает давление начала $p_{пп}$ и полного $p_{пц}$ плавления, то при разгрузке образуется расплав, количество которого больше, чем масса метеорита, и определяется кинетической энергией метеорита. Для оценок количества расплава в случае мишени из изверженных пород можно воспользоваться

Т а б л и ц а 3

Максимально возможные фазовые переходы в веществе метеорита и мишени после разгрузки при ударе с различными скоростями на примере железного и ГА метеоритов и ГА мишени

ρ_0 , Мбар	v , км/с	Фазовые переходы	
		в веществе метеорита	в веществе мишени
Удар каменного метеорита			
0,5	4	Полное плавление	Полное плавление
1,0	7,5	Начало испарения	Начало испарения
5,9	22	Полное испарение	Полное испарение
Удар железного метеорита			
0,5	3,5	Разрушение	Полное плавление
1,0	6	"	Начало испарения
2,2	9	Начало плавления	Частичное испарение
2,6	11	Полное плавление	" "
4,2	14	Начало испарения	" "
5,9	17	Частичное испарение	Полное испарение
16,8	30	Полное испарение	" "

Т а б л и ц а 4

Объемы расплавленных пород в некоторых метеоритных кратерах Земли

Кратер	D_i , км	Объем расплава, км ³		Оценка кинетической энергии метеорита по формуле (II.32), Мт ТНТ
		наблюдение [58, 65]	оценка по формуле (II.8) при плотности $\rho_p=3$ г/см ³	
Брент (Канада)	3,8	0,05	0,3	227
Мистастин (Канада)	20	12	8,5	$6 \cdot 10^4$
Болтышский (СССР)	22	12–20	12	$9 \cdot 10^4$
Зап. Клируотер (Канада)	32	34–50	43	$3 \cdot 10^5$
Маникуаган (Канада)	65	600	470	$3 \cdot 10^6$
Попигайский (СССР)	75*		800	$6 \cdot 10^6$
	100**	1750	2000	$15 \cdot 10^6$

* Диаметр кратера в скальном основании.

** Диаметр кратера в осадочном чехле (см. раздел III.7).

данными расчетов [36], представив их в виде

$$M_p \approx 0,4 K, \quad (\text{II.6})$$

где M_p – масса расплава, млн. т, K – кинетическая энергия метеорита, Мт ТНТ. Эта формула применима при скоростях удара $v > 15$ км/с.

При скорости удара более 30 км/с в аналогичном виде можно представить массу ударного пара:

$$M_{\text{и}} \approx 0,05 K. \quad (\text{II.7})$$

Графические данные [36] показаны на рис. 19. При скорости удара менее 15 км/с количество расплава становится меньшим, чем по формуле (II.6), и убывает до нуля при скорости удара $\sim 3-4$ км/с, так как при малых скоростях возбуждаются слишком слабые ударные волны даже в точке соударения метеорита с мишенью (см. табл. 3). Это же относится и к количеству испаренного вещества при скоростях менее

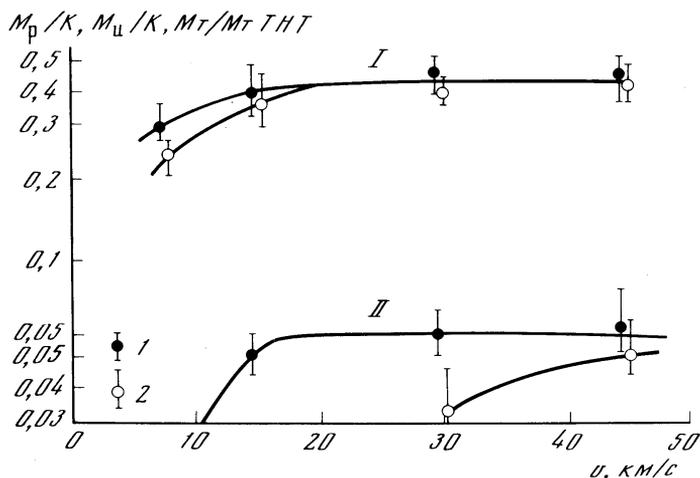


Рис. 19. Зависимость отношения массы (в млн. т) испаренного M_u (II) и расплавленного M_p (I) вещества мишени к кинетической энергии метеорита K (в эквивалентном весе тротилового заряда, M_T) от скорости соударения v по данным [36]

1 – удар железного метеорита по габбро-анортозиту (ГА); 2 – ГА метеорита по ГА мишени

30 км/с, с той только разницей, что следы испарения исчезают при скоростях 6–8 км/с (см. табл. 3). Для земных кратеров размером 1–100 км и аналогичных им кратеров других планетных тел в разделе II.2 приведена формула для оценки энергии кратерообразующего метеорита по диаметру кратера D_r (II.32). Используя эту формулу, зависимости массы расплава и пара (II.6) и (II.7) можно для оценок записать в виде функции D_r :

$$M_p \text{ (Мт)} \approx 0,96 (g/g_0)^{0,4} D^{3,4}, \quad (\text{II.8})$$

$$M_u \text{ (Мт)} \approx 0,12 (g/g_0)^{0,4} D^{3,4}, \quad (\text{II.9})$$

где $g_0 = 9,81 \text{ м/с}^2$ – земное ускорение силы тяжести, g – ускорение силы тяжести на поверхности рассматриваемого планетного тела.

Если формулу для M_u проверить весьма затруднительно, то оценку массы расплава по формуле (II.8) можно сопоставить с наблюдаемым количеством расплавленных пород в земных метеоритных кратерах (табл. 4). Как видно из табл. 4, соответствие оценки (II.8) в широком диапазоне размеров кратера неплохое. Это прежде всего указывает на применимость формулы (II.32) для оценки кинетической энергии кратерообразующих метеоритов.

Затухание ударной волны под точкой удара можно оценить по формуле (II.5). Подставляя в нее (II.32), получим соотношение

$$p = \frac{0,44 (g/g_0)^{0,36} D_r^{3,06}}{z^{2,7}}, \quad (\text{II.10})$$

где p – в кбар, D_r , z – глубина, км.

Зачастую нужно ответить на вопрос, на какой глубине достигается тот или иной уровень ударного давления. Для ответа на него уравнение (II.10) можно разрешить относительно глубины z :

$$z = \frac{0,74 (g/g_0)^{0,13} D_r^{1,13}}{p^{0,37}}. \quad (\text{II.11})$$

Предполагая для простоты, что изобара пикового давления $p = \text{const}$ является полу-

сферой радиуса $R = z$, можно оценить порядок величины объема вещества мишени, сжатого давлением, больше некоторого заданного

$$V(p > p_1) \sim \frac{2}{3} \pi z p^3, \quad (\text{II.12})$$

где z_p определяется по формуле (II.11) при $p = p_1$.

При прохождении фронта ударной волны через данную частицу давление в ней скачком изменяется от исходного (обычно равного литостатическому) до максимального. После прохождения фронта давление в данной частице начинает падать со скоростью, определяемой временем пробега акустических сигналов о разгрузке вещества, идущих со свободной поверхности. Характерное время спада давления можно оценить величиной z/c_0 , где z – исходная глубина частицы, c_0 – скорость звука в мишени.

Дадим пример оценки по приведенным выше формулам. Пусть размер земного метеоритного кратера $D_r = 10$ км. Тогда при скорости ударника более 15 км/с его формирование должно сопровождаться на Земле ($g = g_0$) образованием расплава в количестве (II.8) $M_p \approx 2400$ Мт. Давление 300 кбар (типичный максимальный уровень давления), следы действия которого обнаруживаются в нерасплавленных породах в метеоритных кратерах [72], достигалось на глубине (II.11) $z \approx 1,2$ км. Характерное время спада этого давления при скорости звука $c_0 \approx 5$ км/с составляет величину порядка $z/c_0 = 1,2/5 \approx 0,25$ с. Объем породы, подвергнутой действию давлений от 100 до 500 кбар (при этих давлениях обычно наблюдаются различные степени ударного метаморфизма горных пород без плавления), составляет согласно (II.11) и (II.12)

$$v \sim \frac{2}{3} \pi (z_{100}^3 - z_{500}^3) \approx 10^3 \text{ км.}$$

Подобные оценки могут быть полезными при обработке геологической информации о метеоритных кратерах.

II. 1.5. О динамике движения ударного пара и расплава

Чтобы нагляднее представить общую картину начальной ударно-волновой стадии кратерообразования, в этом разделе приводятся некоторые результаты численного двумерного расчета на ЭВМ метеоритного удара каменного метеорита по каменному полупространству, проведенного в Институте физики Земли АН СССР Д.А. Судаковым¹. Для описания термодинамического поведения вещества метеорита и мишени использовалось уравнение состояния туфа, примененное ранее при расчетах ядерного взрыва [3] и метеоритного удара [39]. Пространство над мишенью было заполнено некоторым модельным газом плотностью 10^{-3} см³ при нормальном давлении (1 атм), производящим земную атмосферу.

В конкретном расчетном варианте метеорит имел форму цилиндра диаметром 1,5 м и высотой 1 м. Его масса равнялась 3 т, скорость 20 км/с, кинетическая энергия была эквивалентна $K = 143$ т ТНТ. Если воспользоваться формулой (II.32), то можно оценить, что такой метеорит в земных условиях образует кратер диаметром около 60 м. По принципу энергетического подобия (см. раздел II.1.3) результаты данного расчетного варианта можно пересчитать на случай кратера произвольного размера, рассчитав энергию его образования по формуле (II.32).

Результаты численных двумерных расчетов удобно изображать в виде распределений по пространству механических и термодинамических параметров вещества для некоторых выбранных моментов времени – это как бы “моментальные фотографии” стадий процесса. На рис. 20 представлены три такие “моментальные фотографии”. На этих рисунках показаны распределения плотности и удельной внутренней энергии вещества в виде контуров одинаковых значений этих величин – изолиний. Изолинии плотности показаны пунктиром, изолинии удельной внутренней энергии – сплошными линиями.

¹ Расчет проводился по методу “крупных частиц” по программе, разработанной П.Ф. Коротковым и Д.А. Судаковым [20].

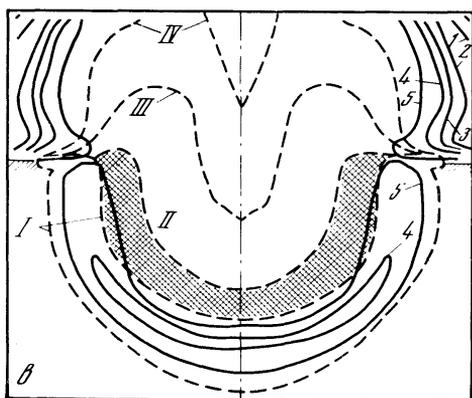
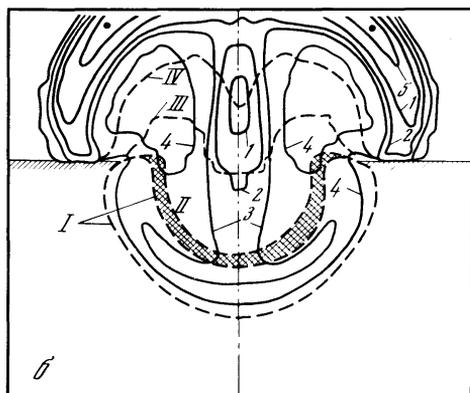
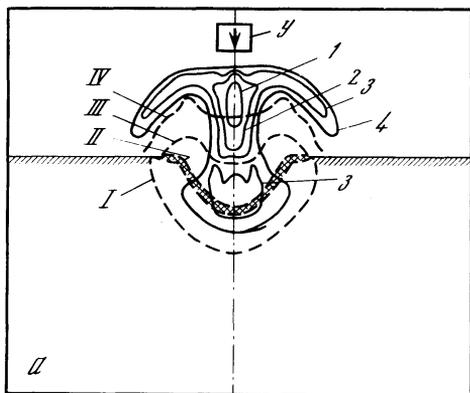


Рис. 20. Расчетные изолинии плотности вещества и удельной внутренней энергии при ударе каменного метеорита $У$ со скоростью 20 км/с по мишени из туфа начальной плотностью $\rho_0 = 1,7$ г/см³

$I-V$ — изолинии плотности (в г/см³): $I - 1,7$, $II - 1,0$, $III - 0,1$, $IV - 0,01$, $V - 0,001$; плотность внутренней энергии (в 10^{10} эрг/г) на изолиниях соответствует: a — для приведенного времени $\bar{t} = \tau/K^{1/3} = 44$ мкс/г^{1/3} ($I - 60$, $2 - 30$, $3 - 15$, $4 - 6$); b — для $\bar{t} = 120$ мкс/г^{1/3} ($I - 4,3$, $2 - 2,2$, $3 - 1,1$, $4 - 0,54$, $5 - 0,054$); $в$ — для $\bar{t} = 240$ мкс/г^{1/3} ($I - 3,4$, $2 - 1,7$, $3 - 0,86$, $4 - 0,43$, $5 - 0,043$)

Поперечный размер рисунков по сплошной рамке соответствует примерно 1/3 поперечного размера будущего кратера. Для сравнения с моментами времени, показанными на рис. 20, отметим, что полное время окончания выброса вещества из крупного метеоритного кратера можно оценить по формуле [15, 17]

$$t_f \sim \sqrt{D_r / 2g}, \quad (\text{II.13})$$

что для земного $g = 9,81$ м/с² дает: $t_f \sim 7$ с при $D_r = 1$ км; $t_f \sim 20$ с при $D_r = 10$ км; $t_f \sim 70$ с при $D_r = 100$ км.

На рис. 20, a показан момент времени, соответствующий примерно 0,006 с для случая образования кратера $D_r = 1$ км, 0,08 с — для $D_r = 10$ км и 1 с — для $D_r = 100$ км. Видна распространяющаяся вниз ударная волна в мишени и расширяющееся вверх облако ударного пара, толкающее перед собой ударную волну в "воздухе". Примерные размеры полости растущего кратера можно оценить по изолиниям плотности, равной исходной (1,7 г/см³) и, например, значению 1 г/см³. Эта оценочная область границы полости в конденсированном веществе на рис. 20 заштрихована. На рис. 20, a видно, что плотность в облаке ударно-испаренного вещества плавно убывает от значений около 0,1 г/см³ на уровне исходной поверхности до 0,001 г/см³ на границе ударный пар-воздух. Распределение плотности внутренней энергии в облаке существенно неоднородно — в центральной части она составляет около $5 \cdot 10^{11}$ эрг/г, что соответствует температуре 10 000–15 000 К, в то время как в боковых частях облака температура в 10–30 раз меньше. На рис. 20, $б$ показан момент времени, соответствующий 0,016 с

Рис. 21. Зависимость от времени плотности внутренней энергии e в самой горячей области облака ударного пара (1) и в основной массе пара (2)

$T \cdot 10^3 \text{ K}$ — оценка температуры для данных уровней плотности внутренней энергии с помощью уравнения состояния кварца [4]

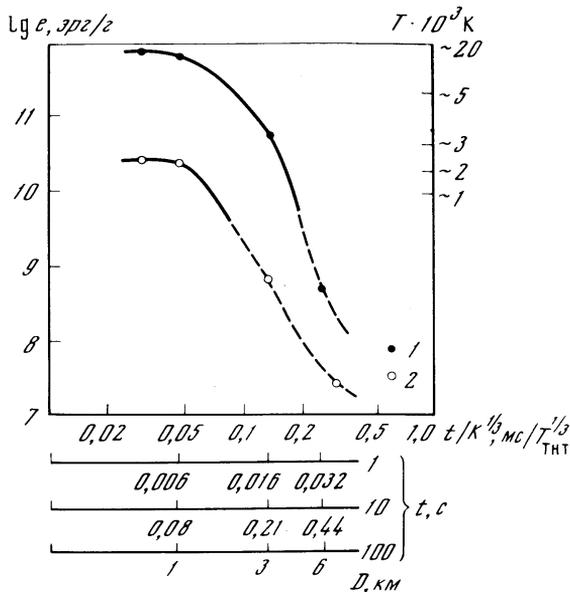
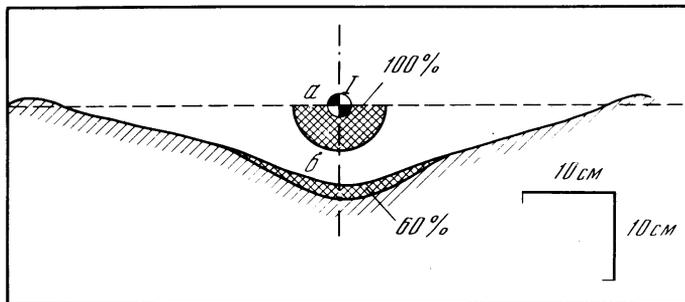


Рис. 22. Начальное (а) и конечные (б) положение пластилина (заштриховано), имитирующего ударный расплав при контакте взрыве заряда ВВ (1) весом 10 г на поверхности массива влажного песка



для $D_r = 1 \text{ км}$, 0,21 с для $D_r = 10 \text{ км}$, 3 с для $D_r = 100 \text{ км}$. Видно, что за это время ударные волны в грунте и в воздухе продвигались дальше от точки удара, а плотность внутренней энергии паров в облаке уменьшилась. На рис. 21 показана зависимость плотности внутренней энергии и оцененной по ней температуры в парах от времени. Видно, что к моменту времени, показанному на рис. 20,б, температура в центральной части облака упала до 3000 К и на периферии стала меньше 1000 К. Характерно, что при этом сохранилась относительно высокая плотность пара — $10^{-1} - 10^{-2} \text{ г/см}^3$. С этого момента времени расчетные термодинамические параметры становятся ненадежными, так как в выбранном уравнении состояния не учитывалась конденсация паров горной породы. Для иллюстрации последующих событий на рис. 20,в показан момент времени, соответствующий 0,032 с для $D_r = 1 \text{ км}$, 0,44 с для $D_r = 10 \text{ км}$ и 6 с для $D_r = 100 \text{ км}$. Видны ударная волна в грунте, достигшая примерно уровня видимого дна будущего кратера, и все еще относительно плотное ($10^{-1} - 10^{-2} \text{ г/см}^3$) облако ударного пара.

Значительно труднее проследить аналогичным образом за перемещением расплава в метеоритных кратерах, поэтому движение расплава к настоящему времени рассматривалось в основном умозрительно (см., например, [52]). Чтобы дать наглядное качественное представление о движении расплава при кратерообразовании, опишем простой качественный опыт, проведенный одним из авторов в ИФЗ АН СССР. Высококоростной удар имитировался взрывом полузаглубленного сферического заряда ВВ весом 10 г, помещенного во влажный песок. Зона расплава имитировалась плас-

тилиновой полусферой радиуса 5 см (рис. 22,а). После взрыва образовалась воронка диаметром около 30 см, а пластилин оказался размазанным тонким слоем по центральной части днища воронки (см. рис. 22,б). Взвешивание пластилина до и после взрыва показало, что примерно 40% его исходного количества было выброшено за пределы воронки, а 60% остались в пределах воронки. Примерно такого же соотношения выброшенного и оставшегося в воронке расплава можно ожидать и для метеоритных кратеров, с той только разницей, что в природных кратерах при движении расплава происходит его сильное перемешивание с обломочным материалом. Кроме этого, в крупномасштабных земных событиях можно ожидать существенного увеличения эффективности торможения выбросов в атмосфере [55, 64, 76], что повысит долю расплава, остающегося в пределах кратера.

II. 2. ОБРАЗОВАНИЕ КРАТЕРА

Углубление в мишени образуется в результате движения вещества по некоторым траекториям, в результате чего это вещество вдавливаются в глубь мишени и частично выбрасывается. Вопросы, касающиеся движения грунта, не менее сложны, чем вопросы распространения ударных волн, поэтому и здесь, как и в предыдущем разделе, мы будем стремиться изложить материал, опираясь на упрощающие предположения и модели. Основное внимание в данном разделе уделено формированию простых чашеобразных кратеров в однородных мишенях, поскольку этот процесс изучен наиболее подробно и позволяет продемонстрировать основные черты кратерообразования.

II. 2.1. Общая картина движения вещества при кратерообразовании

Чтобы наглядно представить картину движения вещества при образовании метеоритного кратера, обратимся вначале к довольно хорошо изученному аналогичному процессу — образованию воронок при взрыве химического или ядерного ВВ. Если заложить заряд ВВ достаточно глубоко под поверхность грунта, то воронка на поверхности не образуется. Такой взрыв называется камуфлетным. Взрыв развивается следующим образом. Детонационная волна превращает химическое ВВ в нагретые до нескольких тысяч градусов и находящиеся под давлением в сотни тысяч атмосфер продукты взрыва. При ядерном взрыве излучение и ударная волна превращают в сжатый и раскаленный пар окружающие горные породы. Сжатые ПВ начинают расширяться, увеличивая размеры полости, в которой они находятся. Смещение стенки полости происходит первоначально со значительными скоростями, поэтому в окружающей горной породе возникает ударная волна. Ударная волна, распространяясь, приводит в движение все новые слои породы. "Раздвигая" окружающее вещество в радиальном направлении, взрывная полость растет, давление ПВ, находящихся в ней, падает, при этом ПВ совершают работу над окружающей средой, превращая энергию заряда во внутреннюю и кинетическую энергию окружающих горных пород. Когда давление ПВ в полости упадет до уровня литостатического давления в окружающих породах, расширение полости прекращается. Вытесненные из образовавшейся полости горные породы раздвигаются, в массиве, окружающем полость, возникают значительные остаточные смещения, а в более дальней зоне, находящейся вне пределов зоны разрушения, после взрыва остаются упругие напряжения и деформации.

В процессе развития камуфлетной полости грунт движется по радиальным направлениям, исходящим из точки взрыва. Если уменьшить глубину заложения заряда и перейти от камуфлетного взрыва к взрыву на выброс, то в процессе развития полость, заполненная ПВ, "почувствует" наличие свободной поверхности и будет расширяться несимметрично, предпочитая расти в основном в сторону свободной поверхности. Несимметричное расширение полости приводит к подъему вещества, находящегося

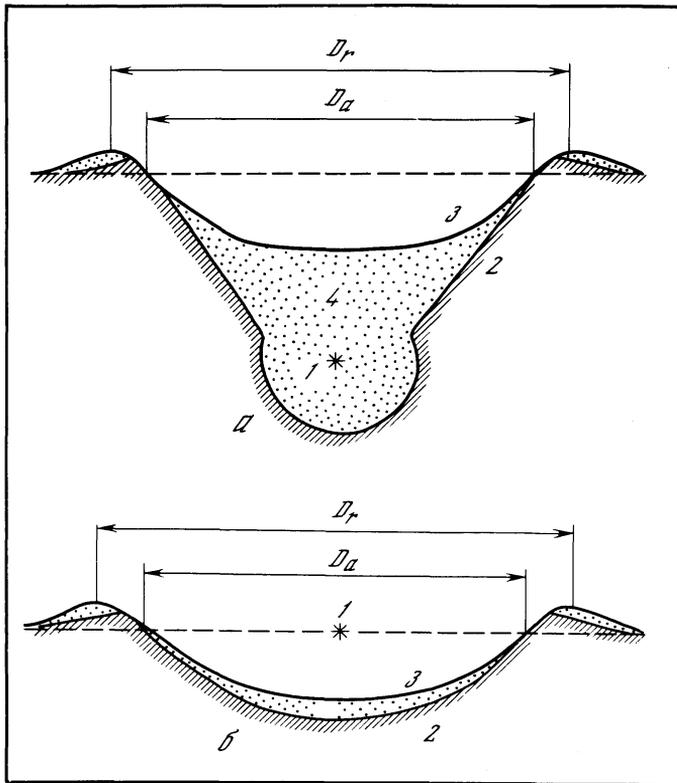


Рис. 23. Схема строения воронок взрыва на выброс на оптимальной глубине (а) и контактного взрыва (б)

1 – центр заряда ВВ; 2 – граница истинной воронки; 3 – граница видимой воронки; 4 – упавший обратно и сползший с бортов раздробленный грунт (аллогенная брекчия); D_r – диаметр воронки по гребню вала; D_a – диаметр воронки по уровню исходной поверхности (видимый диаметр)

над полостью – купола. В какой-то момент времени купол грунта становится достаточно тонким и разрушается. ПВ прорываются сквозь купол, увлекая за собой мелкие куски грунта. Основная часть грунта при этом продолжает двигаться по инерции вверх и в стороны, и в грунте образуется **воронка**. Борта воронки оползают, засыпая ее. Кроме этого, часть поднятого в воздух грунта падает обратно в воронку. Поэтому принято различать **истинную воронку**, грунт из пределов которой совершил значительные перемещения в процессе взрывного движения и потерял сплошность, и **видимую воронку**, т.е. воронку, наблюдаемую на местности (рис. 23,а). При взрыве на оптимальной для данного заряда глубине, т.е. при взрыве, дающем воронку максимального для данной энергии заряда размера, радиус воронки примерно равен глубине заложения, а глубина видимой воронки – примерно половине глубины заложения заряда (см., например, [24]). Истинная воронка состоит как бы из двух частей – частично развитой камуфлетной полости и конуса выброса грунта (см. рис. 23,а).

Характерной особенностью взрыва на выброс является то, что часть кинетической энергии выбрасываемому грунту передается поршневым действием расширяющихся ПВ в полости, а ударная волна, прошедшая через грунт, играет в разгоне выбрасываемого вещества второстепенную роль [9, 24]. На этой особенности основан метод моделирования взрыва на выброс, в котором в качестве источника взрывного движения используется резиновая полость со сжатым воздухом. При моделировании взрыва полость прожигается и расширяющийся воздух имитирует разгон купола и выброс

вещества. При соответствующем подборе параметров опыта этот метод прекрасно воспроизводит натурные взрывы химических и ядерных ПВ с энергией до 100 кт ТНТ, которые были проведены ранее [1; 24, 29]. Второстепенная роль ударной волны в разгоне грунта при взрыве на выброс определяется тем, что ударная волна быстро затухает с расстоянием, растрачивая свою энергию в основном на нагрев грунта. Однако относительная роль ударной волны и поршневого действия ПВ в разгоне вещества меняется при уменьшении глубины заложения. В этом случае разрушение купола выбрасываемого грунта и прорыв через него ПВ происходит раньше, чем на оптимальной глубине, поэтому доля энергии взрыва, переданная выбрасываемому грунту, уменьшается; соответственно уменьшаются и размеры воронки. Вместе с тем из-за малой глубины заложения ударная волна, приближаясь к свободной поверхности, еще сохраняет достаточную амплитуду для заметного разгона выбрасываемого вещества.

Взрыв заряда, помещенного непосредственно на поверхности грунта, называется **контактным взрывом**. В этом случае ПВ свободно расширяются в верхнее полупространство и доля энергии, передаваемая в грунт, становится много меньше, чем при взрыве на выброс. При этом разгон вещества осуществляется целиком ударной волной, а за ударной волной движение вещества продолжается по инерции. Отсутствие при контактном взрыве поршневого действия ПВ является характерной особенностью, отличающей его от взрыва на выброс. В связи с этим меняется и геометрия движения выбрасываемого грунта. Если при взрыве на выброс грунт движется примерно по радиальным направлениям от центра взрыва, то при контактном взрыве вид траекторий выбрасываемого грунта усложняется (рис. 24). Это является следствием перехода от разгона грунта поршневым действием к разгону его ударной волной. Качественно механику разгона грунта ударной волной и искривление траекторий движения частиц последующими волнами разгрузки рассмотрели Д. Голт и др. [49]. Отметим, что воронка контактного взрыва формируется в моменты времени, когда ударная волна ушла далеко за пределы образующейся воронки, и грунт движется при напряжениях, не приводящих к существенным изменениям его плотности. Поэтому для приближенного описания стадии выброса грунта из образующейся воронки можно пользоваться моделями несжимаемого грунта [15].

Схематически воронка контактного взрыва показана на рис. 23,б. В этом случае также различают **истинную** и **видимую воронки**. Хотя разница между видимыми воронками контактного и подземного взрывов не сразу бросается в глаза, различие истинных воронок в этих случаях очевидно (ср. рис. 23,а, б). Из-за различий в механизме разгона грунта сильно отличаются и размеры воронок контактного и подземного взрывов. Если контактный взрыв заряда ВВ весом в 1 кт создает в мягком грунте видимую воронку диаметром около 70 м и глубиной около 17 м, то, будучи заложенным на оптимальной глубине (~50 м), такой же заряд образует видимую воронку диаметром около 120 м и глубиной около 30 м [24]. Удар о поверхность высокоскоростного ударника более всего напоминает взрыв вблизи поверхности грунта [26, 32, 34]. Даже если скорость удара велика и происходит испарение значительных масс веществ ударника и мишени, полость, заполненная парами, сообщается с атмосферой и поршневое действие этих паров практически не сказывается. Поэтому основным механизмом ускорения вещества мишени является разгон в ударной волне, а основным механизмом образования кратера — инерциальное движение вещества. Эти обстоятельства неоднократно использовались для оценки энергии метеорита, образовавшего кратер, по энергии контактного или малозаглубленного взрыва, который мог бы образовать воронку таких же размеров.

Рассмотрим более подробно общие особенности движения вещества мишени при метеоритном кратерообразовании, основываясь на аналогии с кратерообразованием при контактном и малозаглубленном взрывах. На рис. 24 показаны траектории движения частиц грунта при кратерообразовании в результате контактного взрыва заряда ВВ. Мы видим разделение зоны кратерообразования на две части — выбрасываемый объем и вдавливаемый объем. В зоне выброса частицы движутся по сложным траекториям:

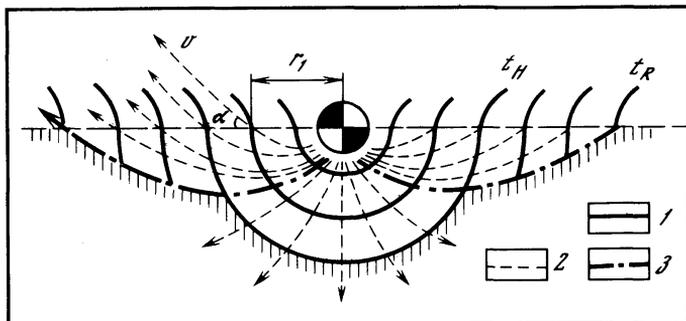


Рис. 24. Схема движения грунта при кратерообразовании

1 – профиль кратера в различные моменты времени; 2 – траектории движения частиц грунта; 3 – граница между выбрасываемым и вдавливаемым грунтом; t_H – время остановки роста кратера вглубь; t_R – время окончания выброса вещества; v – скорость выброса грунта, направленная под почти постоянным углом α к горизонту и убывающая с ростом расстояния r_1

сначала они движутся по радиальным направлениям от точки взрыва, но потом траектории искривляются в сторону свободной поверхности и происходит выброс вещества.

Будем называть угол наклона траектории, по которой частица пересекает исходный уровень мишени, углом выброса α . Эксперименты показывают, что при контактном и малозаглубленном взрыве угол выброса слабо зависит от радиального расстояния до центра точки выброса r_1 , т.е. точки, в которой траектория выбрасываемой частицы пересекает уровень исходной поверхности. Для сухого и влажного песка, например, этот угол составляет $35-40^\circ$ [13, 15]. Количество экспериментальных данных по величине α для других грунтов ограничено. Есть указания, что для скальных грунтов α не превышает 50° [83], поэтому в качестве грубой оценки для всех грунтов можно принять $\alpha = 45^\circ$ независимо от расстояния точки выброса до центра r_1 .

Большой интерес представляет величина скорости, с которой частицы мишени на заданном расстоянии r_1 выбрасываются через уровень поверхности мишени, поскольку именно эта скорость определяет дальность их разлета. Назовем эту скорость скоростью выброса v_0 . Как показывают многочисленные эксперименты, скорость выброса v_0 убывает с ростом расстояния точки выброса r_1 от центра образующегося кратера. Поэтому выбросы из центральной части кратера пролетают в поле тяжести большее расстояние. С ростом удаления от центра точки выброса r_1 увеличивается диапазон глубин, с которых выбрасывается грунт вдоль данной траектории (см. рис. 24), поэтому в выбросах кратеров материал, залегавший неглубоко и близко к точке удара, приобретает более высокие скорости выброса и улетает дальше от центра кратера, проводя в полете большее время, в то время как материал с периферии кратера выбрасывается с меньшими скоростями и соответственно после разлета оказывается ближе к границе кратера. Эксперименты показали, что зависимость скорости выброса v_0 от координаты точки выброса r_1 можно выразить в степенном виде

$$v_0 = Ar_1^{-m}, \quad (\text{II.14})$$

где A – некоторый коэффициент, зависящий от геометрии удара или взрыва и его энергии. Имеющиеся данные показывают, что обычно величина m заключена в пределах от 2 до 3, указывая на сильное снижение скорости выброса при удалении от точки взрыва.

Заметим, что все изложенное о выбросах не относится к выбросу небольших порций вещества мишени и ударника в виде кумулятивных струй, образующихся при внедрении высокоскоростного ударника в мишень. Геологические последствия образования таких струй были недавно рассмотрены [57]. Следует отметить, что масса вещества, выбрасываемого в виде струй, очень мала по сравнению со всей массой выбрасываемого из кратера вещества, хотя наличие струй может оказаться решающим моментом для

образования расплава при ударе со скоростью 1–2 км/с, когда интенсивность ударной волны в точке удара недостаточна для расплавления вещества мишени и ударника в цикле сжатие–разгрузка. Отметим, что кумулятивные струи выбрасываются под весьма малыми углами к горизонту; иногда эти струи называют **ранними выбросами**. Как показывают эксперименты, при скоростях ударников 5–10 км/с скорости ранних выбросов могут достигать 10–30 км/с. Вместе с тем основная масса выбросов летит много медленнее. Максимальные скорости выбросов основной массы вещества достигаются при разлете ударно-испаренного материала. Оценки показывают, что эти скорости составляют 2–4 км/с и более.

Скоростная киносъемка кратерообразования при ударе и взрыве [14, 17, 49, 56] показала, что рост кратера происходит в две стадии. Сначала растущая полость кратера имеет форму, близкую к полусфере. По достижении максимального значения глубины придонная часть грунта останавливается, и кратер растет только в боковых направлениях (см. рис. 24). Время достижения окончательной глубины кратера примерно в 5–10 раз меньше, чем время формирования окончательного радиуса кратера [15]. В случае однородной мишени взрывные воронки и ударные кратеры в широком диапазоне размеров (от десятков сантиметров до нескольких километров, а иногда и больше) имеют форму, подобную форме воронки, образование которой было разобрано выше. Это позволяет предположить, что и процессы образования этих воронок и кратеров были подобны описанным выше. Характерной чертой этих воронок и кратеров является постоянство отношения радиуса (R) к глубине (H) — $R/H \approx 2$ (соответственно диаметр $D = 2R$ в 4 раза больше глубины — $D/H \approx 4$). Такие воронки и кратеры принято называть чашеобразными, или простыми.

Наблюдения над крупными кратерами на Луне и планетах показывают, что по достижении некоторого размера, который зависит от величины ускорения силы тяжести на данном планетном теле, кратеры перестают обладать простой чашеобразной формой. Дно у них становится уплощенным или даже как бы впусченным, а с дальнейшим увеличением размеров на дне появляется "центральная горка" или кольцевые концентрические возвышенности. Такие кратеры принято называть сложными (см. главу III). Сложные кратеры обладают меньшей относительной глубиной, чем простые, и соответственно у них $R/H > 2$, $D/H > 4$. Среди исследователей нет единого мнения, приобретали ли эти кратеры присущую им сложную форму сразу в процессе роста, или же они проходили через стадию чашеобразной полости, а затем были преобразованы в сложные кратеры. Некоторые гипотезы, касающиеся этого вопроса, обсуждаются в разделе II.5 и в главе VI.

II. 2.2. Влияние прочности и силы тяжести на размеры кратеров

В предыдущем разделе было отмечено, что при контактном и малоуглубленном взрыве, а также при ударе высокоскоростного снаряда вещество мишени приводится в движение в ударной волне и далее движется по инерции. Условимся называть в дальнейшем и взрывные воронки, и ударные кратеры, возникающие при этом, единым термином **кратер**. Естественно, что приведенное в движение вещество рано или поздно останавливается, выброс новых порций вещества мишени прекращается и кратер приобретает свои окончательные для стадии экскавации размеры (впоследствии эти размеры и форма кратера могут изменяться за счет обрушения склонов, образования центральной горки и т.п.). Можно выделить два главных механизма остановки кратерообразующего движения вещества мишени: исчерпание кинетической энергии кратерообразующего движения за счет работы против сил прочности вещества мишени (пластическая работа) и исчерпание этой энергии за счет совершения работы против сил тяжести. Эти две причины могут действовать вместе, например в виде повышения прочности горных пород на глубине под действием литостатического давления, определяемого силой тяжести.

Прочность. При приложении малых напряжений, вызывающих малые деформации, вещество восстанавливает свою исходную форму после снятия нагрузки; такое поведение называется упругим. При приложении напряжений, больших некоторого предела, в веществе развиваются деформации, которые уже не исчезают полностью после снятия нагрузки (так называемое пластическое поведение). Для описания этого довольно сложного процесса применяют различные упрощенные модели. Согласно одной из самых распространенных моделей принимается, что при переходе через предел упругости вещество сопротивляется деформированию с постоянным усилием, не зависящим от степени деформированности тела (упруго-пластическая модель). Напряжение, развивающееся при этом в веществе, можно несколько упрощенно назвать **напряжением пластического течения** Y . Величина Y может зависеть от величины всестороннего давления (в частности, от литостатического давления), от температуры (падающая до нуля при температуре плавления), от скорости деформирования (возрастая при увеличении скорости деформирования). Подробнее с поведением горных пород при деформировании можно ознакомиться в обзоре [25].

Пусть $Y = \text{const}$. В случае скальной породы типа гранита [24]

$$Y \approx 1 \text{ кбар} = 10^9 \text{ дин/см}^2. \quad (\text{II.15})$$

Примерно таково же значение Y для алюминия [8]. Для того чтобы образовать кратер объема V , нужно вытеснить, т.е. деформировать, материал мишени, находящийся вначале в пределах будущего кратера. При этом будет деформироваться и некоторое количество материала, прилегающего к кратеру. Предположим достаточно произвольно, что объем деформированного материала равен примерно $2V$. Тогда работу A , необходимую для деформирования этого материала, можно оценить по формуле

$$A \approx 2VY. \quad (\text{II.16})$$

Согласно численным двумерным расчетам энергия, остающаяся после выброса вещества и его нагрева ударной волной, т.е. энергия, идущая на пластическую работу, связанную с образованием кратера при скорости соударения 15–20 км/с, составляет около 30% начальной кинетической энергии ударника K как в случае удара по горным породам [36], так и при ударе по алюминию [42]. Тогда из (II.16) следует, что

$$A \approx 0,3K = 2VY.$$

Преобразуя это выражение, получаем, что объем кратера прямо пропорционален кинетической энергии ударника K и обратно пропорционален прочности материала мишени, характеризуемой в данном случае величиной Y :

$$V \approx 0,15K/Y. \quad (\text{II.17})$$

Соотношение (II.17) иллюстрирует принцип энергетического подобия **прочностных кратеров** (т.е. кратеров, размеры которых определяются только прочностью вещества мишени): если при двух ударных событиях различного масштаба реализуются подобные друг другу картины деформирования материала мишени, прочностные свойства материала мишени одинаковы в обоих случаях, в обоих событиях участвуют ударники из одинакового материала и с одной и той же начальной скоростью, то объемы образовавшихся кратеров будут пропорциональны массам ударников, или, что то же, их кинетическим энергиям. Аналогичное утверждение можно сформулировать и для взрывных кратеров при условии подобия расположения двух зарядов ВВ разного веса относительно свободной поверхности. В этом случае следует подставлять в (II.17) не кинетическую энергию ударника K , а энергию взрыва заряда ВВ, обычно выражающуюся в единицах веса эквивалентного заряда тротила q .

Как видно из условий подобия прочностных кратеров, удовлетворить их все одновременно довольно сложно, особенно в случае природных метеоритных кратеров. Поэтому часто используют упрощенную формулировку этого принципа – объемы кратеров V , размеры которых определяются прочностью грунта, пропорциональны энергии

взрыва или удара E : $V \sim E$. Тогда для кратеров подобной формы глубина H и радиус R будут пропорциональны $E^{1/3}$:

$$R \sim H \sim V^{1/3} \sim E^{1/3}. \quad (\text{II.18})$$

В случае взрыва заряда, помещенного на глубину z , для подобия требуется еще, чтобы глубина заложения

$$z \sim E^{1/3}. \quad (\text{II.19})$$

Пригодность (II.18) и (II.19) для различных серий опытных данных проверяется экспериментально. Например, для воронок взрывов на поверхности мягких грунтов зарядов химических ВВ в диапазоне весов зарядов q от 100 кг до 1 кт оказалось, что

$$R \text{ (м)} \approx 3,5q^{1/3}, \quad (\text{II.20})$$

$$H \text{ (м)} \approx 1,7q^{1/3}, \quad (\text{II.21})$$

$$V \text{ (м}^3\text{)} \approx 26q, \quad (\text{II.22})$$

где q измеряется в тоннах ВВ [2]. Напомним, что энергия взрыва ВВ пропорциональна весу заряда, поэтому энергия взрыва E и вес заряда q отличаются только множителем. Энергию взрыва принято выражать в единицах веса эквивалентного заряда ВВ. Взрыв ВВ выделяет энергию, равную примерно 10^6 кал/т, или $4,18 \cdot 10^{16}$ эрг/т.

Применение опытных данных по взрывам является одним из способов оценки энергии кратерообразующих метеоритов. Например, если преобразовать соотношение (II.20) к виду

$$q \text{ (т)} \approx (R \text{ (м)} / 3,5)^3, \quad (\text{II.23})$$

то можно оценить вес, а значит, и энергию заряда ВВ, необходимую для образования кратера радиуса R в предположении, что размеры его определялись только прочностью, а сама прочностные свойства похожи на свойства грунтов типа супесей и суглинков. Энергия же заряда ВВ дает представление о порядке величины энергии кратерообразующего метеорита. Однако даже в случае лабораторных опытов при наличии полного качественного подобия возникают многочисленные вопросы о количественном соотношении параметров кратерообразования при взрыве и ударе одинаковой энергии [26]. В отношении высокоскоростного удара следует заметить, что при увеличении скорости удара на границе ударник—мишень возбуждаются ударные волны большей интенсивности, вещество вблизи от точки удара сжимается сильнее и возрастает расход энергии на его нагрев. Поэтому чем выше скорость ударника, тем больше должна быть его кинетическая энергия для того, чтобы при ударе образовывался кратер одних и тех же размеров [12, 16].

Поскольку в разгоне вещества при метеоритном ударе основную роль играют ударные волны, то подобие законов затухания ударных волн с расстоянием должно приводить к подобию течения вещества мишени и, как следствие, к возникновению подобных кратеров. В предыдущем разделе была показана возможность использовать в первом приближении для сравнения ударных волн принцип энергетического подобия. В этом случае считается, что одинаковые интенсивности ударных волн достигаются в геометрически подобно расположенных точках, если их приведенное расстояние от центра удара $L/K^{1/3} = \text{const}$. Сравнение этого выражения с (II.18) показывает, что в случае прочностных кратеров в примерно одинаковых мишенях радиус кратера R , пропорциональный $K^{1/3}$, может служить масштабом параметров многих явлений, связанных с кратерообразованием, например размеров зон разрушения и разуплотнения, плавления и т.д. Однако в событиях большого масштаба не только прочность определяет размеры кратеров.

Г р а в и т а ц и я. Примером остановки кратерообразующего движения под действием силы тяжести может служить возникновение полости при падении капли воды в воду. Скорость удара при этом мала и ударные волны не возникают, но за счет отсут-

ствия прочности полость в воде намного превышает размеры упавшей капли. Падение капли в воду и образование при этом полости в воде — кратера — изучалось неоднократно [44, 45, 73]. Установлено, что полость в воде в процессе роста сохраняет форму, близкую к полусферической. Отметим, кстати, что и при контактном взрыве на поверхности воды полость также близка к полусфере вплоть до достижения максимальных размеров (см., например, [10, 23]).

Рассмотрим общий баланс энергии при образовании полости в результате падения капли воды в воду. Поскольку потерями энергии на нагрев воды в данном случае можно пренебречь, то можно считать, что в основном эта энергия расходуется на работу против сил поверхностного натяжения и против сил тяжести. Тогда можно оценить максимальный размер полости, приравняв потенциальную энергию полости P и энергию поверхностного натяжения вновь созданной поверхности T начальной кинетической энергии капли K . Потенциальная энергия полости складывается из потенциальной энергии собственно полости, находящейся ниже уровня исходной поверхности воды, и потенциальной энергии воды, поднятой выше этого уровня — в виде султана выбросов. Воспользуемся выражениями для P и T , выведенными ранее в работе [73]:

$$P = 0,36 \pi g R^4 \rho, \quad T = 10 \pi R^2 \sigma, \quad (\text{II.24})$$

где ρ — плотность воды, g — ускорение силы тяжести, R — радиус полости, σ — поверхностное натяжение. Приравнявая K и $(P + T)$, получаем

$$K = 0,36 \pi \rho g R^4 + 10 \pi \sigma R^2. \quad (\text{II.25})$$

Это уравнение можно решить относительно R :

$$R = \left(\frac{\sqrt{b^2 + 4aK} - b}{2a} \right)^{1/2}, \quad (\text{II.26})$$

где $a = 0,36 \pi \rho g$, $b = 10 \pi \sigma$. Отметим, что здесь было сделано неявное предположение о том, что вся масса воды останавливается одновременно в момент остановки полости, при этом кинетическая энергия течения воды обращается в нуль. Из-за неточности этого предположения формула (II.26) является оценочной. Сравним результаты вычислений по формуле (II.26) с наблюдаемыми величинами максимальных радиусов полости (табл. 5). Примем для воды $\rho = 1 \text{ г/см}^3$, $\sigma = 75 \text{ эрг/см}^2$ и $g = 981 \text{ см/с}^2$. Как следует из таблицы, вычисленные значения несколько превышают наблюдаемые. Неточности вычисления могут быть связаны с неполным учетом энергии поверхностного натяжения [73] или с тем, что к моменту достижения полостью максимальных размеров какая-то часть воды еще движется, сохраняя некую долю кинетической энергии.

Этот пример позволяет проиллюстрировать возрастание значения силы тяжести с ростом масштаба явления. Сравним энергии P и T , вычисленные по формулам (II.24), при различных R (табл. 6). Из этой таблицы видно, что уже при радиусе полости $R = 10 \text{ см}$ энергия поверхностного натяжения "отбирает" лишь около 2% начальной энергии удара, а примерно 98% этой энергии расходуется на подъем воды при кратерообразовании в поле тяжести. Следовательно, при большом масштабе радиус полости в воде R и кинетическая энергия падающей капли K будут связаны соотношением типа (II.25), но без второго слагаемого:

$$K \sim \rho g R^4. \quad (\text{II.27})$$

В табл. 6 приведены также оценки потенциальных энергий полостей больших размеров в воде в земном поле тяжести, которые могут служить минимальными оценками энергии кратерообразования при метеоритном ударе. Из-за потерь на необратимый нагрев при ударном сжатии запас кинетической энергии в мишени, расходуемый непосредственно на кратерообразование, всегда будет меньше, чем исходная кинетическая энергия ударника. В случае удара каменного метеорита по воде на образование кратера остается около 10% начальной энергии K [50]. В табл. 6 приведены расчетные значения K метеорита, необходимые для образования в земном океане полости заданного разме-

Т а б л и ц а 5
Максимальный размер полости R при падении капли воды в воду

Кинетическая энергия K , эрг	Максимальный радиус полости R , см	
	экспериментальные данные [73]	расчетные данные по (II.26)
3109	1,02	0,96
6566	1,14	1,26
10714	1,38	1,38
14858	1,51	1,66

Т а б л и ц а 6
Энергия, запасенная при создании
в воде полусферической полости радиуса R

R , см	Потенциальная энергия P , эрг	Энергия поверхностного натяжения T , эрг	Суммарная энергия ($P+T$), эрг	Кинетическая энергия метеорита K , эрг [50]
1	$1,1 \cdot 10^3$	$2,35 \cdot 10^3$	$3,45 \cdot 10^3$	—
10	$1,1 \cdot 10^7$	$2,35 \cdot 10^5$	$1,12 \cdot 10^7$	—
100	$1,1 \cdot 10^{11}$	$2,35 \cdot 10^7$	$1,10 \cdot 10^{11}$	—
10^5 (1 км)	$1,1 \cdot 10^{23}$	—	$1,1 \cdot 10^{23}$	10^{24}
10^6 (10 км)	$1,1 \cdot 10^{27}$	—	$1,1 \cdot 10^{27}$	10^{28}
10^7 (100 км)	$1,1 \cdot 10^{31}$	—	$1,1 \cdot 10^{31}$	10^{32}

ра [50]. При этом, конечно, следует помнить о конечной глубине океана. Литературу по образованию при взрыве полостей в мелких водоемах можно найти в обзоре В.П. Коробейникова и Б.Д. Христофорова [19].

Подведем итог данного раздела. Авторы попытались показать, что в зависимости от доминирующего механизма исчерпания кинетической энергии кратерообразующего течения вещества мишени возможны различные зависимости, связывающие энергию взрыва или удара с размером кратера R . Если доминирует прочность, то

$$K \sim R^3, \quad R \sim K^{1/3}. \quad (\text{II.28})$$

Если доминирует сила тяжести, то

$$K \sim gR^4, \quad R \sim g^{-1/4} K^{1/4}. \quad (\text{II.29})$$

Из сравнения формул (II.28) и (II.29) видно, что в случае "гравитационных кратеров" (II.29) энергия, необходимая для кратерообразования, растет быстрее — пропорционально R^4 , чем в случае "прочностных кратеров" (II.28) — пропорционально R^3 . Отсюда следует принципиальная неизбежность смены доминирующего механизма остановки кратерообразующего течения с прочностного на гравитационный при возрастании масштаба явления (т.е. при увеличении R).

II.2.3. Связь энергии удара (взрыва) и размеров кратера

Как было показано в разделе II.2.2, вид закона, связывающего энергию взрыва E (или удара K) с размерами кратера, зависит от механизма остановки кратерообразующего течения. Экспериментальные данные и теоретический анализ движения грунта при контактном взрыве и высокоскоростном ударе, как правило, приводят к степенным зависимостям $R(g, K)$, лежащим как бы между "прочностной" (II.28) и "грави-

тационной” (II.29) зависимостями. Причины этого достаточно сложны, и их подробный разбор выходит за рамки данной работы. Ниже мы лишь кратко приведем логику объяснения этого факта.

Прежде всего необходимо отметить, что прочность реальных горных пород непостоянна и зависит от окружающего давления (см., например, [25]). При кратерообразующем течении давление в каждой точке складывается из двух частей — динамического давления, возникающего в движущихся горных породах, и литостатического давления вышележащих слоев горных пород. Оценки показывают, что при образовании кратеров размером до первых километров (в земных условиях) динамическое давление в течение большей части процесса кратерообразования превалирует над литостатическим давлением, поэтому поле тяжести слабо влияет на поле скоростей кратерообразующего движения горных пород. Следовательно, с точностью до неизменности свойств горных пород в явлениях различного масштаба скорости разлета, например, будут подчиняться закону энергетического подобия. В то же время потенциальная энергия, приобретаемая веществом мишени при движении в поле тяжести, будет сравнима с кинетической энергией вблизи края кратера.

Можно предположить, что в явлениях большего масштаба литостатическое давление увеличит эффективную прочность горных пород и картина кратерообразования, описанная в разделе II.2.1, существенно изменится. На основании анализа размерностей можно ожидать, что, в конечном счете, в событиях очень большого масштаба зависимость энергии от размера кратера будет стремиться к ”гравитационной” зависимости вида (II.29).

Следуя подобной логике, можно предложить следующее условное деление кратеров по размерам:

Прочностные кратеры. Размеры кратеров определяются только прочностными свойствами мишени и энергией удара или взрыва. Это, например, микрократеры и кратеры, образованные высокоскоростным ударом по металлам. При не зависящих от масштаба прочностных свойствах мишени и неизменных параметрах ударника или заряда ВВ размеры кратеров пропорциональны корню кубическому из величины энергии удара или взрыва:

$$R \sim K^{1/3}.$$

Гравитационные кратеры. Картина движения грунта определяется в основном прочностными свойствами, но остановка кратерообразующего течения вещества мишени происходит из-за перехода кинетической энергии в потенциальную в поле тяжести. К гравитационным относятся, например, кратеры в сухом песке. Уже начиная с лабораторного масштаба, их размеры зависят от силы тяжести [17, 47]. Зависимость размеров кратера от энергии взрыва имеет вид

$$R \sim g^{-(1-3/M)} K^{1/M}, \quad (\text{II.30})$$

где $3 < M < 4$.

Большие гравитационные кратеры. Сила тяжести определяет общую картину движения вещества при кратерообразовании. Зависимость радиуса кратера от энергии взрыва или удара стремится к виду (II.30) при $M = 4$:

$$R \sim g^{-1/4} K^{1/4}.$$

Основная масса экспериментальных данных о кратерообразовании получена при взрывах ядерных и химических ВВ. Как показали эксперименты, ударное кратерообразование более всего похоже на кратерообразование при контактных и малоуглубленных взрывах [26], поэтому целесообразно привести некоторые экспериментальные данные, касающиеся именно этих взрывов (рис. 25). Поскольку увеличение силы тяжести эквивалентно увеличению масштаба взрыва [74, 75], в качестве независимой переменной на рис. 25 выбрана величина $(g/g_0)^3 q$, где g_0 — нормальное земное ускорение силы тяжести, q — эквивалент зарядов ВВ. Ранее уже отмечалось, что для контакт-

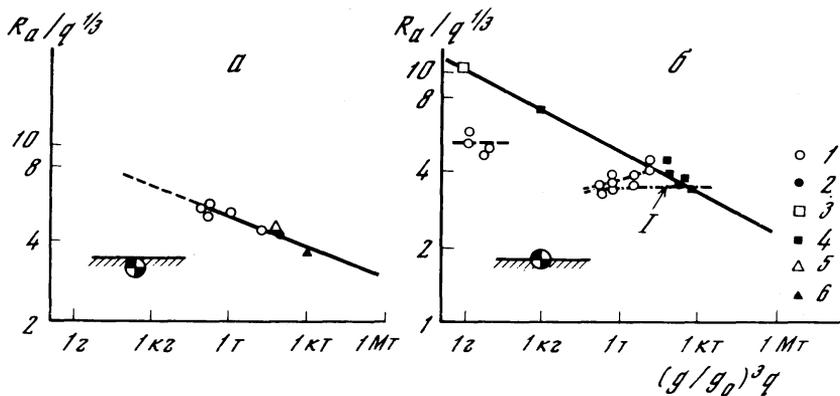


Рис. 25. Зависимость приведенного радиуса воронки $R_a/q^{1/3}$ (по вертикальным осям, м/т^{1/3}) в мягких грунтах от эффективной мощности заряда ВВ $(g/g_0)^3 q$
 а – взрывы сферических зарядов, заглубленных на 1 радиус заряда; б – взрывы сферических полузаглубленных зарядов; 1–4 – взрывы зарядов ВВ: 1 – в аллювии и мягком грунте при нормальной силе тяжести (g_0), 2 – в аллювии при повышенной силе тяжести, 3 – в сухом песке при нормальной силе тяжести, 4 – там же, при повышенной силе тяжести; 5 – ядерный взрыв "Джонни Бой", пересчитанный на энергию эквивалентного заряда ВВ [75]; 6 – ядерный взрыв "Джангл У" [80]; I – усредненная зависимость $R_a/q^{1/3} = 3,5 \text{ м/т}^{1/3}$

ных взрывов на типичных мягких грунтах в диапазоне $100 \text{ кг} < q < 1000 \text{ т}$ ВВ приведенный радиус воронок можно считать в первом приближении постоянным [2]:

$$R_a/q^{1/3} \approx 3,5 \text{ м/т}^{1/3}.$$

Это значение показано на рис. 25, I. В случае площадок, эффективная прочность грунтов которых уменьшается с масштабом, может наблюдаться даже возрастание приведенного размера воронки с ростом мощности взрыва ([80]; см. рис. 25, б). Результаты опытов с центрифугой показывают, что в случае сухого песка, воронки в котором, как уже отмечалось, образуются в "гравитационном" режиме, приведенный радиус воронок уменьшается с ростом масштаба взрыва, характеризуемого в данном случае величиной $(g/g_0)^3 q$.

В целом совокупность данных по контактным взрывам показывает следующую картину. Для сыпучих грунтов все воронки, начиная с размера с несколько сантиметров, образуются в гравитационном режиме. При этом

$$R_a \sim [(g/g_0)^3 q]^{1/3,6}$$

(см. рис. 25, б).

Размеры воронок взрывов на связных грунтах при постоянном $(g/g_0)^3 q$ меньше, чем воронки взрывов на сухом песке, и с ростом масштаба приближаются к ним. При радиусе кратера, большем некоторого критического значения, происходит смена режима кратерообразования с "прочностного" на "гравитационный". Критический радиус для грунтов типа суглинка и аллювия имеет величину порядка 30 м ($D_a \approx 60 \text{ м}$). Ввиду большей прочности скальных грунтов "прочностные" воронки в них меньше, чем в мягких грунтах, и смена режимов кратерообразования происходит при больших размерах воронки. В настоящее время оценить величину этого порогового размера весьма сложно, однако величина $D_a \approx 200 \text{ м}$ для естественных трещиноватых скальных грунтов представляется разумной оценкой для земных условий.

Данные для взрывов зарядов, заглубленных на 1 радиус заряда (см. рис. 25, а) в аллювии Невадского полигона США, соответствуют предложенной ранее [79] зависимости $R_a \sim q^{1/3,4}$, уже начиная с радиуса воронки, равного примерно 3 м. Опыты с центрифугой показывают, что эту зависимость можно записать в виде $R_a \sim$

$\sim [(g/g_0)^3 q]^{1/3,4}$. Это позволяет отнести все показанные на рис. 25,а воронки к "гравитационным". Отметим, что этой же зависимости соответствуют данные для мало-заглубленных ядерных взрывов, показанные на рис. 25,а.

Приведенные экспериментальные данные подтверждают рассуждения о законах, связывающих размеры воронок с энергией взрыва. Однако даже при известной связи размеров воронок с энергией взрыва остается открытым вопрос о переходе от энергии взрыва к энергии высокоскоростного удара. Предлагаюсь множество формул, основанных на предположении о равенстве энергии ядерного взрыва на определенной глубине и начальной кинетической энергии метеорита, образующих воронку (кратер) одних и тех же размеров (см. обзор в работе [41]). Мы выбрали достаточно произвольную одну из них, полученную для земных кратеров диаметром D_r до 100 км [41]:

$$D_r \text{ (км)} \approx 2 \cdot 10^{-5} K^{1/3,4} \text{ (Дж)}. \quad (\text{II.31})$$

Эта формула получена путем сравнения размеров кратеров и зон разрушения вокруг них с соответствующими параметрами воронок ядерных взрывов. Как показала проверка, эта формула дает правильное представление о порядке величины энергии кратерообразующих метеоритов (см. раздел II.1.4). Поскольку земные метеоритные кратеры диаметром более 1–2 км можно достаточно уверенно считать "гравитационными", формула (II.31) записывается в виде

$$K \text{ (Мт)} = 2,4 (g/g_0)^{0,4} D_r^{3,4} \text{ (км)}, \quad (\text{II.32})$$

где учтено, что 1 Мт ТНТ эквивалентна энергии $4,2 \cdot 10^{15}$ Дж, а g_0 – ускорение свободного падения на Земле (981 см/с^2). Подчеркнем еще раз, что конкретная зависимость $K(g, D_r)$ (II.32) не является точной, а служит лишь для определения порядка величины K . Тем не менее для единообразия оценок удобно использовать формулу (II.32) в различных приложениях. Несмотря на неопределенность в численном коэффициенте, формула (II.32) позволяет проводить достаточно обоснованное сравнение кинетических энергий метеоритов (а значит, и всех связанных с энергией параметров) для любых "гравитационных" кратеров на различных планетах. Кинетические энергии двух метеоритов K_1 и K_2 , образующих кратеры диаметром D_1 и D_2 на планетах с ускорением силы тяжести g_1 и g_2 , будут относиться как

$$K_1/K_2 = (g_1/g_2)^{0,4} (D_1/D_2)^{3,4}. \quad (\text{II.33})$$

Эта формула применима для любых "гравитационных" кратеров в пределах одного морфологического (см. главу III) класса.

Для "больших гравитационных" кратеров зависимость (II.32) должна изменить свой вид. Однако вопрос о размере, при котором кратеры из "гравитационных" становятся "большими гравитационными", остается пока открытым. Можно лишь сказать, что для "больших" кратеров формула (II.32) будет давать нижний предел энергии образования.

II.3. КРАТЕРНЫЙ ВАЛ И ВЫБРОСЫ ИЗ КРАТЕРОВ

Взрывные и ударные кратеры почти всех размеров (кроме микрократеров, см. раздел II.1.1) окружены кольцевой возвышенностью – валом. Диаметр кратера по гребню вала D_r , как правило, составляет 1,25 диаметра кратера по уровню исходной поверхности D_a [38, 69]. Высота гребня вала над окружающей местностью для простых чашеобразных кратеров составляет около $1/10 D_r$, для кратеров сложной морфологии отношение высоты вала к диаметру кратера меньше $1/10$ [69].

Кратерный вал имеет слоистое строение даже в случае однородных мишеней. Как правило, кратерный вал состоит из двух основных элементов – нижнюю его часть составляют приподнятые (как часто говорят – "задранные") слои пород, верхняя часть его представляет вблизи гребня опрокинутые породы, выброшенные без су-

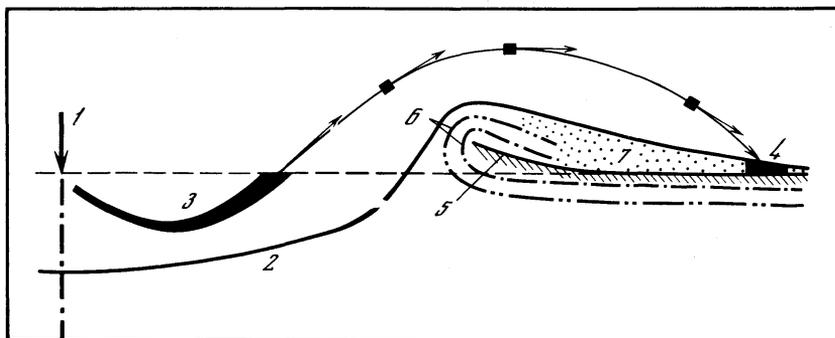


Рис. 26. Схема выброса вещества из кратера и строение кратерного вала

1 — точка удара; 2 — профиль кратера; 3 — одна из траекторий выброса грунта; 4 — точка падения выбросов после баллистического разлета; 5 — "заданный" уровень исходной поверхности в основании кратерного вала; 6 — "заданные" и перевернутые приповерхностные слои горных пород, при удалении от гребня вала плавно переходящие в рыхлый слой баллистических выбросов (7)

ществленной потери сплошности с самого края кратера и перевернутые вверх ногами за счет переменной при удалении от точки удара скорости выброса (см. раздел II.2.1), и в основном отложения выбросов, двигавшихся по баллистическим траекториям (рис. 26).

Частицы выбрасываемого грунта движутся в пределах кратера по сложным изогнутым траекториям. Упрощенно (см., например, [15]) можно считать, что грунт движется вдоль некоторых фиксированных траекторий (см. рис. 24). Тогда через каждую точку поверхности мишени будет вылетать как бы струя грунта, изначально располагавшегося вдоль некоторой траектории (см. рис. 26). Можно считать, что при разлете этот грунт движется как единое целое, поэтому в каждой точке слоя выбросов, образующегося после падения грунта, будет находиться смесь частиц грунта, залежавших на различных глубинах и удалениях от точки соударения. Как отмечалось в разделе II.2, скорость выбросов тем меньше, чем дальше находится точка выброса от точки удара. Поэтому чем ближе к центру кратера траектория выброса проходит через уровень исходной поверхности, тем дальше улетит грунт при разлете. Вместе с тем чем меньше r_1 , тем меньше масса грунта, выбрасываемого через данную точку поверхности. Исходя из этого, легко понять, почему с удалением от центра кратера толщина слоя выбросов сильно падает.

На основании данных, полученных при опытных взрывах и при изучении хорошо сохранившихся метеоритных кратеров, была предложена простая формула для оценки зависимости толщины слоя выбросов вокруг метеоритных кратеров простой морфологии от расстояния до центра кратера r [15, 22]:

$$h \approx 0,05 R_r (R_r/r)^3, \quad (\text{II.34})$$

где h — толщина слоя выбросов, R_r — радиус кратера по гребню вала. Следует отметить, что формула (II. 34) представляет собой оценку средней толщины слоя выбросов на данном расстоянии. При этом возможны существенные (до 50–70%) вариации толщины слоя выбросов по различным направлениям от центра кратера на одном и том же удалении от него (азимутальные вариации).

В случае безатмосферных планетных тел на расстояниях, больших 3–5 радиусов кратера, азимутальные вариации плотности выпадения выбросов становятся настолько большими, что слой выбросов перестает быть сплошным и приобретает вид лучей, которые тянутся в радиальном от кратера направлении на тысячи километров. Эти лучи являются характерной чертой относительно свежих лунных кратеров (например, кратера Тихо). На некотором расстоянии от центра кратера r скорости падения выбросов

становятся столь значительными, что приводят к процессам типа вторичного кратерообразования, вызывающим интенсивное перемещение материалов выбросов с местным материалом [61]. Поэтому формулу (II.34) следует использовать для оценки эффективной толщины слоя выбросов без учета примеси местного материала. Для кратеров сложной морфологии формула (II.34) неприменима (см. дискуссию [68]). Известно только, что для сложных кратеров Луны отношение высоты вала к радиусу кратера уменьшается [68], поэтому следует ожидать, что и толщина слоя закратерных выбросов, отнесенная к радиусу кратера (h/R_r), на одних и тех же относительных расстояниях (r/R_r) для кратеров сложной морфологии будет меньше, чем для простых чашеобразных кратеров. С ростом расстояния, на которое улетели выбросы от кратера, т.е. с ростом скорости выброса, а значит, и с приближением точки выброса к точке удара, уменьшается глубина исходного залегания материала выбросов, называемая также глубиной экскавации. Для "гравитационных" кратеров простой морфологии для оценок можно использовать график из работы [15], показывающий максимальную глубину, материал с которой может быть обнаружен на различных расстояниях от кратера (рис. 27).

Для качественного прогноза уровня ударного метаморфизма метариала выбросов в работе [16] была предложена схема, в которой предполагается, что после прохождения ударной волны вещество начинает двигаться по траекториям, определяемым моделью [15] (рис. 28, а). Тогда грунт, располагавшийся вдоль этих траекторий, вылетает через некоторую точку выброса как единое целое, а, значит, после разлета попадает в одно и то же место в слое выбросов. На рис. 28, б показана величина доли вещества, сжимавшегося в ударной волне до давлений, больших некоторого уровня p . Тогда, если имеется связь между координатой точки выброса r_1 и координатой падения выбросов после разлета r , график рис. 28, б дает примерную картину распределения вещества по степени ударного сжатия, воздействовавшего при прохождении ударной волны на массу выбросов, долетевших до расстояния r .

Если воспользоваться последовательно: 1) формулой (II.32) для определения энергии кратерообразования; 2) формулой (II. 5) для определения закона затухания ударной волны и формой изобар, полученной в расчетах (см., например, рис. 15, в); 3) зависимостью дальности разлета Δr от координат точки выброса r_1 для гравитационных кратеров из работы [15], то для планетного тела с определенной силой тяжести можно нарисовать оценочную картину распределения массы вещества в выбросах по степени воздействия ударной волны в зависимости от дальности баллистического разлета выбросов Δr . Пример такой оценки для Луны показан на рис. 29. Отметим, что для траекторий течения грунта мишени при кратерообразовании, расположенных геометрически подобно относительно изобар ударного давления, скорости выброса, а значит, и дальность баллистического разлета не зависят от размера кратера. Поэтому данные рис. 29 применимы в первом приближении к кратерам любого размера. Поскольку амплитуда ударных волн не зависит от размера падающего тела, то линия 1 (см. рис. 29) отвечает также удару отдельной "песчинки" выбросов по такой же "песчинке". Дальность разлета вещества при одной и той же начальной скорости обратно пропорциональна ускорению силы тяжести, поэтому рис. 29 можно использовать для любых безатмосферных планетных тел, пересчитывая расстояния для них по формуле

$$\Delta r' = g \Delta r / g',$$

где $\Delta r'$, g' — расстояние и ускорение силы тяжести для рассматриваемого тела, Δr , g — то же, для Луны ($g = 1,62 \text{ м/с}^2$). В общем балансе масс выбросы составляют примерно 60–70% общего объема кратера.

Остальной объем образуется за счет уплотнения материала мишени и (или) за счет выдавливания его в стороны и вверх. Последнее проявляется в виде выдавленного снизу грунта, слагающего основание кратерного вала. Известное правило Шретера (см., например, [67]) гласит — объем кратерного вала и слоя выбросов должен быть равен объему видимого кратера. Неоднократно делались попытки проверить и уточнить правило Шретера по измерениям профилей валов лунных кратеров [40]. Однако рассе-

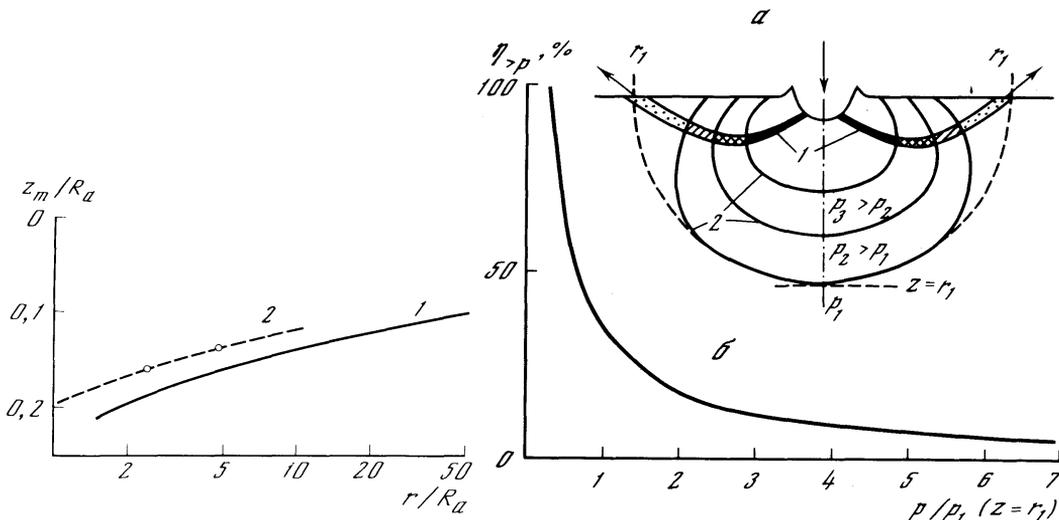


Рис. 27. Оценка максимальной глубины залегания грунта z_m/R_a , который может быть обнаружен в выбросах на расстоянии r/R_a

1 – модель [15]; 2 – эксперимент, стратифицированный песок [78]; R_a – радиус кратера по уровню исходной поверхности

Рис. 28. Разлет ударно-сжатого вещества

a – схема взаимного расположения траектории выброса грунта (1), $r = r_1(1 - \cos \theta)$, и изобары (2), $p = \text{const}$; форма изобар выбрана в соответствии с результатами численных расчетов (см. рис. 15, b); b – распределение вещества, движущегося вдоль некоторой траектории, по величине действовавшего на него давления в ударной волне; $\eta_{>p}$ – доля вещества, сжатого давлением, большим p ; за масштаб давления в ударной волне принято давление p_1 в ударной волне под точкой удара на глубине z , равной расстоянию r_1 от точки удара до точки выхода рассматриваемой траектории на уровень исходной поверхности (см. рис. 28, a)

яние материала выбросов по большой площади, разуплотнение его при дроблении, а также уже отмеченное выше смешивание достаточно скоростных выбросов с местным материалом определяют приблизительность подсчетов.

Наличие атмосферы относительно слабо влияет на образование вала кратера в районе гребня, но сильно изменяет разлет высокоскоростных частей выброса. При этом можно ожидать сепарации материала выбросов по размерам обломков: поскольку сила сопротивления при данной скорости пропорциональна лобовому сечению обломка и, значит, квадрату его диаметра, а запас кинетической энергии пропорционален объему обломка, т.е. кубу его диаметра, большие обломки имеют возможность более далекого разлета. Мелкая же фракция в основном может осесть в пределах кратера при достаточно больших размерах последнего [55]. Однако часть мелкой фракции может быть унесена на значительные расстояния, будучи втянутой в турбулентный след за большими обломками. Кроме этого, наличие ветра в атмосфере в момент кратерообразования может снести газо-пылевое облако, возникающее над кратером на значительное расстояние. Это приведет к постепенному выпадению мелкой фракции из газо-пылевого облака по пути его движения. Торможение выбросов (или их части) в атмосфере приводит к их падению в пределах кратера, что может привести к плохо изученным пока следствиям в строении больших ($D_r \sim 50 - 100$ км) кратеров.

Количественный расчет движения выбросов через атмосферу достаточно сложен, однако использование ЭВМ делает эту задачу разрешимой, по крайней мере на уровне оценок. Так, расчеты, проведенные в работе [76], показывают, что в случае земной атмосферы при заданном в работе гранулометрическом составе обломков доля выбросов, затормозившихся в воздухе и упавших в пределах образовавшегося кратера, меняется от 5% при диаметре кратера $D_r = 1$ км до 15% при $D_r = 100$ км. При этом характерный

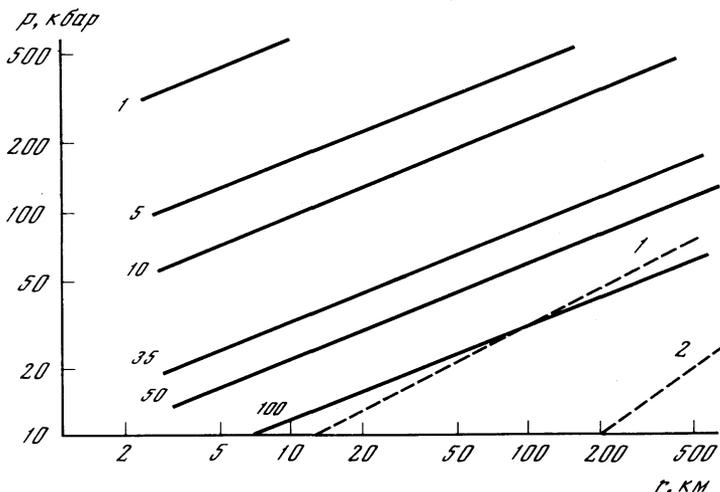


Рис. 29. Оценочная зависимость распределения материала выбросов по величине давления воздействовавшей на него ударной волны от дальности разлета рассматриваемой части выбросов (в условиях Луны)

$\eta_{>p}$ — доля (в %, цифры около кривых) рассматриваемой порции выбросов, подвергавшаяся при кратерообразовании действию ударной волны с давлением, большим p ; 1—2 — примерные уровни давлений, возникающих при падении обломков на скальную породу (1) и в слой реголита (2)

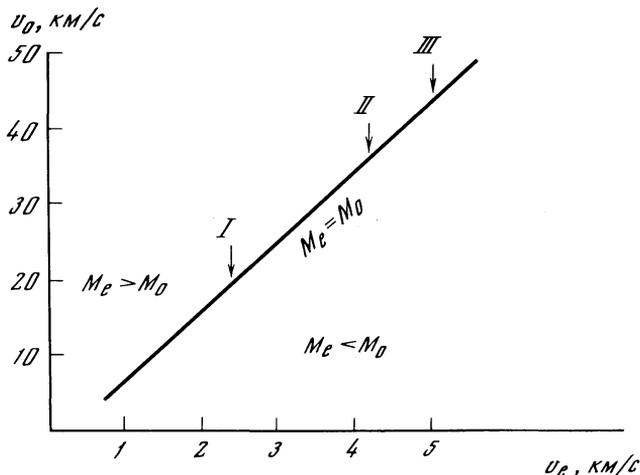


Рис. 30. Зависимость скорости метеорита v_0 (при отвесном падении), при которой за пределы сферы тяготения планетного тела выбрасывается масса вещества M_e , равная массе ударника M_0 , от скорости убегания (второй космической скорости) v_e [62]

Стрелками отмечены скорости убегания: I — для Луны; II — для Меркурия; III — для Марса

размер частиц выбросов, упавших в пределах кратера, возрастает от 2 см при $D_r = 1$ км до 7 м при $D_r = 100$ км. Эффективность торможения выбросов существенно зависит от плотности атмосферы. Та же модель [76] предсказывает, что в условиях атмосферы Венеры при диаметре кратера более 10 км свыше 50% объема выбросов не сможет вылетать за пределы кратера, причем характерный размер заторможенных атмосферой обломков может достигать 10 м и более. Таким образом, кратеры на Венере за счет обратного падения выбросов должны быть существенно мельче одинаковых с ними по размерам кратеров на планетных телах с менее плотной атмосферой.

Интересный для планетологии вопрос состоит в том, какова доля материала, выбрасываемого за пределы сферы тяготения подвергнувшегося метеоритному удару планетного тела. В последнее время этот вопрос был проанализирован с помощью двумерных численных расчетов [62]. Эти данные для оценок можно обобщить в следующем виде. При скорости убегания v_e менее 1 км/с выброшенная за пределы сферы тяготения масса материала мишени зависит в основном от кинетической энергии ударника K . Примерное соотношение K и массы "потерянного" вещества M_e при скорости метеорита $v > 5$ км/с:

$$M_e/K \text{ (Мт/Мт ТНТ)} \approx 400/v_e \text{ (м/с)}. \quad (\text{II.35})$$

При скорости убегания $v_e > 1$ км/с масса потерянного вещества зависит также и от скорости метеорита. Отсылая читателя за более подробными данными к работе [62], приведем только скорости удара v_0 , необходимые для выброса за пределы сферы тяготения массы вещества, равной массе упавшего метеорита, в зависимости от скорости убегания v_e (рис. 30). Из этого рисунка видно, что для уменьшения массы выброшенного вещества требуются значительные скорости падающих метеоритов. Известные к настоящему времени данные о распределении современных потоков метеоритов по скоростям показывают, что наиболее вероятные скорости удара имеют значения, меньшие критических, определяемых зависимостью рис. 30: для Луны — около 15 км/с [83], для Меркурия — около 25 км/с [51], для Марса — около 10 км/с [53].

II.4. ЗОНА РАЗРУШЕНИЯ И РАЗУПЛОТНЕНИЯ ПОД МЕТЕОРИТНЫМИ КРАТЕРАМИ

Значительный объем горных пород при кратерообразовании подвергается разрушению без значительного перемещения в пространстве. Экспериментальные данные при разрушении горных пород в подобных процессах получены в основном при ядерных и химических взрывах на большой глубине. При этом оказывается, что эффективный размер зоны разрушения составляет

$$R_p \sim 100 q^{1/3},$$

где R_p — в м, q — полная энергия взрыва, в кт ВВ [24]. Как показывают оценки [21], при ядерном взрыве вблизи поверхности в грунт передается примерно 10% энергии взрыва. Тогда, предполагая, что образование центральной части зоны разрушения при контактном взрыве происходит по механизму, сходному с подобным механизмом в случае подземного взрыва, эффективный размер зоны разрушения при кратерообразовании можно оценить по приведенной выше формуле, подставив в нее вместо мощности взрыва q эффективную мощность $0,1 q$, т.е. $R_p \text{ (м)} \sim 100 \sqrt[3]{0,1 q^{1/3}} \approx 50 q^{1/3} \text{ (кт)}$. По данным для околоповерхностных ядерных взрывов [80], радиус кратера оценивается в 30–40 м для взрыва мощностью 1 кг. Учитывая неизбежные неточности приведенных выше оценок, можно считать в первом приближении, что зона разрушения горных пород под кратером имеет форму полусферы с центром в точке взрыва, радиус которой примерно равен радиусу кратера.

Изучение хорошо сохранившихся метеоритных кратеров на поверхности Земли (например, Каали, Эстония [6], Аризонского, США [35]) показало, что под кратерами в самом деле имеется примерно полусферическая зона разрушения пород. Однако, кроме этого, под валом кратеров находится уплощенная приповерхностная зона разрушения, глубина которой уменьшается с удалением от центра кратера и становится равной нулю на расстояниях от центра, примерно равных двум радиусам кратера. Подчеркнем, что не существует резких границ между раздробленным, трещиноватым и неповрежденным материалом горных пород. По мере удаления от точки удара степень повреждения горных пород постепенно убывает, поэтому можно говорить лишь об эффективных разме-

рах зоны разрушения, определяемых, например, по степени выраженности в геофизических полях.

Разрушение горных пород является весьма сложным процессом, интенсивно изучаемым в лабораторных условиях (см., например, [25]). Однако в настоящее время еще весьма трудно перенести эти результаты на события крупномасштабного кратерообразования. Остановимся лишь на общих свойствах горных пород в зоне разрушения. В ближней к точке удара зоне, в которой возникают значительные деформации горных пород, происходящие с большой скоростью, исходное вещество дробится на отдельные блоки, которые в процессе последующего движения могут дополнительно передрабливаться [31]. На больших расстояниях, где перемещения материала не столь велики, ударные волны и последующее течение приводят к возникновению в горных породах густой сетки трещин, часть из которых может раскрыться и остаться раскрытыми после окончания кратерообразования. На еще больших расстояниях, как показывают опытные подземные взрывы, сетка трещин становится менее густой, и на наибольшее расстояние от центра могут проникнуть отдельные, как правило, радиальные трещины [24].

Пожалуй, одним из наиболее важных свойств горных пород при разрушении является их способность разуплотняться. Причины разуплотнения горных пород легко понять, исходя из того, что неправильные по форме области, образовавшиеся при разрушении, даже при небольшом сдвиге уже не могут сохранить исходный порядок упаковки, в результате чего в деформируемом объеме возникают пустоты. Подчеркнем, что разуплотнение может возникать на различных структурных уровнях, например за счет раскрытия микротрещин (образцы брекчии, подвергавшиеся действию ударных волн при кратерообразовании, имеют более низкую плотность, чем их аналоги из вмещающих пород [5]).

Известно, что в разрушенной горной породе скорость распространения звуковых волн тем меньше, чем больше степень разрушения. Поэтому зона разрушения под метеоритными кратерами может быть околнута методами сейсморазведки. Типичным примером такой разведки является изучение зоны разрушения вокруг Аризонского метеоритного кратера [35, 71]. Как показал анализ этих данных, скорости продольных волн меняются от 3 км/с в исходном материале до 1,5 км/с в зоне трещиноватости горных пород, а в зоне интенсивного дробления (брекчирования) — до 1 км/с, т.е. уменьшаются примерно в 3 раза. Разуплотнение пород в зоне разрушения приводит к заметному изменению ускорения силы тяжести над кратером. Картина гравитационных аномалий усложняется с ростом размера кратера [7]. Амплитуда отрицательной гравитационной аномалии возрастает с ростом размера кратера [7]. Оценим зависимость амплитуды гравитационной аномалии от размера кратера, исходя из подобия размеров зоны разрушения размерам кратера. Для оценки будем считать зону разрушения полусферой с радиусом, равным радиусу кратера. Предположим, что во всей зоне разрушения величина разуплотнения постоянна, что приводит к постоянной величине дефицита плотности $\Delta\rho$. Поскольку боковые части зоны разрушения под валом кратера слабо влияют на максимальную амплитуду аномалии, пренебрежем их влиянием. Тогда амплитуда аномалии в центре дна кратера будет выражаться формулой

$$\Delta g = \pi G \Delta\rho D_r/2,$$

где $G = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-2}$ — гравитационная постоянная, $\Delta\rho$ — дефицит плотности, D_r — диаметр кратера.

Примем для оценки $\Delta\rho = -0,1 \text{ г/см}^3$, что по порядку величины типично для земных метеоритных кратеров [70, 71]. Если выразить величину аномалии силы тяжести в миллигаллах ($1 \text{ мгал} = 10^{-3} \text{ см/с}^2$), а диаметр кратера — в километрах, то зависимость аномалии силы тяжести от размера структуры можно оценить простым соотношением

$$-\Delta g \text{ (мгал)} \approx D \text{ (км)}. \quad (\text{II.36})$$

На рис. 31 эта зависимость показана в сравнении с данными по земным метеоритным

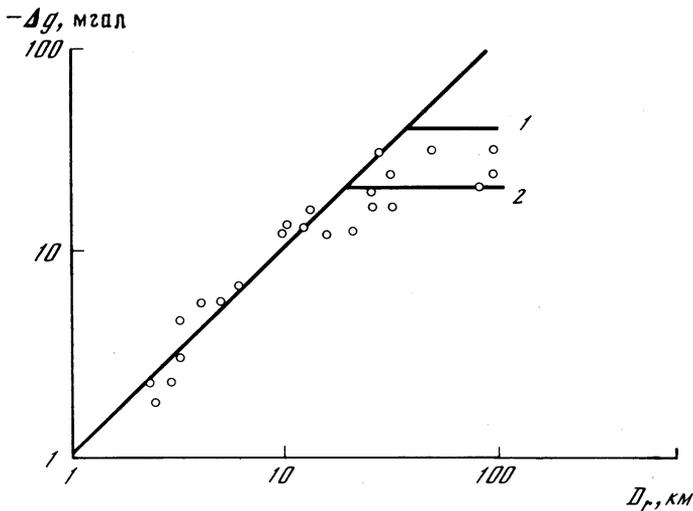


Рис. 31. Зависимость амплитуды отрицательной аномалии Δg земных метеоритных кратеров от диаметра кратера D_r

1 — $z_p = 10$ км (1), $z_p = 5$ км (2)

кратерам [7]. Как видно, она дает неплохое представление о величине Δg для кратеров размером до 10–20 км в диаметре. Подчеркнем, что пропорциональность Δg размеру кратера соответствует пропорциональному росту зоны разуплотнения с ростом диаметра кратера.

При диаметре $D_r \approx 10$ –20 км рост амплитуды аномалии с ростом размеров кратера резко замедляется. Для объяснения этого замедления можно предложить следующую гипотезу. При диаметре кратера $D_r = 10$ –20 км примерная глубина зоны разрушения достигает 5–10 км. При плотности пород 2,5–3 г/см³ литостатическое давление на таких глубинах достигает 1–3 кбар. При таком окружающем давлении возрастает прочность пород и затрудняется разуплотнение разрушенных горных пород. Например, как показывают наблюдения на глубоких скважинах и эксперименты [77, 81], давления больше 1 кбар (или глубина больше 5 км) закрывают микротрещины в горных породах. Если предположить подавление разуплотнения на больших глубинах, то можно прийти к выводу, что зона разуплотнения достаточно больших метеоритных кратеров может увеличиваться с возрастанием диаметра структуры только в боковом направлении, оставаясь приблизительно постоянной по глубине. Оценим амплитуды аномалий над разуплотненным слоем постоянной глубины z_p по известной формуле гравитации при $\Delta\rho = -0,1$ г/см³:

$$-\Delta g \text{ (мгал)} = 4,2 z_p \text{ (км)}. \quad (\text{II.37})$$

Для плоских разуплотненных дисков величина аномалии в центре слабо зависит от диаметра диска, поэтому в формулу (II. 37) не входит диаметр кратера. На рис. 31 горизонтальными линиями показана оценка (II. 37) для глубин зоны разуплотнения z_p , равных 5 (2) и 10 км (1). Видно, что для земных кратеров амплитуды аномалии силы тяжести не превосходят примерно 30 мгал, что вполне согласуется с представлением о подавлении разуплотнения при достаточном литостатическом давлении.

Крайне интересно было бы проверить изложенную выше гипотезу на материале по другим планетным телам, имеющим другое ускорение силы тяжести на поверхности и, следовательно, другой темп нарастания литостатического давления с глубиной. Пока это можно сделать только на материале лунных кратеров. Первые данные о грави-

тационных аномалиях над свежими лунными кратерами [43], как кажется, подтверждают изложенную выше гипотезу, показывая, что при одинаковом диаметре кратеров амплитуды аномалий над свежими лунными кратерами больше, чем над земными кратерами.

II. 5. ОБРАЗОВАНИЕ КРАТЕРОВ СЛОЖНОЙ МОРФОЛОГИИ

Ударные кратеры и воронки околоповерхностных взрывов, образующиеся в лабораторных условиях, по окончании взрывного движения среды, описанного в разделе II. 2, практически не изменяют форму, если материалом мишени является металл, скальная порода или песок умеренной (3–10%) влажности. Если мишень состоит из сухого песка, отмечается небольшое оползание склонов, приводящее к увеличению диаметра воронки примерно на 10%, но в целом и в этом случае форма воронки практически не изменяется, оставаясь подобной форме простых чашеобразных кратеров. В то же время формы метеоритных кратеров в природе намного более разнообразны и явно зависят от масштаба кратера (подробнее об этом рассказано в главе III). Естественно, что при существовании метеоритного кратера на поверхности планетного тела в течение геологически значимого периода времени неизбежно влияние на морфологию кратера типичных для данного планетного тела поверхностных процессов. В земных условиях кратеры могут подвергаться эрозии или, наоборот, заполнению осадочным материалом, на Луне существенно воздействие продолжающейся метеоритной бомбардировки и т.д. Однако не все особенности морфологии природных кратеров могут быть объяснены долговременным воздействием геологических факторов. Поэтому было предположено, что в определенных условиях после этапа выброса (экскавации) материала и формирования чашеобразного по форме (или близкого к этой форме) кратера происходит изменение формы кратера, скорость которого меньше, чем скорость образования кратера, но много больше, чем скорости типичных геологических процессов. В таком определении к процессам модификации кратеров можно отнести образование террас на бортах кратера, формирование центрального поднятия (центральной горки) и уменьшение глубины кратера в определенном диапазоне размеров по сравнению с предполагаемой переходной чашеобразной воронкой, образующейся к концу стадии экскавации.

Одной из наиболее вероятных причин изменения формы кратеров является потеря устойчивости грунта под бортами кратера и последующие оползневые движения, приводящие к возрастанию радиуса кратера и уменьшению его глубины по сравнению с нормальной чашеобразной воронкой. Этот процесс, предложенный М.Р. Денсом (см., например, [41]), в последнее время довольно интенсивно теоретически и экспериментально изучался [56, 60]. Основной движущий механизм такого процесса можно проиллюстрировать на простом примере. Предположим, что имеется уступ, имитирующий борт воронки (рис. 32). На основание стенки действует напряжение, равное литостатическому давлению ρgh . Стенка будет устойчива, если эффективная прочность породы σ по порядку величины не меньше, чем литостатическое напряжение. Если уступ достаточно низок, т.е. $\rho gh < \sigma$, то уступ будет устойчив, если $\rho gh > \sigma$ — уступ обрушится. Следовательно, при постоянной величине σ будет существовать некоторая критическая высота уступа $h_{кр} \sim \sigma/\rho g$, при превышении которой уступ обрушится. При еще больших высотах уступа разрушение может затронуть и его основание [59, 60].

Если предположить, что глубина кратера по окончании экскавации пропорциональна его диаметру, то критический размер кратера $D_{кр}$, который отделяет устойчивые воронки ($D < D_{кр}$) от неустойчивых ($D > D_{кр}$), подвергающихся после экскавации дополнительному изменению, будет пропорционален прочности породы и обратно пропорционален ее плотности и ускорению силы тяжести:

$$D_{кр} \sim \sigma/\rho g.$$

Предположив близость прочностных свойств горных пород на поверхности различных

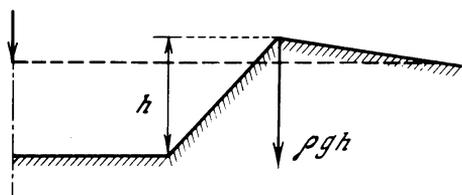


Рис. 32. Схема края кратера

При повышении определенной величины литостатического давления ρgh в основании борта кратера происходит потеря устойчивости и последующее обрушение, которое может затронуть и дно кратера

планетных тел, мы приходим к важному выводу о том, что на различных планетных телах граничный размер $D_{кр}$, разделяющий диапазоны размеров кратеров простой чашеобразной и усложненной морфологии, будет зависеть от силы тяжести. В частности, если на Луне $D_{кр}$ составляет примерно 15 км, то на Земле $D_{кр}$ должен быть примерно в 6 раз меньше, т.е. около 2,5 км. В главах III, VI будет показано, что подобная корреляция в самом деле наблюдается. Однако было бы неправильным утверждать, что разнообразие форм кратеров вполне понятно. При определенном качественном понимании процессов совершенно неясной остается их количественная сторона. Например, попытка объяснить только механизмами потери устойчивости кратерной выемки всю последовательность смены морфологий лунных кратеров по мере роста их размера привела к требованию, чтобы прочность (точнее, сцепление) пород под кратером не превышала бы 30 кг/см^2 , а угол внутреннего трения равнялся бы 2° [59, 60]. Эти выводы требуют дальнейшей разработки предложенных моделей.

Кроме этих вопросов, обсуждалась также проблема формы кратера по окончании экскавации, которая может меняться (в основном в сторону уменьшения глубины по отношению к диаметру) по мере роста размера кратера. В основном эта возможность связана с прониканием кратера в более глубокие и соответственно более прочные слои [54]. Грубой моделью такого процесса является кратерообразование в слоистой мишени при наличии более прочного, чем верхний слой, субстрата [18]. В этом случае естественно, что кратер предпочтительно растет в боковом направлении, относительно слабо внедряясь в более прочные слои.

Ограничивая этими замечаниями краткое описание стадии изменения формы кратера, отметим слабую разработанность этих процессов как механических явлений. Изложение и анализ большого количества умозрительных гипотез о механизмах возникновения различных кратерных форм выходит за рамки настоящего изложения.

II. 6. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

Предложена формула для оценки кинетической энергии метеорита K , образующего кратер диаметром D_r на поверхности планетного тела с ускорением силы тяжести g (II.32):

$$K \text{ (Мт)} = 2,4 (g/g_0)^{0,4} D_r^{3,4} \text{ (км)},$$

где K измеряется в Мт ВВ ($1 \text{ Мт ВВ} = 4,2 \cdot 10^{22} \text{ эрг}$), $g_0 = 9,81 \text{ м/с}^2$ — ускорение силы тяжести на Земле.

Данная формула применима в диапазоне

$$1 (g/g_0) < D_r \text{ (км)} < 100 (g/g_0)$$

при скорости метеорита $v \geq 10\text{--}15 \text{ км/с}$.

При скорости удара $v \geq 30 \text{ км/с}$ массу ударного пара можно выразить в виде

$$M_{и} \text{ (Мт)} \approx 0,05 K \text{ (Мт ВВ)}.$$

При скорости удара $v \geq 15 \text{ км/с}$ массу ударного расплава можно выразить в виде

$$M_p \text{ (Мт)} \approx 0,4 K \text{ (Мт ВВ)}.$$

При меньших скоростях удара M_n и M_p меньше, чем оценка по приведенным формулам (см. рис. 19).

Объем материала, перемещенного при образовании кратера, можно оценить, приближенно считая, что объем перемещенных пород представляет собой конус с радиусом, равным радиусу кратера R_r , и высотой, равной глубине кратера H :

$$V \approx \frac{\pi}{3} R_r^2 H.$$

Если предположить, что воронка к концу экскавации сохраняет форму простого чашеобразного кратера, то при $H = R_r/2 = D_r/4$

$$V \approx D_r^3/16.$$

Предположив, что плотность породы составляет $2,5 \text{ г/см}^3$ и используя (II.32), получим оценку массы перемещенного материала M_a через энергию метеорита:

$$M_a \approx 60 (g/g_0)^{-0,35} K^{0,88}.$$

Тогда при $g = g_0$ и $K = 1 \text{ Мт}$ (что соответствует земному кратеру диаметром около 400 м) соотношение испаренных, расплавленных и перемещенных пород будет составлять

$$M_n : M_p : M_a \approx (8 \cdot 10^{-4}) : (7 \cdot 10^{-3}) : 1.$$

При $D_r = 100 \text{ км}$ ($K \approx 1,5 \cdot 10^7 \text{ Мт}$)

$$M_n : M_p : M_a \approx (6 \cdot 10^{-3}) : (5 \cdot 10^{-2}) : 1,$$

что отражает уменьшение количества перемещенного материала по отношению к размерам зон плавления и испарения при возрастании размеров кратера (см. рис. 15, в).

Параметры ударной волны под точкой удара на глубине z можно оценивать по формуле (II.5)

$$p \text{ (кбар)} \approx 0,2 (z/K^{1/3})^{-2,7} \text{ (км/Мт}^{1/3}),$$

оценивая величину K по формуле (II.32).

Характерное время спада этого давления можно оценить величиной

$$\tau \approx z/c_0,$$

где z — исходная глубина данной частицы, c_0 — скорость звука в веществе мишени.

Полученные в главе II формулы позволяют оценить порядки рассматриваемых величин. Однако не следует ожидать их буквальной применимости во всех возможных случаях кратерообразования на Луне и других планетах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Адушкин В.В., Родионов В.Н. Моделирование взрывов на выброс при помощи лабораторной вакуумной установки. — В кн.: Взрывное дело. М.: Недра, 1968, № 64/21, с. 24–42.

2. Базилевский А.Т., Иванов Б.А. Обзор достижений механики кратерообразования. — В кн.: Механика образования воронок при ударе и взрыве. М.: Мир, 1977, с. 172–227.

3. Бруд Г.Л., Бьорк Р.Л. Образование воронки при мегатонном контактом взрыве. — В кн.: Действие ядерного оружия/Пер. В.Н. Николаевского; Под. ред. С.С. Григоряна, С.С. Шапиро. М.: Мир, 1971, с. 121–162.

4. Буткович Т.Р. Газовое уравнение состояния для природных материалов. — В кн.: Расчеты. Заб. 723

ты взрывов на ЭВМ: Подземные взрывы/Пер. В.А. Васильева; Под ред. В.Н. Николаевского. М.: Мир, 1975, с. 135–162.

5. Грановский Л.Б., Дабига А.И. Связь физических свойств импактитов Янисьярви с их петрографическим составом. — В кн.: Космогенные структуры Земли. М.: Наука, 1980, с. 70–73.

6. Дабига А.И., Иванов Б.А. Геофизическая модель строения метеоритных кратеров и некоторые вопросы механики кратерообразования. — Метеоритика, 1978, вып. 37, с. 160–167.

7. Дабига А.И., Федынский В.В. Особенности гравитационного поля астроблем. — Метеоритика, 1977, вып. 36, с. 113–119.

8. Динес Дж., Уолш Дж. Теория удара: Неко-

торые общие принципы и метод расчета в эйлеровых координатах. — В кн.: Высокоскоростные ударные явления/ Пер. Г.М. Шефтера; Под ред. В.Н. Николаевского. М.: Мир, 1973, с. 49—111.

9. *Докучаев М.М., Родионов В.Н., Ромашов А. Н.* Взрыв на выброс. М.: Изд-во АН СССР, 1963. 108 с.

10. *Заонегин В.Л., Козаченко Л.С., Костюченко В.Н.* Экспериментальное исследование развития газового пузыря и султана при подводном взрыве. — Прикл. механика и техн. физика, 1960, № 2, с. 120—124.

11. *Зельдович Я.Б.* Движение газа под действием кратковременного давления (удара). — Акуст. журн., 1956, 2, вып. 1, с. 28—38.

12. *Зельдович Я.Б., Раизер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических течений. 2-е изд. М.: Наука, 1966. 686 с.

13. *Иванов Б.А.* О механическом действии взрыва вблизи поверхности грунта. — Физика горения и взрыва, 1977, 13, № 1, с. 110—114.

14. *Иванов Б.А.* Некоторые вопросы механики образования ударных и взрывных кратеров. — В кн.: Колышевые структуры на Земле и планетах. М.: Наука, 1979, с. 31—45.

15. *Иванов Б.А.* Простая модель кратерообразования. — Метеоритика, 1979, вып. 38, с. 68—85.

16. *Иванов Б.А.* Некоторые аспекты механики образования кратеров. — В кн.: Космогенные структуры Земли. М.: Наука, 1980, с. 39—45.

17. *Иванов Б.А.* Успехи механики кратерообразования. — В кн.: Удар, взрыв и разрушение. М.: Мир, 1981, с. 204—238.

18. *Квайд У.Л., Обербек В.Р.* Определение мощности поверхностного слоя Луны по лунным ударным кратерам. — В кн.: Механика образования воронок при ударе и взрыве/Пер. Б.А. Иванова, А.А. Пронина; Под ред. В.Н. Николаевского. М.: Мир, 1977, с. 86—129.

19. *Коробейников В.П., Христофоров Б.Д.* Подводный взрыв. — В кн.: Гидромеханика. М.: ВИНТИ, 1976, т. 9, с. 54—119.

20. *Коротков П.Ф., Судаков Д.А.* Применение метода "крупных частиц" к задачам о взрыве. — В кн.: Труды XXIII научной конференции МФТИ. М.: МФТИ, 1978, с. 88—92.

21. *Купер Г.Ф., Броуд Г.Л., Лей Дж.Дж.* Некоторые основные аспекты действия ядерного оружия. — В кн.: Расчеты взрывов на ЭВМ: Подземные взрывы/Пер. Б.А. Иванова; Под ред. В.Н. Николаевского. М.: Мир, 1975, с. 104—134.

22. *Мак-Гетчин Т.Р., Сеттл М., Хед Дж.У.* Изменение с расстоянием мощности слоя выбросов из ударных кратеров: Применение к отложениям выбросов из лунных бассейнов. — В кн.: Механика образования воронок при ударе и взрыве/Пер. А.А. Пронина; Под ред. В.Н. Николаевского. М.: Мир, 1977, с. 130—149.

23. *Мейдер Ч.Л.* Взрывы вблизи поверхности воды. — В кн.: Подводные и подземные взрывы/Пер. П.И. Чущкина; Под ред. В.Н. Николаевского. М.: Мир, 1974, с. 74—120.

24. Механический эффект подземного взрыва/Родионов В.Н., Адушкин В.В., Костюченко В.Н. и др. М.: Недра, 1971. 221 с.

25. *Николаевский В.Н., Лившиц Л.Д., Сизов И.А.* Механические свойства горных пород: Деформации и разрушение. — В кн.: Механика деформируемого твердого тела. Сер. "Итоги науки и техники", т. 11. М.: ВИНТИ, 1978, с. 123—250.

26. *Обербек В.Р.* Лабораторное моделирование ударного кратерообразования при помощи взрывчатых веществ. — В кн.: Механика образования воронок при ударе и взрыве/Пер. Б.А. Иванова, А.А. Пронина; Под ред. В.Н. Николаевского. М.: Мир, 1977, с. 33—61.

27. *О'Киф Д.Дж., Аренс Т.Дж.* Ударные эффекты при столкновении больших метеоритов с Луной. — В кн.: Механика образования воронок при ударе и взрыве/Пер. Б.А. Иванова; Под ред. В.Н. Николаевского. М.: Мир, 1977, с. 62—79.

28. *Рае У.* Аналитическое рассмотрение распространения ударных волн, порожденных ударом: (Обзор и новые результаты). — В кн.: Высокоскоростные ударные явления/Пер. Г.М. Шефтера; Под ред. В.Н. Николаевского. М.: Мир, 1973, с. 220—298.

29. *Садовский М.А., Адушкин В.В., Родионов В.Н.* Моделирование крупных взрывов на выброс. — Докл. АН СССР, 1966, 167, № 6, с. 1253—1255.

30. *Седов Л.И.* Методы подобия и размерности в механике. 8-е изд. М.: Наука, 1977. 440 с.

31. *Сизов И.А., Цветков В.М.* О механизме образования осколков при камуфлетном взрыве. — Физика горения и взрыва, 1979, 15, № 5, с. 108—113.

32. *Станюкович К.П.* Элементы физической теории метеоров и кратерообразующих метеоритов. — Метеоритика, 1950, вып. 7, с. 39—62.

33. *Станюкович К.П., Федынский В.В.* О разрушительном действии метеоритных ударов. — Докл. АН СССР, 1947, 57, № 2, с. 129—132.

34. *Шумейкер Ю.М.* Интерпретация лунных кратеров. — В кн.: Взрывные кратеры на Луне и планетах/Пер. К.А. Любарского, И.Т. Зоткина; Под ред. К.П. Станюковича. М.: Мир, 1968, с. 184—221.

35. *Ackerman H.D., Godson R.H., Watkins J.A.* A seismic refraction technique for subsurface investigation at Meteor Crater, Arizona. — J. Geophys. Res., 1975, 80, N 5, p. 765—775.

36. *Ahrens T.J., O'Keefe J.D.* Equations of state and impact-induced shock-wave attenuation on the Moon. — In: Impact and explosion cratering. N.Y.: Pergamon press, 1977, p. 639—656.

37. *Baldwin R.B.* The face of the Moon. Chicago: Univ. Chicago press, 1949. 315 p.

38. *Baldwin R.B.* The measure of the Moon. Chicago: Univ. Chicago press, 1963. 488 p.

39. *Bjork R.L.* Analysis of the formation of meteor crater, Arizona: A preliminary report. — J. Geophys. Res., 1961, 66, N 10, p. 3379—3387.

40. *Croft S.K.* Lunar crustal structure as indicated by ejecta crater volumes. — In: Lunar and

Planetary Science IX. Houston: Lunar Planet. Inst., 1978, p. 100-202.

41. *Dence M.R., Crieve R.A.F., Robertson P.B.* Terrestrial impact structures: Principal characteristics and energy consideration. - In: Impact and explosion cratering. N.Y.: Pergamon press, 1977, p. 247-278.

42. *Dienes J.K., Walsh J.M.* Theory of hypervelocity impact. Systems, Science and Software Report 3 SIR-676. California, 1969.

43. *Dvorak J., Phillips R.J.* The nature of the gravity anomalies associated with large young lunar craters. - Geophys. Res. Lett., 1977, 4, N 7, p. 380-382.

44. *Engel O.G.* Crater depth in fluid impact. - J. Appl. Phys., 1966, 37, N 4, p. 1798-1808.

45. *Engel O.G.* Initial pressure, initial flow velocity and the time dependence of crater depth in fluid impacts. - J. Appl. Phys., 1967, 38, N 10, p. 3935-3940.

46. *Gaffney E.S.* Effects of gravity on explosion craters. - In: Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 9th. N.Y.: Pergamon press., 1978, p. 3831-3842.

47. *Gault D.E., Wedekind J.A.* Experimental hypervelocity impact into quartz sand - II: Effects of gravitational acceleration. - In: Impact and explosion cratering. N.Y.: Pergamon press, 1977, p. 1231-1244.

48. *Gault D.E., Wedekind J.A.* Experimental studies of oblique impact. - In: Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 9th. N.Y.: Pergamon press, 1978, p. 3834-3875.

49. *Gault D.E., Quaide W.L., Oberbeck V.R.* Impact cratering mechanism and structures. - In: Shock metamorphism of natural materials. Baltimore: Mono Book Corp., 1968, p. 87-99.

50. *Gault D.E., Sonett C.P., Wedekind J.A.* Tsunami generation by planetoid impact. - In: Lunar and Planetary Science X. Houston: Lunar Planet. Inst., 1979, p. 422-424.

51. *Gault D.E., Guest J., Murray J.* et al. Some comparisons of impact craters on Mercury and the Moon. - J. Geophys. Res., 1975, , 8, N 17, p. 2444-2460.

52. *Grieve R.A.F., Dence M.R., Robertson P.B.* Cratering processes: as interpreted from the occurrence of impact melts. - In: Impact and explosion cratering. N.Y.: Pergamon press, 1977, p. 791-814.

53. *Hartmann W.K.* Martian cratering, 4, Mariner 9 initial analysis of cratering chronology. - J. Geophys. Res., 1973, 78, N 20, p. 4096-4116.

54. *Head J.W.* The significance of substrate characteristics in determining morphology and morphometry of lunar craters. - In: Proc. Lunar Sci. Conf. 7th. N.Y.: Pergamon press, 1976, p. 2913-2929.

55. *Ivanov B.A.* The effect of gravity on crater formation: thickness of ejecta and concentric basins. - In: Proc. Lunar Sci. Conf. 7 th. N.Y.: Pergamon press., 1976, p. 2947-2965.

56. *Ivanov B.A.* On the mechanics of surface explosion. - In: Symp. on planetary cratering mechanics. Houston: Lunar Sci. Inst., 1976, p. 56-58.

57. *Kieffer S.W.* Impact conditions required

for formation of melt by jetting in silicates. - In: Impact and explosion cratering. N.Y.: Pergamon press, 1977, p. 751-769.

58. *Masaitis V.L., Mashchak M.S.* Distribution of impactites in some large astroblems of the USSR territory. - In: Lunar and Planetary Science XI. Houston: Lunar Planet. Inst., 1980, p. 674-676.

59. *Melosh H.J.* Crater modification by gravity: A mechanical analysis of slumping. - In: Impact and explosion cratering. N.Y.: Pergamon press., 1977, p. 1245-1260.

60. *Melosh H.J., McKinnon W.C.* Theoretical and experimental study of crater collapse. - In: Lunar and Planetary Science X. Houston: Lunar Planet. Inst., 1979, p. 830-832.

61. *Oberbeck V.R.* The role of ballistic erosion and sedimentation in lunar stratigraphy. - Rev. Geophys. Space Phys., 1975, 13, N 5, p. 337-362.

62. *O'Keefe J.D., Ahrens T.J.* Meteorite impact ejecta: dependence of mass and energy lost on planetary escape velocity. - Science, 1977, 198, N4323, p. 1249-1251.

63. *Orphal D.L.* Calculations of explosion cratering. - I: The shallow-buried nuclear detonation Johnie-Boy. - In: Impact and explosion cratering. N.Y.: Pergamon press, 1977, p. 897-906.

64. *Orphal D.L.* Depth, thickness and volume of breccia lens for simple explosion and impact craters. - In: Lunar and Planetary Science X. Houston: Lunar Planet. Inst., 1979, p. 949-951.

65. *Phinney W.C., Simonds C.H.* Dynamical implications of the petrology and distribution of impact melt rocks. - In: Impact and explosion cratering. N.Y.: Pergamon press, 1977, p. 771-790.

66. *Piekutowski A.J.* Cratering mechanisms observed in laboratory-scale. high-explosive experiments. - In: Impact and explosion cratering. N.Y.: Pergamon press, 1977, p. 67-102.

67. *Pike R.J.* Schroeter's rule and the modification of lunar crater impact morphology. - J. Geophys. Res., 1967, 72, N 8, p. 2099-2106.

68. *Pike R.J.* Ejecta from large craters on the Moon: comments on the geometric model of McGetchin e.a. - Earth and Planet. Sci. Lett., 1974, 23, N 2, p. 265-274.

69. *Pike R.J.* Apparent depth/apparent diameter relation for lunar craters. - In: Proc. Lunar Sci. Conf. 8th. N.Y.: Pergamon press, 1977, p. 3427-3436.

70. *Pohl J.* The Ries impact crater. - In: Impact and explosion cratering. N.Y.: Pergamon press, 1977, p. 343-404.

71. *Regan R.D., Hinze W.J.* Gravity and magnetic investigations of Meteor Crater, Arizona. - J. Geophys. Res., 1975, 80, N 5, p. 776-788.

72. *Robertson P.B.* Zones of shock metamorphism at the Charlevoix structure, Quebec. - Bull. Geol. Soc. Amer., 1975, 86, N 12, p. 1630-1638.

73. *Sande E., Smith J.M., Oord J.J.J.* Energy transfer and cavity formation in liquid drop collision. - J. Appl. Phys., 1974, 45, N 2, p. 748-753.

74. *Schmidt R.M.* A centrifuge cratering experiments: Development of a gravity - scaled yield parameter. - In: Impact and explosion cratering. N.Y.: Pergamon press, 1977, p. 1261-1278.

75. *Schmidt R.M.* Centrifuge simulation of a

500 ton cratering event. — In: Lunar and Planetary Science IX. Houston: Lunar Planet. Inst., 1978, p. 1010–1012.

76. *Settle M.* Volume of impact crater fallback ejecta on the Earth, Moon and Venus. — In: Lunar and Planetary Science X. Houston: Lunar Planet. Inst., 1979, p. 1113–1115.

77. *Simmons G., Siegfried R., Richter D.* Characteristics of microcracks in lunar samplexes. — In: Proc. Lunar Sci. Conf. 6th. N.Y.: Pergamon press, 1975, p. 3227–3254.

78. *Stoffler D., Gault F.E., Wedekind J., Polkowski G.* Experimental hypervelocity impact into quartz sand: distribution and shock metamorphism of ejecta. — J. Geophys. Res., 1975, 80, N 29, p. 4062–4077.

79. *Vaile R.B.* Pacific craters and scaling laws. — J. Geophys. Res., 1961, 66, N 10, p. 3413–3455.

80. *Vortman L.J.* Craters from surface explosions and scaling laws. — J. Geophys. Res., 1968, 73, N 14, p. 4621–4631.

81. *Wang H.T., Simmons G.* Microcracks in crystalline rock from 5,3-km depth in the Michigan Basin. — J. Geophys. Res., 1978, 83, N B-12, p. 5849–5856.

82. *Wisotski J.* Dynamic ejecta parameters from high-explosive detonations. — In: Impact and explosion cratering. N.Y.: Pergamon press, 1977, p. 1101–1122.

83. *Zook H.A.* The state of meteoritic material on the Moon. — In: Proc. Lunar Sci. Conf. 6th. N.Y.: Pergamon press, 1975, p. 1653–1672.

ГЛАВА III

СТРОЕНИЕ УДАРНЫХ КРАТЕРОВ

В настоящей главе описывается строение природных ударных кратеров различных планет и спутников. По степени сохранности природные кратеры весьма разнообразны — от хорошо сохранившихся геоморфологически молодых до сильно разрушенных, срезанных различными видами эрозии или заполненных и погребенных теми или иными аккумулятивными процессами. Поскольку в данной книге основное внимание направлено на анализ ударного процесса, ниже будут рассматриваться особенности строения наиболее хорошо сохранившихся, "свежих" кратеров. При этом анализ строения кратеров Луны и других небесных тел основывается главным образом на изучении морфологии наиболее свежих кратеров, число которых обычно достаточно велико. Для Земли, где из-за чрезвычайно высокой скорости экзогенной переработки поверхности число сохранившихся кратеров мало, в анализе строения кратеров важную роль играют также реконструкции по частично разрушенным формам. Большое значение при этом имеют результаты бурения и геофизической разведки. Ниже приведено последовательное описание ударных кратеров на Луне, Меркурии, Марсе, Фобосе, Деймосе, спутниках Юпитера, Венере и Земле.

III.1. КРАТЕРЫ ЛУНЫ

На поверхности Луны ударные кратеры являются господствующими формами рельефа в широком интервале размеров — от микрократеров на частицах лунного грунта до гигантских кольцевых структур, поперечник которых превышает сотни километров. Кратеры неударного происхождения (вулканические, провальные) здесь развиты ограниченно и в настоящей главе не описываются. Распространенность ударных кратеров на Луне, как и на других планетных телах, связана с их размерами обратной степенной зависимостью, т.е. крупные формы встречаются гораздо реже, чем малые. Для целей нашего анализа популяцию лунных кратеров целесообразно разделить по величине их диаметра на три части: 1) кратеры диаметром от сотых долей микрометра до нескольких сантиметров — встречаются на частицах лунного грунта и лунных камнях; 2) кратеры диаметром от первых сантиметров до сотен метров — в основном не выходят из пределов слоя реголита (менее 10–20 м) — рыхлого, обломочного, преимущественно песчано-пылевого материала, покрывающего скальные породы лунной коры; 3) кратеры диаметром от 1–2 км до сотен километров и более — сформированы в скальных породах Луны; мощность слоя реголита пренебрежимо мала по сравнению с глубиной этих кратеров. Для удобства описания и отчасти в соответствии с установившейся тер-

минологией условимся называть первые из них **микроратерами**, вторые – **малыми кратерами** и третьи – **крупными кратерами**. Обратим внимание, что эти три подразделения кратерной популяции Луны отличаются соответственно и по характеру материала мишени: 1) прочные стекла, кристаллы и их агрегаты; 2) слабо связанный рыхлый реголит; 3) скальные породы, в основном базальты и брекчии.

III.1.1. Микроратеры

Ударные микроратеры диаметром от сотых долей микрометра до нескольких сантиметров были обнаружены и описаны на поверхности частиц лунного грунта и лунных камней после доставки на Землю лунных пород [13, 31]. Наиболее крупные из них видны также на детальных изображениях лунных камней на телевизионных панорамах, полученных "Луноходом-1" и "Луноходом-2" (рис. 33) [19, 21]. Строение лунных микроратеров в общем довольно близко к строению микроратеров, полученных в лабораторных экспериментах по высокоскоростным ударам. В центральной части микроратеров наблюдается "центральная лунка" (рис. 34). Вокруг расположена зона откола – система раковин откола, примыкающих к ударной воронке наподобие цветочного венчика. Внешняя зона границы откола считается краем микроратера. Для микроратеров диаметром более 50 мкм часть зоны откола, примыкающая к центральной лунке, за счет интенсивной микротрещиноватости имеет относительно светлую окраску – "зона гало" [13, 14]. Нередко поверхность центральной лунки, включая вал, оплавлена, а застывшие брызги расплава наблюдаются в пределах зоны откола. Соответственно в зависимости от того, наблюдаются или нет оплавленность, выделяются "кратеры дробления" (рис. 35) и "кратеры оплавления" (см. рис. 34). Считается, что кратеры оплавления образованы ударом с более высокой скоростью, хотя очевидно, что следы оплавления могут быть выброшены отколом и, следовательно, возможны высокоскоростные кратеры дробления. Для кратеров дробления отношение диаметра центральной лунки к диаметру кратера обычно составляет 0,2–0,35, для кратеров оплавления – 0,35–0,6 [13, 14]. При фотограмметрических измерениях микроратеров диаметром 0,3–100 мкм на шариках стекла из грунта "Аполлона-15" в распределении отношений глубины кратеров к их диаметру обнаружены три моды – 0,31; 0,53 и 0,95 [33]. Вероятно, среди микрочастиц, бомбардирующих лунную поверхность, имеются три преобладающие разновидности. Одна из них, возможно, представляет собой вещество типа железных метеоритов (образует наиболее глубокие микроратеры), вторая – вещество типа каменных метеоритов, а третья – какое-то еще менее плотное вещество. Этот вывод хорошо согласуется с результатами экспериментов по высокоскоростному удару по стеклу шариками железа (плотность 7,8 г/см³), алюминия (2,5 г/см³) и пластмассы (1,06 г/см³) [5].

III.1.2. Малые кратеры

Кратеры диаметром от нескольких сантиметров до сотен метров господствуют в ландшафтах Луны. Они исследовались по фотоснимкам, полученным с окололунных орбит ("Луна-12", "Рейнджер-7–9", "Лунар-Орбитер-1–5") и при наблюдениях на лунной поверхности с помощью автоматических аппаратов ("Луноход-1, 2"), а также космонавтами (экспедиции по программе "Аполлон"). Свежие кратеры, строение которых анализируется в настоящей главе, составляют обычно не более 2–3% общего числа кратеров этого интервала размеров [19, 20, 18, 23].

Среди свежих малых кратеров Луны резко преобладают чашеобразные, форма которых различными авторами аппроксимируется либо шаровым сегментом, либо параболоидом вращения (рис. 36, 37). Отношение глубины H к диаметру D составляет 0,15–0,25. Следует подчеркнуть, что это "видимая" глубина и что, изучая природные кратеры, мы всегда имеем дело с кратерами, находящимися на той или иной ступени разрушения, поэтому очевидно, что параметр $H/D = 0,2–0,25$ лучше описывает само

явление кратерообразования. Внутренние склоны чашеобразных кратеров имеют вогнутый профиль. Крутизна склонов максимальна в их верхней части, где она достигает $35-40^\circ$. Малые чашеобразные кратеры Луны аналогичны по строению кратерам, получаемым в экспериментах с однородными мишенями за счет высокоскоростного удара и взрыва химического или ядерного ВВ (см. раздел II.2.1). Среди кратеров диаметром менее 50 м иногда наблюдаются кратеры с меньшей, чем у чашеобразных форм, кривизной поверхности и внутренних бортов. Они называются коническими или конусообразными. Относительная глубина этих кратеров несколько больше, чем у чашеобразных: $H/D = 0,25-0,33$. Вероятно, это кратеры, у которых по каким-либо причинам слабо проявилось обрушение стенок после стадии экскавации. Можно считать, что в некоторых случаях конусообразная форма малых кратеров поддерживается за счет просыпания рыхлого материала их дна, например, в трещину. Среди кратеров диаметром в десятки и первые сотни метров встречаются еще три типичные морфологические разновидности: плоскодонные, с центральной горкой и концентрические, с двойным валом (рис. 38–40). Для них характерна меньшая относительная глубина, чем для чашеобразных кратеров: $H/D = 0,14-0,2$. Причина возникновения таких кратеров, очевидно, кроется в неоднородном (двухслойном или градиентном) характере материала мишени [8] (см. раздел II.5).

Свежие малые кратеры обычно имеют четко выраженный вал, ширина которого достигает $0,17-0,3$ диаметра кратера. Следует отметить, что переход возвышенности вала в окружающую кратер поверхность постепенный и получаемые при измерениях величины ширины вала сильно зависят от условий наблюдения, таких, как высота Солнца над горизонтом и степень неровности исходной поверхности. С кратерами, проникшими в момент образования через рыхлый поверхностный слой (реголит) в скальное образование, связаны россыпи камней. Камни расположены внутри кратеров, входят в состав материала насыпного вала и образуют концентрические зоны выбросов вокруг кратеров. Чем больше кратер, тем больше с ним может быть связано камней и тем они крупнее. Так, с кратерами диаметром в несколько метров, часто наблюдавшимися в марш-рутных исследованиях на "Луноходах", связаны камни поперечником $10-20$ см, а на валу кратера Коун диаметром 340 м в окрестностях места посадки "Аполлона-14" лежат глыбы поперечником $10-15$ м.

III.1.3. Крупные кратеры

Лунные кратеры диаметром от $1-2$ км до сотен километров имеют длительную историю изучения. Многие их особенности были установлены еще до начала космических исследований с помощью наземных телескопических наблюдений. Фототелевизионные съемки с окололунных орбит позволили выявить важные детали строения крупных лунных кратеров и получить надежные измерения элементов их строения.

Анализ имеющихся материалов показывает, что особенности строения свежих кратеров Луны в интервале диаметров от первых километров до нескольких сотен километров закономерно изменяются в зависимости от их размеров, а следовательно, от масштаба явления (рис. 41) [17, 35]. Кратеры диаметром менее $10-15$ км имеют простую чашеобразную форму, аналогичную форме получаемых в эксперименте взрывных и ударных кратеров меньшего размера. Склоны у них постепенно переходят в днище, террас на склонах обычно нет. Крутизна склонов в их верхней части $30-40^\circ$. Вал четко выражен. $H/D = 0,2-0,25$. Характерными примерами таких чашеобразных кратеров являются кратеры Шмидт в Море Спокойствия и Линней в Море Ясности [57, 58]. В интервале диаметров $14-16$ км встречаются своеобразные кратеры в общем чашеобразной формы, у которых в центральной части днища есть небольшая пологосклонная горка высотой $0,1-0,15$ км. Характерным примером таких кратеров является кратер Хилл (Макробий В), расположенный к западу-северо-западу от Моря Кризисов. Диаметр этого кратера $15,9$ км, глубина $3,9$ км, внутренние борта крутизной $35-40^\circ$ имеют прямой профиль.

С увеличением диаметра кратера до 15–20 км днище теряет простую вогнутую форму и становится в целом уплощенным с неровной, холмисто-грядовой поверхностью, обладающей в плане характерным "вихревым" рисунком [35, 76]. Профиль внутренних склонов близок к прямому (рис. 42). Склоны ровные, с четким перегибом в месте перехода к днищу. Крутизна склонов 30–40°. Террасы на склонах встречаются редко. Характерным представителем этого типа кратеров является кратер Дауэс диаметром 18 км, расположенный на границе Моря Ясности и Моря Спокойствия. Соответственно кратеры с подобной морфологией удобно называть кратерами типа Дауэс. Отношение H/D у кратеров типа Дауэс в среднем близко к 0,12. В интервале диаметров 25–40 км на днище кратеров наблюдается четко выраженная центральная горка, которая занимает почти всю площадь днища – подножие центральной горки смыкается со склонами кратера. Для внутренних склонов кратера характерно развитие террас структурных оползней, из-за которых средняя крутизна склона не превышает 15–25°, но в уступах террас и в обрыве самой верхней части склона крутизна часто составляет 30–40° и может даже достигать 45–50°. Типичным представителем таких кратеров является кратер Ремер диаметром 39 км (рис. 43), расположенный к востоку от Моря Ясности. Отношение H/D у кратеров типа Ремер в среднем близко к 0,1. Высота центральной горки на днище составляет 0,15–0,30 от общей глубины кратера. Крутизна склонов центральной горки достигает 15–25°. Для интервала диаметров 30–200 км характерны кратеры с субгоризонтальным бугристым днищем, в центре которого возвышается одна или несколько сближенных центральных горок (рис. 44). На детальных изображениях субгоризонтальных участков днища видна "морщинистая" поверхность (рис. 45), характерная для поверхности потоков вулканических лав на Земле (ударный расплав). Склоны этих кратеров сильно террасированы. По крутизне они аналогичны склонам кратеров типа Ремер. Типичными представителями кратеров с такой морфологией являются кратер Тихо диаметром 85 км к югу от Моря Облаков и кратер Коперник диаметром 93 км в Океане Бурь. Отношение H/D у кратеров этих типов в среднем составляет 0,07–0,05. Отношение высоты центральной горки к общей глубине кратера достаточно изменчиво – от 0,14 у кратера Аристарх до 0,27 у кратера Коперник и даже до 0,59 у кратера Тихо. У центральных горок этих кратеров нередко наблюдаются склоны крутизной 30–40°, а на отдельных участках – до 50–60°. Для кратеров диаметром более 150–200 км центральные горки не характерны. Вместо них на днище кратера появляется одно или несколько кольцевых концентрических возвышенностей (внутренних валов). Такие кратеры предложено называть бассейнами [42]. На Луне известно около 30 бассейнов диаметром от 200 до 1200 км. Из них лишь несколько можно отнести к категории свежих. Переход от кратеров типа Тихо–Коперник к бассейнам происходит с увеличением диаметра структур через промежуточные структурные типы: 1) бассейн с центральной горкой – кратер Комптон ($D = 175$ км), вокруг центральной горки на уплощенном днище видно кольцо возвышенностей (рис. 46); 2) бассейн с кольцом горок – кратер Шредингер ($D = 320$ км), на уплощенном дне кольцо возвышенностей, центральной горки нет (рис. 47). С увеличением размеров бассейны становятся многокольцевыми.

Наиболее четко выраженным в морфологическом отношении многокольцевым бассейном Луны является бассейн Моря Восточного (рис. 48). У этого бассейна три четких кольца возвышенностей. Внешнее кольцо диаметром около 900 км представлено горами Кордильерами. Два внутренних кольца диаметром 620 и 480 км носят общее название Скалистых гор (на некоторых картах дано ошибочное название "горы Рук"). Некоторые исследователи [49] выделяют еще одно, менее четкое кольцо диаметром 320 км. В расположении колец бассейна Моря Восточного и других бассейнов Луны замечена закономерность: отношение величин диаметров соседних колец составляет приблизительно 2 или $\sqrt{2}$ [42]. Центральная часть бассейна Моря Восточного занята базальтовой равниной, которая образовалась в результате эндогенного базальтового вулканизма спустя довольно длительное время после образования самого бассейна [40]. Часть центральной депрессии бассейна занята растрескавшейся равнинной поверхностью

(“равнинная фация”, по [44]), которая, по-видимому является покровом застывшего ударного расплава (рис. 49). Между Скалистыми горами и равнинными участками бассейна наблюдается волнистая поверхность с многочисленными трещинами, которая образно называется “морщинистой фацией”. Вероятно, это застывший расплав, перегруженный обломками нерасплавленных пород. Между Скалистыми горами и кольцом Кордильер развита “купольная фация” — поверхность, осложненная многочисленными куполами поперечником 1–5 км (рис. 50). Считается, что этот рельеф возник при катастрофических сотрясениях поверхности в процессе изостатического выравнивания первичной воронки бассейна Моря Восточного [44].

Среди исследователей нет единого мнения относительно того, какое из колец бассейна Моря Восточного является аналогом вала у кратеров меньшего размера. В работе [44] таким аналогом считается внешнее кольцо Скалистых гор, а внутреннее кольцо Скалистых гор рассматривается как образование, аналогичное центральным горкам у кратеров меньшего размера. Кольцо Кордильер считается тыловым уступом “мегагерасы проседания”. В работе [49] из анализа морфологии бассейна Моря Восточного делается вывод, что валом этого гигантского кратера является кольцо Кордильер в работе [40] первичным валом бассейна считается кольцо внутренних Скалистых гор.

Описанная зависимость строения кратеров от их размеров присуща кратерам, образовавшимся в различные периоды истории Луны [17, 35], которые различаются между собой по физическому состоянию недр. Например, для коперниковского периода (0–1 млрд. лет назад) нет признаков вулканической активности, тогда как для имбрийского периода (3–3,9 млрд. лет назад) характерны обширные базальтовые излияния, вызванные частичным плавлением недр. Выдержанность во времени изменения в строении кратеров в зависимости от их размеров дает основания считать ее не результатом наложения эндогенных сил, а свойством ударного процесса — эффектом его масштаба. Возможные причины изменений в строении кратеров с ростом их размеров будут рассмотрены в главе VI.

III.1.4. Морфометрия крупных кратеров

Закономерные изменения в строении крупных кратеров Луны находят выражение и в количественных соотношениях их характерных параметров — диаметра, общей глубины, высоты центральной горки, ширины дна, высоты и ширины вала. На рис. 51–58 показаны вариации этих параметров и некоторых их производных в зависимости от величины диаметра кратера. Исходные данные для таких построений получены по картам серии *LTO*. Кроме фигуративных точек, характеризующих конкретные данные, на рисунках приведены графики обобщающих зависимостей, известных по работам [58–60] (см. рис. 51, 52, 56) или выведенных нами (см. рис. 53–55).

Общая глубина кратера — разница в высотах гребня вала и дна кратера. Зависимость общей глубины $H_{o\delta_{\text{общ}}}$ от величины диаметра D (рис. 51) образует две ветви. Для чашеобразных кратеров характерен линейный рост глубины кратера с увеличением диаметра, который хорошо аппроксимируется зависимостью $H_{o\delta_{\text{общ}}} = 0,196D^{1,01}$. Для кратеров сложного строения (типы Даус, Ремер, Тихо и Коперник) характерна степенная зависимость общей глубины кратера от величины диаметра ($H_{o\delta_{\text{общ}}} = 1,044D^{0,301}$). В этой ветви наибольшие отклонения от осредняющей зависимости обнаруживают фигуративные точки кратеров типа Даус. Интересно отметить, что, хотя графики обобщенных зависимостей пересекаются при значении $D = 11$ км, зависимость $H_{o\delta_{\text{общ}}}(D)$ для чашеобразных кратеров хорошо выдержана во всем диапазоне их распространения, т.е. до значений диаметра около 18 км. Для морфологически свежих многокольцевых бассейнов Луны надежных измерений глубин и высот пока нет. В качестве некоторой меры видимой глубины крупных многокольцевых бассейнов может служить разница в высотах между вершинами гор Апеннины (второй вал 1200-километрового бассейна Моря Дождей) и не затопленным морскими лавами участком

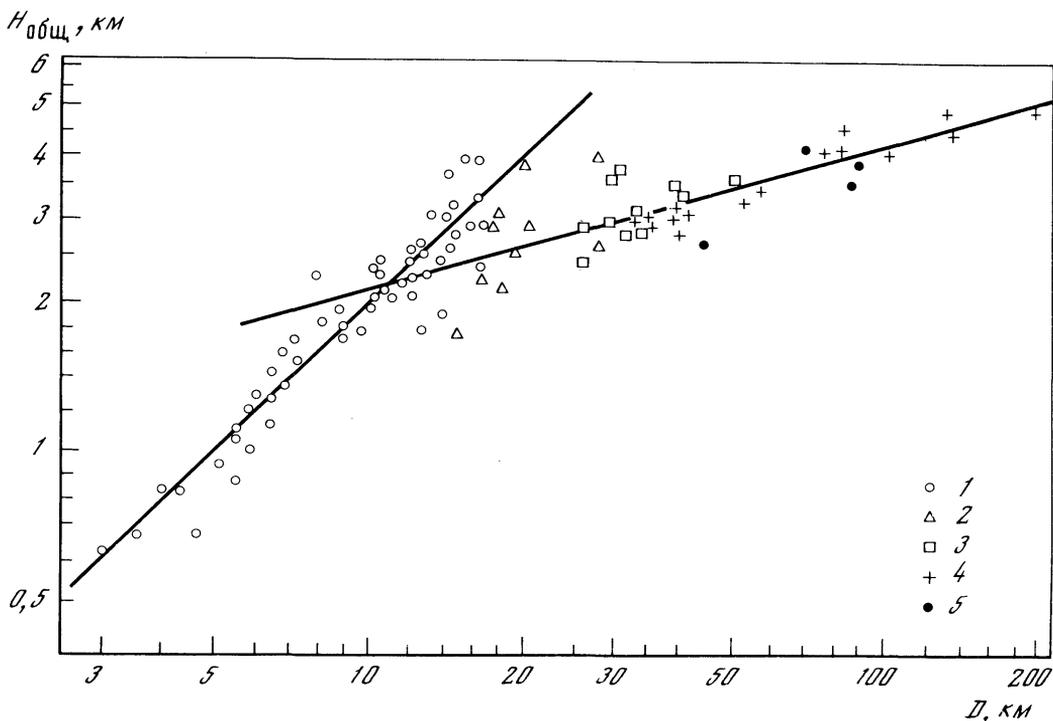


Рис. 51. Зависимость общей глубины кратера от величины диаметра

1 — чашеобразные кратеры; 2 — тип Дауэс; 3 — тип Ремер; 4 — тип Тихо; 5 — тип Коперник

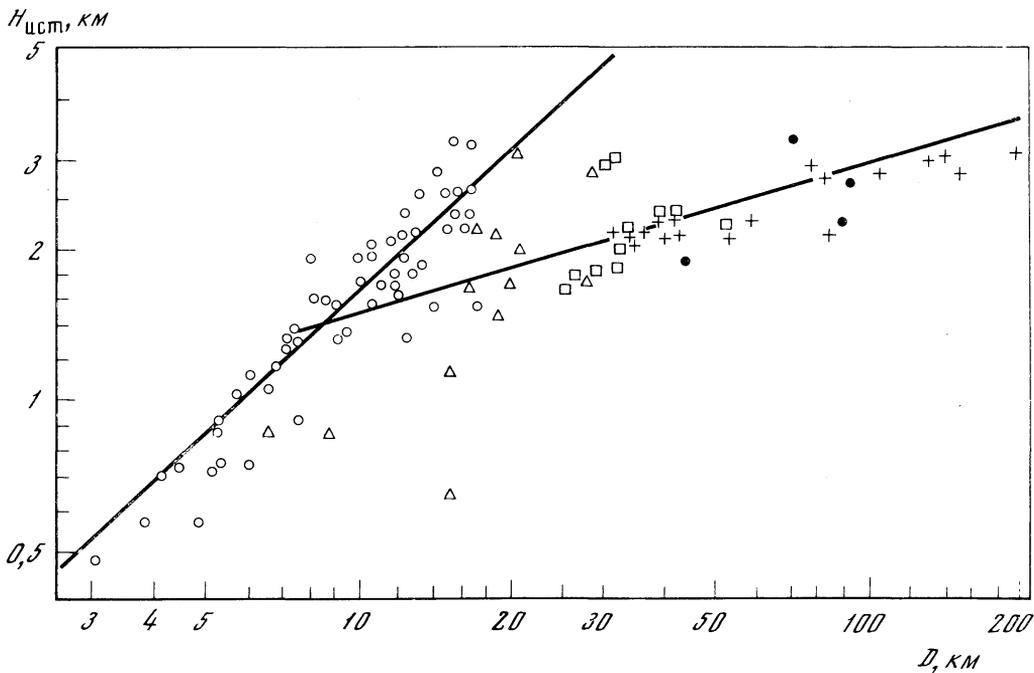


Рис. 52. Зависимость истинной глубины кратера от величины диаметра

Условные обозначения те же, что на рис. 51

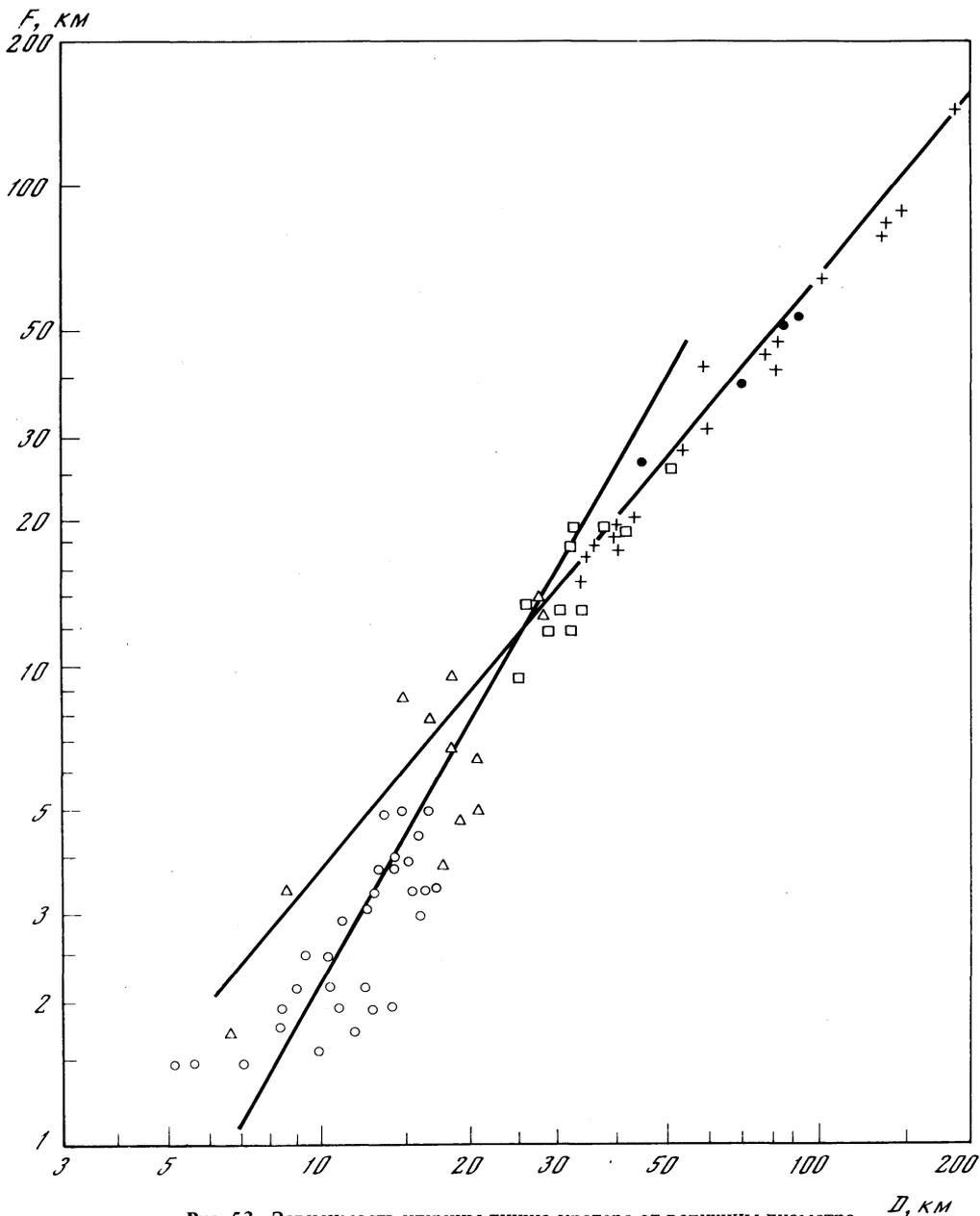


Рис. 53. Зависимость ширины дна кратера от величины диаметра
Условные обозначения те же, что на рис. 51

материковой местности, примыкающей с юго-востока к кратеру Архимед (дно этого бассейна между первым и вторым валами). Эта разница составляет около 5 км.

Истинная глубина кратера — разница в высотах исходной поверхности и дна кратера. Зависимость истинной глубины $H_{ист}$ кратера от величины диаметра D очень похожа на зависимость $H_{общ}(D)$ (рис. 52). Также наблюдаются две ветви — одна для чашеобразных ($H_{ист} = 0,268D^{0,941}$), другая для сложных кратеров ($H_{ист} = 0,78D^{0,304}$). Фигуративные точки кратеров типа Дауэс также обнаруживают сильный

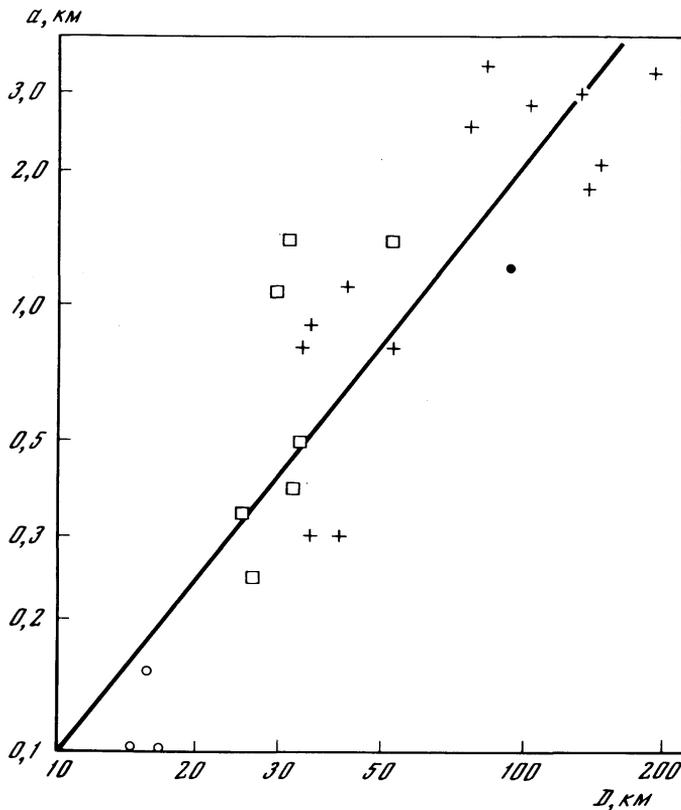


Рис. 54. Зависимость высоты центральной горки от величины диаметра кратера
Условные обозначения те же, что на рис. 51

разброс. Следует отметить, что, начиная с диаметра около 100 км, все пять имеющихся для этого интервала фигуративных точек лежат ниже линии обобщающей зависимости для сложных кратеров. Возможно, здесь зависимость $H_{ист}(D)$ изменяется и наклон графика должен быть еще более пологим.

Ш и р и н а д н и щ а — расстояние между подножиями противоположных внутренних склонов кратера. В такой формулировке этот параметр в применении к кратерам типа Ремер имеет условный характер, так как фактически поверхности дна у них нет или почти нет — подножия их внутренних склонов смыкаются с подножиями склонов центральной горки. Зависимость ширины днища F от величины диаметра D также имеет две ветви (рис. 53). Одна из них довольно крутая степенная ($F = 0,035D^{1,8}$), она характеризует чашеобразные кратеры, вторая, близкая к линейной ($F = 0,24 D^{1,18}$), — сложные кратеры. Фигуративные точки кратеров типа Дауэс на графике расположились так, что принадлежат обоим ветвям.

В ы с о т а ц е н т р а л ь н о й г о р к и — разница в высотах вершины и основания центральной горки. Если в кратере несколько центральных горок (тип Коперник), учитывалась высота самой высокой из них. Кроме данных по кратерам типа Ремер, Тихо и Коперник, на график нанесены также данные по описанным выше чашеобразным кратерам с маленькой центральной горкой на дне (рис. 54). Фигуративные точки на графике образуют некую область разброса вокруг линии, имеющей уравнение $a = 0,005D^{1,32}$, где a — высота центральной горки. Обращает на себя внимание сильный разброс данных — высота центральных горок для кратеров данного размера различается в 2,5–3 раза.

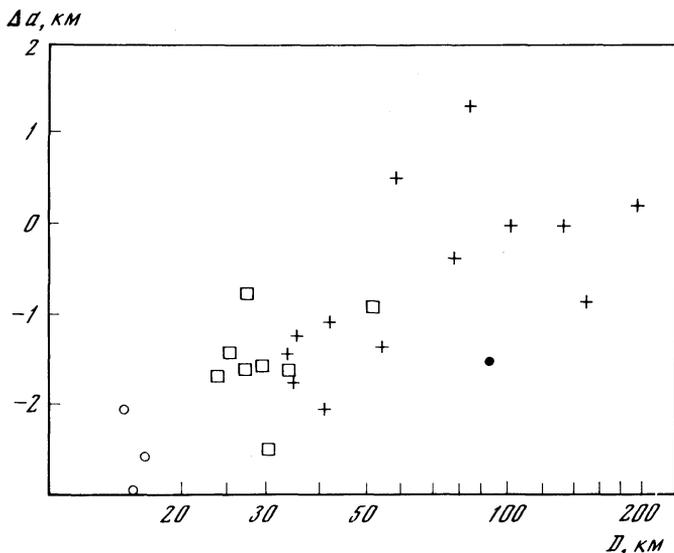


Рис. 55. Положение вершины центральной горки относительно уровня исходной поверхности Δa в зависимости от величины диаметра кратера

Условные обозначения те же, что на рис. 51

Положение вершины центральной горки уровня исходной поверхности. С увеличением диаметра кратера глубина нахождения вершины центральной горки под уровнем исходной поверхности Δa уменьшается, а начиная с диаметра порядка 50 км нередко наблюдаются кратеры, у которых вершина центральной горки находится на уровне окружающей исходной поверхности или даже возвышается над ней (рис. 55). Известен даже случай (кратер Икар, $D = 90$ км, обратная сторона Луны), когда вершина центральной горки возвышается над гребнем вала кратера [22].

Высота вала над окружающей поверхностью. Зависимость высоты вала h от величины диаметра кратера D похожа на зависимость $H_{\text{общ}}(D)$ и $H_{\text{ист}}(D)$. Она также состоит из двух ветвей (рис. 56). Одна ветвь — для чашеобразных кратеров ($h = 0,036D^{1,014}$), вторая — для сложных кратеров ($h = 0,236D^{0,399}$). Фигуративные точки кратеров типа Дауэс располагаются так, что принадлежат одновременно двум ветвям зависимости. В отличие от других зависимостей разброс значений для кратеров типа Дауэс здесь невелик.

Ширина вала измеряется от гребня вала до места, где пологий внешний склон возвышенности вала переходит в исходную окружающую поверхность (рис. 57). Для материковых кратеров определение внешней границы вала затрудняется расчлененным характером окружающей местности. Зависимость ширины вала L от величины диаметра кратера D также состоит из двух ветвей. Для чашеобразных кратеров она аппроксимируется выражением $L = 0,19D^{1,14}$, для сложных кратеров — $L = 0,65D^{0,8}$. Фигуративные точки кратеров типа Дауэс здесь принадлежат скорее ветви, характерной для чашеобразных кратеров.

Форма кратеров в плане в общем довольно близка к кругу, но круг не идеальный, а почти всегда в той или иной степени полигональный. Иногда полигональность выражена очень резко. Для кратеров от 3 до 15 км число сторон в таких полигонах обычно 4, 5, 6, реже 7, 8; длина сторон, как правило, от 2 до 10 км. Для кратеров диаметром более 15 км характерны 8- и 9-угольники с соответственно большими длинами сторон. Впрочем, нередко видно, что каждый относительно прямолинейный участок (сторона многоугольника) состоит из прямолинейных отрезков меньшего размера (2–10 км).

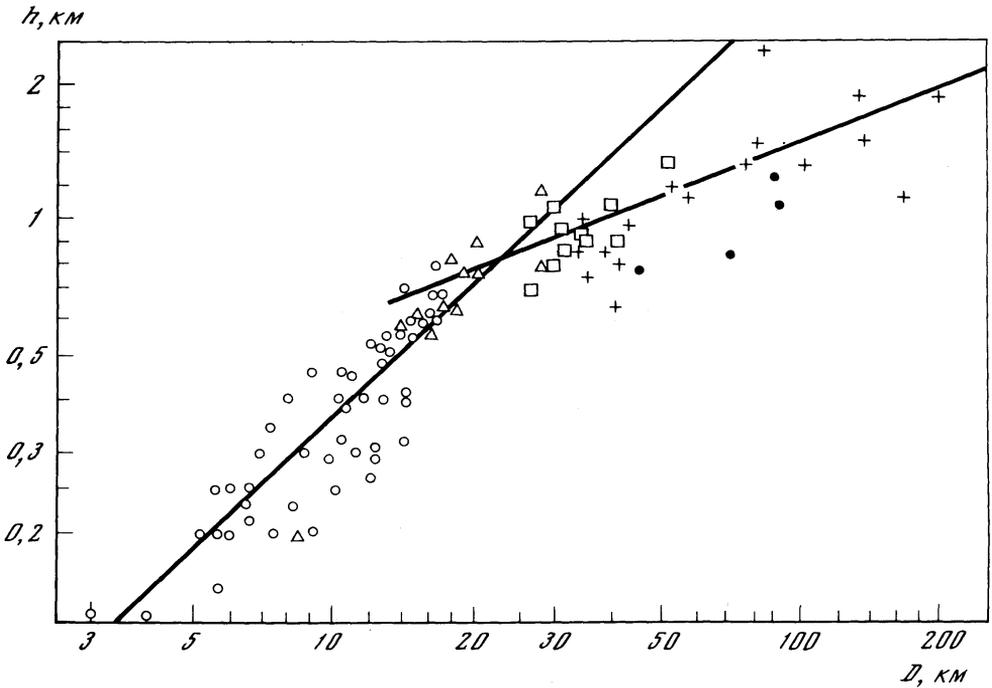


Рис. 56. Зависимость высоты вала над окружающей поверхностью от величины диаметра кратера
Условные обозначения те же, что на рис. 51

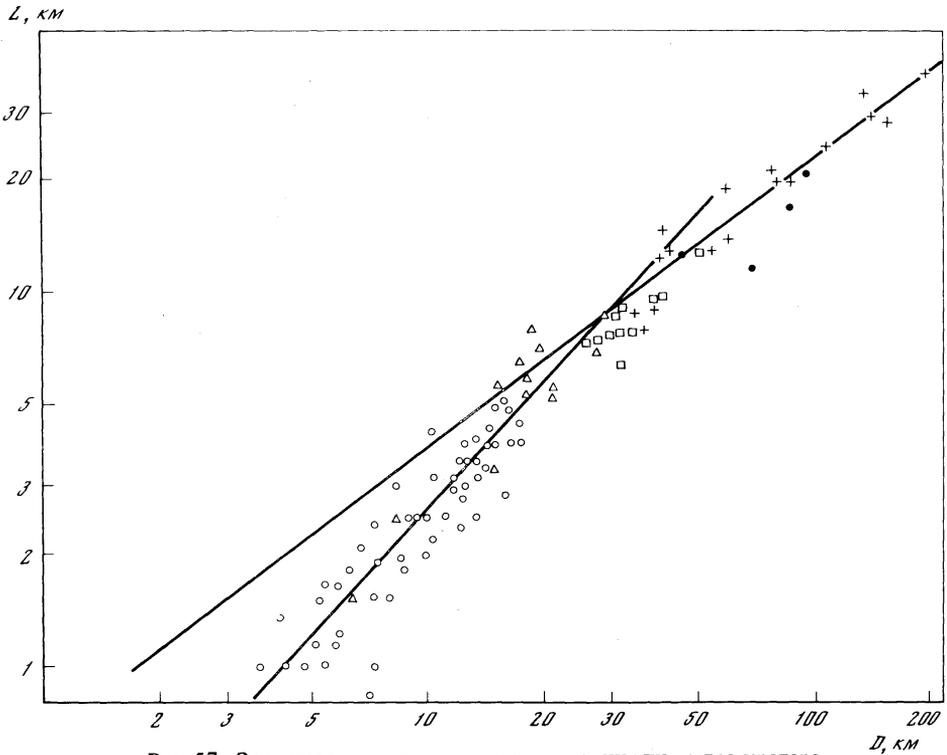


Рис. 57. Зависимость ширины вала от величины диаметра кратера
Условные обозначения те же, что на рис. 51

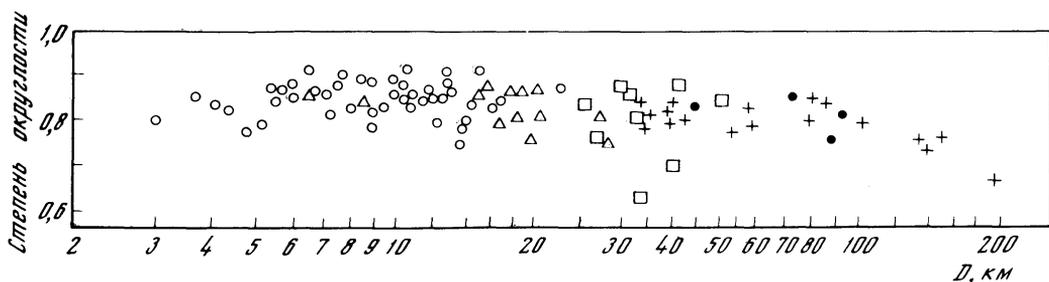


Рис. 58. Зависимость степени округлости кратеров от величины диаметра
Условные обозначения те же, что на рис. 51

Степень округлости кратеров обычно выражают в виде отношения площадей окружностей, вписанных в кратер и описанных вокруг него. Как видно на рис. 58, степень округлости в общем слабо зависит от диаметра. Для большинства чашеобразных и сложных кратеров типичные значения лежат между 0,8 и 0,9. Для кратеров типа Ремер характерен относительно большой разброс значений этого параметра (0,63–0,88). Для кратеров диаметром более 70 км (11 случаев, кратеры типа Тихо и Коперник) наблюдается уменьшение степени округлости с ростом D .

III.1.5. Вал и выбросы из кратеров

Вал — это кольцевая возвышенность, внутренние склоны которой у свежих кратеров намного круче внешних. Как известно, образование вала вокруг кратеров представляет собой суммарный эффект структурного подъема пород мишени в бортах кратера и перекрывающего навала выбросов. Для лунных кратеров рельеф вала известен достаточно хорошо лишь для кратеров диаметром более нескольких километров по измерениям по картам серии *LTO* (сечение горизонталей 100 м). Уменьшение высоты поверхности на внешнем склоне вала с удалением от кратера в первом приближении аппроксимируется зависимостью $h_r = h(r/R)^B$, где h_r — среднее превышение поверхности вала над окружающей исходной поверхностью на расстоянии r от центра кратера, h — высота вала по гребню, R — радиус кратера, B — коэффициент, значения которого лежат между -3 и -6 [72]. Однако эта зависимость сильно идеализирует реальную картину превышений на валу кратера: при сохранении в общем степенного характера этой связи она различна по разным азимутальным направлениям от кратера и лишь валы отдельных кратеров, например у кратеров Бессель и Пирс, обладают высокой степенью круговой симметрии. Эта азимутальная изменчивость затрудняет сравнение различных кратеров. Однако все же, по-видимому, можно считать, что для кратеров относительно меньшего размера (чашеобразные и типа Дауэс) типичен более пологий характер зависимости $h_r(r/R)$ в месте перехода вала к уровню окружающей поверхности. Для более крупных кратеров (типа Ремер, Тихо, Коперник) эта зависимость носит более крутой характер, т.е. наблюдается более резкий переход к уровню окружающей поверхности. Как правило, местное превышение h_r достигает значения 0,1 высоты вала по гребню h на удалении $1,3$ – $1,7R$ (в среднем $1,5R$) от центра кратера. Таким образом, ширина вала у крупных кратеров составляет около $0,5B$. Это в общем близко к приведенным выше значениям для малых кратеров (0,35–0,6R).

Выбросы из кратеров хорошо прослеживаются уже у малых кратеров, проникающих в момент образования через реголит в скальное основание. В этом случае вокруг свежего малого кратера прослеживается зона шириной порядка диаметра кратера, в пределах которой поверхность покрыта большим количеством камней. Количество камней на единице площади поверхности максимально на валу, вблизи его гребня, и убывает по закону, близкому к степенному, с удалением от кратера (рис. 59). Иногда в пределах зоны сплошных выбросов из малых кратеров видны невысокие извилистые в плане

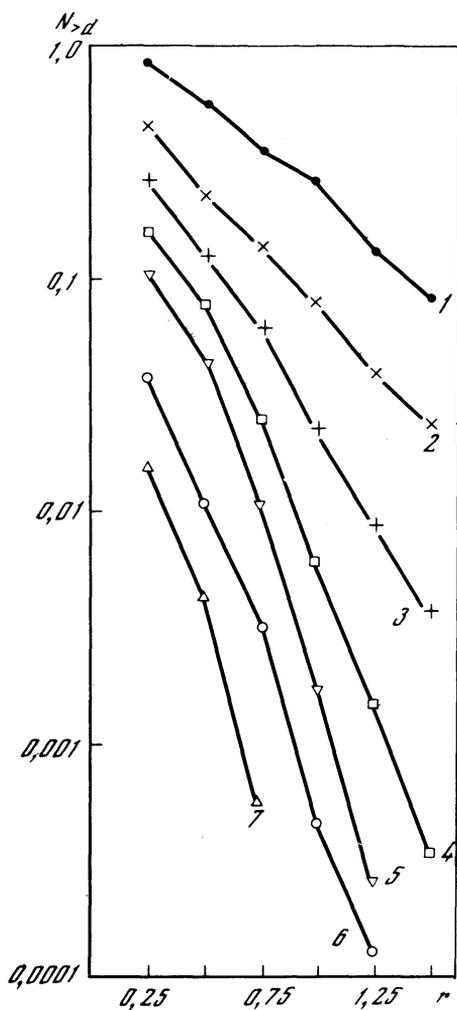
Рис. 59. Характер распределения камней вокруг свежего кратера диаметром около 500 м

$N_{>d}$ — количество камней, диаметр которых превышает d (в м), на площади 100 м^2 ; r — расстояние от кратера до внешних границ концентрических зон, выраженное в долях диаметра кратера D : $1 - d = 2$; $2 - d = 3$; $3 - d = 4$; $4 - d = 5$; $5 - d = 6$; $6 - d = 8$; $7 - d = 10$

гряды, в общем концентричные кратеру — источнику выбросов. При анализе пространственного распределения камней в зонах выброса иногда выявляются признаки билатеральной симметрии (рис. 60, 61). Очевидно, это следствие косоугольного удара [20]. У свежих кратеров диаметром в первые километры, примерами которых могут служить кратеры Линней в Море Ясности ($D = 2,4 \text{ км}$) и Местинг С ($D = 4 \text{ км}$), выбросы образуют две зоны [52]. Внутренняя, с бугристым рельефом, занимает поверхность вала кратера ($\sim 0,25D$) (рис. 62). Здесь нередко видны выброшенные из кратера блоки скальных пород поперечником до 40–50 м. Внешняя зона выбросов (уходящая примерно на один диаметр от гребня вала) характеризуется концентрической системой извилистых гряд или "дюн". Эти концентричные кратеру дюны с удалением от кратера становятся меньше, например для кратера Местинг С — от $0,3 \times 1$ до $0,05 \times 0,03 \text{ км}$. За зоной концентричных дюн у таких кратеров начинается зона развития вторичных кратеров, которые будут охарактеризованы ниже. У крупных кратеров диаметром в десятки километров отложения выбросов на валу обычно имеют бугристую поверхность,

которая в пределах $1R$ от гребня вала переходит в радиальную зону шириной тоже порядка $1R$ кратера (рис. 63) [52]. Иногда в пригребневой части вала выделяется зона шириной около $0,5R$, в которой поверхность выровненная, как бы "выметенная". Здесь обычно видны осложняющие эту поверхность концентричные кратеру гряды и разделяющие их узкие понижения. Эта зона в первую очередь разрушается при образовании террас структурных оползней на внутреннем борту кратера. Для радиальной зоны выбросов характерны радиально ориентированные гряды и разделяющие их ложбины шириной до 1–2 км и длиной до десятков километров. Дальше от кратера расположена зона, где развиты изолированные скопления и цепочки вторичных кратеров.

Интересные особенности строения зоны выбросов обнаружены при изучении фотографий кратера Кинг [34, 45]. Этот кратер диаметром 78 км, расположенный на обратной стороне Луны, является одним из самых свежих крупных кратеров, сфотографированных с высоким разрешением при хороших условиях освещения (рис. 64). Поэтому возможно, что описанные ниже особенности строения выбросов кратера Кинг присущи и другим крупным, относительно свежим кратерам Луны, но они либо не видны на фотографиях не столь высокого качества, либо уничтожены последующими процессами переработки лунной поверхности. Сплошной покров выбросов занимает вокруг



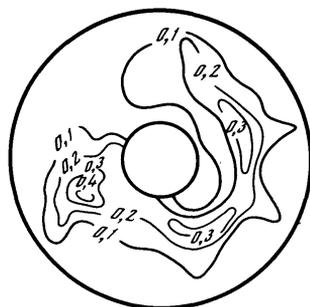
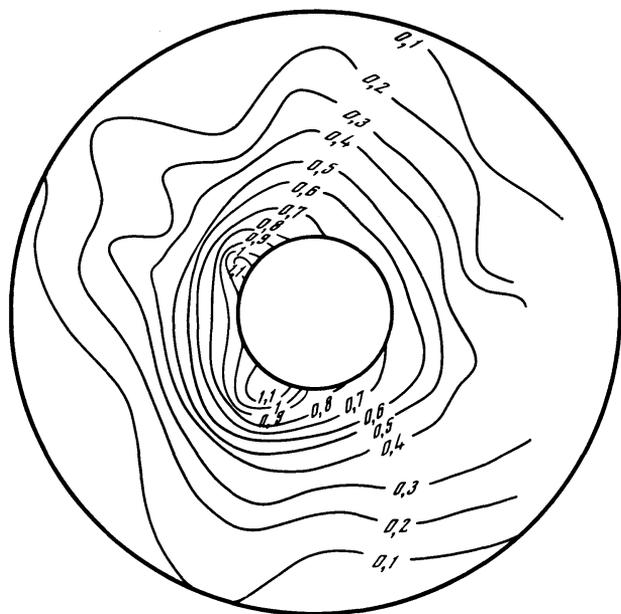


Рис. 60. Изолинии плотности распределения камней вокруг свежего кратера диаметром около 500 м. Цифры – число камней на 100 м²

Рис. 61. Изолинии плотности распределения камней вокруг свежего кратера диаметром около 300 м. Цифры – число камней на 100 м²

кратера Кинг кольцевую зону шириной 50–150 км – от гребня вала до внешней границы покрова. На валу кратера на удалении 5–20 км от его гребня поверхность покрыта **концентричной** кратеру системой параллельных гряд и ложбин, отстоящих друг от друга на первые сотни метров (рис. 65). Далее от кратера видна поверхность, для которой характерны удлиненные дюны и бороздчатость, **радиальные** кратеру Кинг. Их размеры колеблются от 100 м до 1–2 км. Сглаженные, "поточковые" формы дюн указывают на их образование путем отложения. Лучше всего дюны и бороздчатость развиты на существовавших до образования кратера Кинг склонах, наклоненных от кратера, как если бы движение материала выбросов там ускорилось. На косых (по отношению к радиальному направлению) склонах ориентировка бороздчатости отклоняется от радиальной, как бы сползая вниз по склону. Степень влияния склонов на эту бороздчатость увеличивается при удалении от кратера, указывая на то, что скорость радиального переноса с удалением от кратера уменьшается. Примерно в средней части кольца выбросов встречаются участки развития дюн в общем неправильной удлиненной формы, **поперечных** радиальному направлению. В отличие от концентрических структур они лишь грубо субпараллельны.

На существовавших до образования кратера Кинг встречных склонах внешних границ зоны сплошных выбросов наблюдаются **лопасти торможения** (рис. 66). Они напоминают фронтальные части лопатных (в плане) лавовых потоков. Уступы этих потоков обращены от кратера Кинг. Они также напоминают отложения некоторых земных лавин, "взбирающихся" на противоположный склон. Характерная ширина лопасти – несколько километров. Иногда наблюдается перекрытие нескольких лопастей внахлестку. На некоторых встречных склонах видно набегание нескольких лопастей.

Описанные особенности выбросов из кратера Кинг дают основание считать, что материал выбросов, по крайней мере на поздних стадиях движения, переносился радиально от кратера с достаточно высокими скоростями по поверхности или около нее. Дюнные формы и лопасти торможения указывают на то, что этот материал вел себя как жидкость,двигающаяся от кратера. Следует отметить, что в пределах зоны выбросов из кратера Кинг и ряда других кратеров наблюдаются озера и потоки лавоподобного материала (очевидно, ударного расплава), которые будут описаны ниже (см. раздел III.1.8). Изучая природные кратеры, мы всегда имеем дело с выбросами, которые уже упали на

поверхность и слагают охарактеризованные выше образования. Несложные расчеты показывают, что значительная часть выбросов в момент падения имеет скорости, достаточные для перемешивания с местным материалом и образования вторичных кратеров. Расчеты, приведенные в работе [50], показывают, что доля местного материала в покровах выбросов из кратеров Делиль (25 км) и Диофант (18 км) составляет более 20% в 20 км от вала и более 50% в 60 км от вала. Проверка, проведенная на примере земного кратера Рис, показала, что эти расчеты достаточно надежны.

III.1.6. Вторичные кратеры

Вокруг крупных свежих кратеров Луны видны зоны с повышенной плотностью мелких кратеров, которые на 1–2 порядка меньше основного кратера. Это вторичные кратеры, возникшие в результате удара о поверхность выбросов из основного кратера. Они образуют цепочки, радиально расходящиеся от основного (первичного) кратера или концентричные ему, и неориентированные скопления (рис. 67, 68). Нередко вторичные кратеры в цепочках почти сливаются, и за счет взаимодействия их выбросов возникает система опережающих эти цепочки гряд, иногда образно называемых структура "скелета селедки" [54]. В русской технической литературе такие структуры называются колосовидными. Нередко форма вторичных кратеров в плане удлиненная. Иногда в направлении, радиальном по отношению к первичному кратеру, валы вторичных кратеров частично разрушены, что даже при круговой форме чаши кратера создает впечатление линейности.

Вторичные кратеры обычно наблюдаются вокруг свежих кратеров диаметров в несколько километров за зонами сплошных выбросов. Так, например, вокруг кратера Местинг С диаметром около 4 км вторичные кратеры поперечником в десятки и первые сотни метров прослеживаются, начиная с расстояний порядка 7 км от центра кратера. Вокруг кратера Тимохарис диаметром около 33 км вторичные кратеры поперечником от сотен метров до первых километров прослеживаются, начиная с расстояний около 40 км от центра кратера. Вокруг бассейна Моря Восточного, диаметр которого около 900 км, зона вторичных кратеров поперечником в первые десятки километров начинается от внешнего вала этой кратерной структуры (горы Кордильеры, около 450 км от центра кратера) и протягивается по крайней мере на 1500–2000 км от центра кратера. Простые расчеты показывают, что в приведенных примерах вторичные кратеры образованы падением материала выбросов со скоростями порядка 100–1500 м/с.

Вокруг малых кратеров вторичные кратеры обычно не идентифицируются. Лишь вокруг очень свежих кратеров диаметром в сотни метров за зоной каменистых выбросов иногда видны характерные скопления вторичных кратеров. Эти кратеры невелики по размерам (метры, первые десятки метров) и относительно быстро разрушаются, что, очевидно, служит одной из причин их ненаблюдаемости. Другая и, по-видимому, более важная причина ненаблюдаемости состоит в том, что для образования нормальных вторичных кратеров выбросы должны обладать достаточно высокой скоростью, а это значит, что они упадут относительно далеко от кратера-источника, что затруднит идентификацию образовавшихся при этом вторичных кратеров.

Измерения глубины вторичных кратеров показывают, что она, как правило, в среднем в 1,5–2 раза меньше, чем у первичных кратеров равного размера (рис. 69). Эксперименты показывают, что это, очевидно, следствие косоугольного удара [38] и относительно невысокой скорости ударника. В работе [62] показано, что с удалением от первичного кратера H/D вторичных кратеров увеличивается. Например, на расстоянии $3R$ от кратера-источника H/D для вторичных в среднем близко к 0,09, а на расстоянии $35R$ — к 0,14. В той же работе показано, что вторичные кратеры резко отличаются от первичных по степени округлости. Медианное значение округлости для первичных кратеров равно 0,82, для вторичных — 0,54, дисперсия этого параметра для вторичных кратеров гораздо больше.

Вторичные кратеры легко идентифицируются, когда они образуют систему вокруг первичного кратера, и на удалении от него — если они образуют скопления, особенно с

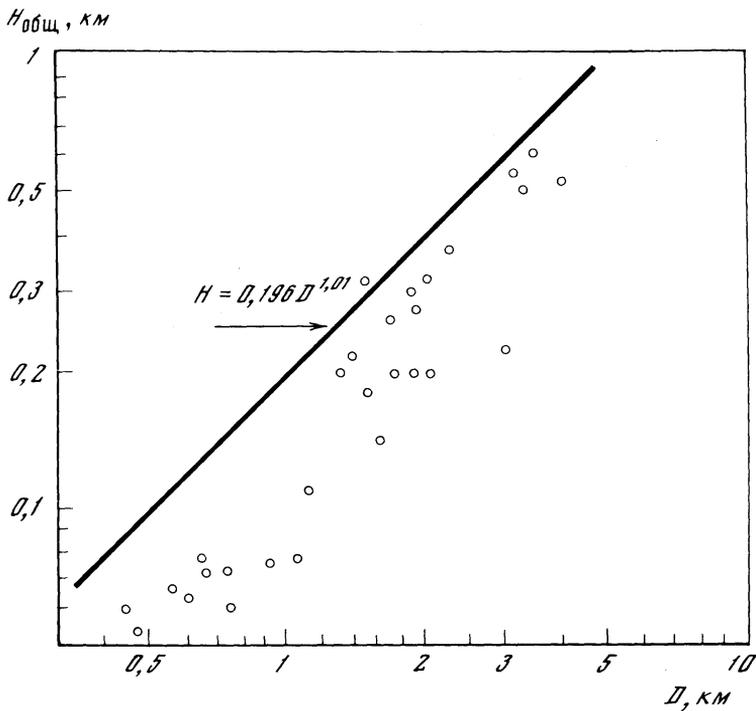


Рис. 69. Зависимость общей глубины вторичных кратеров от величины их диаметра. Прямая линия на графике характеризует аналогичную зависимость для первичных кратеров (см. рис. 51)

характерным колосовидным рисунком выбросов. Отдельные вторичные кратеры, не обнаруживающие связи с первичным кратером, идентифицировать труднее. Присущая вторичным кратерам меньшая относительная глубина не всегда может служить надежным критерием их опознания, так как в каждом конкретном случае малую относительную глубину можно объяснить разрушением кратера и некоторыми другими причинами. Поэтому доля этих кратеров в популяции кратеров Луны точно не установлена.

Среди вторичных кратеров Луны есть специфические формы, образованные ударами с малой скоростью (рис: 70). Эти кратеры были обнаружены при маршрутных исследованиях на "Луноходе-1" [18]. Для них характерна меньшая, чем у свежих первичных кратеров, относительная глубина, что резко контрастирует с сильно каменистой поверхностью их днища, склонов и вала. Это кратеры диаметром от десятков сантиметров до 10–15 м, глубина их недостаточна для того, чтобы вскрыть под реголитом скальное основание, которое обычно служит источником камней. В районе посадки "Аполлона-17" в одном из таких кратеров, расположенном на базальтовом днище долины Литтров-Тавр, обнаружены обломки белой анортозитовой брекчии, что указывает на чужеродный данному месту характер камней [71]. В местах посадки экспедиций "Аполлон-15" и "Аполлон-17" в некоторых кратерах, относимых к описываемой разновидности, обломочный материал, покрывающий их склоны, — это обломки некрепких реголитовых брекчий. На относительно плоском днище таких кратеров находится неглубокая центральная лунка, поперечник которой $0,2-0,25D$. Поверхность этой лунки выстлана стеклом, которое также частично цементирует обломки реголитовых брекчий. Создается впечатление, что такие кратеры также образованы ударом с относительно небольшой (менее 100 м/с) скоростью, недостаточной для формирования кратеров нормальной морфологии. В тех случаях, когда дно таких кратеров выстлано стеклом, можно думать, что ударник содержал расплав (выплеск расплава при образовании первичного кратера).

III.1.7. Лучи

Из свежих кратеров Луны исходят светлые "лучи". Они хорошо видны при высоком положении Солнца над горизонтом и почти не видны или совсем не видны, когда Солнце стоит низко. Лучи не имеют выражения в рельефе в масштабе размеров, сравнимых с размером самого луча. Они представляют собой длинные светлые полосы, радиально, а иногда тангенциально исходящие из кратера (рис. 71). Около кратера-источника они сливаются в светлое гало, а с удалением от него выклиниваются и сужаются (рис. 72). Границы лучей с окружающей поверхностью обычно нерезкие, а сами лучи могут иметь прерывистый характер. Нередко лучи проходят через различные образования лунной поверхности — моря, материки, крупные возвышенности и кратеры.

Лучи исходят только из наиболее свежих кратеров. При разрушении кратеров лучи исчезают раньше, чем другие признаки морфологической свежести, такие, как резкая бровка кратера, бугристый и радиальный рельеф выбросов и вторичные кратеры. Лучи исходят как из больших кратеров, например из кратеров Тихо ($D = 85$ км) и Коперник ($D = 93$ км), так и из малых кратеров диаметром в десятки и сотни метров. Лучи из крупных кратеров прослеживаются на сотни и первые тысячи километров от кратера-источника. Лучи из малых кратеров прослеживаются на расстоянии до 5–10 D .

При анализе детальных фотографий лунной поверхности обнаружено, что нередко на месте наблюдаемых в телескоп кратерных лучей расположены скопления вторичных кратеров (рис. 73) [25, 64, 73]. Однако при анализе фотографий высокого разрешения далекой части одного из лучей кратера Коперник не было обнаружено повышенной концентрации малых кратеров, которые можно было бы отнести к вторичным кратерам [53]. Отличие луча от окружающей поверхности морского типа в данном случае проявляется в повышенной концентрации в его пределах ярких на фотографическом изображении концентрических кратеров диаметром 10–100 м. На окружающей поверхности кратеров такого размера примерно столько же, как и на луче, но среди них мало ярких концентрических форм. Такие яркие концентрические кратеры обычно имеют каменные зоны выбросов, а известно, что камни на Луне имеют более высокое альbedo, чем образованный из них тонкозернистый реголит. Связь лучей с высокой каменностью поверхности четко проявляется для района посадки "Аполлона-16", где исследовались зоны выбросов из двух относительно небольших кратеров [51], названных Северный Лучевой ($D = 950$ м) и Южный Лучевой ($D = 700$ м) (рис. 74). На снимках, сделанных с окололунных орбит при высоком положении Солнца над горизонтом, видно, что из этих кратеров исходят яркие лучи длиной до 10 км. Южный Лучевой кратер моложе и имеет более яркие лучи, чем у Северного Лучевого кратера. Судя по наблюдениям космонавтов и анализу сделанных ими фотографий, поверхность на лучах покрыта повышенным количеством камней. Например, на лучах, исходящих из Южного Лучевого кратера, на удалении более 5 км от кратера, т.е. не в самой яркой их части, 4–7% поверхности покрыты обломками поперечником более 2 см. Замечено, что поверхность в пределах луча ярче там, где больше камней.

В районе посадки "Аполлона-12", через который проходит слабо выраженный луч, исходящий из кратера Коперник, в разрезе реголита обнаружен прослой светлого материала, который по ряду признаков считается выбросом из кратера Коперник [75]. Этот материал выбрасывается на поверхность малыми кратерами и, очевидно, обуславливает яркость луча в данном месте. Сходное явление, по-видимому, служит причиной возникновения и упоминавшегося выше другого луча кратера Коперник с концентрацией в его пределах ярких концентрических кратеров [53]. Эти малые кратеры намного моложе кратера Коперник (не более 10–20 млн. лет против 850 млн. лет [48]) и поэтому не могут быть вторичными кратерами Коперника. Их яркость, очевидно, объясняется тем, что эти рядовые представители популяции малых кратеров в зоне, которая сейчас воспринимается как луч, при своем образовании выносят наверх светлый материал выбросов кратера Коперник. Природа этого материала не ясна. Это может быть как привнесенный материал выбросов из Коперника, так и обломки пород местного

скального основания, насыщающие реголит на месте скоплений ныне уже разрушившихся вторичных кратеров. При таком "выкапывании" наложенными кратерами луч непрерывно обновляется, но в результате дробления и разбавления лучеобразующего вещества более темным реголитом луч рано или поздно все же исчезнет.

III.1.8. Ударный расплав в кратерах

Внутри крупных кратеров и в пределах зон их выбросов наблюдается лавоподобный материал — покровы и потоки на валу и внутренних бортах кратеров, большие скопления на днище и озеровидные накопления меньшего масштаба на валу и внутренних склонах (рис. 75, 76). Эти образования широко развиты в крупных свежих кратерах с четко проявленными признаками ударного происхождения. Тонкие покровы и озера на валах кратеров обычно темнее остальных выбросов. Мощные потоки и мощные скопления на днищах кратеров обычно достаточно светлые. За единственным исключением (юго-восточный вал кратера Циолковский) лавоподобный материал в этих образованиях не бывает таким темным, как эндогенные базальтовые лавы морского типа. Описанию этих образований посвящены работы [43, 46].

П о к р о в ы. Покровы лавоподобного материала, "драпирующие" внутренние борты, видны у кратеров Коперник ($D = 93$ км), Тихо (85 км), Кинг (78 км) и Местинг С (3,8 км). Местами такие покровы наблюдаются в виде маломощного карниза обнажений на самом верху борта кратера или на других крутых уступах на обвальных бортах. В кратере Коперник покров "драпирует" террасы структурных оползней на бортах. На перегибах рельефа в пределах покровов видна трещиноватость, указывающая на растяжение материала покрова при его сползании вниз по склонам, когда он еще находился в пластичном состоянии. Блоковый характер обнажений на карнизах и каменистость выбросов у наложенных кратеров меньшего размера свидетельствуют о том, что материал покровов затем затвердел до состояния скальной породы.

На больших площадях в северной части вала кратера Кинг на поверхности виден трещиноватый покров, который частично скрывает подстилающие выбросы с радиальной структурой. Здесь этот покров явно сливается с руслами потоков и крупными озерами подобного материала с растрескавшейся поверхностью (см. рис. 76). В одном случае покров резко оканчивается высоко на склоне, обращенном к кратеру, что указывает, вероятно, на то, что волна жидкого материала, движущегося от кратера, не смогла достичь вершины холма.

П о т о к и. На валах свежих кратеров и их внутренних бортах видны потоки застывшего лавоподобного материала. Струйчатость и морщины нагнетания убедительно свидетельствуют о течении этого материала вниз по склонам. Крупный поток на борту кратера Коперник, очевидно, дренирует озеровидное скопление, расположенное выше по склону. Этот поток сливается со скоплением материала с трещиноватой поверхностью на днище кратера, а в боковом направлении соединяется с трещиноватым покровом, который перекрывает прилегающие участки борта кратера. Этот пример показывает, что потоки, покровы и материал лавовых озер местами переходят друг в друга.

С к о п л е н и я н а д н и щ е. На днище кратера лавоподобный материал образует накопления со сложным сочетанием блоковых трещин и морщиноподобных смятий. У кратеров типа Тихо и Коперник этот материал образует несколько бугристую, но в общем выровненную поверхность днища. У кратеров меньших размеров, принадлежащих к типам Ремер и Даус, такие скопления наблюдаются лишь на отдельных участках днища. В бугристом материале лавоподобных затоплений днища трещины, расщепляющие этот материал, обычно продолжают и через бугры, указывая на то, что жидкий материал покрывал эти бугры. В кратере Тихо некоторые крупные бугры на днище не перекрываются лавоподобным материалом, а лишь частично им облекаются, очевидно, вершины их не затапливались. Судя по высоте бугров, мощность лавоподобного материала на днище не превышает 100—200 м. По краям днища у некоторых кратеров, например Коперник, Тихо и Аристарх, растрескавшийся лавоподобный

материал образует террасы, что в сочетании с частичным облеканием крупных бугров указывает на то, что первоначальный уровень затопления был выше, а затем понизился. На днище кратера Коперник степень понижения оценивается в 200 м. Вряд ли такое понижение может быть отнесено полностью за счет уменьшения в объеме при остывании. Видимо, здесь имело место смыкание пустот в разуплотненных брекчиях днища. Иногда на поверхности лавоподобного материала наблюдаются малые кратеры без вала, что, возможно, указывает на частичное дренирование расплава в подстилающие брекчи.

О з е р а. На бортах и валах крупных кратеров видны озера лавоподобного материала. В кратере Тихо, где эти озера выглядят очень свежими, развитой системой ветвящихся трещин они напоминают вулканические лавовые озера. Большинство таких озер не имеет видимого источника, кроме местных склонов, и, может быть, представляет собой накопления "дождя" расплава с местной площади "водосбора". Некоторые озера имеют выпуклые менископодобные края, что, возможно, указывает на поступление материала снизу. Большинство озер имеет поперечник от сотен метров до нескольких километров, но некоторые гораздо крупнее, например 20-километровое озеро на северном валу кратера Кинг. Старый кратер, в котором находится это озеро, очевидно, явился для него площадью "водосбора". Поверхность здесь имеет многочисленные трещины и напоминает материал затоплений на днищах кратеров. В распределении озер лавоподобного материала в некоторых кратерах и на валах заметна билатеральная симметрия, согласующаяся с билатеральной симметрией выбросов из этих кратеров, что, вероятно, имеет общую причину — косой удар.

П л о т н о с т ь н а л о ж е н н ы х к р а т е р о в. При изучении потоков, покровов и лавовых озер на валу кратера Тихо было обнаружено, что по плотности наложенных малых кратеров они отличаются друг от друга. Придавая этому возрастной смысл, В. Стром и Дж. Филдер [79] предположили, что этот лавоподобный материал есть результат многофазных вулканических извержений, происходивших в течение длительного времени. Если же, однако, относить избыток кратеров на некоторых потоках за счет поздних выпадений выбросов (обратное падение выбросов на Луне может продолжаться в течение 50 мин после удара) [69], то можно считать, что эти сильно кратерированные потоки застыли достаточно быстро (в течение нескольких минут), а менее кратерированные потоки оставались жидкими после выпадения запоздавшей части выбросов. При изучении земных кратеров установлено, что ударный расплав часто перемешан с таким большим количеством более холодного мелкозернистого обломочного материала, что консолидация этой смеси может происходить за время порядка нескольких минут.

Р а с п р е д е л е н и е, о б ъ е м и в о з р а с т л а в о п о д о б н о г о м а т е р и а л а. Морфологические проявления лавоподобного материала более характерны для кратеров большого размера. Большинство кратеров поперечником более 20–30 км содержит лавоподобный материал на днищах. Некоторые кратеры диаметром 1–5 км имеют плоские, как бы затопленные днища, но трещин в этом материале нет, и, вероятно, это накопления обломочного материала выбросов из других кратеров.

Трещиноватые покровы и лавовые потоки характерны для выбросов из кратеров диаметром более 30 км. Однако уже упоминался случай, когда трещиноватый покров был отдешифрирован на валу кратера Местинг С диаметром 3,8 км. Лавовые озера известны на валах большинства свежих кратеров диаметром более 40–50 км, для которых есть хорошие фотографии. Эти озера обычно находятся в зоне шириной 0,5–1R от гребня вала.

Распределение свежего лавоподобного материала в свежем многокольцевом бассейне Моря Восточного (поперечник 900 км) отличается от такового в меньших кратерах в одном важном отношении: озеровидные скопления этого материала редки и отсутствуют на покрове выбросов около вала бассейна. Однако во внутренней части бассейна есть трещиноватый покров, который, по-видимому, эквивалентен лавоподобному материалу на днищах кратеров, а на некоторых участках формации Гевелия (выбро-

сы из бассейна Моря Восточного) видна трещиноватость, похожая на трещиноватость лавоподобного материала в кратерах. Подсчеты объемов лавоподобного материала (по наблюдаемой площади и оценкам мощности) в кратере Коперник ($D = 93$ км) приводят к значениям 400 км^3 в кратере и 160 км^3 на валу за пределами кратера. Оценка объема лавоподобного материала в кратере Кинг (78 км) дает 225 км^3 . По порядку величин эти оценки согласуются с результатами расчетов, приведенными в главе II.

Свидетельства ударного происхождения расплава. 1. Неизменность появления лавоподобного материала в связи с кратерами коперниковского, эратосфенского и имбрийского возраста, т.е. на протяжении последних 3,5 млрд. лет геологической истории Луны в периоды, весьма различающиеся по вулканической активности. 2. Отсутствие явных вулканических аппаратов при наличии признаков того, что лавоподобный материал покрывал значительные площади, в том числе вершины возвышенностей, и стекал вниз по склонам. 3. Наличие ударных расплавов в земных ударных кратерах и признаки следов ударного плавления в образцах лунных пород (см. раздел III.6 и главу IV).

III.2. КРАТЕРЫ МЕРКУРИЯ

Кратеры Меркурия обнаружены и изучены по снимкам космического аппарата (КА) "Маринер-10". Эти снимки покрывают лишь около половины поверхности планеты, причем детальные изображения с высоким разрешением составляют лишь небольшую их часть. Хороших стереопар, по которым можно было бы измерить рельеф кратеров, среди них нет. Поэтому параметры кратеров Меркурия сейчас имеют предварительный характер, и приведенные ниже цифровые оценки глубин, пороговых величин диаметра и других параметров в дальнейшем будут уточняться.

Кратеры Меркурия очень похожи на кратеры Луны (рис. 77). Среди свежих кратеров Меркурия встречены все описанные выше главные морфологические типы свежих лунных кратеров, включая бассейны. Характерно, что на Меркурии такие определяющие элементы строения кратеров, как террасы на склонах, центральные горки и внутренние кольцевые возвышенности, проявлены в среднем при меньших размерах кратеров, чем на Луне. Соответственно смена морфологических типов кратеров происходит при иных пороговых значениях диаметра. Кратеры типа Даус появляются при значениях диаметра 7–15 км, типа Ремер – 10–20 км, типа Тихо и Коперник – 15–30 км, бассейны – 100–130 км (рис. 78–80).

На Меркурии выделены 36 бассейнов [83] с центральной горкой и с кольцом горок (рис. 81). Кольца горок на дне бассейнов здесь более выдержанны, чем у их лунных аналогов. На Меркурии в отличие от Луны нет хорошо сохранившихся многокольцевых бассейнов. Многокольцевая концентрическая структура проявляется у частично разрушенного бассейна Жары (рис. 82), но Ч. Вуд и Дж. Хэд [83] находят наблюдаемые признаки недостаточными для уверенного отнесения бассейна Жары к категории многокольцевых бассейнов.

Промеры глубин кратеров Меркурия (методом теней) показывают, что по сравнению с лунными кратерами кратеры Меркурия имеют несколько меньшую относительную глубину. Для кратеров диаметром менее 7 км (тип чашеобразных кратеров) зависимость глубины кратера H от величины диаметра аппроксимируется выражением $H = 0,15D^{1,09}$, что в общем довольно близко к такой же зависимости для лунных чашеобразных кратеров. Для кратеров диаметром более 7 км эта зависимость имеет вид $H = 0,93D^{0,27}$ [39].

Наиболее заметны отличия кратеров Меркурия и Луны в морфологии отложений выбросов на склонах кратерных валов. Как и на Луне, у меркурианских кратеров отложения выбросов на валу имеют бугристый рельеф, который с удалением от кратера переходит в поверхность, осложненную радиальными грядами, а эта поверхность переходит в зону вторичных кратеров и прерывистых отложений выбросов. На Меркурии

бугристая поверхность и поверхность с радиальными грядами (составляющие зону сплошных отложений выбросов) переходят в поле сателлитных вторичных кратеров на гораздо меньших расстояниях, чем на Луне. По данным [39], ширина зоны сплошных выбросов на Меркурии составляет в среднем $0,4-0,5D$, тогда как на Луне — $0,6-0,7D$. Пространственная плотность кратеров в этой сателлитной зоне очень высока по сравнению с полями лунных вторичных кратеров. Цепочки слившихся вторичных кратеров образуют линейные борозды (субрадиальные к первичному кратеру), проходящие иногда через зону сплошных отложений почти до гребня вала, что крайне редко наблюдается на Луне. Высоты кратерных валов на Меркурии в среднем несколько больше, чем на Луне, очевидно, из-за большего вклада покрова выбросов в высоту вала [28].

Более узкая зона сплошных отложений выбросов и их большая мощность, линейные депрессии (борозды) и повышенная пространственная плотность вторичных кратеров на Меркурии по отношению к лунным кратерам в целом согласуются с меньшей длиной разлета выбросов, что вызвано различиями в ускорении силы тяжести на поверхности этих планетных тел (на Меркурии в 2,2 раза больше). Считается, что строение самой чаши кратера тоже в определенной степени контролируется ускорением силы тяжести и различия в величине этого параметра могут быть ответственны за меньшие, чем на Луне, пороговые величины диаметров, при которых происходит смена морфологических типов кратеров [39]. Последнее оспаривается в работе [30], где показано, что статистика встречаемости центральных гор, террас на склонах, фестончатости очертаний кратеров в плане для кратеров Меркурия на равнинных участках (аналоги лунных морей) и кратеров Луны на морях довольно близка. В то же время статистика встречаемости этих элементов строения кратеров на морях и материках различна. Считается, что причина различий — разница в свойствах пород мишени.

III.3. КРАТЕРЫ МАРСА

Кратеры Марса были открыты по снимкам КА "Маринер-4" в 1964 г. Существенный прогресс в их изучении был сделан при анализе снимков КА "Маринер-9" (1971–1972 гг.). Интересные особенности строения кратеров Марса, в частности явление кажущегося "омоложения" древних кратеров экзогенными процессами, обнаружены при изучении снимков КА "Марс-5" (рис. 83) [36]. Новые возможности при изучении кратеров Марса открывают снимки высокого разрешения, полученные с орбитальных блоков КА "Викинг-1" и "Викинг-2" (1976–1978 гг.). Эта информация сейчас имеется лишь для части поверхности планеты, и анализ ее не закончен, что делает характеристику кратеров Марса предварительной.

Судя по имеющимся данным, свежие малые (диаметром в десятки и сотни метров) кратеры Марса похожи на малые кратеры Луны. Они преимущественно чашеобразные, с хорошо выраженным валом. Детали строения различных элементов малых кратеров Марса из-за недостаточной разрешающей способности фотографий не изучены.

Крупные кратеры на Марсе во многом похожи на кратеры Луны и Меркурия. В них с увеличением размеров наблюдается переход от простых чашеобразных форм к сложным — кратерам с уплощенным днищем, центральной горкой, кольцом из центральных гор и, наконец, к многокольцевым бассейнам (рис. 84).

На Марсе бассейнов обнаружено меньше, чем на Меркурии или на Луне, — всего 19, по [83]. Все бассейны Марса сильно разрушены, что затрудняет анализ особенностей их первичного строения и, вероятно, является причиной их относительно малой распространенности. Как и на Луне, здесь выделяются три типа бассейнов. Примером бассейна с центральной горкой является бассейн Лу Синь ($D = 135$ км) — марсианский аналог лунного кратера Комптон. Примером бассейна с кольцом гор является Ловелл ($D = 190$ км) — марсианский аналог лунного бассейна Шредингер. Это один из наиболее сохранившихся бассейнов Марса, у которого можно даже различить цепочки вторичных кратеров. В работе [82] на Марсе выделяются четыре многокольцевых бас-

сейна — Аргирь ($D = 1200$ км), Изидь (1900 км), Эллады (2000 км) и Скиапарелли (470 км). Лучше всего многокольцевая структура сохранилась у бассейна Аргирь (рис. 85).

Статистика пороговых переходов пока не надежна. В работе [84] на основании изучения выборки, состоящей из 107 свежих кратеров на равнинных участках (вулканогенные равнины) и 68 свежих кратеров на кратерированной местности (аналог лунных материков), определялись пороговые величины диаметров для морфологических переходов. Обнаружено, что самые маленькие кратеры с заметными следами обрушения бортов (террасы, блоки оседания) имеют диаметр 4,9 км на равнинной местности и около 7 км на местности кратерированного типа. Стопроцентного развития это явления достигает в кратерах диаметром 10—15 км на равнине и более 20 км на кратерированной местности. Центральные горки имеют стопроцентную встречаемость в свежих кратерах диаметром более 10 км на равнинах и более 15 км на кратерированной местности. В целом считается, что переход от простых форм к сложным для свежих кратеров Марса происходит в интервале диаметров 3—15 км.

Характерной чертой многих марсианских кратеров является наличие в них центральных лунок. Это либо углубление типа вершинных кратеров на центральных горках, либо округлое углубление, окруженное кольцом невысоких горок, либо углубление в центре кратера без соседствующих горок. В изученных выборках доля кратеров с центральными лунками составляла 50—60%. Считается, что это явление связано с наличием замерзшей воды в породах мишени [84].

Надежных обмеров марсианских кратеров пока очень мало. Фотометрические и радиолокационные измерения дают слишком большое осреднение по площади, а значительная часть обмеренных таким образом кратеров не относится к категории свежих. Анализируя результаты измерений глубин методом ультрафиолетовой спектрометрии 139 кратеров, М. Чинтала и др. [29] пришли к выводу, что марсианские кратеры систематически менее глубоки, чем лунные. Промеры методом теней 230 свежих кратеров Марса по снимкам КА "Викинг" показали, что у кратеров диаметром от сотен метров до 3 км зависимость глубины от диаметра примерно такая же, как у простых кратеров Луны ($H = 0,204D^{1,019}$), а у кратеров большого размера эта зависимость имеет вид $H = 0,415D^{0,395}$ [61]. Пересечение графиков этих зависимостей приходится на диаметр около 3 км, что, очевидно, является отражением перехода от простых кратеров к сложным. Отдельные чашеобразные кратеры с характерной для простых форм относительной глубиной на равнинах Марса достигают диаметра 10 км. Из фотограмметрических измерений свежих кратеров по снимкам КА "Викинг" нам были доступны лишь данные по пяти кратерам диаметром 3; 4,7; 5,5; 8 и 9,5 км [32; Г. Мазурский, устное сообщение]. Первые три из них чашеобразные с отношением H/D от 0,15 до 0,20 и высотой вала над окружающей поверхностью порядка 50—100 м. Последние два из этих кратеров по строению близки к лунным кратерам типа Ремер. Они имеют центральные горки, которые занимают почти всю площадь дна. H/D для этих кратеров 0,08—0,09. Высота вала над окружающей поверхностью порядка 100 м. Высота центральной горки 200—300 м. Таким образом, по морфометрии эти кратеры близки к лунным аналогам, но, поскольку переход к сложной морфологии у марсианских кратеров совершается при меньших диаметрах, а сложные кратеры менее глубоки, чем чашеобразные, крупные кратеры Марса, видимо, действительно менее глубоки, чем лунные кратеры равного им диаметра.

Свежие кратеры Марса часто отличаются от кратеров Луны и Меркурия по характеру зоны выбросов. В этом отношении среди кратеров Марса выделяются три разновидности: кратеры с потоками выбросов, кратеры с резко выраженной радиальной структурой выбросов и кратеры лунно-меркурианского типа [27].

1. Кратеры с потоками выбросов являются наиболее распространенной морфологической разновидностью свежих кратеров в большинстве районов, для которых были получены снимки КА "Викинг" с высоким разрешением. Эти кратеры окружены покровом выбросов в виде одного кольцевого слоя — потока или системы лопастных пото-

ков (рис. 86, 87). Фронтальные части этих потоков оканчиваются невысокими дугообразными грядами, которые окружают зону выбросов наподобие крепостного вала. В англоязычной литературе кратеры с таким строением выбросов называются *campart crater* — "кратер за крепостной стеной", или "кратер-крепость". Зона выбросов в виде сплошного слоя протягивается от гребня вала на $0,5-2,5D$, причем кратеры, у которых ширина зоны сплошных выбросов превышает $1,5D$, составляют более половины всех изученных случаев. Такая ширина зоны выбросов намного больше, чем у кратеров Луны ($0,6-0,7D$) и Меркурия ($0,4-0,5D$). На поверхности выбросов из "кратеров-крепостей" видна концентрическая структура из невысоких гряд и понижений и радиально ориентированная бороздчатость (рис. 88). За краем зоны сплошных выбросов наблюдаются невысокие холмы, цепочки неглубоких кратеров и слабая радиальная струйчатость, все это напоминает дальние зоны выбросов у кратеров Луны и Меркурия. Соотношения этой зоны с зоной сплошных выбросов не очень определенные, но в ряде случаев создается впечатление, что слой сплошных выбросов "надвигается" на зону дальних выбросов. В некоторых случаях на фотографиях видны следы взаимодействия материала выбросов в этих потоках с существовавшими в момент их внедрения препятствиями. Видно обтекание материалом потока относительно невысокого выступа, причем создается впечатление, что материал выбросов не перетекал через выступ. Отсюда следует, что мощность слоя движущегося материала была не больше высоты препятствия, а поскольку она и сейчас сравнима с высотой препятствия, то после отложения материала выбросов не было значительной усадки. Отложение из малоплотной смеси газ-твердое, как в базисной волне при некоторых взрывах на Земле, напротив, приводит к значительной усадке материала. Около одного из кратеров (21° с.ш., 39° з.д.) есть останцовая возвышенность типа мезы, и потоки выбросов остановились около нее. Эти и ряд других особенностей выбросов у "кратеров-крепостей" свидетельствуют о том, что, вероятно, выбросы здесь после баллистического переноса продолжали свое движение по поверхности как текучая субстанция. Вероятная причина ожигения материала выбросов состоит в мобилизации летучих, входящих в состав пород мишени (плавление и испарение льда мерзлых пород).

2. Кратеров с резко выраженной радиальной структурой выбросов обнаружено пока мало. Наиболее эффектный из них кратер Пуна ($D = 20$ км) находится на Равнине Хриса, где он наложен на борт долины Касеи (рис. 89). По характеру рельефа поверхности выбросы из этого кратера разделяются на три зоны. **Внутренняя** зона занимает полосу шириной не более 5 км от гребня вала. Здесь развиты покровы и небольшие плиты выбросов, иногда расположенные внахлестку, с резко выраженным краем, образующим уступ высотой около 20 м. **Промежуточная** зона прослеживается в виде сплошного покрова отложений примерно на 15 км от вала кратера (т.е. на $3/4D$), где она оканчивается по неровному в плане контакту и переходит в прерывистые радиальные возвышенности внешней фации выбросов. Поверхность в промежуточной зоне густо перекрыта системой чередующихся радиальных гряд и борозд, ширина которых (первые сотни метров) выдержана или слегка увеличивается в направлении от кратера. **Внешняя** зона выбросов этого кратера уходит на расстояние до 30 км от вала кратера. Она состоит из несплошных отложений выбросов, которые иногда образуют прерывистые гряды, грубо радиальные по отношению к кратеру. Хорошо выраженных радиальных депрессий нет. В некоторых случаях видно, что радиальные гряды промежуточной зоны продолжают во внешнюю зону. На фотоснимках наблюдаются также кратеры, промежуточные по строению выбросов между радиальными и "кратерами-крепостями". Эти переходные формы в каждом конкретном случае обладают рядом неповторимых особенностей; объединяет их то, что все они имеют зоны радиальных гряд.

3. Кратеры лунно-меркурианского типа обычно менее 10 км в диаметре, хотя максимальный размер их, по крайней мере отчасти, зависит от типа местности (рис. 90). Наибольшая частота встречаемости таких кратеров, по имеющимся пока ограниченным наблюдениям, характерна для лавовых потоков к югу от горы Арсия, где "кратеры-крепости" встречаются реже.

III. 4. КРАТЕРЫ ФОБОСА И ДЕЙМОСА

Кратеры на спутниках Марса — Фобосе и Деймосе — были открыты при съемках этих небесных тел КА "Маринер-9" в 1972–1973 гг. [12]. На полученных снимках видны кратеры диаметром от нескольких сотен метров (предел разрешения) до нескольких километров (рис. 91, 92). Съемками с орбитальных блоков КА "Викинг-1" и "Викинг-2" на Фобосе и Деймосе обнаружены кратеры диаметром до 10–15 м. Несомненно, что на них, как и на Луне, имеются кратеры и меньшего размера вплоть до микрократеров на частицах грунта.

Фобос и Деймос очень малы — их поперечники не превышают 22 и 12 км соответственно. Атмосферы у них нет. Ускорение силы тяжести на этих телах имеет величину порядка десятых долей $\text{см}/\text{с}^2$, что определяет скорость убегания с этих тел величиной порядка 5–12 м/с. В этих условиях значительная часть выбросов из кратера имеет скорость больше скорости убегания и покидает эти тела. Дальнейшая судьба этих выбросов не ясна. Возможно, что часть их постепенно выпадает обратно.

На Фобосе кратеры, которые выглядят свежими, составляют 10–15% всех выявляемых при дешифрировании снимков кратеров (рис. 93). Это значение существенно больше, чем для соответствующих им по размеру малых кратеров Луны (первые проценты). Кроме кратеров, равномерно-случайно покрывающих поверхность Фобоса, на снимках видны цепочки слившихся кратеров, иногда переходящие по простиранию в борозды. Эти образования неясной природы здесь не описываются.

Большинство кратеров Фобоса чашеобразные. По предварительным оценкам (метод теней и фотограмметрия), типичные отношения глубины к диаметру свежих кратеров Фобоса близки к 0,2 [81]. Несколько кратеров диаметром от 400 м до 1,5 км имеют центральные горки. Очевидно, это аналоги кратеров с центральной горкой, встречающихся в популяции малых кратеров Луны. В общем кратеры Фобоса очень похожи на лунные кратеры соответствующего размера. Некоторые отличия от лунных кратеров описываются ниже.

В некоторых чашеобразных кратерах, находящихся в экваториальной зоне Фобоса на освещенной в момент съемки части на угловых расстояниях 40–50° от терминатора, видны четкие тени. Это указывает на крутизну бортов более 40–50°. Геометрическими построениями, основанными на учете углового расстояния от терминатора, кажущейся эллиптичности кратеров и кажущейся длины тени, для них получены оценки максимальной крутизны склонов на внутренних бортах и относительной глубины свежих кратеров (H/D), которые оказались очень большими — до 55–60° и 0,45 соответственно [24]. Возможно, крутосклонность и большая относительная глубина некоторых свежих кратеров Фобоса, если они действительно имеют место, связаны со свойствами пород мишени и со слабым развитием склоновых процессов (мала сила тяжести). Следует, однако, подчеркнуть, что все проведенные построения основаны на допущении сферичности Фобоса, что заведомо неправильно, но степень отклонения от сферы в местах измерений не ясна.

Кратеры Фобоса имеют хорошо выраженные валы шириной 0,15–0,25 D . Поверхность вала отделена от окружающей местности заметным перегибом. Четких зон выбросов в виде светлых гало или лучей, как на соответствующих по разрешению фотоснимках кратеров Луны и Меркурия, около свежих кратеров на Фобосе не видно. Очевидно, из-за малой скорости убегания для Фобоса та часть материала выбросов, которая на Луне и Меркурии формирует гало и лучи, при образовании кратеров на Фобосе покидает его. Вклад выбросов в образование вала у кратеров Фобоса, видимо, очень мал, и в основном вал здесь — это структурный подъем пород мишени в бортах кратера.

На Деймосе, судя по полученным детальным снимкам (разрешение около 3 м), поверхность покрыта слоем пыли (рис. 94). Видимый на этих снимках наиболее крупный кратер ($D = 800$ м) и большинство мелких кратеров частично засыпаны этой пылью. Доля свежих кратеров составляет несколько процентов. Среди свежих кратеров, которые видны на этом снимке, семь кратеров диаметром 30–50 м имеют чашеоб-

разную форму, три кратера диаметром 70–100 м – плоскодонные. На снимке видны отдельно лежащие на поверхности каменные глыбы поперечником 10–30 м. По длине теней от этих глыб с учетом перспективности снимка, вычисленной через степень эллиптичности изображений кратеров, можно определить высоту Солнца над местным горизонтом, а через нее по теням в кратерах оценить их глубины. Проведенная оценка показала, что в чашеобразных кратерах $H/D \approx 0,2$, а в плоскодонных кратерах $H/D \approx 0,12 - 0,15$. Глубина плоскодонных кратеров 10–15 м, что, видимо, соответствует мощности пылевого слоя в данном месте. Валы у свежих кратеров Деймоса, как и на Фобосе, довольно четко выражены и относительно широкие (около $0,25D$). Концентраций камней на валах свежих малых кратеров не видно. Упомянутые выше крупные каменные глыбы, вероятно, представляют собой остатки низкоскоростной части выбросов из какого-либо более крупного кратера.

III.5. КРАТЕРЫ СПУТНИКОВ ЮПИТЕРА

Ударные кратеры на галилеевых спутниках Юпитера были открыты и начали изучаться в 1979 г. по снимкам КА "Вояджер-1" и "Вояджер-2" [77, 78]. Наиболее насыщена кратерами поверхность Каллисто – самого далекого от Юпитера спутника этой группы. Много кратеров на Ганимеде. На Европе обнаружены единичные кратеры. На Ио ударные кратеры не найдены. Нижний предел обнаружения кратеров определяется разрешением полученных изображений, которое достигает нескольких километров на пару линий изображения для Каллисто, Ганимеда и Европы и 1 км для Ио. Различия в распространенности кратеров на галилеевых спутниках Юпитера зависят от возраста их поверхности. Насыщенные кратерами регионы на Каллисто и Ганимеде, очевидно, сформировались в этап интенсивной бомбардировки 4–4,5 млрд. лет назад. Поверхность Ио непрерывно перерабатывается активным современным вулканизмом. Возраст поверхности Европы промежуточный.

Кратеры Каллисто и Ганимеда особенно интересны тем, что они сформированы в материале, состоящем преимущественно из льда воды. Низкая температура поверхности (около 140 К) препятствует пластическому течению льда, что определяет хорошую сохранность кратеров. Свежие кратеры Каллисто и Ганимеда в общем похожи на ударные кратеры других планетных тел (рис. 95). Наименьшие из различаемых на снимках кратеры имеют чашеобразное строение. С увеличением размеров в кратерах появляются центральные горки, а нередко и центральные лунки. Последнее сближает кратеры Ганимеда и Каллисто с кратерами Марса. Надежных оценок пороговых диаметров перехода от простых кратеров к сложным для Ганимеда и Каллисто пока нет. Судя по анализу отдельных доступных нам изображений, смена типа строения происходит в интервале диаметров 10–20 км. Промеров глубин кратеров Ганимеда и Каллисто не имеется. Вокруг наиболее свежих кратеров наблюдаются исходящие из них системы светлых лучей и поля вторичных кратеров.

На Ганимеде обнаружена бассейноподобная структура. В центре ее находится плоскодонная депрессия диаметром около 175 км. Она окружена кольцевой зоной примерно такой же ширины, в пределах которой наблюдаются прилегающие друг к другу радиально ориентированные блоковые возвышенности длиной 20–40 км. Вокруг расположена зона шириной около 300 км, где развиты радиальные борозды, а затем до расстояний порядка 500–700 км от края центральной депрессии идет зона выбросов с выровненным рельефом, от которой дальше протягиваются цепочки и скопления вторичных кратеров.

На Каллисто обнаружены две специфические бассейноподобные структуры. Одна из них состоит из центрального яркого округлого пятна поперечником около 300 км и окружающей его концентрической системы прерывистых дугообразных гряд шириной около 1200 км (рис. 96). В пределах этой системы насчитывается от 10 до 20 образцованных грядами концентрических колец. Ни кольцевых горных цепей, ни радиально ориентированных линеаментов, обычных для бассейнов других планетных тел, здесь

не видно. У второй подобной структуры видна лишь часть кольцевой системы дугообразных гряд, а центральная часть этой структуры находится на неосвещенной поверхности. Специфика этих бассейноподобных образований, очевидно, определяется свойствами материала мишени.

III.6. КРАТЕРЫ ВЕНЕРЫ

На Венере, поверхность которой скрыта плотным облачным слоем, кратероподобные формы были открыты с помощью радарных наблюдений с Земли [68]. Впоследствии их существование было подтверждено радарной съемкой с КА "Пионер-Венера-Орбита" [55]. Они имеют диаметр от 35 до 800 км и характеризуются очень небольшой для такого диаметра глубиной — первые сотни метров. Детали строения этих структур не известны, как не ясен и механизм их образования. Р. Саундерс и М. Малин [70] нашли, что по величине отношения ширины вала к диаметру 22 из 23 отдешифрованных ими кратероподобных структур Венеры близки к сильно разрушенным ударным кратерам Луны и Марса, а одна структура по этому параметру близка к вулканическим кальдерам. Оценки показывают, что в случае достаточно больших ударников плотная атмосфера Венеры не является препятствием для образования крупных ударных кратеров на ее поверхности [11]. Малых ударных кратеров на поверхности Венеры, очевидно, нет.

III.7. КРАТЕРЫ ЗЕМЛИ

В настоящее время на Земле насчитывается около 100 кратеров и кратерных полей, ударное происхождение которых можно считать доказанным. Очевидно, что это лишь небольшая часть сохранившихся ударных структур Земли, так как частота встречаемости выявленных ударных структур в различных регионах коррелируется со степенью их геологической изученности.

Исследование земных ударных кратеров дает возможность перейти от изучения морфологии кратеров, которая описывалась в предыдущих разделах этой главы при характеристике кратеров других планетных тел, к прямому изучению структуры ударных образований и анализу состава и сложения продуктов ударного преобразования вещества — так называемых импактитов. Характеристике импактитов будет посвящена специальная глава. Однако при описании строения земных ударных кратеров неизбежно употребление некоторых терминов, касающихся в основном петрографической номенклатуры импактитов. Поэтому уже в этой главе мы дадим некоторые краткие определения. Продукты ударного дробления, в которых слагающие их обломки в момент удара не испытали существенного перемещения, образуют аутигенные брекчии, а перемещенные продукты ударного дробления — аллогенные брекчии. Породы, являющиеся продуктами застывания ударного расплава, удобно называть расплавленными импактитами. Лавоподобные расплавленные импактиты массивного сложения в советской литературе стали называть тагамитами [10]. Обломочные породы, состоящие из обломков и бомб застывшего ударного расплава в смеси с обломками пород мишени, называют зювитами.

В.Л. Масайтис [9] ввел понятие о структурно-литологических комплексах пород, принимающих участие в строении ударных кратеров. Он выделяет (рис. 97): 1) цокольный комплекс, объединяющий породы мишени, включая аутигенные брекчии; 2) коптогенный комплекс (от греч. "копто" — ударять, разрушать ударами), объединяющий аллогенные брекчии и расплавленные импактиты в чаше кратера с аллогенными брекчиями выбросов из кратера; 3) заполняющий комплекс осадочных отложений внутри чаши кратера; 4) перекрывающий комплекс осадочных и вулканогенных пород, имеющих региональное развитие; 5) инъекционный комплекс собственно магматических пород, внедрившихся в коптогенные или заполняющие образования. Отметим, что до настоящего времени установлен лишь один случай внедрения интрузии магмы в ударную

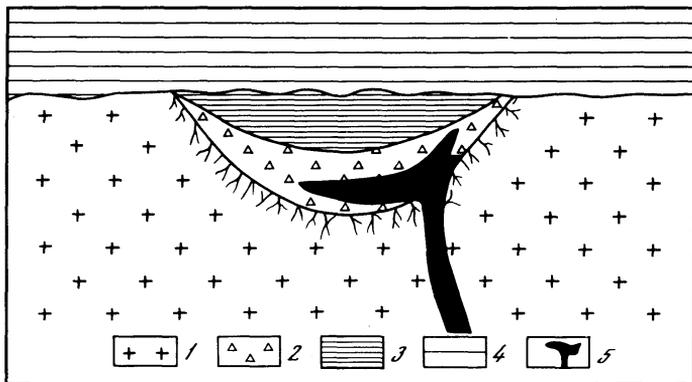


Рис. 97. Структурно-литологические комплексы астроблем [10]

1 — цокольный; 2 — коптогенный; 3 — заполняющий; 4 — перекрывающий; 5 — инъекционный

структуру — массив Садбери в одноименной астроблеме [15, 26, 37]. Однако можно ожидать, что открытие древних ударных структур в районах повышенной тектоно-магматической активности увеличит число этих примеров.

Исследователи метеоритных кратеров Земли различают среди них собственно ударные, образованные низкоскоростным ударом относительно небольших заторможенных в атмосфере метеоритных тел, и взрывные, образованные высокоскоростным ударом более массивных и поэтому менее заторможенных в атмосфере тел [47]. В последнем случае ударно-волновая картина явления близка к той, которая характерна для взрыва. А.О. Аалоз [2] находит целесообразным выделять еще промежуточный тип — ударно-взрывные кратеры. Считается, что граница между ударными и взрывными кратерами приходится на диаметр около 100 м [47]. Следует, однако, отметить, что возможны случаи, когда достаточно большой метеорит, пройдя почти через всю атмосферу без существенной потери скорости, расколется вблизи поверхности и может образовать поле "высокоскоростных" взрывных кратеров, размеры которых будут меньше граничного 100-метрового диаметра. В нашем изложении мы будем применять термин "ударные" ко всем метеоритным кратерам Земли, независимо от их размеров и скорости удара, подчеркивая тем самым их происхождение в результате удара и противопоставляя их взрывным вулканическим кратерам типа мааров и воронкам от взрыва химических и ядерных взрывчатых веществ.

Так же как и кратеры других планетных тел, метеоритные кратеры Земли обнаруживают зависимость характера их строения от размеров. Кратеры поперечником от первых метров до 3–5 км имеют простое чашеобразное строение. Более крупные кратеры характеризуются большей сложностью строения, проявляющейся прежде всего в наличии центрального поднятия (горки), а иногда и кольцевых поднятий. Проследим эти изменения на примере ряда типичных хорошо изученных структур.

Примером малых кратеров, образованных относительно низкоскоростным ударом частично заторможенных метеоритных тел, является кратерное поле **Сихотэ-Алиня** [2]. Здесь в 1947 г. в результате падения "дождя" железных метеоритов образовались 32 кратера диаметром от 5 до 30,5 м и множество более мелких ударных воронок и лунок (рис. 98). Типичная форма ударного кратера здесь приближается к усеченному параболоиду, косое сечение которого образует на земной поверхности контур эллипса. Длинная ось эллипса ориентирована по направлению полета метеорита. На форму кратеров влияют также характер пород мишени (трещиноватость, ориентировка слоистости) и рельеф местности. Среднее отношение H/D у ударных кратеров Сихоте-Алиня лежит в пределах 0,1–0,16. Дно кратеров сложено брекчией, характер которой определяется особенностями пород мишени. Там, где рыхлые отложения, перекрывающие скальные

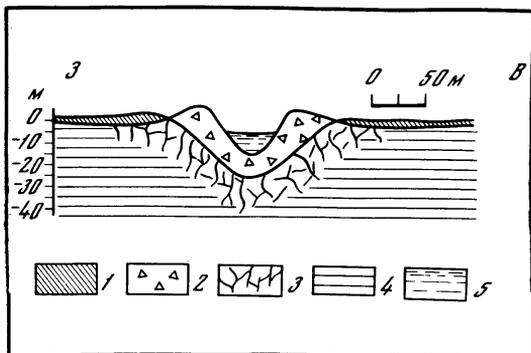
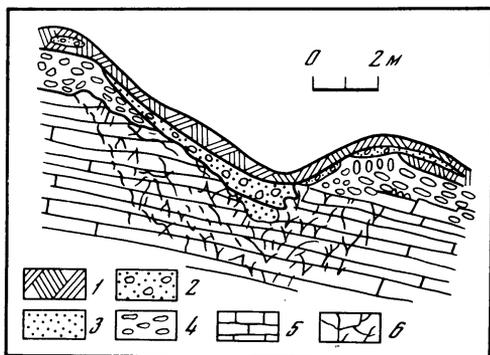


Рис. 98. Схема строения ударного кратера № 14 Сихотэ-Алинского поля [2]

1 — почва; 2 — брекчия; 3 — горная мука; 4 — элювий; 5 — пласты коренных пород; 6 — сильно трещиноватые коренные породы

Рис. 99. Схема строения главного кратера Каали [7]

1 — рыхлые четвертичные отложения; 2 — брекчия; 3 — трещиноватые коренные породы; 4 — ненарушенные коренные породы; 5 — озерные илы

коренные породы мишени, были маломощными, брекчия состоит в основном из грубых щебневых обломков и глыб коренных пород. Там, где мощность перекрывающих элювиальных и делювиальных отложений достаточно велика, брекчию кратерного дна образует смесь их материала. Брекчии кратерного дна содержат обломки кратерообразующего метеорита.

В ударных кратерах Сихотэ-Алиния выделяются три элемента строения их днища: центральная депрессия; лобовая приподнятость; так называемая бабочка. Центральная депрессия находится несколько впереди (по направлению полета метеорита) геометрического центра кратера. В передней части центральной депрессии, как правило, видно коническое или чашеобразное углубление — след удара метеорита. Залегающие под брекчией коренные породы в пределах центральной депрессии деформированы и интенсивно трещиноваты. Нередко здесь наблюдаются характерная ромбоздрическая ударная трещиноватость и конусы сотрясения. Углубление следа метеоритного удара заполнено очень мелкой брекчией или горной мукой. Лобовая приподнятость расположена перед центральной депрессией в передней части кратера. Пласты коренных пород кратерного дна здесь приподняты, а иногда поставлены на голову или даже запрокинуты. "Бабочка" — элемент задней части днища кратера, по форме в плане напоминающий равнобедренный треугольник с тупым вершинным углом, совпадающим со следом удара метеорита. Коренные породы здесь сильно раздроблены и деформированы горизонтальными движениями сдвигового типа. Форма сдвиговых блоков пород часто приближается к ромбу. Чаша кратера снизу облекается зоной дробления, мощность которой достигает $0,2-0,35D$.

Валы Сихотэ-Алинских кратеров, как и всех свежих метеоритных кратеров, имеют двухчленное строение: задранные пласты коренных пород образуют структурный подъем, на который ложится покров аллогенной брекчии выбросов. Границей между этими элементами строения вала является погребенная почва, которая встречается в периферийной части вала. Вместе с выбросами вокруг кратеров рассеивается и некоторая часть осколков метеорита.

Примером относительно небольшого кратера, относящегося, по классификации Е.Л. Кринова [47], к взрывным образованиям, является главный кратер метеоритного поля Каали, расположенного на острове Саарема, Эстонская ССР. Этот круглый в плане кратер образовался в верхнечетвертичное время в горизонтально залегающих пластах верхнесилурийских доломитов и перекрывающих их суглинках морены [1]. Диаметр чаши кратера по гребню вала 105 м, глубина 16 м (рис. 99). Дно кратера покрыто

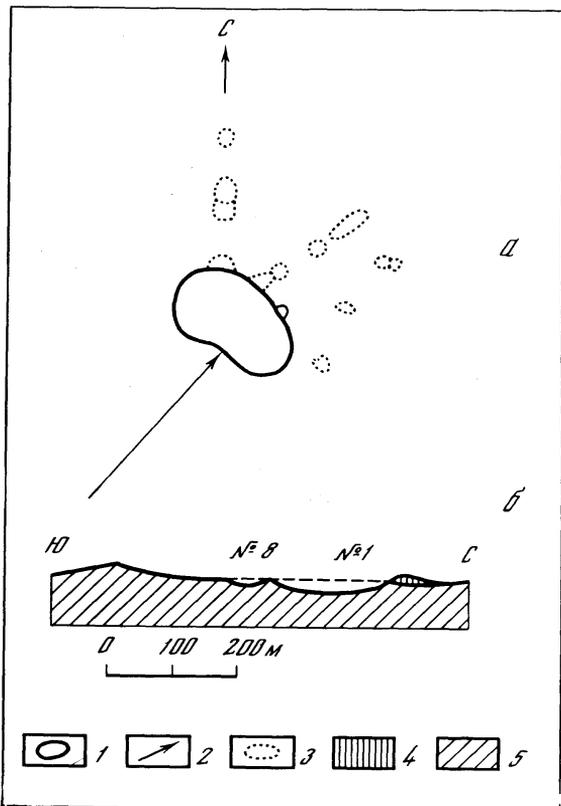
Рис. 100. Схематический план (а) и разрез главного кратера метеоритного поля Хенбери [80] (б)

1 — контуры вала кратера; 2 — направление падения метеорита; 3 — участки распространения ударного стекла в выбросах; 4 — насыпной вал; 5 — кварциты и граувакки мишени

линзой брекчий и скрыто водами небольшого озера. Вокруг кратера расположен вал высотой 4–7 м, на внутреннем склоне которого есть выходы приподнятых (угол падения от кратера $36\text{--}54^\circ$) и даже опрокинутых взрывом пластов доломитов. Общая мощность этих пластов примерно 10 м, а под ними в основании внутреннего склона кратера канавами вскрыта доломитовая горная мука (до 6 м). Выше доломитов на валу лежат моренные суглинки, образующие вместе с доломитами цокольную часть вала. Аллогенная брекчия покрова выбросов наблюдается не повсеместно и, очевидно, эродирована. Геофизическими работами установлено, что чаша кратера и продолжающая ее на глубину до 40 м зона трещиноватости как бы вложены в пологую блюдцеобразную зону трещиноватости, имеющую диаметр до 250 м при мощности около 20 м [7].

Интересный пример кратера, образованного одновременным ударом двух метеоритов, дает главный кратер (№ 7) метеоритного поля Хенбери, расположенного в Австралии. Здесь рой кратерообразующих метеоритных тел летел в направлении с юго-запада на северо-восток. Кратер образован около 700 тыс. лет назад в субграувакках и кварцитах верхнего протерозоя, падающих на юг под углами $30\text{--}40^\circ$ [80]. Он имеет форму эллипса размером 220 x 110 м, длинная ось которого ориентирована поперек траектории полета в направлении с северо-запада на юго-восток (рис. 100). Глубина кратера 12–15 м от исходной поверхности. Вал резко выражен только по длинному северо-восточному (переднему) борту кратера, где он имеет ширину около 30 м при высоте до 15–20 м. В выбросах из кратера Хенбери на расстоянии до 300 м от кратера обнаружено стекло, являющееся продуктом ударного плавления пород мишени. Азимутальное распределение стекла в выбросах неравномерное. Оно сконцентрировано в секторе от азимута 270° через 0° до азимута 120° . Особенно много стекла обнаружено по азимутам 0° , 55° , 75° и 90° . Такое струйчатое распределение стекла напоминает лучевой характер наиболее высокоскоростной части выбросов из свежих лунных кратеров. В кратерах Хенбери обнаружено вещество образовавших их железных метеоритов.

Более крупные размеры имеет кратер Метеор в штате Аризона, США, который часто называют Аризонским [4, 67]. Диаметр этого кратера по гребню вала около 1,2 км. Глубина от среднего уровня вала до современного дна 167 м. Кратер образован около 50 тыс. лет назад в горизонтально залегающих осадочных породах. Снизу вверх в разрезе, вскрытом кратером, наблюдаются красные песчаники формации Супаи (верхнекарбонového возраста), известковистые песчаники формации Торовеи и кварцевые песчаники формации Коконино (пермского возраста), карбонатные породы формации Кайбаб (также пермские) и красновато-коричневые песчаники формации Моенкопи (триасовые). Интересно, что в плане кратер Метеор не круглый, а имеет форму квадра-



та с закругленными углами (рис. 101), ориентировка сторон которого predeterminedена ориентировкой доударной системы разломов в породах мишени.

Ниже видимого дна кратера залегают голоценовые аллювиальные и озерные отложения, образующие линзу мощностью около 30 м. Они подстилаются 10-метровым слоем зювитоподобных импактитов, отличающихся от типичных зювитов, характерных для более крупных кратеров, очень малым содержанием обломков застывшего ударного расплава. Эти импактиты содержат окисленные обломки образовавшего кратер железного метеорита, получившего название Каньон-Дьябло, а также такие типичные продукты ударного метаморфизма, как лешательерит, козит и стишовит (см. главу IV). Далее до истинного дна кратера (еще 160–200 м) в скважинах отмечена аллогенная брекчия с редкими включениями лешательерита и метеоритного вещества.

Вал кратера Метеор возвышается над окружающей местностью в среднем на 47 м (рис. 102). На гребне вала сохранился лишь нижний элемент строения кратерных валов – вздернутые породы цокольного комплекса, образующие структурный подъем. В бортах кратера средняя амплитуда структурного подъема составляет 47 м, на удалении 80 м от бортов кратера – 11 м, на удалении 300 м подъем уже неощутим. Поверх структурного подъема на некотором удалении от гребневой части вала сохранился частично эродированный покров выбросов из кратера. Нижняя часть выбросов лежит на вздернутых пластах песчаников формации Моенкопи и сложена обломками этих песчаников. Выше расположены обломки карбонатных пород стратиграфически более низкой формации Кайбаб, причем вблизи кратера эти два слоя имеют четкую границу, а по мере удаления от него она становится все более расплывчатой. Выше местами залегают обломки еще более древних формаций Торевеп и Коконино, не образующие сплошного слоя. Обломки пород формаций Супаи в выбросах не обнаружены. Ширина зоны выбросов из кратера колеблется от 1100 (на северо–северо-востоке и юго-востоке) до 1850 м (на северо-востоке и юго-западе). Мощность выбросов вблизи вала достигает 20–25 м, а на границе их распространения падает до 0,6–3,1 м. Естественно, эти цифры дают нижние пределы параметров зоны выбросов, не учитывающие эрозию после образования кратера.

На валу кратера и на окружающей равнине как на поверхности, так и на различной глубине среди обломков горных пород обнаружены осколки кратерообразующего метеорита Каньон-Дьябло. Характерно, что крупные осколки (весом до нескольких сотен килограммов) находятся на равнине на различном расстоянии от кратера, а мелкие осколки (до 5 кг) – на валу кратера.

Геофизическими работами установлено, что зона дробления под кратером имеет сложную форму, аналогичную описанной выше у кратера Каали, но соответственно гораздо больших размеров: неглубокая (150–200 м) и широкая (около 2500 м) линза с вложенной в нее глубокой (до 800 м) и менее широкой (до 1200 м) воронкообразной зоной [65].

Расположенный в провинции Онтарио, Канада, кратер **Брент**, имеющий диаметр около 3 км и видимую глубину около 60 м, почти не имеет принципиальных отличий в своем строении от кратера Метеор [41]. Брент довольно сильно эродирован, его вал уничтожен (рис. 103). Судя по реконструкциям, его первоначальный диаметр достигал 3,8 км. Образованный 450 млн. лет назад в гнейсах докембрия Канадского щита, кратер содержит в своей чаше, имеющей грубо параболическое сечение, более 260 м недеформированных среднеордовикских осадков (заполняющий комплекс), под которыми залегают аллогенные брекчии мощностью до 630 м. В придонной части аллогенных брекчий скважинами пересечена линза (мощностью 34 м) расплавных импактитов (рис. 104). Кроме того, среди брекчий отмечены зювитоподобные стеклосодержащие породы. Для Брента также установлена вмещающая кратер зона дробления, диаметр которой почти в 2 раза больше диаметра кратера [7]. Расплавные импактиты кратера Брент содержат повышенные количества никеля и хрома, как считается, за счет примеси метеоритного вещества. Судя по величине Ni/Cr отношения и содержанию других сидерофильных элементов, метеорит принадлежал к L-хондритам.

Близким к Бренту и Метеору является кратер **Шунак** в Прибалхашье, СССР [16]. Кратер образован в вулканогенных породах девонского возраста. Форма кратера в плане округлая, в поперечном сечении — плоскодонная из-за заполняющих его озерных осадков (рис. 105). Диаметр кратера 2,5 км, видимая глубина до 280 м. Полная глубина кратера достигает 600 м, из которых около 100 м приходится на аллогенные брекчи и около 200 м — на третичные озерные осадки заполняющего комплекса. Аллогенные брекчи внутри кратера едва лишь вскрыты скважинами, и поэтому вопрос о наличии среди них скоплений ударного расплава пока остается нерешенным. Насыпной вал и выбросы за валом эродированы. В цокольной части вала вулканогенные породы мишени задраны и местами запрокинуты.

Кратер **Штейнхейм** в южной части ФРГ является одним из самых маленьких кратеров сложного строения [66]. Его современный диаметр 3,4 км, глубина около 90 м (рис. 106). В центре видимого кратера возвышается холм (центральная горка) поперечником около 900 м и высотой около 50 м. Кратер образован $14,8 \pm 0,7$ млн. лет назад в полого залегающих осадочных породах юрского и триасового возраста и частично заполнен третичными озерными осадками и четвертичным аллювием. В бортах кратера Штейнхейм цокольный комплекс представлен известняками и мергелями верхней части верхней юры. Центральное поднятие сложено интенсивно дислоцированными известняками и мергелями нижней части верхней юры, среднеюрскими аргиллитами и нижнеюрскими песчаниками. В краевых частях центрального поднятия слагающие его породы наклонены на $35\text{--}65^\circ$, а в центральной его части наклонены еще более круто и сильно трещиноваты. Одна из скважин, пробуренных в пределах центрального поднятия, вскрыла под песчаниками нижней юры блок триасовых песчаников (мощностью 80 м), лежащий на дислоцированных аргиллитах средней юры. В породах центрального поднятия развиты хорошо выраженные конусы сотрясения. В кольцевой депрессии между центральным поднятием и бортами кратера вскрыт слой аллогенной брекчи (мощностью 20–70 м), частично перекрывающей и краевые части центрального поднятия. Брекчия сложена обломками пород верхне-, средне- и частично нижнеюрского возраста. В обломках этих пород часто наблюдаются конусы сотрясения, а в зернах кварца развиты планарные элементы.

Судя по имеющимся материалам, глубина кратера Штейнхейм до истинного дна около 220 м ($H/D = 0,06$), а центральное поднятие имеет структуру типа купола или диапира с амплитудой вертикального смещения в среднем 150 м. Расплавные импактиты в кратере не обнаружены, как не обнаружен и метеоритный материал. Считается, что кратер образован ударом кометы или каменного метеорита. Интересно, что в 40 км к восток—северо-востоку находится другой, широко известный метеоритный кратер Нордлингер Рис, имеющий такой же возраст. Возможно, оба эти кратера образованы осколками одного метеоритного тела.

Болгышский кратер на Украинском кристаллическом щите на современном эрозионном срезе представляет собой воронку в гранитоидных породах кристаллического фундамента диаметром 20–22 км и глубиной более 1 км (рис. 107) [3, 6]. Чаша этого кратера доверху заполнена комплексом озерных осадков мелового и палеогенового возраста общей мощностью более 400 м и перекрыта обычными для этого района палеогеновыми, неогеновыми и четвертичными отложениями. В центре кратера геолого-геофизическими методами обнаружено поднятие катаклазированных гранитоидов кратерного дна с амплитудой порядка 500 м (над наиболее низкой частью дна). В юго-восточной части кратера глубокой скважиной под осадками заполняющего комплекса на глубинах 345–900 м вскрыта 355-метровая толща расплавных импактитов преимущественно массивного сложения (тагамитов). Ниже залегает 15-метровая пачка зювитоподобных импактитов, подстилаемая 150-метровой толщей интенсивно передробленных гранитоидов (очевидно, аллогенные брекчи), под которыми на глубине 1060 м скважина вошла в катаклазированные и трещиноватые граниты и мигматиты кратерного дна. Характерно, что импактиты по сравнению с гранитоидами мишени заметно обогащены Ni и Co, очевидно, за счет метеоритного материала.

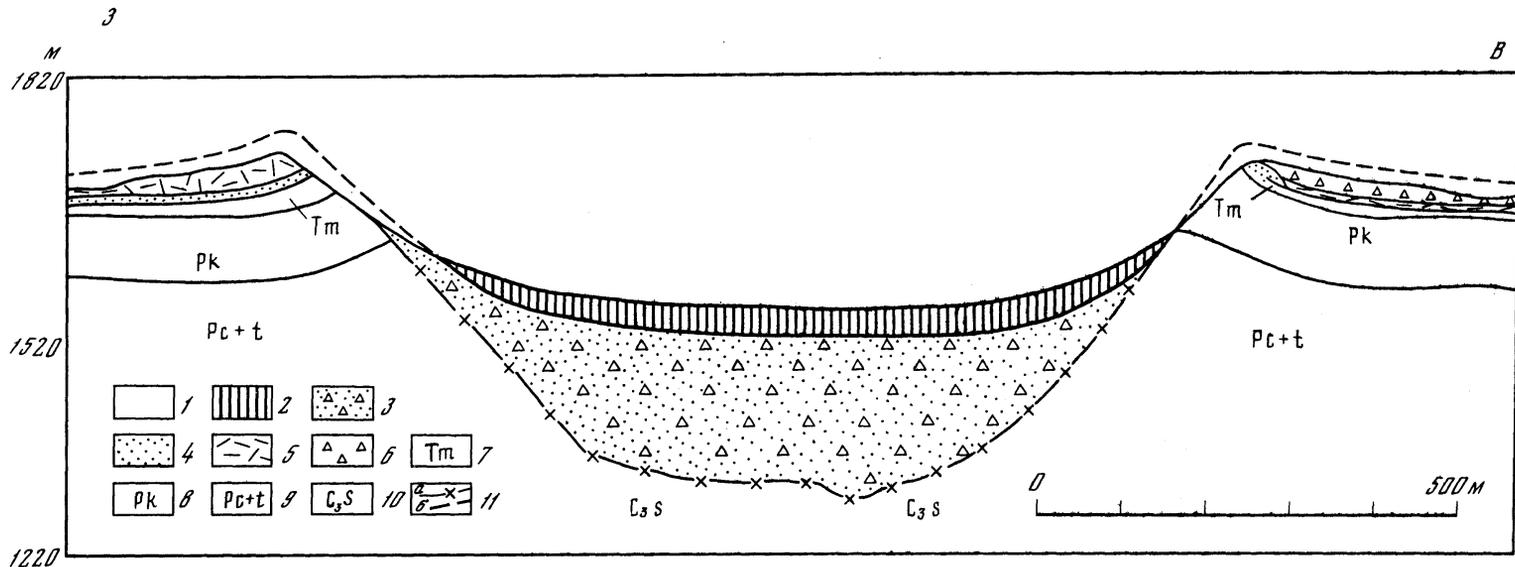


Рис. 102. Схематический разрез кратера Метеор, Аризона, США (по [6] с изменениями)

1 – современный аллювий; 2 – плейстоценовые осадки (речные и озерные); 3 – аллогенная брекчия с включениями лешательерита и метеоритного вещества; 4 – обломки песчаников Моенкопи; 5 – обломки известняков Кайбаб; 6 – обломки песчаников Коконино и Торовея; 7 – красновато-коричневые песчаники Моенкопи; 8 – известняки Кайбаб; 9 – известковистые и кварцевые песчаники Коконино и Торовея; 10 – красноцветные песчаники Супаи; 11 – границы кратера: а – под брекчиями, б – доэрозионная

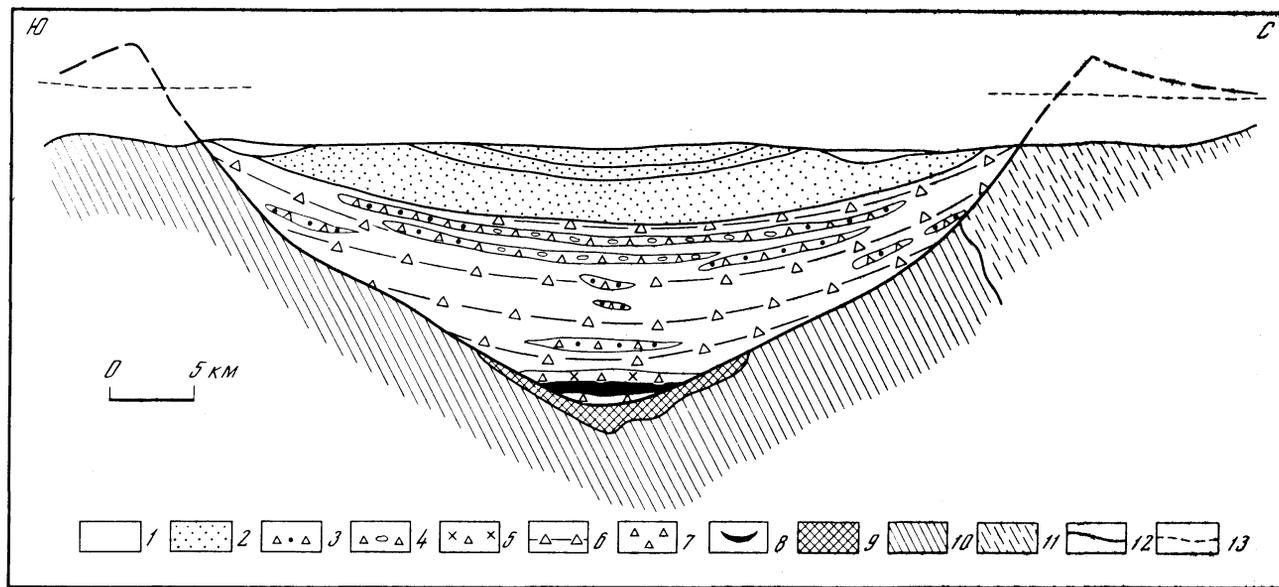


Рис. 104. Схематический разрез кратера Брент [41]

1 – современные отложения; 2 – среднеордовикские осадочные породы; 3–9 – импактиты: аллогенные брекчи с обломками стекла (3), хорошо перемешанные, с участками развития расплавленных пород (4), слабо перемешанные со слабо импактированными обломками (5) и без признаков ударного метаморфизма (6), базальные аллогенные брекчи (7), расплавленные импактиты (8), аутигенные брекчи (9); 10–11 – брекчированные и трещиноватые породы мишени: мезопертитовые (10) и микроклиновые (11) гнейсы; 12 – современная поверхность; 13 – поверхность в момент образования кратера

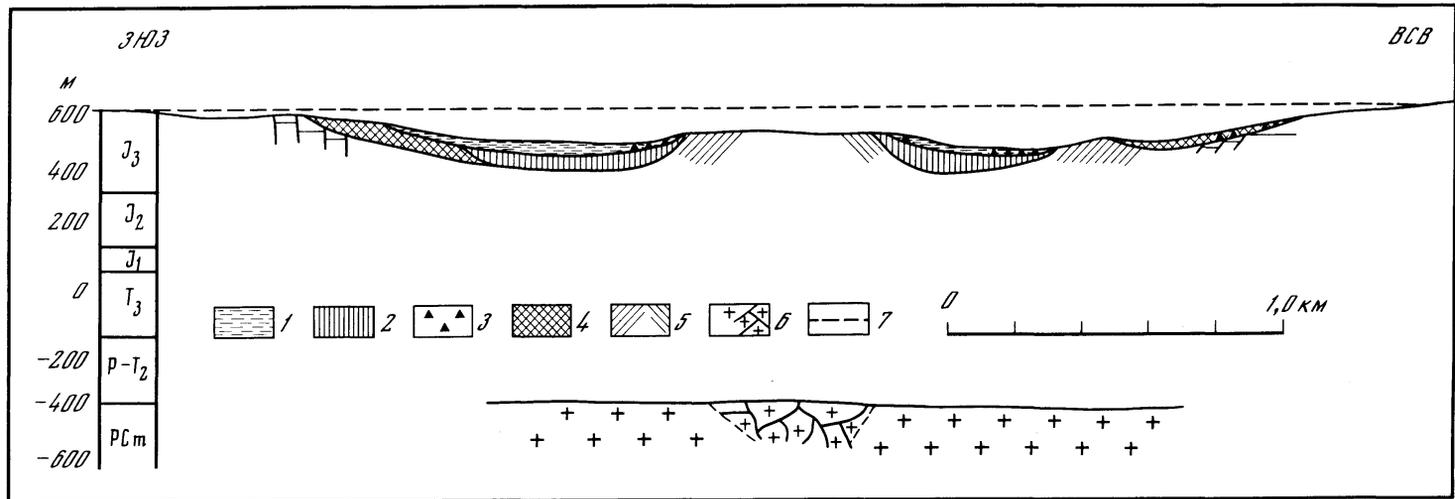


Рис. 106. Разрез через кратер Штейнхейм [66]

1 – третичные озерные осадки; 2 – аллогенная брекчия; 3 – обломки и конгломераты; 4 – ударно-дислоцированные породы; 5 – наклонное залегание осадочных пород; 6 – гнейсы кристаллического фундамента, местами трещиноватые; 7 – доударная поверхность (около 660 м над уровнем моря)

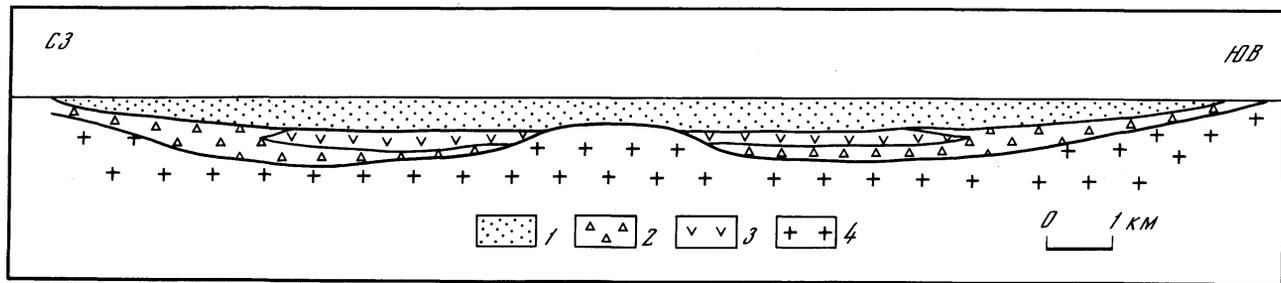


Рис. 107. Схематический разрез через Болтышский кратер (по [3] с изменениями)

1 – перекрывающие озерные осадки (К–Q); 2 – аллогенные брекчии; 3 – расплавленные импактиты; 4 – граниты и гнейсы Украинского кристаллического щита (породы мишени)

Присутствие мощной толщи тагамитов в верхней части разреза импактной толщи — специфическая особенность Болтышского кратера. Обычно тагамитовые залежи приурочены к придонным частям импактитовых разрезов. Важно отметить, что на центральном поднятии Болтышского кратера нет скоплений продуктов ударного плавления. Это типично для ударных структур Земли и указывает на то, что центральное поднятие образовалось достаточно быстро — до того, как застыл ударный расплав.

Болтышский кратер не имеет выраженного в современном рельефе вала, который, очевидно, эродирован, но остатки цокольной части вала в виде кольца приподнятых сильно дислоцированных кристаллических пород окружают чашу кратера. Ширина этого кольца 4–5 км. Поверхность кристаллического фундамента здесь приподнята на 30–50 м. На расстоянии 10–35 км от краев Болтышского кратера местами наблюдаются остатки аллогенных брекчий закратерных выбросов, ранее считавшиеся осадочными (обвальными?) брекчиями и объединявшиеся в райгородскую свиту. Этот покров выбросов имеет двухчленное строение. Нижний горизонт (мощность до 8 м) сложен дресвяными брекчиями гранитоидного состава, заполняющими углубления на поверхности кристаллического фундамента. Выше находится горизонт аллогенных брекчий (мощность до 10 м), состоящих из обломков гранитов, гнейсов, пясчег мела с примесью диаспектового стекла и продуктов ударного плавления. Характерная особенность этого горизонта — присутствие больших глыб гранитоидов уплощенной и овальной форм.

Почти такие же размеры, но более сложное строение имеет кратер **Нордлингер Рис** (или Рис) в ФРГ [63]. Кратер при своем образовании 14,8 ± 0,7 млн. лет назад вскрыл толщу горизонтальных залегающих известняков, аргиллитов и песчаников третичного, юрского и триасового возраста (мощностью 600–700 м) и подстилающие их граниты, гнейсы и амфиболиты кристаллического фундамента допермского возраста (рис. 108). Таким образом, в отношении механических свойств мишень в случае кратера Рис имеет отчетливо двухслойное строение.

В современном рельефе кратер Рис представляет собой плоскодонную депрессию диаметром 22–23 км. В плане кратер имеет форму пятиугольника с закругленными углами. В пределах этой депрессии выделяется центральная впадина диаметром 11–12 км, дно которой сложено последарными третичными озерными осадками. Она окружена так называемым внутренним кольцом — прерывистой цепью изолированных холмов, возвышающихся примерно на 50 м над уровнем центральной впадины. Далее к периферии наблюдается чередование равнинных участков последарных озерных отложений и холмистого рельефа, переходящего в холмы морфологически выраженного вала современного кратера. Высота этих холмов достигает 100–180 м над уровнем центральной впадины.

Этим морфологическим элементам строения кратера соответствуют определенные элементы его структуры. Центральная впадина диаметром 11–12 км представляет собой плоскодонное углубление (глубиной 600–700 м), заполненное мощной толщей зювитов, лежащей на катаклизированных породах кристаллического фундамента, образующих здесь дно кратера. Обломки в этих зювитах на 98–99% состоят из пород кристаллического фундамента. Судя по геофизическим данным, в центре впадины породы кратерного дна образуют кольцевое поднятие диаметром около 4 км. Далее идет зона мегаблоков — от холмов внутреннего кольца до морфологического вала кратера, где развита кольцевая система обращенных внутрь кратера сбросов, образующих "тектоническую" границу кратера. Эта зона получила свое название от обильных дислоцированных мегаблоков пород мишени, достигающих иногда более 1 км в поперечнике. Выходящие на поверхность мегаблоки образуют холмы. В пределах внутреннего кольца преобладают мегаблоки пород кристаллического фундамента, смещенные от места первоначального залегания на 450–550 м вверх по вертикали. В зоне мегаблоков в подчиненных количествах присутствует и более мелкий обломочный материал, образующий аллогенную полимиктовую брекчию, состоящую из обломков всех пород мишени, — так называемую пеструю брекчию.

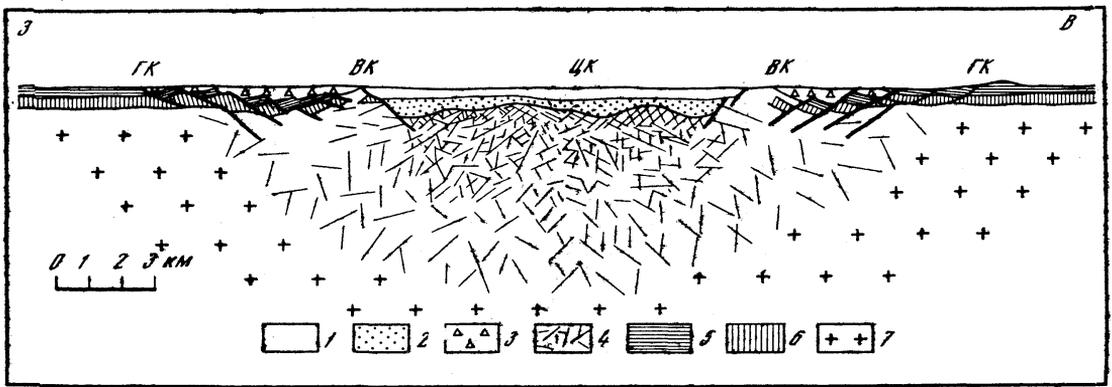


Рис. 108. Схематический профиль через кратер Рис, ФРГ [63]

1 — третичные озерные осадки; 2 — зювиты; 3 — пестрая брекчия и выброшенные мегаблоки; 4 — брекчированные и трещиноватые породы кристаллического фундамента; 5 — юрские осадочные породы; 6 — пермские осадочные породы; 7 — кристаллический фундамент; ЦК — центр кратера; ВК — внутреннее кольцо; ГК — граница кратера

За тектонической границей кратера находится неконцентрическая зона "ближних выбросов", которая в юго-западном, южном и юго-восточном секторах достигает ширины, соизмеримой с диаметром кратера, а в северо-западном секторе практически отсутствует. Аллогенная брекчия выбросов здесь представлена все той же пестрой брекчией, но в отличие от зоны мегаблоков здесь она преобладает, а мегаблоки в зоне ближних выбросов хотя местами и встречаются, но достаточно редки. Мощность покрова пестрой брекчии здесь обычно более 50 м. Детальное изучение петрографического состава обломков показало, что лишь часть из них представляет "первичный" материал выбросов из кратера, а часть — местный "вторичный" материал, перемещенный и вошедший в состав брекчии при падении первичного выброса на поверхность. Установлено, что на расстоянии порядка 2–3R от его центра доля местного вторичного материала в пестрой брекчии может достигать 90%. Такое явление неизбежно должно иметь место там, где скорость падения выбросов достаточно велика.

Далее расположена зона дальних выбросов, тоже, очевидно, неконцентричная. О ней свидетельствуют: 1) обломки выброшенных из кратера пород, так называемые блоки Рейтера, в третичных, одновозрастных Рису молассовых осадках к югу от кратера на удалении до 70 км от его центра; 2) встреченные там же тонкие бентонитовые прослои, вероятно, образовавшиеся за счет изменения пеплоподобных отложений ударного стекла; 3) поле тектитов-молдавиров, расположенное на территории Чехословакии, на расстоянии до 370 км к восток–юго-востоку от кратера Рис.

Под кратером Рис методами сейсморазведки и гравиметрии установлена зона трещиноватости, уходящая на глубину до 5–6 км. Отметим, что на этой глубине литостатическое давление составляет около 2 кбар — величина, при которой у кристаллических пород достигается предел прочности пород на сжатие и трещины должны закрываться. Поэтому не исключено, что зона ударной трещиноватости в момент образования кратера Рис была еще более мощной.

Из приведенного описания следует, что ударная структура кратера Рис представляет собой сложное кольцевое образование типа лунного бассейна Моря Восточного, характеризующееся наличием трех структурных колец: внутреннего — диаметром 4 км (установлено по геофизическим данным), промежуточного — диаметром 11–12 км и внешнего — диаметром 22–23 км. Внутреннее и промежуточное кольца образованы подъемом кристаллических пород кратерного дна, а внешнее — кольцевой системой обращенных внутрь кратера сбросов. В импактиках кратера Рис обнаружен широкий набор минералов высокого давления: стишовит, коэзит, кубический алмаз и гексагональная модификация углерода — лонсдейлит.

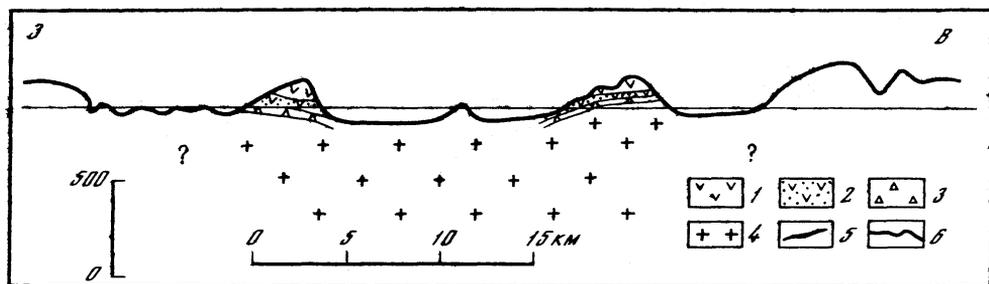


Рис. 110. Схематический разрез через кратер Западный Клируотер, Канада (по [74] с изменениями)

1—2 — расплавленные породы: 1 — бедные обломками, 2 — богатые обломками; 3 — аллогенные брекчии; 4 — дробленые кристаллические породы основания; 5 — современный рельеф; 6 — уровень озера

Кратер **Западный Клируотер** в Канаде диаметром 30–32 км дает пример кольцевой ударной структуры, у которой из-за глубокого эрозионного среза хорошо изучено строение придонных частей [56, 74]. Интересно отметить, что с юго-востока к этому кратеру примыкает другой кратер, **Восточный Клируотер**, диаметром около 22 км (рис. 109). Оба эти кратера, очевидно, образованы 285 ± 30 млн. лет назад одновременным падением двух частей крупного метеоритного тела. Породы мишени представлены гранитоидами, гнейсами и амфиболитами кристаллического фундамента Канадского щита, которые в момент удара были перекрыты относительно маломощным чехлом осадочных пород. В четвертичное время эта территория была сильно эродирована Лаврентийским ледником. Остатки кратерных депрессий сейчас залиты водами двух сообщающихся озер, береговые линии которых примерно совпадают с границами кратеров. В озере Западный Клируотер на расстоянии 6–10 км от его центра имеется кольцо довольно крупных островов, соответствующих кольцевому поднятию пород кратерного дна и перекрывающих их импактиты. Кроме того, в центре озера имеется несколько малых островков, соответствующих центральному поднятию пород кратерного дна (рис. 110).

В пределах центрального поднятия для сильно катаклазированных кристаллических пород докольного комплекса характерны обилие ударно-витрифицированного полевого шпата — маскеленита, развитие планарных структур в кварце и присутствие конусов сотрясения. На островах кольцевого поднятия в катаклазированных породах докольного комплекса встречены многочисленные маломощные дайки псевдотахиллитов, очевидно, образовавшихся за счет тепла трения. Характерно, что гнейсы по обе стороны от дайки различаются по цвету, количественно-минеральному составу, текстуре и размеру слагающих их зерен, что указывает на смещение вдоль трещин, заполненных псевдотахиллитом, и позволяет рассматривать породы кратерного дна как мегабрекчии. На островах кольцевого поднятия на мегабрекчиях лежит слой рыхлой брекчии пород кристаллического основания, содержащей включения застывшего ударного расплава. Мощность этого слоя от первых метров до 15–20 м. Выше с резким закаленным контактом лежат тонкозернистые расплавленные импактиты массивного сложения, содержащие большое количество (25–60%) включений обломков пород мишени. Мощность этого слоя около 15 м. Еще выше с резким контактом залегают тонко- и мелкозернистые расплавленные импактиты массивного сложения, содержащие относительно немного (обычно менее 15%) включений пород мишени. Наблюдаемая мощность этого слоя достигает 85 м. Интересно, что в направлении снизу вверх в пределах этого слоя крупность зерен в основной массе расплавленного импактита увеличивается. Более высокие горизонты разреза импактитов здесь не сохранились. Описанный трехчленный разрез импактитов довольно хорошо выдержан на различных островах кольцевого поднятия. Слои этого разреза падают здесь к центру кратера под углом около $0,5^\circ$. Строение кольцевой депрессии

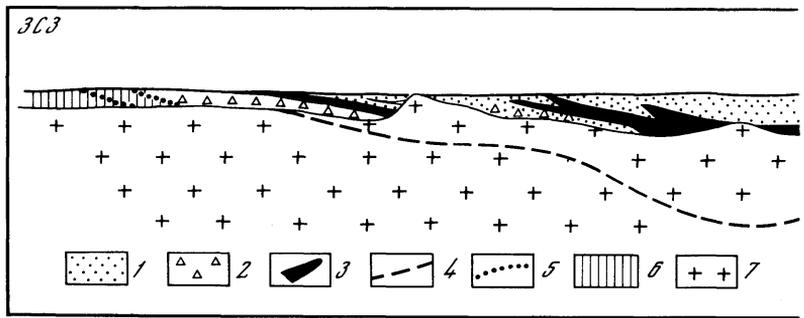


Рис. 111. Схематический разрез Попигайского метеоритного кратера (по [10] с дополнениями)
 1 — зювиты; 2 — аллогенные брекчии; 3 — тагамиты; 4 — предполагаемая нижняя граница аутигенной брекчии; 5 — центробежные надвиги; 6 — осадочные породы чехла; 7 — докембрийское кристаллическое основание

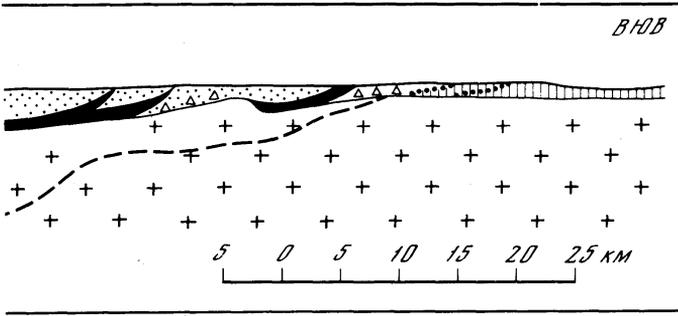
между островами и береговой линией не исследовано. Судя по результатам изучения ледниковых валунов, присутствию в расплавленных импактатах блоков ордовикских известняков и аналогиям с другими кратерами сходного строения, в кольцевой депрессии сохранились остатки осадочного чехла, покрывавшего в момент удара породы кристаллического основания. Вокруг озера в породах цокольного комплекса развита зона трещиноватости шириной $1R$ кратера.

Следы метеоритного вещества в импактатах кратера Западный Клируотер не обнаружены, хотя расплавленные импактиты Восточного Клируотера заражены метеоритным никелем. Судя по набору сидерофильных элементов в импактатах Восточного Клируотера эти кратеры образованы ударами тел, имевших состав углистых хондритов.

Попигайский кратер, расположенный на границе Анабарского щита и северной части Сибирской платформы, представляет собой наиболее крупную из относительно молодых, хорошо сохранившихся и хорошо изученных ударных структур Земли (рис. 111) [10]. Диаметр этой структуры около 100 км. Кратер образован около 40 млн. лет назад в архейских гнейсах кристаллического фундамента и перекрывающих их протерозойских, палеозойских и мезозойских осадочных породах платформенного чехла, среди которых преобладают песчаники и доломиты. Суммарная мощность развитых здесь архейских гнейсовых серий не менее 15 км. Общая мощность платформенного чехла в окрестностях кратера достигает 1,2 км. Следует отметить, что породы осадочного чехла в этом районе полого погружаются на север и соответственно мощность чехла в северном направлении увеличивается. К юго-западу от кратера платформенного чехла нет. Здесь борт кратера выработан в архейских гнейсах. Отложения, заполняющие Попигайский кратер, имеют плиоцен-четвертичный возраст и представлены преимущественно песками. Общая мощность их около 60–80 м.

В современном рельефе кратеру соответствует Попигайская котловина — округлая в плане впадина диаметром около 75 км. Глубина котловины по отношению к окружающему ее плато составляет 300–400 м. Склоны котловины местами переходят в уступы высотой до 200 м, особенно характерные для юго-западного борта. Днище котловины осложнено системой концентрических дугообразных гряд, являющихся отражением в рельефе кольцевого концентрического характера описываемой структуры.

Попигайский кратер состоит как бы из двух воронок, вложенных одна в другую: внутренней — диаметром 72–75 км, вскрывающей породы кристаллического основания и заполненной расплавленными импактатами и аллогенными брекчиями, и внешней — диаметром около 100 км, для которой характерны интенсивные деформации пород осадочного чехла. За пределами внешней воронки на удалении до 70–80 км от центра кратера находится зона дальних выбросов, где местами наблюдаются выходы аллогенных брекчий.



Границы внутренней воронки примерно соответствуют границам дна Попигайской котловины. В центре ее, по геофизическим данным, предполагается поднятие аутигенной брекчи кратерного дна, перекрытое мощной (до 1,5–2 км) толщей зювитов, в свою очередь, перекрытых относительно маломощными плиоцен-четвертичными осадками заполняющего комплекса. На расстоянии 20–25 км от центра кратера имеется локальная положительная аномалия силы тяжести кольцевой формы, в пределах которой в северо-западном секторе среди полей развития зювитов наблюдаются выходы аутигенных брекчий по архейским гнейсам кратерного дна. К ним прилегают тагамитовые тела, выходы которых имеют дугообразную в плане форму и распространяются также и в пределы юго-западного и юго-восточного секторов. Эта положительная аномалия силы тяжести соответствует кольцевому поднятию пород кратерного дна. Далее до границ внутренней воронки наблюдаются выходы тагамитов (обычно приурочены к возвышенностям), зювитов и аллогенных брекчий. Встречаются мегаблоки пород мишени в десятки и сотни метров, концентрирующиеся иногда в виде мегабрекчий.

Преобладающий тип пород коптогенного комплекса Попигайского кратера — зювиты. Они различаются по соотношению обломков застывшего ударного расплава и обломков пород мишени и слагающих их минералов. С уменьшением содержания обломков стекла зювиты переходят в аллогенные брекчии, которые во внутренней воронке обычно тяготеют к ее периферии. В крупных обнажениях зювитов видно, что уплощенные обломки стекла обычно ориентированы почти горизонтально или наклонены под небольшими углами к центру кратера. Тагамиты слагают неправильные пласто-, линзо- и лентообразные тела, залегающие в основании коптогенного комплекса под зювитами и аллогенными брекчиями, а также в виде даек, некков и псевдопокровов.

Внешняя воронка Попигайского кратера представляет собой зону шириной 10–15 км, окаймляющую внутреннюю воронку кратера. В пределах этой зоны развиты деформированные породы платформенного чехла, на которых языками залегают аллогенные брекчии и зювиты, а местами встречаются тела тагамитов. Для периферической части этой зоны характерны многочисленные центробежные надвиги и взбросо-надвиги, когда чешуи более древних пород мишени надвигаются на более молодые породы. Поперечник этих чешуй достигает 0,5–1 км и более. Амплитуда и углы падения плоскостей этих нарушений уменьшаются по мере удаления от центра кратера.

За пределами этой зоны породы осадочного чехла деформированы слабо. На них на удалении до 70–80 км от центра кратера прослеживаются останцы аллогенной брекчии закратерных выбросов. Они довольно широко развиты в северном, северо-восточном и восточном секторах и редки или отсутствуют в юго-западном и западном секторах. Эта асимметрия в распределении выбросов, очевидно, не первична, а определяется неотектонической обстановкой в районе — погружением местности в северо-восточном и воздыманием в юго-западном и западном секторах [10].

В импактитах Попигайского кратера обнаружены несомненные свидетельства высокоскоростного удара — фазы высокого давления по кварцу и по графиту. В них также встречен самородный никель в виде тонкого прожилка, очевидно представляющий остатки вещества метеорита, образовавшего кратер.

III.8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ударные кратеры являются характерными образованиями поверхности твердых тел Солнечной системы. Наиболее обильны они на безатмосферных телах с низкой современной активностью эндогенных и экзогенных процессов — Луне, Меркурии, Каллисто, Фобосе и, очевидно, астероидах. В ландшафтах тел с высокой интенсивностью эндогенных и неударных экзогенных процессов роль ударных кратеров малозаметна — на Земле, Ио. Ударные кратеры встречаются в уникально широком диапазоне размеров, охватывающем не менее 14 порядков величин — от микрократеров поперечником в сотые доли микрометра (молекулярный уровень размеров) до гигантских бассейнов поперечником более 1000 км (планетарный уровень размеров), что отражает ширину диапазона размеров ударников. На безатмосферных телах существуют условия для образования ударных кратеров любого размера. На телах с атмосферой последняя препятствует образованию кратеров малых размеров.

В этом широком размерном ряду четко прослеживается зависимость особенностей строения кратеров от их размеров, т.е. от масштаба явления. В ряде случаев это связано с тем, что с увеличением масштаба явления изменяются свойства материала мишени. Это имеет место при переходе от микрократеров на прочных мишенях к малым кратерам в рыхлом грунте или при проникновении кратера через слой рыхлого грунта в более прочные породы скального основания, что в случае малых кратеров Луны служит причиной смены чашеобразных кратеров на плоскодонные, затем кратеры с центральной горкой, концентрические и снова чашеобразные. Менее понятны причины этого явления для крупных кратеров где по мере увеличения размера кратеры простой чашеобразной морфологии также последовательно сменяются кратерами, обладающими уплощенным дном (тип Даус), затем с центральной горкой (типа Ремер, Тихо и Коперник) и, наконец, с системой концентрических кольцевых возвышенностей (бассейны). Возможные механизмы этого явления будут рассматриваться в главе VI. Сейчас лишь отметим, что пороговые величины диаметров, при которых изменяется строение у крупных кратеров, различны на разных планетных телах и обнаруживают связь с величиной ускорения силы тяжести. Чем больше сила тяжести на планетном теле, тем меньше пороговый диаметр смены особенностей строения кратеров.

Кратеры не являются чисто экскавационными депрессиями. Их образование сопровождается деформациями пород мишени, приводящими к формированию специфических геологических структур. Характер этих деформаций, а следовательно, и специфика структур находят выражение в морфологии кратеров. Так, депрессия чашеобразного кратера и окружающий ее кольцевой вал образованы совместным действием выброса материала мишени и вдавливанием дна растущей кратерной полости вниз и в стороны. Это вдавливание компенсируется выпиранием вверх материала кратерных бортов с образованием вздернутой цокольной части вала, так называемого структурного подъема, который перекрывается выбросами.

Структура крупных кратеров с центральными горками и кольцевыми концентрическими возвышенностями соответственно более сложна. Известные особенности земных ударных кратеров, образованных в хорошо стратифицированных мишенях, а также четко выраженное увеличение высоты центральных горок в лунных кратерах с ростом их размеров, вплоть до выхода вершины центральной горки выше уровня исходной поверхности, свидетельствуют о структурном подъеме кратерного дна (вероятно, типа горст-антиклинали) в пределах центральной горки и кольцевых возвышенностей. Впадины между центральной горкой, кольцевыми возвышенностями и бортами кратера имеют структуру, напоминающую кольцевые грабен-синклинали. Структура вала этих сложных кратеров, очевидно, в принципе мало отличается от таковой у простых кратеров.

Материал, выбрасываемый при формировании кратера, образует навал выбросов на валу и далее за его пределами, а частично падает обратно в кратер. Повышенные значения ускорения силы тяжести и более высокая плотность атмосферы препятствуют

далекому разлету выбросов, способствуя увеличению роли обратного падения выбросов в чашу кратера. Этот эффект хорошо проявляется на примере почти заполненного толщей собственных выбросов Попигайского кратера на Земле. Вероятно, это явление может также быть хотя бы частично ответственно за аномально малую глубину кратероподобных структур Венеры. Перемещение материала, выброшенного из пределов кратера, сочетает в себе черты полета по баллистической траектории и течения по поверхности. Причины этого явления пока малопонятны.

В строении ударных кратеров в определенных диапазонах их размеров важную роль играет ударный расплав. Интересно, что присутствие ударного расплава типично для микрократеров и крупных кратеров, а для промежуточных по размерам малых кратеров оно скорее аномально, чем характерно.

Обогащенность материала мишени водой, способной к фазовым переходам лед → жидкость → пар при относительно небольших ударных нагрузках, является причиной специфических особенностей процесса образования кратеров и комплементарных ему преобразований горных пород (Марс, Ганимед, Каллисто, Земля).

ЛИТЕРАТУРА

1. Аалоз А.О. Каалинские метеоритные кратеры. — Учен. зап. Тартус. ун-та, 1978, 473, № 1, с. 129–133.
2. Аалоз А.О. Ударные и ударно-взрывные метеоритные кратеры. — В кн.: Метеоритные структуры на поверхности планет. М.: Наука, 1979, с. 149–158.
3. Вальтер А.А., Рябенко В.А. Взрывные кратеры Украинского щита. Киев: Наук. думка, 1977. 156 с.
4. Вдовыкин Г.П. Метеорит Каньон-Дьябло. М.: Наука, 1971. 176 с.
5. Веддер Дж.Ф., Мандевиль Ж.-К. Микрократеры, образованные в стекле ударниками различной плотности. — В кн.: Механика образования воронок при ударе и взрыве. М.: Мир, 1977, с. 7–32.
6. Гуров Е.П., Вальтер А.А. Выбросы Болтышского метеоритного кратера на Украинском щите. — Геол. журн., 1977, 37, вып. 6, с. 79–84.
7. Дабижка А.И., Иванов Б.А. Геофизическая модель строения метеоритных кратеров и некоторые вопросы механики кратерообразования. — Метеоритика, 1978, вып. 37, с. 160–167.
8. Квайд У.Л., Обербек В.Р. Определение мощности поверхностного слоя Луны по лунным ударным кратерам. — В кн.: Механика образования воронок при ударе и взрыве. М.: Мир, 1977, вып. 12, с. 86–129.
9. Масайтис В.Л. Методы изучения астроблем. — В кн.: Метеоритные структуры на поверхности планет. М.: Наука, 1979, с. 53–64.
10. Масайтис В.Л., Михайлов М.В., Селивановская Т.В. Попигайский метеоритный кратер. М.: Наука, 1976. 124 с.
11. Петров Г.И., Стулов В.П. Движение больших масс в атмосферах планет. — Космич. исслед., 1975, 13, вып. 4, с. 587–594.
12. Поллак Дж., Веверка Дж., Ноланд М. и др. Телевизионные наблюдения Фобоса и Деймоса с "Маринера-9". — В кн.: Новое о Марсе/Пер. В.Д. Давыдова, Л.В. Ксанфомалити, Н.В. Парфентьева; Под ред. В.И. Мороза. М.: Мир, 1974, с. 50–62.
13. Родэ О.Д., Иванов А.В., Назаров М.А. и др. Атлас микрофотографий поверхности частиц лунного реголита. Прага: Академия, 1979. 240 с.
14. Родэ О.Д., Иванов А.В., Флоренский К.П. Микроморфология поверхности стеклянных сферических частиц лунного грунта. — Изв. АН СССР. Сер. геол., 1975, № 3, с. 18–27.
15. Смирнов В.И. Метеоритная гипотеза происхождения Садбери. — Геология руд. месторождений, 1973, № 2, с. 3–12.
16. Фельдман В.И., Дабижка А.И., Грановский Л.Б. Метеоритный кратер Шунак. — Метеоритика, 1979, вып. 38, с. 38–53.
17. Флоренский К.П., Базилевский А.Т., Гребенник Н.Н. Морфология ударных кратеров на Луне и других планетах. — В кн.: Метеоритные структуры на поверхности планет. М.: Наука, 1979, с. 192–203.
18. Флоренский К.П., Базилевский А.Т., Пронин А.А., Попова З.В. Предварительные результаты геоморфологического изучения панорам. — В кн.: Передвижная лаборатория на Луне — "Луноход-1". М.: Наука, 1971, т. 1, с. 96–115.
19. Флоренский К.П., Базилевский А.Т., Бобина Н.Н. и др. Процессы преобразования поверхности Луны в районе Лемонье по результатам детального изучения на "Луноходе-2". — В кн.: Тектоника и структурная геология. Планетология. М.: Наука, 1976, с. 205–234.
20. Флоренский К.П., Базилевский А.Т., Гурштейн А.А. и др. К проблеме строения поверхности лунных морей. — В кн.: Современные представления о Луне. М.: Наука, 1971, с. 21–45.
21. Флоренский К.П., Базилевский А.Т., Зезин Р.Б. и др. Геолого-морфологические исследования лунной поверхности. — В кн.: Передвижная лаборатория на Луне — "Луноход-1". М.: Наука, 1978, т. 2, с. 102–135.

22. *Allen C.A.* Central peaks in lunar craters. – *Moon*, 1975, 12, N 4, p. 463–474.
23. *Basilevsky A.T.* On the evolution rate of small lunar craters. – In: *Proc. Lunar Sci. Conf. 7th. N.Y.*: Pergamon press, 1976, p. 1005–1020.
24. *Basilevsky A.T., Chernaya I.M.* Craters on Phobos and Deimos: Photogeologic study. – In: *Lunar and Planetary Science. X. Houston: Lunar Planet. Inst.*, 1979, p. 69–71.
25. *Basilevsky A.T., Grebennik N.N., Chernaya I.M.* Photogeologic study of lunar crater ray: nature of rays and age of crater Kepler. – In: *Lunar Science. VIII. Houston: Lunar Planet. Inst.*, 1977, p. 70–72.
26. *Beales F.M., Lozej G.P.* Sudbury basin sediments and the meteoritic impact theory of origin for the Sudbury structure. – *Canad. J. Earth Sci.*, 1975, 12, N 4, p. 629–635.
27. *Carr M.H., Crumpler L.S., Cutts J.A.* et al. Martian impact craters and emplacement of ejecta by surface flow. – *J. Geophys. Res.*, 1977, 82, N 28, p. 4055–4065.
28. *Cintala M.J., Head J.W.* Mercurian crater rim heights and some interplanetary comparisons. – In: *Lunar and Planetary Science. X. Houston: Lunar Planet. Inst.*, 1979, p. 204–206.
29. *Cintala M.J., Head J.W., Mutch T.A.* Martian crater depth/diameter relationship: comparison with the Moon and Mercury. – In: *Proc. Lunar Sci. Conf. 7th. N.Y.*: Pergamon press, 1976, p. 3575–3587.
30. *Cintala M.J., Wood C.A., Head J.M.* The effects of target characteristics on fresh crater morphology: Preliminary results for the Moon and Mercury. – In: *Proc. Lunar Sci. Conf. 8th. N.Y.*: Pergamon press, 1977, vol. 3, p. 3409–3425.
31. *Clanton U.S., Morrison D.A.* Hypervelocity impact crater less than 1000 A diameter. – In: *Lunar and Planetary Science. X. Houston: Lunar Planet. Inst.*, 1979, p. 212–214.
32. Controlled mosaic of the western part of the Crise planitia region of Mars (Viking I landing site). – In: *Atlas of Mars, Map I-1068, USGS*, 1977.
33. *Durrani S.A., Khan N.A., Bull R.K.* et al. Charge-particle and micrometeorite impacts on the lunar surface. – In: *Proc. Lunar Sci. Conf. 5th. N.Y.*: Pergamon press, 1974, p. 2543–2560.
34. *El-Baz F.* King crater and its environs. – In: *Apollo 16 preliminary science report, NASA SP-315. Wash. (D.C.)*, 1972, p. 2962–2969.
35. *Florensky C.P., Basilevsky A.T., Grebennik N.N.* The relationship between lunar crater morphology and crater size. – *Moon*, 1976, 16, N 1, p. 59–70.
36. *Florensky C.P., Basilevsky A.T., Polosukhin V.P.* Comment on the paper; M.J. Cintala et al. "Characteristics of fresh martian craters as a function of diameter: Comparison with the Moon and Mercury". – *Geophys. Res. Lett.*, 1977, 4, N 6, p. 243–244.
37. *French B.M.* Sudbury structure, Ontario: some petrographic evidence for an origin by meteoritic impact. – In: *Shock metamorphism of natural materials. Baltimore: Mono Book Corp.*, 1968, p. 383–412.
38. *Gault D.E., Wederkind J.A.* Experimental studies of oblique impact. In: *Lunar and Planetary Science. IX. Houston: Lunar Planet. Inst.*, 1978, p. 374–376.
39. *Gault D.E., Guest J.E., Murray J.B.* et al. Some comparisons of impact craters on Mercury and the Moon. – *J. Geophys. Res.*, 1975, 8, N 17, p. 2444–2460.
40. *Gornitz V.* Igneous vs impact processes for the origin of the mare lavas. – *Moon*, 1973, 6, N 3/4, p. 357–379.
41. *Grieve R.A.* The melt rocks at Brent Crater, Ontario Canada. – In: *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 9th. N.Y.*: Pergamon press, 1978, vol. 2, p. 2579–2608.
42. *Hartmann W.K., Wood C.A.* Moon: Origin and evolution of multiring basins. – *Moon*, 1971, 3, N 1, p. 3–78.
43. *Hawke B.R., Head J.M.* Impact melt volumes associated with lunar craters. – In: *Lunar and Planetary Science X. Houston: Lunar Planet. Inst.*, 1979, p. 510–512.
44. *Head J.M.* Orientale multiring basin interior and implication for the petrogenesis of lunar highland samples. – *Moon*, 1974, 11, N 3/4, p. 327–356.
45. *Howard K.A.* Ejecta blankets of large craters exemplified by King crater. – In: *Apollo 16 preliminary science report, NASA SP-315. Wash. (D.C.)*, 1972, p. 2970–2977.
46. *Howard K.A., Wilshire H.G.* Flows of impact melt at lunar craters. – *J. Res. US Geol. Surv.*, 1975, 3, N 2, p. 237–251.
47. *Krinov E.L.* Giant meteorites. N.Y.: Pergamon press, 1966. 397 p.
48. *LSAPT.* 3rd Lunar Sci. Conf. – *Science*, 1972, 176, p. 975–981.
49. *Moore H.J., Hodges C.A., Scott D.H.* Multi-ringed basins – illustrated by Orientale and associated features. – In: *Proc. Lunar Conf. 5th. N.Y.*: Pergamon press, 1974, p. 17–100.
50. *Morrison R.H., Oberbeck V.R.* A composition and thickness model for lunar impact crater and basin deposits. – In: *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 9th. N.Y.*: Pergamon press, 1978, p. 3763–3785.
51. *Muehlberger W.R., Batson R.M., Baudette E.L.* et al. Preliminary geologic investigation of the Apollo 16 landing site. – In: *Apollo 16 preliminary science report NASA SP-315. Wash. (D.C.)*, 1972, p. 61–68.
52. *Mutch T.A., Arvidson R.E., Head J.M.* et al. The geology of Mars. Princeton: Univ. press, 1976. 400 p.
53. *Oberbeck V.R.* A mechanism for the production of lunar crater rays. – *Moon*, 1971, 2, N 2, p. 263–278.
54. *Oberbeck V.R., Morrison R.H.* The lunar herringbone pattern. – In: *Apollo 17 preliminary science report, NASA SP-330. Wash. (D.C.)*, 1973, p. 3215–3229.
55. *Petengill H., Ford D.G., Brown W.E.* et al. Venus: Preliminary topographic and surface imaging results from the Pioneer Orbiter. – *Science*, 1979, 205, N 4401, p. 91–93.
56. *Phinney W.C., Simmonds C.H., Cohran A., McGee P.E.* West Clearwater, Quebec impact struc-

ture. Pt 2: Petrology. — In: Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 9th. N.Y.: Pergamon press, 1978, p. 2659–2693.

57. *Pike R.J.* The lunar crater Linne. — Sky and Telesc., 1973, 46, N 6, p. 364–366.

58. *Pike R.J.* Depth/diameter relations of fresh lunar craters: revision from spacecraft data. — Geophys. Res. Lett., 1974, 1, N 7, p. 291–294.

59. *Pike R.J.* Apparent depth/apparent diameter relation for lunar crater. — In: Proc. Lunar Sci. Conf. 8th. N.Y.: Pergamon press, 1977, vol. 3, p. 3427–3436.

60. *Pike R.J.* Size-dependence in the shape of fresh impact craters on the moon. — In: Impact and explosion cratering. N.Y.: Pergamon press, 1977, p. 489–509.

61. *Pike R.J.* Terrain dependence of crater morphology on Mars: Both yes and no. — In: Lunar and Planetary Science XI. Houston: Lunar Planet. Inst., 1980, p. 885–887.

62. *Pike R.J., Wilhelms D.G.* Secondary-impact craters on the Moon. Topographic form and geologic process. — In: Lunar and Planetary Science. IX. Houston: Lunar Planet. Inst., 1978, p. 907–909.

63. *Pohl J., Bader K., Berkfold A.* et al. The research drillhole Nordlingen 1973 in the Ries crater — a summary of geophysical investigations. — Geol. bavarica, 1977, 75, S. 323–328.

64. *Pohn H.A.* Geologic map of the Lansberg P region of the Moon. Wash. (D.C.): US Geol. Surv., 1971.

65. *Regan R.D., Hinze W.J.* Gravity and magnetic investigations of Meteor Crater, Arizona. — J. Geophys. Res., 1975, 80, N 5, p. 776–788.

66. *Rieff W.* The Steinheim Basin — an impact structure. — In: Impact and explosion cratering N.Y.: Pergamon press, 1977, p. 309–320.

67. *Roddy D.J., Boyce J.M., Colton G.W., Dial A.L.* Meteor crater, Arizona, rim drilling with thickness structural uplift, diameter, depth, volume, and mass-balance calculations. — In: Proc. Lunar Sci. Conf. 6th. N.Y.: Pergamon press, 1975, vol. 3, p. 2621–2644.

68. *Rumsey H.C., Morris G.A., Green R.R., Goldstein R.M.* A radar brightness and altitude image of a portion of Venus. — Icarus, 1974, 23, N 1, p. 1–7.

69. *Saunders R.S.* Problems for geologic investigations of the Orientale systems traverse research project report. — In: US Geol. Survey Interagency Rept., Astrogeology, 7, 1968, p. 30–59.

70. *Saunders R.S., Malin M.C.* Venus: Geologic analysis of radar images. Proc. intern. colloq. of planet. geol. — Geol. rom., 1976, 15, p. 507–575.

71. *Schmitt H.H., Cernan E.A.* A geological investigation of the Taurus-Littrow valley. — In: Apollo 17 preliminary science report, NASA SP-330. Wash. (D.C.), 1972, p. 51–521.

72. *Settle M., Head J.M.* Radial variation of lunar crater rim topography. — Icarus, 1977, 37, N 7, p. 123–135.

73. *Shoemaker E.M.* Preliminary analysis of the fine structure of the lunar surface in Mare Cognitum. — In: The nature of the lunar surface/Ed. W.N Hess, D.H. Menzel, J.A. O'Keefe. Baltimore (Md): John Hopkins press, 1966, p. 128–132.

74. *Simmons C.H., Phinney W.C., McGee P.E., Cochran A.* West Clearwater, Quebec impact structure. Pt I: Field geology, structure and bulk chemistry. — In: Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 9th. N.Y.: Pergamon press, 1978, p. 2633–2658.

75. *Simmons G., Calio A.J.* Summary of scientific results. — In: Apollo 12 preliminary science report, NASA SP-235. Wash. (D.C.), 1970, p. 1–6.

76. *Smith E.I., Sanchez A.G.* Fresh lunar craters: morphology as a function of diameter, a possible criterion for crater origin. — Mod. Geol., 1973, 4, N 1, p. 51–59.

77. *Smith B.A., Soderblom L.A., Beebe R.* et al. The Gallilean satellites and Jupiter: Voyager 2 imaging science results. — Science, 1979, 206, N 4421, p. 927–950.

78. *Smith B.A., Soderblom L.A., Johnson T.V.* et al. The Jupiter system through the eyes of Voyager I. — Science, 1979, 204, N 4396, p. 951–972.

79. *Strom R.G., Fielder G.* The multiphase development of the lunar crater Tycho. — Nature, 1968, 217, p. 611.

80. *Taylor S.R.* Composition of meteorite impact glass across the Henbury strewnfield. — Geochim. et cosmochim. acta, 1967, 31, N 6, p. 961–968.

81. *Thomas P.* Surface features of Phobos and Deimos. — Icarus, 1979, 40, N 2, p. 223–243.

82. *Wilhelms D.E.* Comparison of martian and lunar multi-ringed basins. — J. Geophys. Res., 1973, 78, N 20, p. 4048–4096.

83. *Wood C.A., Head J.M.* Comparisons of impact basins on Mercury, Mars and the Moon. — In: Proc. Lunar Sci. Conf. 7th. N.Y.: Pergamon press, 1976, p. 3629–3651.

84. *Wood C.A., Cintala M.J., Head J.M.* Interior morphometry of fresh martian craters: preliminary Viking results. — In: Lunar and Planetary Science. IX. Houston: Lunar Planet. Inst., 1978, p. 1270–1272.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ВЕЩЕСТВА ГОРНЫХ ПОРОД ПРИ МЕТЕОРИТНЫХ УДАРАХ

Преобразование вещества горных пород при метеоритных ударах удобнее всего рассмотреть на примере крупных метеоритных кратеров Земли, где эти явления наиболее полно выражены и есть возможность для совмещения детальных лабораторных исследований образцов с полевым изучением пространственно-временных соотношений горных пород. Образцы лунных пород, среди которых разнообразны продукты ударного процесса составляют значительную долю, почти не имеют надежной геологической привязки, все доставленные на Землю образцы лунных пород взяты не из коренных обнажений, а из перекрывающего их чехла рыхлого обломочного материала — реголита. Это обстоятельство затрудняет интерпретацию лабораторных исследований. По этой же причине мы не касаемся здесь продуктов ударного процесса в метеоритах.

Ударно-преобразованное вещество в земных метеоритных кратерах и их окрестностях встречается в виде специфических горных пород — импактитов. Термин "импактит" был предложен еще в 30-х годах XX в. В. Стензелем [198] для обозначения стекол, образовавшихся из ударного расплава. По мере развития исследований метеоритных кратеров выяснилось, что в ударном процессе, наряду с расплавами (и продуктами их застывания), образуются значительные массы продуктов дробления пород, что потребовало введения новых терминов — "обломочные" или "детритовые" образования [1], "взрывные брекчи", "коптокластиты" [50, 47]. Кроме того, были выделены импактиты I и II рода [48]. В то же время стала ощущаться необходимость введения достаточно простого, благозвучного и этимологически обоснованного термина для всей совокупности образованных при ударе пород, и ряд исследователей предложили для этого расширить значение термина "импактит" [198, 21]. Авторы данной книги придерживаются этого расширенного толкования.

В настоящее время импактиты изучены недостаточно хорошо. Сейчас уже очевидно, что они весьма разнообразны, а взаимоотношения между различными импактитами нередко сложны и пока интерпретируются неоднозначно. Несмотря на большое число работ по кратерам и связанным с ними породам, детальные описания импактитов с приведением необходимого фактического материала являются единичными. Собственные работы авторов пока ограничены изучением нескольких метеоритных кратеров, что недостаточно для широких обобщений. По этим причинам в предлагаемой ниже характеристике импактитов существуют многие пробелы и неясности.

IV. 1. НЕКОТОРЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО УДАРНОМУ СЖАТИЮ МИНЕРАЛОВ И ГОРНЫХ ПОРОД

В данном разделе описываются ударные адиабаты ряда минералов и горных пород, дающие представление о поведении этих веществ при сжатии ударными волнами, что приводит, в частности, к появлению фаз высокого давления (ф.в.д.), или, как их еще называют, высокобарных фаз.

IV. 1.1. Ударно-волновое сжатие кварца

Чрезвычайно интересное поведение кварца при высоких давлениях уже более 25 лет привлекает внимание исследователей. Открытие высокобарных полиморфных модификаций кварца — коэсита в 1953 г. [107] и стিশовита¹ в 1961 г. [67], сохраняющихся в метастабильных состояниях и при нормальных условиях, позволило провести целе-

¹ Иногда используется название "стиповерит".

направленный поиск этих модификаций в природных условиях в горных породах, предположительно подвергавшихся высоким давлениям. Эти поиски привели к успеху, и в 1960 г. в породах, подвергавшихся действию ударных волн при метеоритном ударе, был найден коэсит [105], а в 1962 г. — стишовит [106]. Образование коэсита и стишовита в лабораторных условиях с помощью ударных волн изучалось как по измерению ударной адиабаты кварца, так и в лабораторных опытах с сохранением образцов после ударного сжатия¹. Данные об ударной адиабате кварца, впервые опубликованные в 1962 г. [206] и достаточно полно проинтерпретированные годом позже [166], показали, что кристаллический и плавный кварц переходит в ударных волнах непосредственно в стишовит, минуя коэсит. Аналогично в опытах с сохранением образцов после ударного сжатия вначале был обнаружен только стишовит [112] и годом позже — коэсит [31], причем для образования коэсита потребовалось, чтобы исходным веществом служил порошкообразный кварц. Позднее то, что малоплотный порошкообразный кварц может быть почти полностью переведен ударно-волновым сжатием в коэсит, было подтверждено данными об ударных адиабатах образцов кварца различной пористости [70]. В настоящее время свойства кварца продолжают интенсивно изучаться, причем основное внимание концентрируется на кинетике фазовых переходов и построении уравнений состояния, учитывающих такие переходы. Необходимость включения фазовых переходов в расчеты распространения ударных волн при метеоритном ударе [174] и подземном ядерном взрыве [13] стимулирует дальнейшие исследования поведения горных пород в целом и одного из главных породообразующих минералов — кварца в условиях динамического сжатия.

У д а р н а я а д и а б а т а. Как и все твердые вещества с конечной прочностью, кварц выдерживает довольно большие нагрузки при одномерном деформировании. Это приводит к возникновению так называемого упругого предвестника, бегущего впереди волны основного сжатия (см. раздел I. 7). Амплитуда упругого предвестника для монокристаллов кварца зависит от их ориентации относительно направления распространения ударной волны и составляет от 35 до 80 кбар. Механические свойства предвестников в настоящее время изучены весьма неполно и во многом остаются еще непонятными. Так, например, интенсивность предвестника зависит от пути, пройденного ударной волной. Уменьшение амплитуды предвестника по мере распространения волны можно трактовать как некую релаксацию напряжений, но детали подобных процессов в настоящее время удается оценить лишь качественно (см., например, [45]). Поэтому на некоторых графиках показаны экспериментальные данные, относящиеся к параметрам как упругого предвестника, так и ударной волны.

На рис. 112 приведена ударная адиабата кварца в координатах давление p — удельный объем V . Исследования были выполнены как на монокристаллах кварца плотностью $\rho_0 = 2,65$ г/см³, так и на кварцевых породах — новакулите ($\rho_0 = 2,62$ г/см³) и кварците ($\rho_0 = 2,64$ г/см³). При давлениях в ударной волне ≥ 140 кбар плотность кварца за ударной волной становится много больше, чем по экстраполированной кривой статического сжатия α -кварца, что интерпретируется как частичный переход в высокобарную, более плотную фазу. При $p \approx 350$ кбар ход ударной адиабаты резко меняется, так как вещество за ударными волнами большей интенсивности обладает относительно малой сжимаемостью. Сопоставление расположения этой ветви ударной адиабаты с экстраполированной кривой сжатия стишовита показывает, что, скорее всего, α -кварц в ударных волнах такой интенсивности полностью переходит в стишовит [206, 166]. Фазовые переходы хорошо заметны на ударной адиабате в $D-U$ координатах. В зоне метастабильных состояний за ударной волной, соответствующих смеси кварц + стишовит, скорость ударной волны почти не меняется [53].

Следует отметить важную черту фазового перехода в кварце. Если вещество на ударном фронте испытывает фазовый переход с увеличением плотности, то в некото-

¹ В английской литературе такие образцы называются "recovery samples", что часто неправильно переводится как "восстановленные образцы".

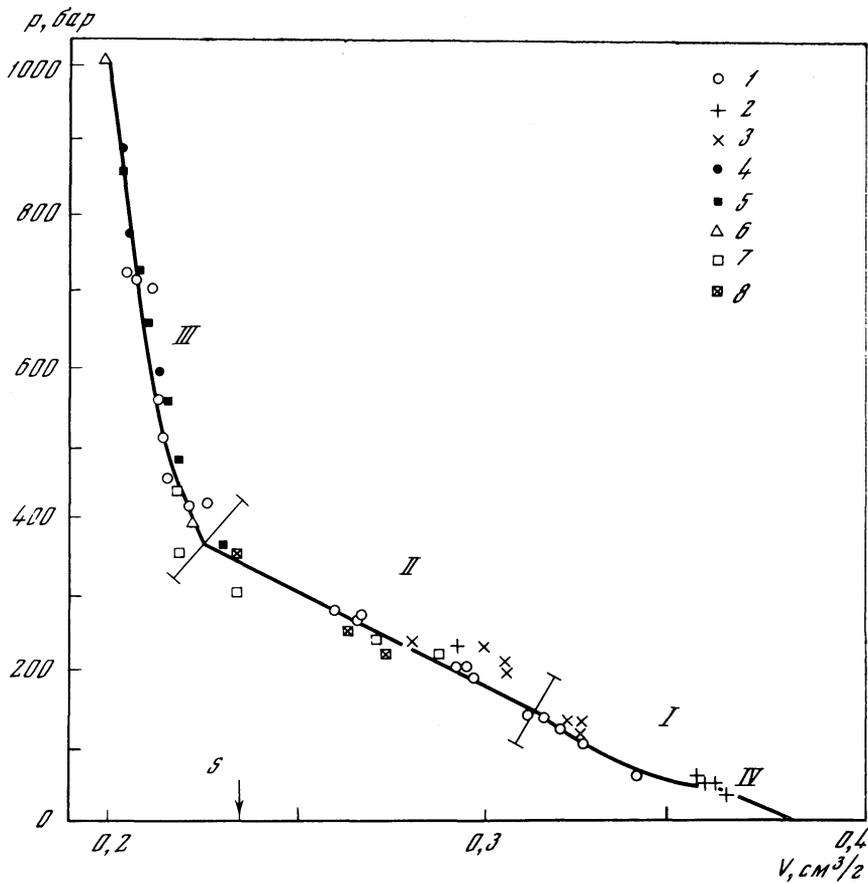


Рис. 112. Ударная адиабата кварца и кварцитов по литературным данным

1 - [206]; 2 - [83]; 3 - [130]; 4 - [73]; 5 - [55]; 6 - [56]; 7 - [137]; 8 - [1136]; I - область ф.н.д.; II - смешаннофазная область; III - область ф.в.д.; IV - динамический предел упругости; S - удельный объем стишовита при нормальных условиях

ром диапазоне давлений ударная волна может распадаться на две. Ударное сжатие кварца не обладает этой особенностью — во всем диапазоне давлений в кварце наблюдается одна ударная волна. Особенно наглядно это видно на экспериментальных записях профиля давления в ударной волне, полученных с помощью манганиновых датчиков давления [137]. Это означает, что за фронтом ударной волны в диапазоне $140 \text{ кбар} < p < 350 \text{ кбар}$ не происходит полного перехода кварца в стишовит, но реализуется некое метастабильное состояние — смесь высоко- и низкобарной модификаций кварца, хотя при статическом сжатии α -кварц устойчив только при давлениях меньше 40 кбар. Кинетика фазового перехода кварц—стишовит в ударной волне будет обсуждена ниже.

Рассмотрим данные об ударных адиабатах кварца уменьшенной плотности. В качестве исходного вещества используются плавленый кварц ($\rho_0 = 2,2 \text{ г/см}^2$) и порошки кварца различной плотности. Поскольку ударное сжатие пористых веществ сопровождается более сильным нагревом, чем в случае сплошного вещества, данные об ударных адиабатах веществ с различной пористостью позволяют несколько расширить область температур, достигаемых в ударных волнах, и, следовательно, получить более полную информацию о свойствах веществ при высоких давлениях.

На рис. 113 в p - V координатах показаны ударные адиабаты плавленого кварца и

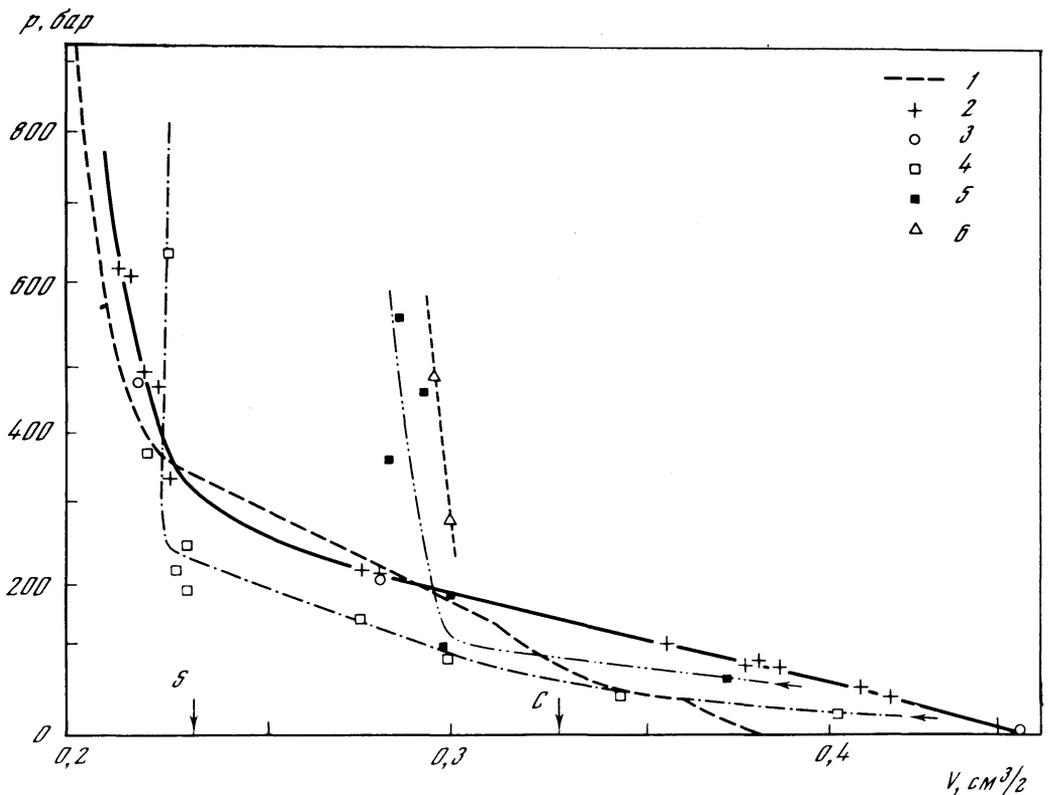


Рис. 113. Ударные адиабаты кварцевого стекла и порошкообразного кварца различной начальной плотности

1 — сплошной кварц (см. рис. 112); 2, 3 — кварцевое стекло, $\rho_0 = 2,2 \text{ г/см}^3$: 2 — [206], 3 — [70]; 4—6 — пористый кварц [70] плотностью (в г/см^3): 4 — 1,75, 5 — 1,35, 6 — 1,15; для серий точек 4—6 начальные удельные объемы не показаны; S — удельный объем стишовита при нормальном давлении; C — то же, для коэсита

порошков кварца различной пористости [70, 206]. С увеличением начальной пористости образцов ударные адиабаты систематически сдвигаются в сторону больших удельных объемов (меньших плотностей). В материалах, не испытывающих фазовых переходов при ударном сжатии, такое смещение ударных адиабат пористых сред объясняется возрастанием нагрева и соответственно теплового давления, поэтому одно и то же давление приводит к меньшим значениям плотности в ударно-сжатых пористых материалах по сравнению с аналогичными сплошными. В случае фазовых переходов процесс сжатия усложняется перестройкой структуры вещества, скорость которой, как правило, сильно зависит от температуры.

По мнению авторов работы [70], значительный сдвиг ударных адиабат, показанных на рис. 113, в сторону более низких плотностей при росте начальной пористости образцов свидетельствует о наличии в области высокого давления линии фазового равновесия между коэситом и стишовитом. Это предположение подтверждается тем, что круглые высокобарные ветви ударных адиабат, экстраполированные к нулевому давлению, для образцов с начальной плотностью 2,65 (α -кварц), 2,20 (плавленый кварц) и 1,75 г/см^3 (пористый кварц) приводят к плотностям стишовита при нормальных условиях (4,28 г/см^3), в то время как такая экстраполяция при начальной пористости 1,15 и 1,35 г/см^3 приводит к значениям, близким к плотности коэсита (3,01 г/см^3). Ударная адиабата при начальной плотности 1,55 г/см^3 трактуется как промежуточная с высокобарной фазой, состоящей, воз-

можно, из смеси коэзита и стишовита [70]. Анализируя эти данные, И.Н. Шарипджанов [78] указал на то, что, согласно температурным оценкам, верхним ветвям адиабат пористого кварца отвечают области жидкого расплавленного состояния. Он предположил, что могут существовать расплавы с шестерной координацией ближнего порядка (соответствующие стишовиту) и с четверной координацией (соответствующие коэзиту).

Фазовые переходы. Приведенные выше данные о динамическом сжатии кварца поставили перед исследователями очень интересный вопрос: почему на фронте волны кварц за крайне малое время частично переходит в стишовит, а за фронтом ударной волны сохраняется метастабильное состояние смеси кварца и стишовита. Строго говоря, подобные вопросы возникают при исследовании фазовых переходов под действием ударной волны во многих веществах, например в случае системы графит—алмаз.

Приведем некоторые экспериментальные данные, помогающие понять кинетику фазовых переходов кварца в ударных волнах. Эти данные можно разбить на две группы: скорость распространения ударных волн в образцах различной толщины и параметры вещества при его разгрузке за ударным фронтом.

Предположим, что на фронте ударной волны кремнезем представляет собой метастабильную смесь кварца и стишовита. Такие состояния, как было указано выше, реализуются при давлениях в ударной волне примерно 140–350 кбар, т.е. в области, где термодинамически устойчивой фазой является стишовит. Если бы ударная волна имела достаточную длину, то с течением времени весь кварц перешел бы в стишовит и соответственно удельный объем вещества уменьшился. При постоянной скорости "поршня", создавшего данную волну, уменьшение удельного объема вещества за фронтом ударной волны привело бы к падению давления. Поскольку возмущения за фронтом ударной волны распространяются в сжатом веществе со скоростью звука, которая всегда больше скорости ударной волны, то волны разгрузки, возникшие в области пониженного давления, догнали бы фронт ударной волны и уменьшили бы давление на нем, а следовательно, и скорость распространения ударной волны. Поэтому при увеличении толщины образца скорость распространения ударных волн в кварце уменьшилась бы. Возможности определения скорости перехода кварц—стишовит этим методом ограничены малой толщиной образцов в опытах — обычно 0,5–1 см. При скоростях ударных волн 5–10 км/с время действия давления в образце порядка 0,5–2 мкс. Экспериментально установлено постоянство скорости ударной волны в этих пределах. Это означает, что по крайней мере за время порядка нескольких микросекунд не происходит перехода в стишовит заметных количеств кварца, сохраняющегося после прохождения фронта ударной волны. Поскольку фазовый переход на фронте ударной волны совершается за время порядка времени ударного сжатия (не менее 10^{-5} мкс), это означает, что реакция за фронтом волны имеет скорость, в несколько тысяч раз меньшую, чем на фронте волны. Данные о распространении ударных волн в образцах кварца большей толщины имеются только для области давлений выше 400 кбар, в которой, как считается, весь кварц переходит в стишовит. В этой области увеличение толщины образцов до 10–30 см не привело к уменьшению скорости ударной волны, следовательно, состояния на крутой стишовитовой ветви ударной адиабаты устойчивы, по меньшей мере в масштабах времени порядка десятков микросекунд [55, 56, 73].

Другим способом получения экспериментальной информации является измерение адиабат разгрузки ударно-сжатого вещества. В работе [137] измеренные адиабаты разгрузки кварца в области метастабильных состояний были сопоставлены с расчетными изэнтропами, полученными в предположении о постоянном "замороженном" составе смеси кварц + стишовит. Оказалось, что экспериментальные изэнтропы разгрузки в пределах точности опытов соответствуют изэнтропам "замороженного" состояния. Это подтверждает, что переход кварца в стишовит происходит в основном на фронте волны, а скорость дальнейшего перехода по крайней мере в тысячу раз меньше, чем на фронте ударной волны [137].

Для объяснения громадного различия скоростей перехода на фронте ударной волны и за ним были предложены две гипотезы, существенно различающиеся по ожидаемым следствиям. Первая из них объясняет этот факт мартенситным характером перехода кварц–стишовит [4, 55]. При таком механизме скорость перехода в большей степени определяется появлением новых зародышей более плотной фазы и в меньшей степени — нарастанием этой фазы на уже имеющихся зародышах. Образование большого количества зародышей более плотной фазы на фронте волны обеспечивает быстрый переход части кварца в стишовит. За фронтом волны скорость перехода резко уменьшается. При исследовании монокристаллов кварца, испытывавших ударное сжатие, стишовит обнаруживается в виде мельчайших кристалликов, расположенных вдоль так называемых планарных элементов (см. раздел IV. 2.1.), которые можно рассматривать как плоскости скольжения. Локализация сдвиговых деформаций приводит к тому, что на этих плоскостях вероятность появления зародышей новой фазы больше и скорость фазового перехода выше. Данная гипотеза **не требует нарушения термодинамического равновесия** (в данном случае — однородного распределения температуры) в ударно-сжатом образце.

Альтернативная гипотеза [12, 136] объясняет наблюдаемые эффекты именно в предположении термического неравновесия за ударным фронтом. Логика этой гипотезы с некоторыми упрощениями такова. За упругим предвестником следует ударная волна, в которой кварц сжимается объемно (что доказано, в частности, измерением скорости звука [136]). Для перехода одномерного сжатия в объемное требуется снять сдвиговые напряжения, возникшие при сжатии. При разгрузке этих напряжений происходит подвижки по некоторым плоскостям, которые и образуют наблюдаемые планарные элементы. Поскольку сдвиг по этим плоскостям осуществляется при больших нормальных напряжениях, силы трения, возникающие при сдвиге, совершают большую работу, приводящую к сильному локальному разогреву вещества вдоль плоскостей скольжения. Разогрев термически активизирует быстрый переход кварц–стишовит в областях вдоль плоскостей скольжения. За фронтом волны смещение вдоль плоскостей скольжения не происходит, и дальнейший переход определяется прогревом кварца, окружающего горячие зоны, за счет теплопроводности. При разгрузке сердцевина горячих областей снова переходит в кварц, а стишовит, образовавшийся на периферии горячих зон и успевший несколько остыть за счет теплопроводности, остается после разгрузки в метастабильном состоянии. Этим объясняется обнаружение стишовита вдоль планарных элементов в разгруженных и сохранных образцах.

На основании известных экспериментальных данных авторы не решаются отдать предпочтение какой-либо из этих гипотез, отмечая только, что в рамках принятых предположений они объясняют, почему стишовит обнаруживается именно вдоль планарных элементов. Обе гипотезы позволяют, вероятно, оценить скорость фазового перехода за фронтом ударной волны и, таким образом, ответить на вопрос о том, при каком масштабе ударного события релаксация давления за фронтом ударной волны за счет продолжающегося перехода кварца в стишовит скажется на законе затухания ударной волны, во многом определяющей все дальнейшие события, связанные с метеоритным кратерообразованием.

Т е р м о д и н а м и ч е с к и е о ц е н к и. Способ расчета термодинамических параметров ударного сжатия и в особенности температур остаточного нагрева разрушенного вещества, имеющих большое значение для анализа состояния вещества после метеоритного удара, кардинально зависит от того, находится ли вещество в процессе ударного сжатия в термическом равновесии. В данной работе мы ограничимся оценками в предположении термического равновесия вещества в процессе ударного сжатия и последующей разгрузки. В этом случае, рассчитывая энтропии смесей кварца и стишовита и сопоставляя их с ударной адиабатой, можно оценить состав смеси в области метастабильных состояний на фронте ударной волны. Зависимость содержания стишовита в ударно-сжатом веществе от давления в ударной волне, полученная таким способом по данным [137], показана на рис. 114.

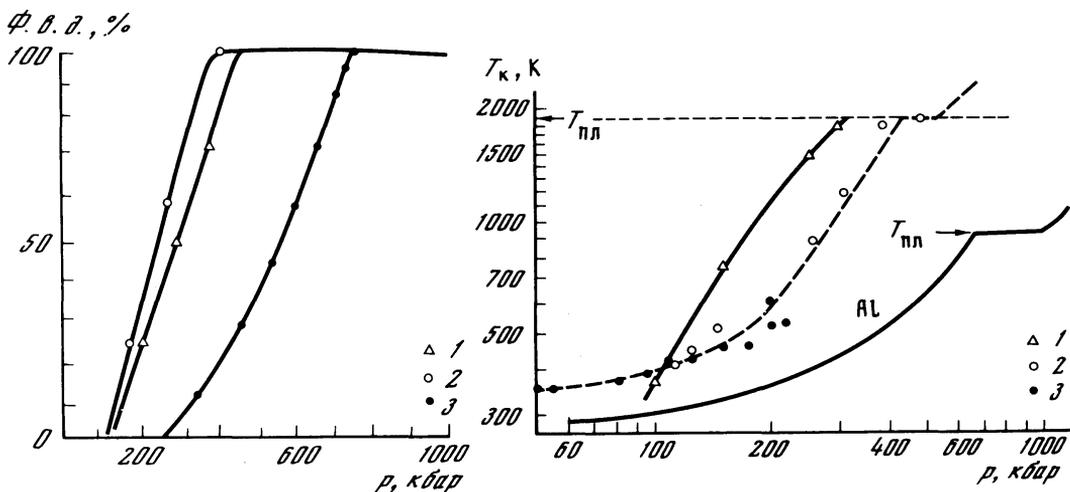


Рис. 114. Расчетные значения весового содержания ф.в.д. на фронте ударной волны в смешанно-фазном режиме

1 – кварц [137]; 2 – олигоклаз [89]; 3 – оливин [90]

Рис. 115. Зависимость температуры T_K кварца после разгрузки от давления p

1 – кварцевое стекло, расчет [133]; 2 – кварц и кварциты, оценка авторов по изэнтропам разгрузки, приведенным в [55, 85, 137]; 3 – кварцит, экспериментальные данные, полученные с помощью измерения ИК-излучения [177]; для сравнения показана кривая для алюминия

В главе I уже говорилось о том, что наличие экспериментальных изэнтроп разгрузки позволяет оценить температуру остаточного нагрева вещества при минимуме предположений об уравнении состояния. В случае фазовых переходов вещества при ударном сжатии и обратных переходах при разгрузке расчет остаточных температур требует дополнительных предположений. На рис. 115 показана зависимость остаточной температуры кварца T_K от давления в ударной волне p , а также результаты аналогичного расчета для плавленного кварца [133]. Данные [133] о величине остаточного нагрева Δe_T плавленного кварца были пересчитаны на температуру с учетом плавления кварца при температуре около 2000 К. Как видно из рис. 115, зависимости $T_K(p)$ для кристаллического и плавленного кварца указывают на большой остаточный нагрев плавленного кварца по сравнению с кристаллическим, что вполне соответствует меньшей начальной плотности плавленного кварца (выше неоднократно указывалось на больший нагрев в ударных волнах одинаковой интенсивности менее плотных веществ по сравнению со сплошными). Для сравнения на рис. 115 показана зависимость $T_K(p)$ для алюминия. Видно, что сжатие кварца, сопровождающееся фазовым переходом, приводит к намного большему остаточному разогреву, чем сжатие вещества с близкими при нормальных условиях термодинамическими свойствами, но не испытывающими фазовых переходов при ударном сжатии. Подчеркнем, что расчеты были проделаны в предположении термодинамического равновесия за фронтом ударной волны и полного обратного перехода стishовита в кварц при разгрузке. На рис. 115 приведены также результаты прямых экспериментальных измерений $T_K(p)$ для $p < 215$ кбар [177], они удовлетворительно соответствуют расчетной зависимости.

Если принять справедливость зависимости $T_K(p)$, приведенной в настоящей работе, то можно оценить давления, при разгрузке от которых кварц должен плавиться: $p_{\text{нп}} \approx 450$ кбар ($T_K = 1960$ К) – начало плавления; $p_{\text{пп}} \approx 500$ кбар ($T_K = 1960$ К) – полное плавление.

Следует сделать два замечания к этим данным. 1. Если максимальное давление создается не одной, а рядом последовательных ударных волн, то нагрев вещества существ-

венно уменьшается. Поскольку зерна кварца в породе с отличной от кварца по динамической жесткости матрицей могут сжиматься серией волн, возникающих из-за многократных отражений от границ зерен, остаточный нагрев их может быть значительно меньше, чем при сжатии кварца одной волной до того же давления. Это приведет к увеличению $p_{нп}$, $p_{пп}$ для кварца в реальной горной породе. Тем не менее отметим, что в работе [13] приведено значение $p_{нп} = 400$ кбар для гранита, что весьма близко к сделанной выше оценке. 2. Как видно из зависимости $T_k(p)$ для алюминия (см. главу I, рис. 12), для полного испарения вещества требуется давление, во много раз превосходящее давления, соответствующие началу испарения при разгрузке. Поэтому и для кварца следует ожидать наличия довольно большого диапазона давлений, при которых термодинамически устойчивым после разгрузки является расплав, смешанный с некоторым количеством газа.

IV. 1.2. Полевые шпаты

Динамические характеристики полевых шпатов весьма похожи на динамические свойства кварца. Так же как и кварц, полевые шпаты испытывают при ударном сжатии полиморфный фазовый переход с уплотнением, однако структура фазы высокого давления полевых шпатов точно не установлена. Расчетная плотность ф.в.д. различных полевых шпатов колеблется от 3,5 до 3,8 г/см³ (при начальной плотности $\rho_0 \approx 2,5-2,6$ г/см³). Наблюдаемыми следствиями ударного сжатия являются плавление, а при более низких давлениях – изотропизация кристаллов. Образующиеся в последнем случае диаплектовые стекла получили название маскелинита (для плагиоклаза An_{20} плотность маскелинита равна примерно 2,0 г/см³).

К а л и е в ы й п о л е в о й ш п а т (KAlSi₃O₈). На рис. 116 показаны ударные адиабаты микроклина и ортоклаза. Данные различных авторов находятся в хорошем соответствии, за исключением работы [64], в которой использовались образцы микроклина с 7% примесей. Для калиевого полевого шпата динамический предел упругости (ДПУ) составляет примерно 40–80 кбар и зависит от амплитуды следующей за упругим предвестником волны объемного сжатия.

В интервале давлений 110–300 кбар калиевый полевой шпат испытывает полиморфный фазовый переход, причем, как и в случае кварца, с областью метастабильного сосуществования фаз. Этот режим хорошо выделяется на ударной адиабате почти прямолинейным участком (см. рис. 116, II), соответствующим, как уже отмечалось, почти постоянной скорости ударной волны при растущей массовой скорости вещества. При этом, как показывают экспериментальные записи профилей давления и массовой скорости при ударно-волновом сжатии микроклина [64] и ортоклаза [136], объемное сжатие осуществляется одной волной, что также указывает на метастабильный характер состояния вещества за фронтом волны. Фаза высокого давления калиевого полевого шпата, согласно расчетам, имеет плотность при нормальном давлении для микроклина 3,52 г/см³ [89], для ортоклаза 3,84 г/см³ [84].

П л а г и о к л а з. Плагиоклаз представляет собой твердые растворы двух минералов – альбита ($Ab - NaAlSi_3O_8$, $\rho_0 = 2,62$ г/см³) и анортита ($An - CaAl_2Si_2O_8$, $\rho_0 = 2,76$ г/см³), например, An_{20} соответствует плагиоклазу, в состав которого входит 20% анортита и 80% альбита. На рис. 117 показаны ударные адиабаты различных плагиоклазов, которые довольно близки друг другу. Плагиоклазы имеют ДПУ в диапазоне 30–70 кбар. В диапазоне 100–330 кбар плагиоклазы за фронтом волны находятся в метастабильном состоянии смещения фаз высокого и низкого давлений.

На рис. 117 приведены также некоторые изэнтропии разгрузки, полученные в работах [85, 89]. Как и в случае кварца, изэнтропии проходят ниже ударной адиабаты. Методом, использованным выше для кварца, для плагиоклаза рассчитывалась остаточная тепловая энергия Δe_T плагиоклаза после разгрузки от различных давлений. Для перехода к температуре мы использовали среднее значение теплоемкости плагиоклазовых стекол $c_p \approx 1,05 \cdot 10^7$ эрг/г·град. Результаты расчета показаны на рис. 118. Хотя данные об

$p, \text{кбар}$

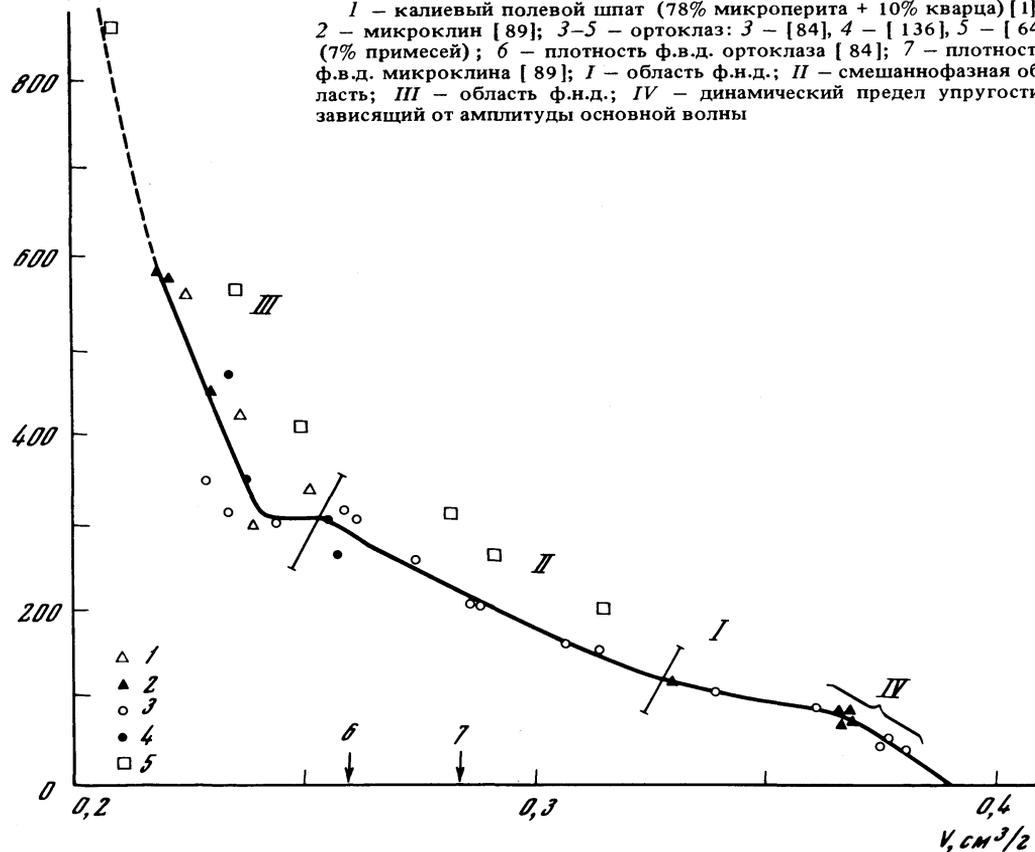


Рис. 116. Ударная адиабата калиевого полевого шпата

1 — калиевый полевой шпат (78% микроперита + 10% кварца) [1];
2 — микроклин [89]; 3–5 — ортоклаз: 3 — [84], 4 — [136], 5 — [64]
(7% примесей); 6 — плотность ф.в.д. ортоклаза [84]; 7 — плотность
ф.в.д. микроклина [89]; I — область ф.н.д.; II — смешаннофазная об-
ласть; III — область ф.н.д.; IV — динамический предел упругости,
зависящий от амплитуды основной волны

адиабатах разгрузки имеются только для андезина [85] и олигоклаза [89], мы полагаем, что с учетом оценочного характера наших расчетов они качественно верно отражают свойства всех плагиоклазов $An < 50$. Как следует из рис. 118, остаточные температуры для плагиоклаза оказались примерно на 100° меньше, чем для кварца. Поскольку альбит и анортит плавятся при $T \approx 1470$ и 1826 К соответственно, можно предположить, что при разгрузке от $p_{\text{нп}} \approx 450$ – 500 кбар плагиоклазы $An < 50$ окажутся в расплавленном состоянии. Это значение находится в хорошем соответствии с термодинамическими расчетами [87], согласно которым для плагиоклазов в диабазе (25% пироксена, 75% плагиоклаза) $p_{\text{нп}} \approx 500$ кбар, $p_{\text{нп}} \approx 600$ кбар.

Небольшое количество экспериментальных данных, полученных недавно [81], подтверждает сделанные выше оценки. Например, для олигоклаза (An_{20}) установлено, что после воздействия ударной волны амплитудой $p = 200$ кбар образец остается кристаллическим, при $p = 300$ кбар наполовину переходит в маскелинит, а при $p = 500$ кбар превращается в стекло, что указывает на прохождение минерала через стадию расплавления.

Как показывают расчеты [152], более тугоплавкий анортит требует больших, чем альбит и андезин, давлений на фронте ударной волны для того, чтобы расплавиться после разгрузки: $p_{\text{нп}} = 700$ кбар; $p_{\text{нп}} = 750$ кбар; для начала испарения анортита требуется $p \approx 1200$ кбар. Такие давления возникают при скорости удара анортитового снаряда по анортитовой мишени более $6,6$ км/с для плавления и более 9 км/с для начала испарения.

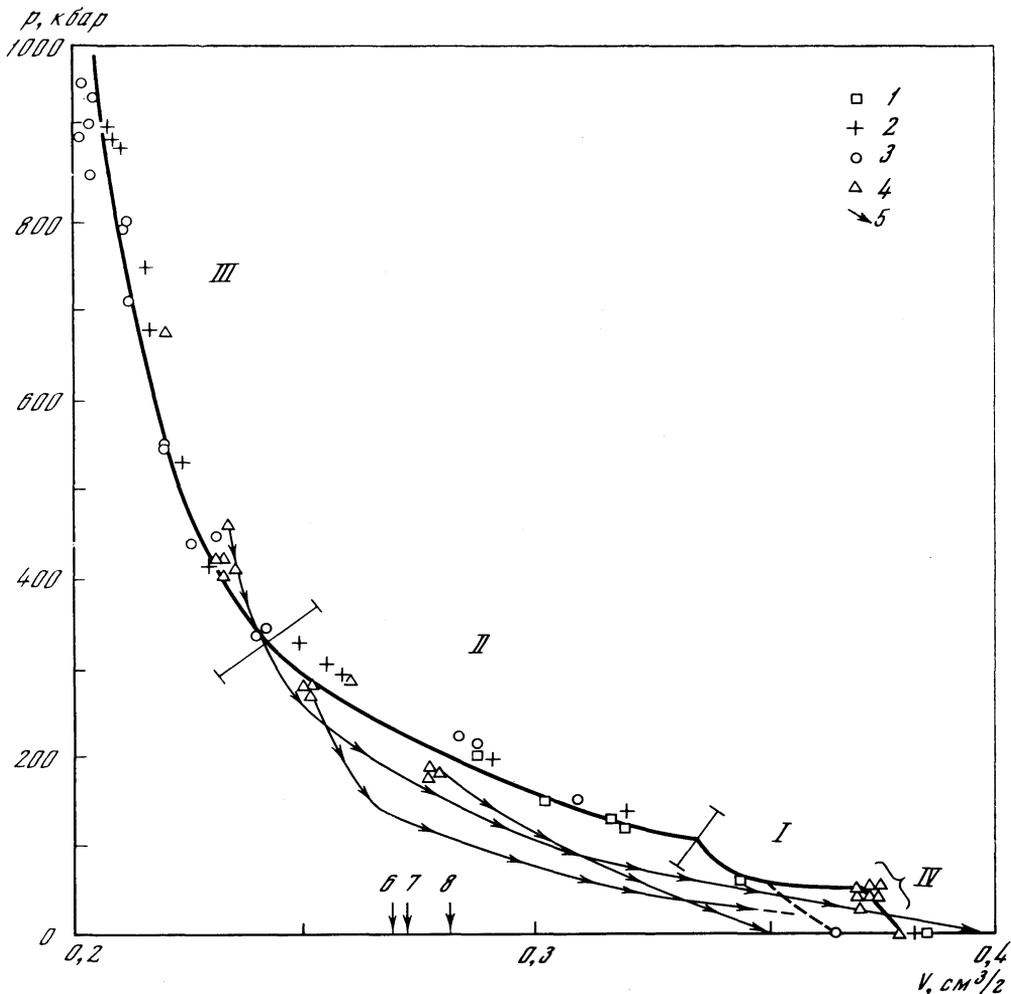


Рис. 117. Ударная адиабата и изэнтропы разгрузки для плагиоклаза

I – анортит [89]; 2 – альбит $An_{1,2}$ [167]; 3 – андезин $An_{4,9}$ [116]; 4 – олигоклаз $An_{2,0}$ [89]; 5 – изэнтропы разгрузки [89]; 6–8 – расчетные удельные объемы ф.в.д.: 6 – $An_{2,0}$, 7 – $An_{4,9}$, 8 – $An_{1,2}$; I – область ф.н.д.; II – смешаннофазная область; III – область ф.в.д.; IV – ДПУ для олигоклаза

Согласно расчетам [89], ф.в.д. плагиоклаза имеют плотности при нормальном давлении ρ_{20} :

для альбита $An_{1,2} - \rho_{20} \approx 3,81 \text{ г/см}^3$ ($\rho_0 = 2,61 \text{ г/см}^3$);

для олигоклаза $An_{2,0} - \rho_{20} \approx 3,69 \text{ г/см}^3$ ($\rho_0 = 2,64 \text{ г/см}^3$);

для андезина $An_{4,9} - \rho_{20} \approx 3,71 \text{ г/см}^3$ ($\rho_0 = 2,75 \text{ г/см}^3$).

Для олигоклаза $An_{2,0}$ в работе [89] были оценены весовые доли ф.в.д. в зависимости от давления в ударной волне в смешаннофазной области (см. рис. 117, II). Эти данные позволяют оценить весовую долю μ ф.в.д. для плагиоклаза (см. рис. 114). Насколько известно авторам, в опытах с сохранением ударно-сжатого вещества после разгрузки фазы высокого давления обнаружены не были.

Можно встать на точку зрения, согласно которой диаплектовые стекла (в данном случае называемые маскелинитом) есть продукт обратного перехода в ф.н.д. при разгрузке той части веществ, которая в смешанной области переходила в ф.в.д. на фронте

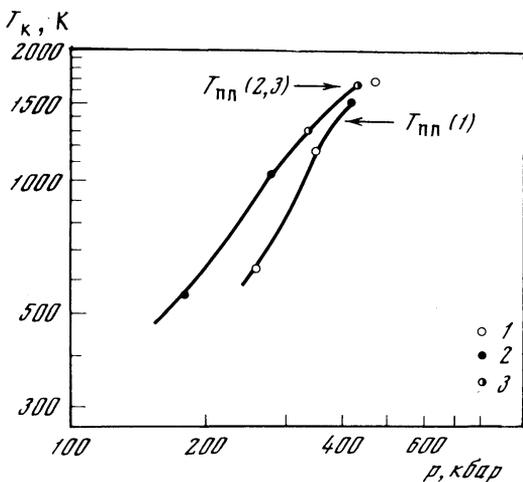


Рис. 118. Оценки остаточной температуры $T_{\text{к}}$ полевых шпатов, выполненные авторами по данным об изэнтропах разгрузки в сравнении с температурами плавления $T_{\text{пл}}$
 1 — ортоклаз [135]; 2 — олигоклаз [89]; 3 — андезин [85]

ударной волны. Тогда при $p = 300$ кбар расчетная доля ф.в.д. $\mu \approx 70\%$ (см. рис. 114) вполне сопоставима с относительным количеством маскелинита ($\sim 50\%$) в опытах с сохранением образцов после ударного сжатия в случае олигоклаза [81]. При $p = 200$ кбар после разгрузки наблюдался кристаллический олигоклаз, в то время как из рис. 114

следует, что при этом давлении примерно $1/4$ всего объема должна была перейти в ф.в.д. Этот факт свидетельствует о том, что пока вопрос об образовании диаплектовых стекол за счет перехода ф.н.д. \rightarrow ф.в.д. \rightarrow ф.н.д. нельзя считать полностью ясным.

IV. 1.3. Пироксены

Из минералов группы пироксенов к настоящему времени наиболее хорошо исследовано динамическое сжатие энстатита ($En - \text{MgSiO}_3$). Природный энстатит часто встречается в виде твердого раствора с ферросилитом ($Fs - \text{FeSiO}_3$); например, En_{90} означает минерал, в состав которого входит $90\% \text{MgSiO}_3$ и $10\% \text{FeSiO}_3$.

На рис. 119 в $p-V$ координатах показаны ударные адиабаты нескольких энстатитовых горных пород. В целом ударные адиабаты различных энстатитов довольно близки друг к другу. Динамический предел упругости зависит от интенсивности волны и составляет $60-80$ кбар. Как и все другие породообразующие минералы, энстатит при ударном сжатии испытывает фазовый переход с уплотнением. На основании одних и тех же экспериментальных данных различные авторы приводят несколько отличающиеся значения пороговых давлений. Если основываться на изломах ударных адиабат энстатита в $D-U$ координатах, можно считать, что чистая фаза низкого давления энстатита за фронтом ударной волны сохраняется до $p \approx 300-350$ кбар. Выше этого давления примерно до $p \approx 500$ кбар за ударной волной образуется смесь ф.н.д. и ф.в.д. энстатита. При больших давлениях энстатит переходит в более плотноупакованную ф.в.д. с плотностью $\rho_{20} \approx 3,4-3,7 \text{ г/см}^3$ при начальной плотности $\rho_0 \approx 3,2-3,3 \text{ г/см}^3$ [39].

В работе [39] для бронзитов ($92-94\% \text{En}_{90}$), адиабаты которых получены ранее [167], были рассчитаны температуры энстатита на фронте ударной волны (рис. 120). Остаточные температуры разгруженного энстатита не измерялись и не оценивались. Если учесть, что остаточная температура не превышает температуру на ударном фронте, то можно оценить давление на ударном фронте, при разгрузке от которого энстатит начнет плавиться. При нормальных условиях температура плавления энстатита составляет $T_{\text{пл}} \approx 1100 \text{ К}$, из рис. 120 видно, что для плавления энстатита необходимы $p_{\text{нл}} > 500-700$ кбар. Эти значения неплохо соответствуют расчетным давлениям $p_{\text{нл}}$ и $p_{\text{пл}}$, рассчитанным для пироксена, сжимаемого в смеси с плагиоклазом [87]: $p_{\text{нл}} \approx 625-700$ кбар; $p_{\text{пл}} \approx 780-850$ кбар. В работе [87] отмечено также, что ф.в.д. энстатита, скорее всего, имеет структуру перовскита.

Динамическое сжатие других пироксенов было изучено весьма фрагментарно.

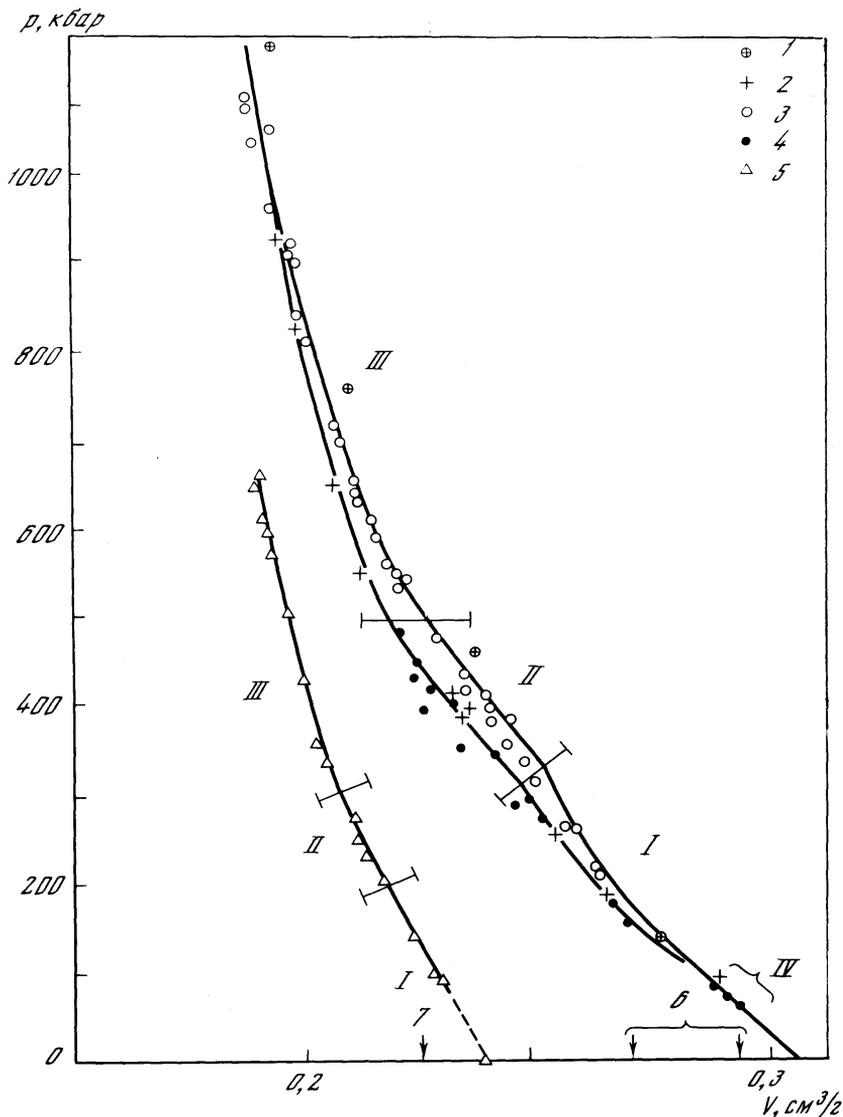


Рис. 119. Ударные адиабаты энстатита и граната

1-4 - энстатит: 1 - [71], 2, 3 - [167], 4 - [82]; 5 - гранат (альмандин) [139]; 6, 7 - расчетные плотности ф.в.д.; 6 - энстатита, 7 - граната; I - область ф.н.д.; II - смешаннофазная область; III - область ф.в.д.; IV - ДПУ энстатита

IV. 1.4. Гранаты

На рис. 119 приведена ударная адиабата альмандина - одного из немногих гранатов, исследованных динамически почти в чистом виде. Динамический предел упругости альмандина зависит от конечного давления в ударной волне и изменяется от 50 до 140 кбар. В диапазоне 200-300 кбар альмандин переходит в ф.в.д. с плотностью при нормальных условиях $\rho_{20} \approx 4,44 \text{ г/см}^3$ [139] при плотности ф.н.д. $\rho_0 = 4,18 \text{ г/см}^3$. Ф.в.д. имеет, скорее всего, ильменитоподобную структуру.

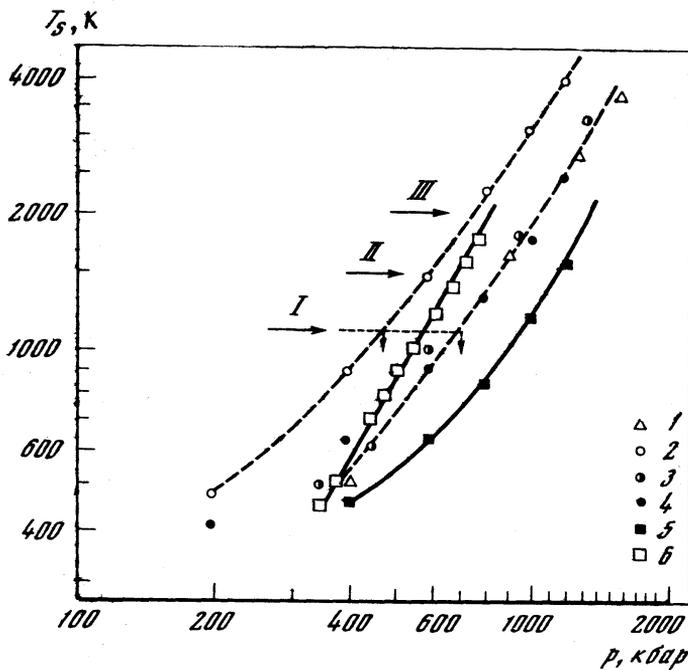


Рис. 120. Расчетные значения температуры на фронте ударной волны

1–2 – энстатит-бронзитит Стилуотер: 1 – [39], 2 – [167]; 3, 4 – бронзитит Бушвельд: 3 – [39], 4 – [167]; 5, 6 – оливин (дунит Туин-Систерс): 5 – [167], 6 – [90]; I–III – температуры плавления при нормальном давлении: I – для энстатита, II – для фаялита, III – для форстерита

IV. 1.5. Оливины

Оливин представляет собой твердый раствор фаялита ($Fa - FeSiO_4, \rho_0 = 4,39 \text{ г/см}^3$) и форстерита ($Fo - MgSiO_4, \rho_0 = 3,22 \text{ г/см}^3$). Их соотношение обозначается через содержание фаялита в мольных процентах (например, $Fa_{12} - 12\%Fa$ и $88\%Fo$). Из-за большой разности в плотностях оливинов различного состава их ударные адиабаты значительно отличаются друг от друга. На рис. 121 приведены ударные адиабаты оливинов различного состава в p - V координатах. На этом рисунке можно заметить характерную особенность ударных адиабат – их почти параллельный ход в p - V координатах. Это означает, что удельный объем оливинов различного состава при сжатии до одного и того же давления в ударной волне уменьшается примерно на одну и ту же величину ΔV . В целом ударные адиабаты оливинов при переходе от фаялита к форстериту закономерно сдвигаются в сторону больших удельных объемов в соответствии с уменьшением начальной плотности вещества.

Характерной особенностью ударного сжатия оливина является малая величина динамического предела упругости – около 5 кбар для форстерита [88]. Такое значение ДПУ в 5–10 раз ниже, чем у кварца, полевых шпатов и энстатита.

Фазовый переход в оливинах при ударном сжатии начинается при $p \approx 430$ – 450 кбар и происходит полностью при $p > 600$ – 750 кбар [39, 167]. Расчетные значения плотности ф.в.д. при нормальных условиях колеблются в пределах $\rho_{20} \approx 3,85$ – $4,0 \text{ г/см}^3$ для Fa_{12} ($\rho_0 = 3,32 \text{ г/см}^3$) и $\rho_{20} \approx 4,25$ – $4,3 \text{ г/см}^3$ для Fa_{55} ($\rho_0 = 3,80 \text{ г/см}^3$). В работе [90] для дунита Туин-Систерс (97% Fa_{12}) была рассчитана весовая доля ф.в.д. в смешаннофазном режиме (см. рис. 114). Предполагается, что структура ф.в.д. в этом случае подобна структуре перовскита.

Расчетные температуры на фронте ударной волны [90, 167] (см. рис. 120) в какой-

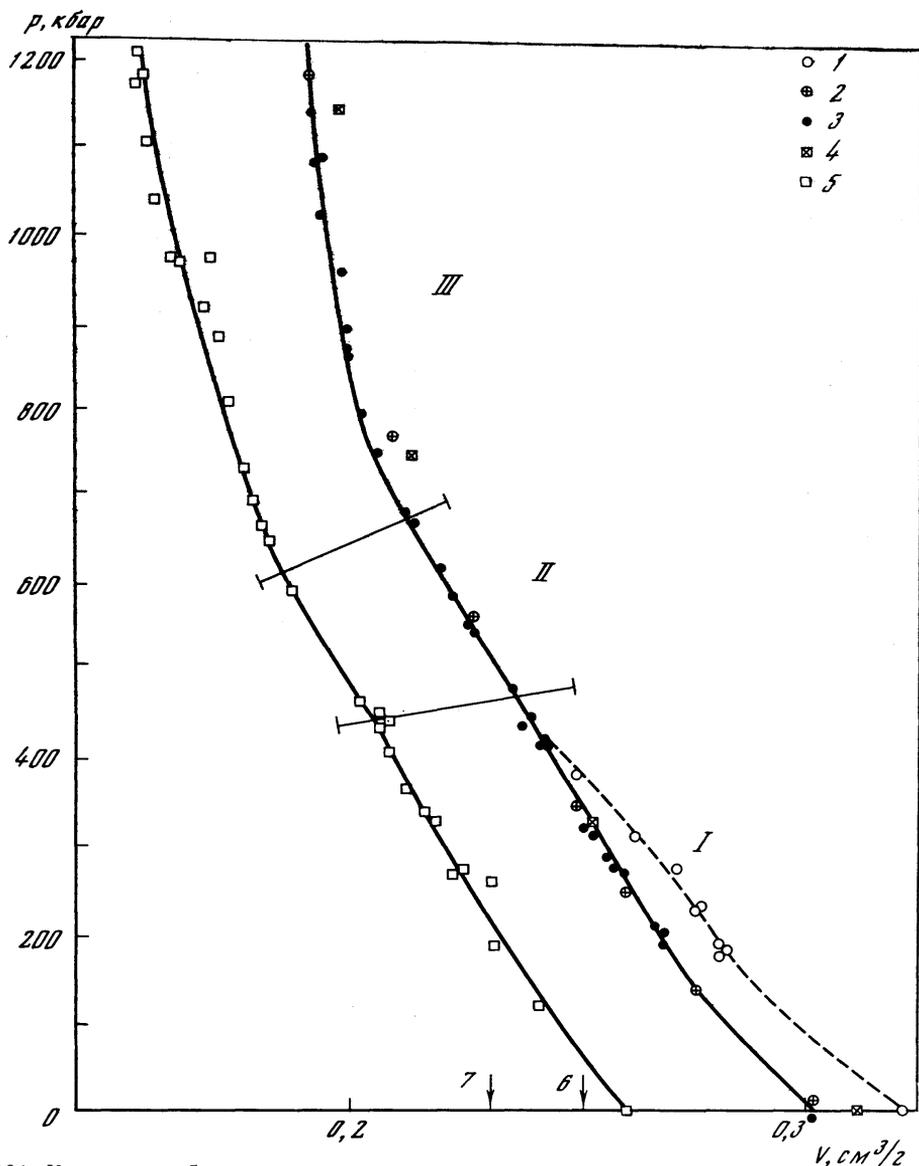


Рис. 121. Ударные адиабаты оливинов

1 – форстерит [88]; 2 – Fa_{10} [71]; 3 – Fa_{12} [167]; 4 – Fa_{30} [71]; 5 – Fa_{55} [167]; 6, 7 – расчетный удельный объем ф.в.д.: 6 – Fa_{12} , 7 – Fa_{55} [39]; I – область ф.н.д.; II – смешаннофазная область; III – область ф.в.д.

то степени иллюстрируют общую точность подобных оценок. На основании имеющихся данных можно заключить, что температура плавления оливинов зависит от их состава и изменяется в пределах от 1500 (фаялит) до 2160 К (форстерит) [41]. Температура вещества после разгрузки всегда несколько ниже, чем температура на ударном фронте, поэтому, согласно рис. 120, чтобы при разгрузке оливинов расплавился, его надо сжать ударной волной до давления не менее 0,8–1,0 Мбар.

Следует отметить, что расчеты температур проводились, как правило, в предположении термодинамического равновесия за фронтом ударной волны. Возможное нарушение этого равновесия и существенное влияние предположений относительно свойств ф.в.д.

не позволяют пока сделать достаточно надежных термодинамических расчетов для разгрузки вещества. В опытах с сохранением образцов плавление по границам зерен отмечается уже после воздействия ударной волны с давлением $p \approx 500$ кбар и выше (для дунита с 90% Fa_{5-10}) [177]. Однако плавление оливина в объеме начинается при давлениях 800–850 кбар (для дунита Туин-Систерс с 97% Fa_{12} [93]).

IV. 1.6. Горные породы

Наверное, невозможно охватить даже в самом полном исследовании все многообразие горных пород, которые составляют доступные наблюдению внешние слои Земли и других планетных тел. Ниже мы кратко проиллюстрируем динамические свойства наиболее хорошо изученных изверженных горных пород, стараясь по возможности соотносить их со свойствами отдельных минералов. Среди изверженных пород мы выделили следующие петрографические группы: 1) кварц + полевые шпаты (условно назовем ее "граниты"); 2) полевой шпат + пироксен (условно – "диабазы"); 3) пироксен + гранат (условно – "эклогиты"); 4) оливин (+ пироксен + ...) (условно – "дуниты"). Кроме того, приводятся данные по лунным материковым и морским породам.

Земные породы. Из осадочных горных пород лучше всего изучены песчаники и известняки. Краткое описание поведения песчаников было дано выше (см. раздел IV. 1.1.). Ударно-волновые характеристики известняков будут проиллюстрированы ниже, после материалов об изверженных как земных, так и лунных породах.

Граниты. На рис. 122 показаны точки, соответствующие ударному сжатию гранита, и ударные адиабаты кварца и полевого шпата. Поскольку ударные адиабаты минералов, слагающих гранитные породы, близки, то близка к ним и адиабата самого гранита. Поэтому гранит можно назвать динамически однородной породой в том смысле, что фронт ударной волны, проходя через образец, испытывает относительно слабое отражение и преломление на границах зерен различных минералов. Строго говоря, полной динамической однородности ожидать трудно даже в мономинеральной поликристаллической породе из-за анизотропии свойств отдельных монокристаллических блоков, однако, как нам кажется, имеет смысл ввести понятие динамически однородных и неоднородных пород для того, чтобы обратить внимание на возможные различия в ударном повреждении одного и того же минерала в составе горных пород, различных по степени динамической однородности (см. раздел IV.1.8).

Диабазы. Ударные адиабаты горных пород, состоящих в основном из полевых шпатов и пироксенов, были получены в работах [71, 167] (рис. 123). Данные для "диабазов" различных составов достаточно близки. Сравнение ударных адиабат полевого шпата и пироксенов показывает, что при переходе ударной волны из зерна полевого шпата в зерно пироксена будут возникать отраженные и преломленные волны и достижение конечного давления, одинакового во всех зернах, требует нескольких пробегов волны. Такие породы можно назвать динамически неоднородными. Механически это будет выражаться в том, что фронт ударной волны в такой среде должен быть "размазан" по меньшей мере на длину, близкую характерному размеру минеральных зерен, слагающих породу. Кроме того, сжатие зерен под давлением в таких породах будет происходить по-разному. Например, под давлением 500 кбар удельный объем полевого шпата уменьшится примерно от 0,38 до 0,223 г/см³ (см. рис. 117), или в 1,7 раза, а пироксена – от 0,305 до 0,22 г/см³ (см. рис. 119), или в 1,4 раза. Такое дифференцированное уменьшение объемов должно приводить к различным условиям деформирования минеральных составляющих: пироксен должен по-разному деформироваться вдали от зерна полевого шпата и вблизи него из-за большой сжимаемости последнего.

Интересной задачей представляется поиск различий (если они, конечно, существуют) между повреждением (при одном и том же уровне воздействующей ударной волны) зерен полевого шпата в "диабазе" (в динамически жестком окружении) и в "гранитах" (в окружении материала практически равной динамической жесткости). По-

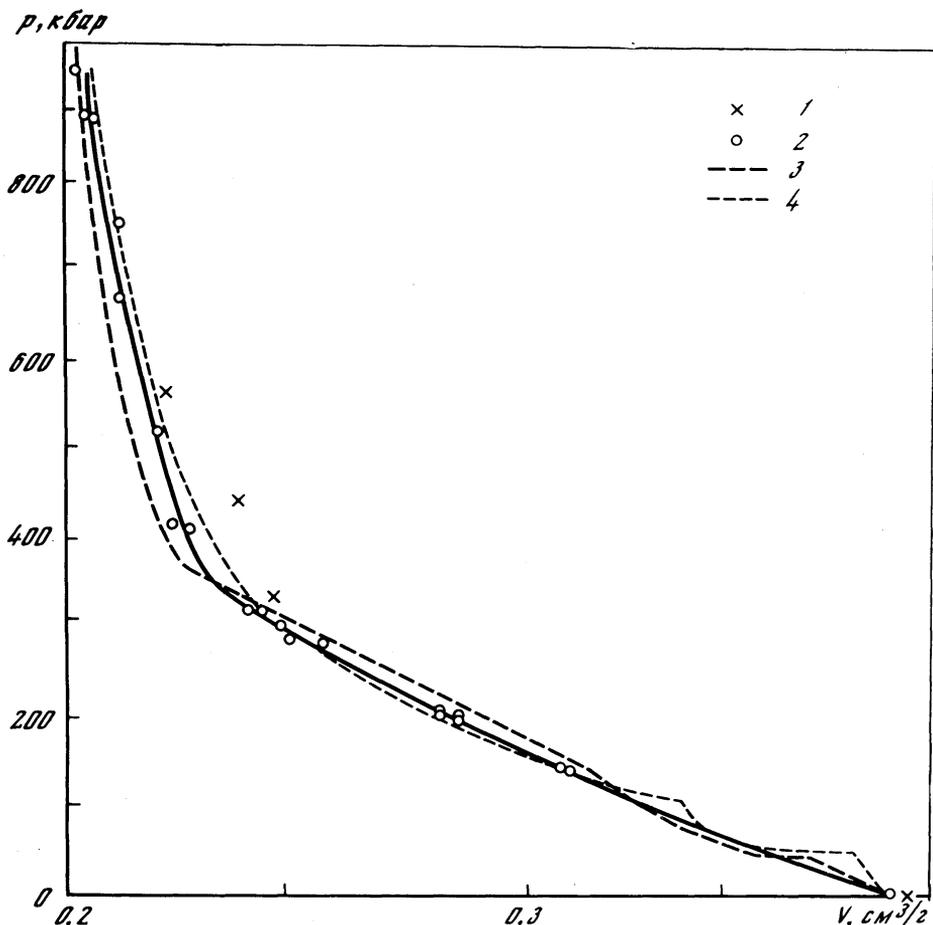


Рис. 122. Ударная адиабата гранита

1 — [1]; 2 — [167]; 3, 4 — ударная адиабата: 3 — кварца, 4 — полевых шпатов

добные явления могут наблюдаться в статических экспериментах при быстрой разгрузке. Подробнее о динамической неоднородности горных пород сказано в разделе IV.1.8.

Эксперименты с сохранением после ударного сжатия плагиоклаз-пироксеновых базальтов метеоритного кратера Лонар, Индия [183], показали, что плавление при разгрузке "диабазов" происходит неэвтектическим образом. При давлениях 400–600 кбар начинает плавиться плагиоклаз, при давлениях 600–800 кбар, кроме плагиоклаза, частично плавится пироксен, и лишь при давлениях больше 800 кбар порода плавится как единое целое. Это означает, что в диапазоне давлений 400–800 кбар расплав, который возникает при частичном ударном плавлении вещества, будет обогащен более легкоплавким компонентом — плагиоклазом, тогда как при нормальном плавлении диабаза первая выплавка будет представлена эвтектической смесью пироксена и плагиоклаза. Отметим, что при ударном плавлении каждое минеральное зерно представляет собой отдельный источник тепла и последовательность плавления минералов в различных по интенсивности ударных волнах определяется не только величиной температуры плавления, но и эффективностью нагрева каждого минерального зерна, которая связана с динамической жесткостью минералов и обусловлена долей энергии, остающейся в данном минеральном зерне после цикла ударное сжатие—разгрузка.

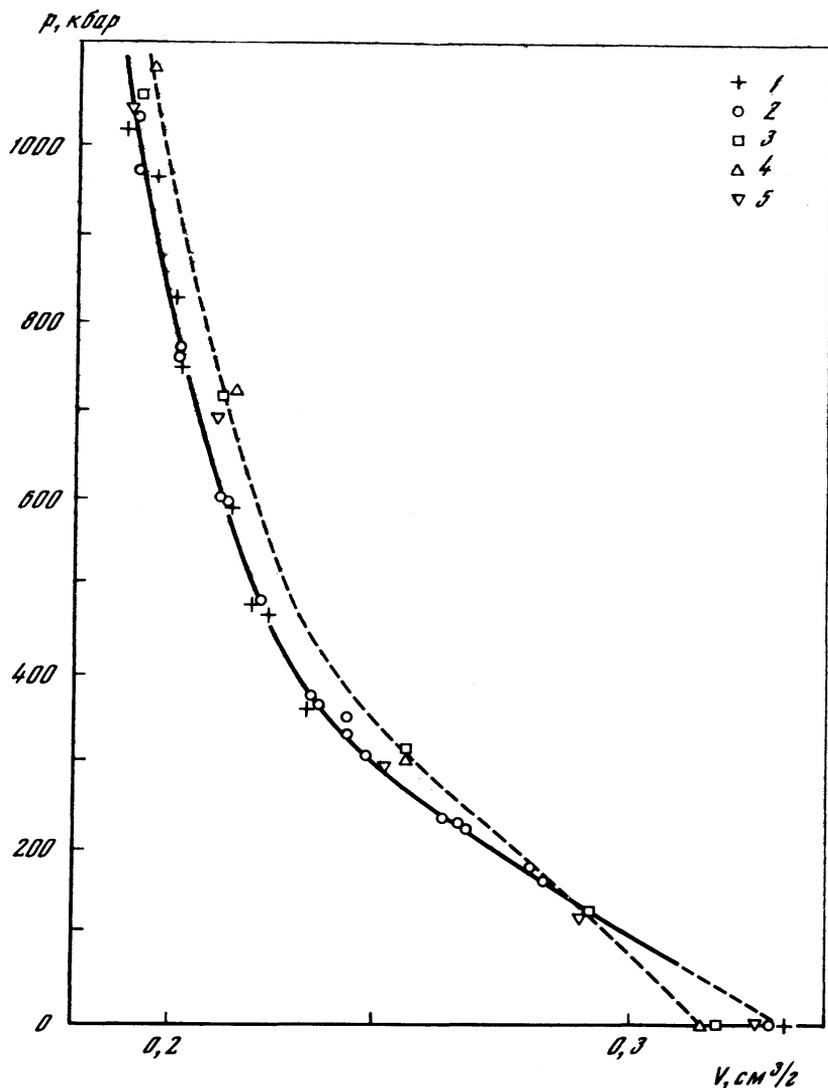


Рис. 123. Ударные адиабаты диабазов
 1, 2 — [167]; 3 — оливиновый диабаз; 4 — энстатитовое габбро; 5 — трапп [71]

Эклогиты. Системы, состоящие из примерно равных количеств гранатов и пироксенов, ведут себя достаточно сложным образом [167]. Возможно, это связано с тем, что фазовые переходы в гранатах и пироксенах происходят в перекрывающихся диапазонах давлений (например, 200–300 кбар для алмандина и 300–500 кбар для энстатита). Как было отмечено ранее [167], на $D-U$ диаграммах эклогитов нет резко выраженных участков малого наклона зависимости $D(U)$, хотя имеются изломы. Такая же зависимость $D(U)$ была получена для жадеита [167]. $p-V$ диаграммы для эклогитов приведены на рис. 124.

Дуниты. На рис. 124 показаны ударные адиабаты нескольких горных пород, богатых оливином [71], а также усредненная ударная адиабата оливинов состава Fa_{10-30} (см. рис. 121). Добавление в горную породу менее плотных, чем оливин, минералов (например, серпентина, ударная адиабата которого также показана на рис. 124) смещает ударные адиабаты "дунитов" в сторону больших удельных объемов (меньших

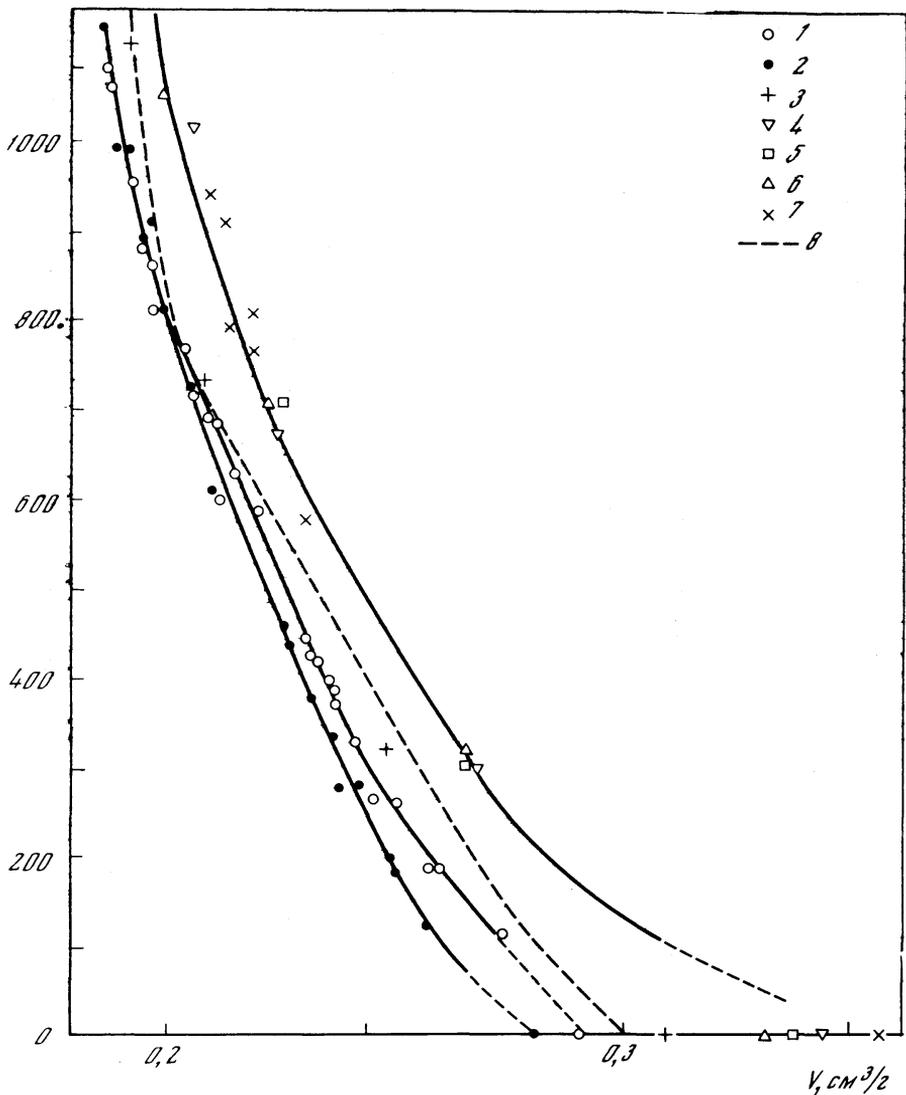


Рис. 124. Ударные адиабаты эклогитов и дунитов

1, 2 — эклогиты [167]: 1 — 24% граната + 72% омфацита, 2 — 42% граната + 52% омфацита; 3–6 — дуниты [71]: 3 — полевешпатовый перидотит, 4 — дунит I, 5 — дунит II, 6 — оливинный диаллагит; 7 — серпентинит [41]; 8 — данные рис. 121 для Fa 10–30

плотностей), но в целом ход ударных адиабат остается близким к оливину. Поэтому в первом приближении для оценки послееударной температуры "дунитов" и, следовательно, давлений в ударной волне, необходимых для их плавления после разгрузки, можно воспользоваться оценками для оливина.

Луны и е породы. Как известно, для Луны характерны два типа пород — материковые породы норит-троктолитового ряда ("анортозиты") и морские базальты. Образцы этих пород были подвергнуты ударно-волновым исследованиям, хотя и в ограниченном масштабе, это заставило при анализе этих данных пользоваться различными приближенными методами.

Материковые породы. В качестве представителя материковых пород использовал-

ся обр. 15418, состоящий в основном из анортита и пироксена — 74% An_{93} , 24% En_{64} и 1% Fa_{47} [86]. Экспериментально были получены восемь точек при давлении до 300 кбар [87] (см. рис. 125, а). Чтобы качественно представить поведение "анортозита" при более высоких давлениях, мы провели оценочные расчеты его ударной адиабаты, пользуясь гипотезой аддитивности (например, [5]). Суть гипотезы аддитивности состоит в следующем. Пусть имеются ударные адиабаты веществ A_1 и A_2 . Предположим, что, будучи смешанными ($x A_1 + (1 - x) A_2$), эти вещества в ударной волне заданной интенсивности будут сжиматься до тех же величин удельных объемов, что и в чистом виде. Тогда можно построить аддитивную ударную адиабату смеси, задавая давление и складывая в нужной пропорции удельные объемы чистых веществ при том же ударном давлении.

Пусть массовая доля вещества A_1 составляет в смеси m_1 , а доля вещества $A_2 - m_2$. Тогда средний удельный объем смеси

$$V = 1/\rho = (m_1/\rho_1) + (m_2/\rho_2),$$

где ρ, ρ_1, ρ_2 — плотность соответственно смеси и веществ A_1 и A_2 при определенном давлении. Минеральный состав задается обычно в процентах объемного содержания данного минерала. Для построения аддитивной ударной адиабаты достаточно перейти в написанной выше формуле от весовых к объемным долям α_1, α_2 :

$$\rho = 1/V = (\alpha_1/V_1) + (\alpha_2/V_2),$$

где V_1, V_2 — удельные объемы веществ A_1 и A_2 . Удельный объем смеси можно вычислить из уравнения

$$V = (\alpha_1/V_1 + \alpha_2/V_2)^{-1}.$$

Тогда для смеси произвольного количества веществ A_1, \dots, A_n

$$V = \left(\sum_{i=1}^n \alpha_i/V_i \right)^{-1}.$$

Гипотеза об аддитивности ударных адиабат имеет много ограничений. Наиболее существенное из них — это пренебрежение тепловой частью давления в компонентах, или, говоря иначе, их температурой. Если для "холодных" частей давлений принцип аддитивности применим почти без ограничений ("холодное" давление зависит только от удельного объема тела), то тепловая история сжатия одного и того же вещества может быть существенно различной при ударном сжатии его в чистом виде и в смеси. Различный нагрев приведет к различным величинам теплового давления, что выразится в различии удельных объемов вещества при одном и том же общем давлении. Другая трудность в применении метода аддитивности заключается в чувствительности кинетики фазовых переходов в горных породах к условиям ударного сжатия. Как уже многократно отмечалось выше, для большинства минералов распространенных горных пород характерно наличие смешаннофазного режима — в определенном диапазоне давлений в ударной волне за фронтом ударной волны образуется смесь ф.в.д. и ф.н.д. Смещение горной породы с другими компонентами может существенно изменить соотношения ф.в.д. и ф.н.д. в смешаннофазном режиме и даже привести к полному его видоизменению, как это было экспериментально показано для кварца и полевого шпата [3, 1]. Тем не менее нам кажется, что применение гипотезы аддитивности оправдано как первое приближение для оценок поведения таких уникальных объектов, как образцы лунных пород, при экспериментах с которыми всегда возникают ограничения по размерам и количеству образцов.

Применим гипотезу аддитивности для построения ударной адиабаты обр. 15418. Его состав может быть воспроизведен составом 75% An_{93} , 25% En_{64} [87]. В качестве опорных ударных адиабат мы использовали данные для анортита Тахавус (90% An_{49} , 10% авгита, см. рис. 117) и бронзитита Стилуотер (94% En_{90} + 2% оливина, см. рис. 119) (табл. 7). Результаты этой оценки показаны на рис. 125, а. Точность прибли-

Т а б л и ц а 7
Оценка ударной адиабаты обр. 15418

p, кбар	V · 1000, см ³ /г			
	эксперимент, обр. 15418	анортит, Тахавус	бронзитит, Стилуотер	оценка для обр. 15418
0	330			
65	325			
88	311			
129	297			
145	296	315	276	302
148	287	314	275	302
155	271	312	274	301
204	262	290	268	283
261	246	267	260	263
282	235	259	258	257
400		232	241	232
500		223	227	
600		217	216	215
700		213	208	
800		209	203	207
900		205	198	
1000		204	194	201
1200*				191

* Из работы [86].

женного метода выходит за пределы погрешности эксперимента, но тем не менее позволяет дать верное представление о ходе экспериментальной кривой.

Ранее были получены теоретические оценки давлений, необходимых для плавления минералов, составляющих "анортозит" [87]: для плагиоклаза $p_{\text{нп}} = 500$ кбар, $p_{\text{пп}} = 600$ кбар; для пироксена $p_{\text{нп}} = 700$ кбар, $p_{\text{пп}} = 850$ кбар. Из этого следует, что в диапазоне от 500 до 850 кбар ударный расплав будет обогащен плагиоклазом.

Морские породы. Морские породы в динамических исследованиях были представлены обр. 70215 [86] состава 2,7% SiO₂, 14,5% An₈₄, 57,9% (En₃₀Wo₃₃Fs₂₁X₁₆), 6,4% Fa₃₂, 18,4% (Fe_{0,87}Mg_{0,13})TiO₃. Были получены несколько точек на ударной адиабате и несколько точек на изэнтропах разгрузки от давлений $p = 1$ Мбар и 100 кбар (см. рис. 125, б).

Для оценки хода ударной адиабаты в областях, не покрытых экспериментальными точками, мы применили гипотезу аддитивности. Результаты оценки собраны в табл. 8 и показаны графически на рис. 125, б.

Использованная при оценке ударная адиабата ильменита была взята из работы [157]. В диапазоне давлений от 300–400 до 600–700 кбар ильменит испытывает фазовый переход. Возможно, что ф.в.д. ильменита представляет собой продукт распада на FeO + TiO₂ с плотностью ф.в.д. при нормальных условиях $\rho_{20} = 6$ г/см³ [157].

Для морских базальтов типа обр. 70215 характерна малая величина динамического предела упругости – менее 4 кбар [86]; для сравнения укажем, что ДПУ пород типа обр. 15418 40–70 кбар [87]. Следовательно, динамическая прочность на сдвиг в материковых породах может быть значительно больше, чем в морских. В работе [86] на основании этих данных делался вывод о том, что при одинаковой энергии удара кратеры на материках должны быть несколько меньше, чем на морях, что должно приводить к сдвигу распределения кратеров по размерам на разновозрастных поверхностях. Этот вывод представляется нам преждевременным, поскольку хорошо известно, что прочность массива горных пород достаточно большого масштаба существенно

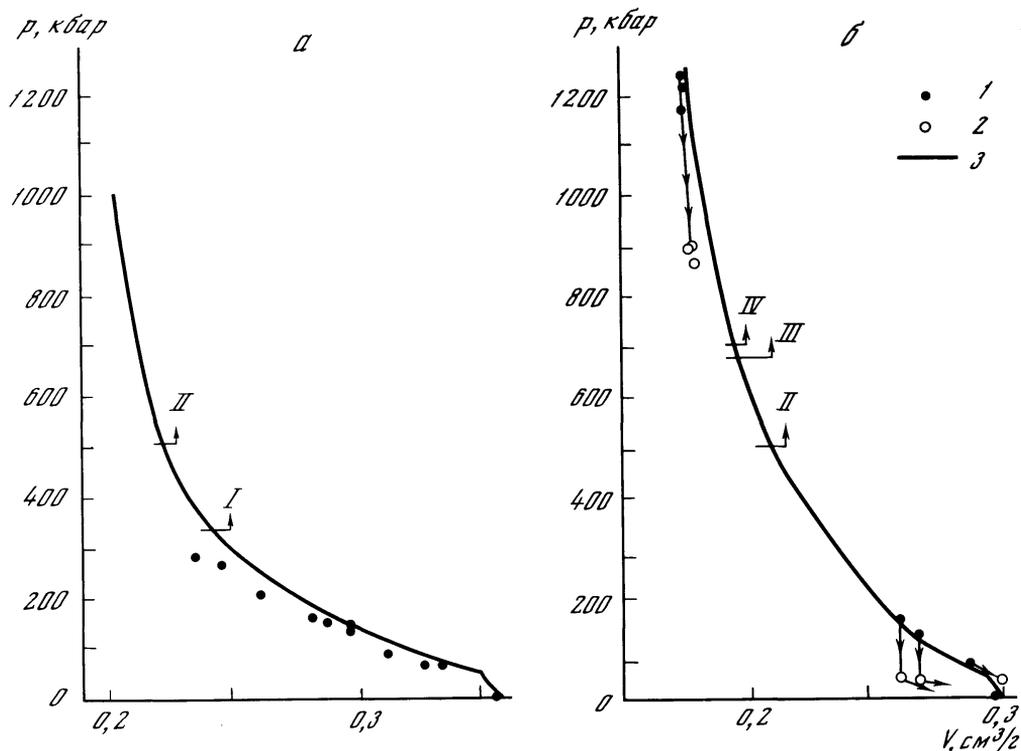


Рис. 125. Ударные адиабаты материковых (а) и морских (б) пород Луны

1 — экспериментальные данные [87] (а) и [86] (б); 2 — точки на изэнтропах загрузки [86]; 3 — оценки по гипотезе аддитивности (см. табл. 7, 8); I—IV — нижние границы областей ф.в.д.: I — анортита, II — энстатита, III — оливина, IV — ильменита

отличается от прочности отдельных образцов. Кроме того, для кратеров большого размера определяющей является роль силы тяжести, о чем было рассказано в главе II.

Осадочные карбонатные породы. Как и изверженные горные породы, известняки при ударном сжатии испытывают фазовые переходы с уплотнением. Пожалуй, впервые этот факт был обнаружен А.Н. Дреминым и Г.А. Ададуриным [33] при изучении динамического сжатия мрамора; начав с давления 50 кбар, они обнаружили,

Таблица 8
Оценка ударной адиабаты обр. 70215

p, кбар	V · 1000, см³/г					оценка для обр. 70215
	пироксен	ильменит	плагиоклаз	оливин	кварц	
100	283	200	330	257	330	268
200	265	193	292	245	290	251
300	248	187	252	233	248	234
400	232	179	232	221	224	219
600	211	163	217	197	212	200
800	201	150	209	172	206	189
1000	193	145	204	162	201	182
1200*						176

* Из работы [86].

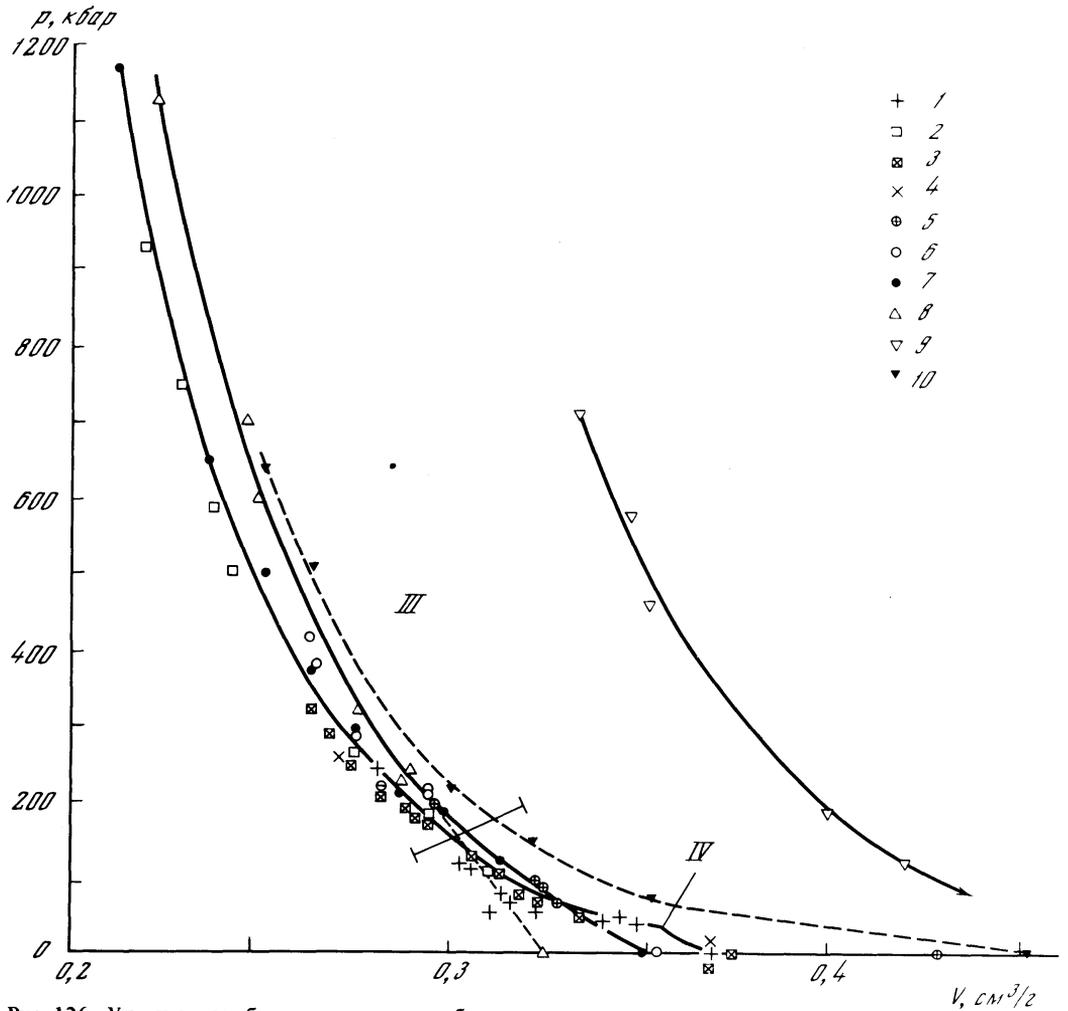


Рис. 126. Ударные адиабаты кальцита и карбонатных горных пород

1, 2 — кальцит: 1 — [83], 2 — [38]; 3, 4 — мрамор: 3 — [33], 4 — [83]; 5 — известняк [83]; 6, 7 — доломит: 6 — [138], 7 — [38]; 8 — магнезит [38]; 9 — мел; 10 — мел, насыщенный водой [38]; III — область ф.в.д.; IV — ДПУ для кальцита

что при давлении 146 кбар мрамор уплотняется, а при давлении 156 кбар переход в ф.в.д. осуществляется одной волной. Позднее Т. Аренс и В. Грегсон [83] провели подробные исследования динамического поведения монокристаллов кальцита и некоторых карбонатных пород при давлениях до 250 кбар. Было отмечено, что в кальците при повышении давления в ударной волне происходят три (а может быть, и четыре) последовательных полиморфных фазовых перехода с уплотнением. При этом сжатие осуществляется серией последовательных ударных волн (до четырех фронтов, считая упругий предвестник). ДПУ кристаллов кальцита зависит от ориентации кристалла относительно плоскости фронта ударной волны и составляет 19–24 кбар. ДПУ в кальците преодолевается при сжатии ударной волной с давлением ≥ 250 кбар. Основное отличие ударного сжатия кальцита от ударного сжатия минералов распространенных изверженных пород состоит в отсутствии смешаннофазного режима — на участках фазовых переходов происходит распад волны на серию последовательных фронтов сжатия. Для мрамора ДПУ равен 10–15 кбар. При повышении давления в ударной волне мрамор испытывает, по-видимому, три фазовых перехода при давлениях 22,

Т а б л и ц а 9
Оценка остаточной температуры
доломита при $T_0 = 300$ К

p , кбар	T_K , К
212	500–580
287	630–710
420	780–1000

40 и 95 кбар [93]. Последний фазовый переход, очевидно, можно отождествить с переходом при 146 кбар, наблюдавшимся А.Н. Дреминым и Г.А. Ададуровым [33]. Как показали исследования Н.Г. Калашникова и др. [38], при давлениях от 300 до 1200 кбар минералы группы кальцита фазовых переходов не испытывают. Графические данные о сжимаемости карбонатных минералов и пород приведены на рис. 126.

Интересные черты ударного сжатия доломита были обнаружены при изучении его разгрузки [138]. Доломит имеет ДПУ, примерно равный 25–30 кбар, и при давлении 100 кбар переходит в ф.в.д. Сразу за фронтом ударной волны был обнаружен спад давления, интерпретированный как механическая релаксация напряжений. За релаксацией напряжений следует обратный переход в ф.н.д. Было бы весьма интересно проинтерпретировать эти данные с точки зрения ударных волн разгрузки, которые могут возникать в материале, испытывающем при сжатии фазовый переход. Нам не известны термические расчеты цикла нагрузка – разгрузка для карбонатных пород. Поэтому мы провели оценку остаточной тепловой энергии при ударном сжатии доломита $\text{CaMg}(\text{CO}_3)_2$ по данным о кривых разгрузки [138]. Предполагая, что теплоемкость доломита близка к величине $c_p = 10^7$ эрг/г · град, мы оценили порядок температуры доломита после разгрузки (табл. 9).

Как известно, минералы группы кальцита при нагревании при нормальном давлении разлагаются на окислы и углекислый газ: $\text{CaCO}_3 = \text{CaO} + \text{CO}_2$ при 820 К; $\text{MgCO}_3 = \text{MgO} + \text{CO}_2$ при 573 К. Как следует из табл. 9, при сжатии до давлений ≥ 300 кбар известняк или доломит могут термически разлагаться под действием тепловой энергии, приобретаемой веществом в цикле нагрузка–разгрузка в ударной волне. С одной стороны, это согласуется с фактом отсутствия ударных расплавов в земных метеоритных кратерах, образованных в карбонатных породах (см., например, [155, 191]). С другой стороны, поиски следов декарбонизации пород мишени в пределах земных метеоритных кратеров пока не привели к успеху [156].

IV.1.7. Углерод

Поскольку в последнее время обсуждается вопрос о возникновении алмазов из графита мишени при ударном кратерообразовании, авторы решили включить в данную работу краткий обзор динамических свойств графита. Одна из первых находок алмазов, связанных с падением метеоритов, была сделана в обломках метеорита Каньон-Дьябло, образовавшего Аризонский метеоритный кратер (см., например, [16]). Обсуждался также вопрос о переходе графита в его высокобарные модификации в связи с исследованиями крупных земных метеоритных кратеров [18, 49]. Первые опыты по взрывному превращению графита были проведены в Институте химической физики АН СССР Ю.Н. Рябининым [60]. Хотя эти опыты и дали отрицательный результат, они послужили стимулом для дальнейших исследований, и в 1961 г. П.де Карли и Дж. Джемисон сообщили об образовании алмазов в лабораторных опытах при ударном сжатии графита [111]. Динамическим исследованиям предшествовали многолетние попытки получения алмазов в условиях статистического сжатия. Эти опыты были в значительной мере стимулированы работой А.М. Лейпунского [44], в которой впервые были теоретически сформулированы условия, необходимые для перехода графита в алмаз. Подробнее с историей создания искусственных алмазов можно познакомиться в книге Г.Н. Безрукова и др. [9].

В 1961 г. Б. Алдер и Р. Христиан [91] получили первую экспериментальную адиабату графита. Согласно этим данным (рис. 127), фазовый переход графит–алмаз начинается при давлении на фронте ударной волны около 180 кбар. От 180 до 400 кбар реализуется смешаннофазный режим сжатия, в котором за фронтом ударной волны сосуществуют

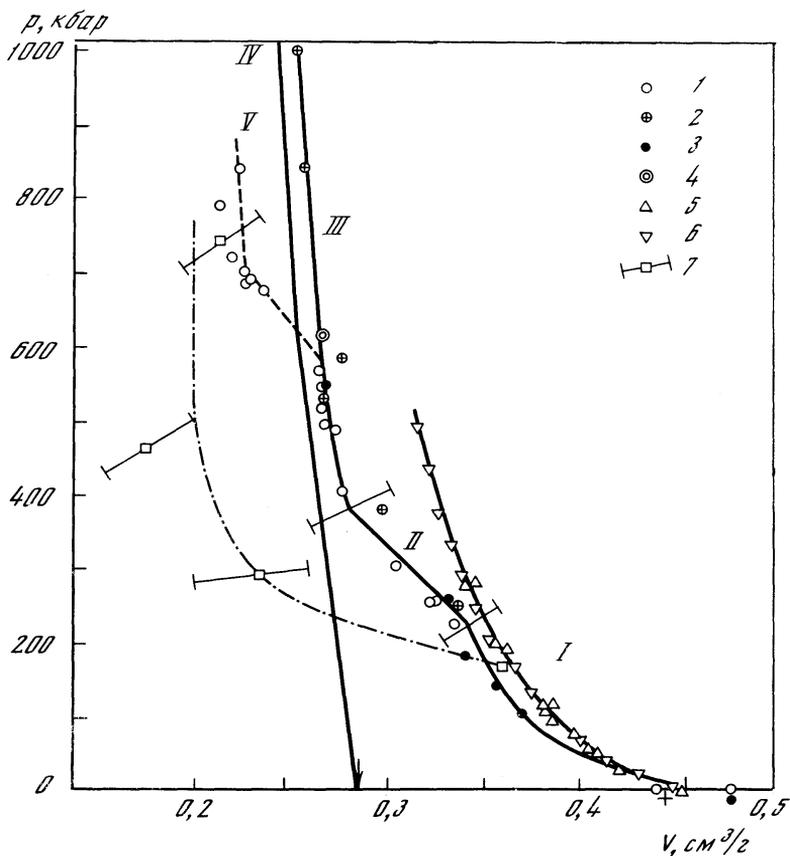


Рис. 127. Ударные адиабаты углерода

1-4 - графита: 1 - [91], 2 - [52], 3 - [34], 4 - [72]; 5, 6 - пирографита: 5 - [115], 6 - [108]; 7 - двукратное сжатие пористого графита [94]; I - область ф.н.д.; II - область смеси фаз; III - область ф.в.д.; IV - ударная адиабата алмаза; V - неподтвердившиеся данные [91] о металлизации углерода на фронте ударной волны

графит и алмаз. При давлениях в ударной волне более 400 кбар ударная адиабата становится крутой, что можно трактовать как полный переход графита в ударной волне в алмаз. Данные Б. Алдера и Р. Христиана при давлениях меньше 600 кбар были многократно проверены [34, 52] и в целом подтверждены. Получение ударной адиабаты алмаза [52] показало, что крутая ветвь ударной адиабаты графита идет параллельно ударной адиабате алмаза, но при равных давлениях удельный объем ударно-сжатого графита остается примерно на $0,01 \text{ см}^3/\text{г}$ больше, чем у ударно-сжатого алмаза. Это трактуется либо как следствие незавершенности фазового перехода, либо как свидетельство значительной дефектности материала за фронтом ударной волны. Как следует из рис. 127, по совокупности данных начало фазового перехода следует отнести к давлениям 200-250 кбар.

Все исследователи отмечают сильную релаксацию давления за фронтом ударной волны в графите, что делает весьма сложным измерение параметров ударной волны. Приходится измерять скорость ударной волны на базах различной длины и экстраполировать эти данные к нулевой толщине образца. Поэтому полная картина поведения реальных образцов углерода в ударных волнах остается еще далеко не ясной.

При давлениях больше 600 кбар Б.Алдер и Р. Христиан [91] наблюдали картину, которую они интерпретировали как второй фазовый переход в ударно-сжатом углероде - появление за фронтом ударной волны фазы металлизированного расплавленного

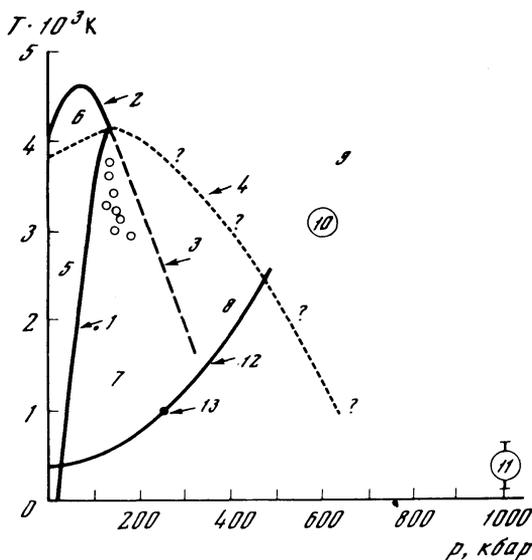


Рис. 128. Фазовая диаграмма углерода в координатах p – T

1 – граница графит–алмаз; 2 – кривая плавления графита; 3 – ее экстраполяция в метастабильную для графита область; 4 – оценка границы области металлизации углерода [91]; 5 – область стабильного графита и метастабильного алмаза; 6 – область отжига алмаза в графит; 7 – область стабильного алмаза и метастабильного графита; 8 – область устойчивого алмаза; 9 – область металлизированного углерода; 10, 11 – статические опыты по металлизации углерода [17, 150]; 12 – расчетная температура пирографита на фронте ударной волны [108]; 13 – давление и температура графита в ударной волне в точке фазового перехода; кружки – удачные опыты Ф. Банди [99]

алмаза. Хотя существование этой фазы можно предполагать по аналогии поведения углерода и его гомологов – кремния и германия, последующие эксперименты не подтвердили факта металлизации углерода за ударной волной с интенсивностью по крайней мере до 1 Мбар [34, 52]. Р.Ф. Трунин и др. [72] провели эксперимент с образцом графита толщиной 7 см при давлении на ударной волне 615 кбар и также не обнаружили металлизации. Возможной причиной ошибки Б. Алдера и Р. Христиана считается изменение скорости ударной волны на конечной базе, что при существенном затухании волны ведет к занижению скорости фронта волны и, как следствие, к завышению расчетной плотности за фронтом. Очень интересным представляется факт зависимости давления перехода графита в алмаз в ударной волне от исходной структуры графита. Ударная адиабата пиролитического графита [108, 115] (см. рис. 127) свидетельствует о том, что вплоть до 500 кбар переход пиролитического графита в алмаз не происходит. Р. Мак-Куин [165] сообщил, что при больших сжатиях (он указал на пороговое значение 400 кбар) пиролитический графит все же переходит в алмаз. До начала перехода естественного графита в алмаз ($p < 200$ – 250 кбар) ударные адиабаты естественного и пиролитического графитов очень близки (см. рис. 127). Следовательно, различие в давлении, при котором происходит фазовый переход, связано не с какими-то механическими свойствами графита, а именно с его внутренней структурой.

Чтобы более наглядно представить состояние ударно-сжатого углерода, рассмотрим его диаграмму состояния в p – T координатах (рис. 128). Диаграмма была впервые построена Ф. Банди [99] и приведена в более полном виде в статье "Алмаз" Большой Советской Энциклопедии (БСЭ. 3-е изд. М.: Сов. энциклопедия, 1970, т. 1, с. 451–454). Эта диаграмма требует некоторых комментариев. Граница между областями устойчивости графита и алмаза (см. рис. 128, 1) построена по экспериментальным данным. Граница же между областями жидкого металлизированного углерода и алмаза (см. рис. 128, 4) построена по температурным оценкам вдоль ударной адиабаты, приведенным Б. Алдером и Р. Христианом [91]. Поскольку наличие металлизации графита в ударной волне последующими экспериментами не подтвердилось, то следует, очевидно, признать ошибкой положение границы алмаз–металлизированный углерод, указанное в работе Ф. Банди [99] и воспроизведенное затем в БСЭ.

В работе, посвященной ударному сжатию пиролитического графита [115], приведены оценки температуры на фронте ударной волны (см. рис. 128, 12). Считая, что графит, переходящий в алмаз при давлениях больше 200–250 кбар, при меньших давлениях нагревается примерно также, как и пирографит, можно оценить температуру в

точке, где графит начинает переходить в алмаз за время ударного сжатия, т. е. при $p \approx 200\text{--}250$ кбар. Как видно из рис. 128, температура графита при этом составляет 1000 К (см. рис. 128, 13), что на $400\text{--}500^\circ$ больше, чем оценка Б. Алдера и Р. Христиана [91]. Не исключено, что металлизировать углерод в ударной волне можно, но при больших давлениях и температурах. Примерное представление о фазовой границе области металлизации дают две статические экспериментальные точки (10 и 11, см. рис. 128) [17, 150].

Повысить температуру на фронте ударной волны можно увеличением начальной пористости вещества. Мы нашли только одну работу, посвященную ударному сжатию пористого графита [94]. Начальная плотность графита в этих опытах составляла $\rho_0 = 0,68$ г/см³. При такой пористости очень трудно создавать в веществе ударные волны высокой интенсивности. С помощью метода вторичного сжатия ударно-сжатого вещества Р. Боде [94] смог достичь давления ≈ 800 кбар, сжимая вещество из состояния $p = 77$ кбар, $V_0 = 0,36$ г/см³. Мы пересчитали данные, приведенные Р. Боде, в p - V координаты. Результаты этого пересчета (см. рис. 127) хотя и имеют низкую точность, но позволяют считать, что при повышенных температурах углерод можно сжать до плотности ~ 5 г/см³, что близко к ожидаемой плотности металлического углерода при давлениях 500–1000 кбар.

На основании изложенного попытаемся кратко рассмотреть способы ударного получения алмазов, "выживающих" после разгрузки до нормальных условий. Ф. Банди [98, 99] показал, что в статических экспериментах p - T параметры удавшихся попыток синтеза алмазов лежат вдоль некоторой линии (см. рис. 128, 3), которую можно рассматривать как продолжение кривой плавления графита в метастабильную область. Образно говоря, необходимо разрушить кристаллическую решетку графита, чтобы за время опыта можно было бы синтезировать алмаз. При этом температура на фронте ударной волны должна быть равна 1000–1500 К. Учитывая, что вещества, испытывающие при ударном сжатии необратимый полиморфный фазовый переход с уплотнением, при разгрузке остывают не очень сильно, можно с достаточной степенью уверенности считать температуру 800–1000 К нижним пределом для углерода, разгруженного от давлений в области синтеза алмаза. Как показали исследования [2], алмазы, синтезированные взрывом, при температурах больше 1000 К, отжигаются обратно в графит. При этом следует учесть, что исследуются свойства алмазных частиц, уже испытывавших разгрузку. В то же время известно, что при синтезе алмазов выход их по отношению к исходной массе графита не превышает нескольких процентов. Нагрев вещества в ударной волне является главным препятствием для сохранения в метастабильном состоянии фаз высокого давления при разгрузке.

Если же графит входит в состав какой-либо горной породы, то могут создаться благоприятные условия для того, чтобы ударная волна большой длительности, генерированная при большом ударно-взрывном событии, смогла перевести заметную долю графита в его высокобарную модификацию. В настоящее время можно предложить два возможных механизма сохранения ф.в.д. углерода после разгрузки: 1) нагружение происходит не одной волной, а серией волн, что приближает сжатие к изэнтропическому (см. [2]); 2) имеется комбинация пород мишени, которая позволяет углероду снизить температуру, достигнутую на фронте волны, за счет теплоотдачи в соседние с ним, более холодные минералы в моменты времени, когда давление еще не успело упасть. Из-за малой теплопроводности горных пород второй механизм требует очень медленного спада давления во времени.

IV.1.8. О динамической однородности горных пород

Поскольку горные породы состоят из различных по сжимаемости минеральных зерен, при ударном сжатии горных пород можно было бы ожидать возникновения и преломления ударных волн на границах раздела минеральных составляющих различной динамической жесткости. В принципе подобная неоднородность материала может при-

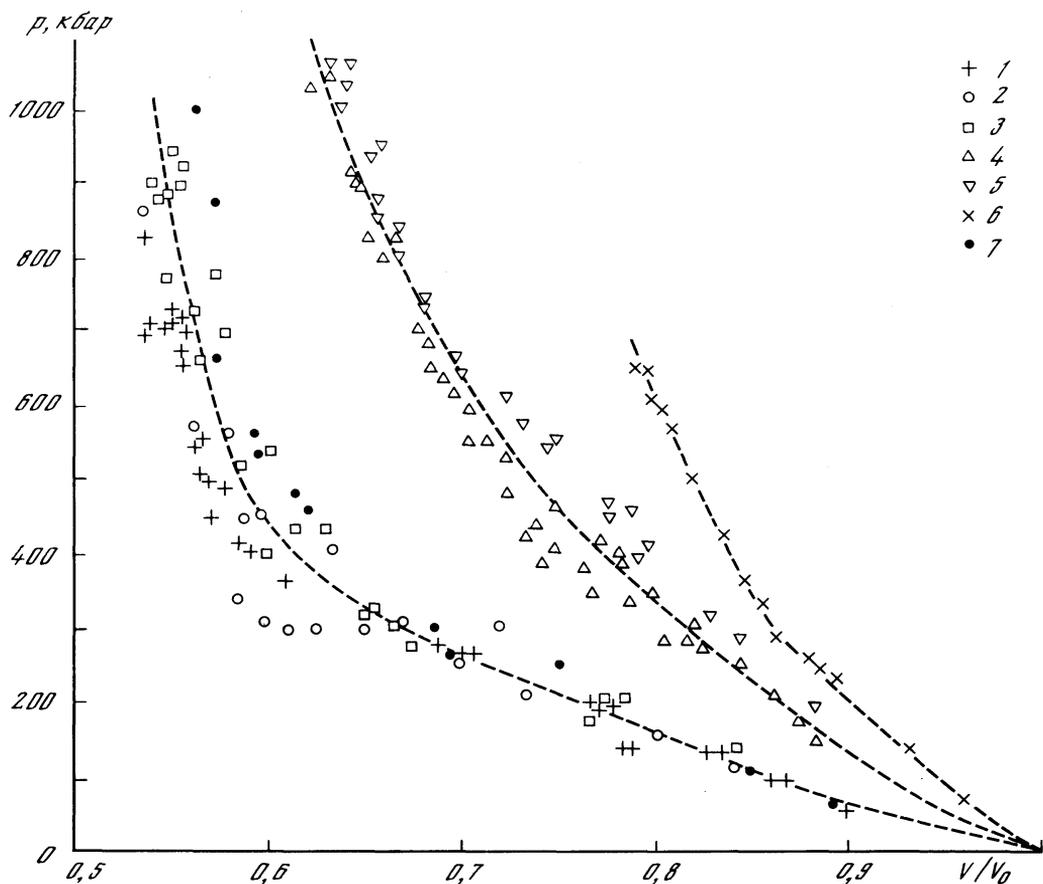


Рис. 129. Ударные адиабаты минералов в координатах $p-V/V_0$.

1 — кварц; 2 — калиевый полевой шпат; 3 — плагиоклаз; 4 — пироксены; 5 — оливины; 6 — гранат; 7 — углерод

водить к "размазыванию" фронта ударной волны до ширины порядка среднего размера минеральных зерен.

Чтобы оценить степень различия динамической сжимаемости основных породообразующих минералов, рассмотренных выше, обратимся к рис. 129, на котором показана зависимость давления p ударной волны от относительного сжатия вещества V/V_0 . Рассмотренные в данном разделе минералы по относительной сжимаемости можно разделить на две основные группы: хорошо сжимающиеся (кварц, полевые шпаты); плохо сжимающиеся (оливин, пироксен). Конечно, отдельные минералы могут обладать еще меньшей сжимаемостью, как, например, гранат (см. рис. 129). Динамическая жесткость этих минералов сравнивается на рис. 130, показывающем зависимость давления на фронте ударной волны от массовой скорости движения вещества за фронтом. Как отмечалось в главе I, сходство или различие $p-U$ диаграмм определяет наличие или отсутствие значительного отражения ударных волн на границе различных веществ.

Поведение отдельных минералов в ударной волне определяет суммарные свойства горной породы в целом. Поэтому представляется уместным ввести на основании данных, показанных на рис. 129, 130, понятие динамически однородных и неоднородных пород, состоящих соответственно из похожих и непохожих по динамическим свойствам минералов. Тогда, как уже отмечалось, гранит (кварц + полевой шпат) можно считать динамически однородной горной породой, а диабаз (полевой шпат + пироксен) — ди-

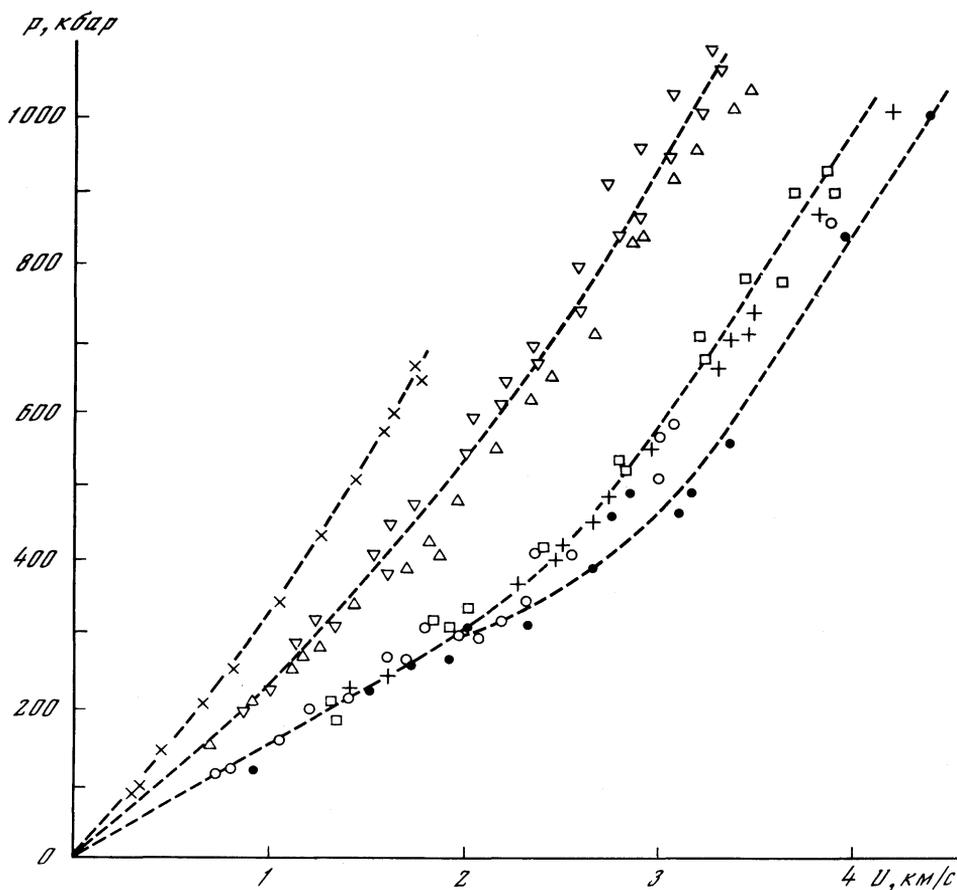


Рис. 130. Ударные адиабаты минералов в координатах $p-U$
Условные обозначения те же, что на рис. 129

намически неоднородной. На основании этого можно ожидать, что между картинами повреждения полевых шпатов в гранитах и в диабазах при одном и том же давлении в ударной волне будут наблюдаться различия, связанные с наличием или отсутствием динамически более жесткого окружения. На этом фоне углерод, как показано на рис. 129, 130, тяготеет к группе легко сжимаемых кварца и полевых шпатов. Было бы интересно проанализировать влияние различного по динамической жесткости окружения на фазовые переходы в графите при ударном сжатии, однако эта тема выходит за рамки настоящей работы.

IV.2. СПЕЦИФИКА МИНЕРАЛЬНОГО СОСТАВА ИМПАКТИТОВ

В земных импактатах подавляющая масса слагающих их минералов — это обычные породообразующие минералы земной коры. Однако при внимательном исследовании среди них почти всегда удается выявить следы ударного процесса в виде характерного изменения свойств обычных минералов или появления новых минеральных фаз. Вызванные ударом преобразования в минералах с изменением их свойств, не сопровождаемые полиморфными переходами, получили в литературе название диаплектовых преобразований, а минералы с характерными признаками — диаплектовых минералов (от греч. "диа" — пере, полное завершение действия и "плектос" — плетеный, витой, крученный [126]). Иногда такие минералы называют также тетоморфными (от греч.

”тетомай” – не иметь, лишиться и ”морфос” – форма [102]). Новые минеральные фазы в импактитах – это реликты образованных в стадию сжатия в ударной волне фаз высокого давления (высокобарных минералов), которые, как показывают экспериментальные данные и результаты геологических наблюдений, требуют для образования таких высоких давлений, которые не реализуются в условиях земной коры в обычных геологических процессах. Обнаружение таких минералов при учете минерального парагенезиса изучаемой породы остается однозначным доказательством ее принадлежности к импактитам. Ударная природа диаплектовых преобразований установлена по их обнаружению в доказанных метеоритных кратерах, в частности по ассоциации с высокобарными минералами, а также на основании сравнения с экспериментальными данными.

IV.2.1. Диаплектовые минералы

Диаплектовые преобразования включают дробление минералов, развитие в них планарных деформаций и изотропизацию вещества, которые сменяют друг друга по мере увеличения ударной нагрузки. Это в конце концов может привести к вырождению кристаллического состояния вещества и превращению его в диаплектовое стекло. Для некоторых минералов не характерно превращение в диаплектовое стекло, поскольку уже при низких параметрах они разлагаются с превращением в смесь новых фаз. Диаплектовые преобразования происходят в зоне дробления, третьей (после зоны испарения и зоны плавления) от точки удара. В этой же зоне формируются и фазы высокого давления.

Наиболее слабым проявлением ударного метаморфизма является дробление минералов – развитие в них незакономерной сети трещин, как правило, без существенных смещений обломков относительно друг друга. Возможные отличия ударно-передробленных минералов от продуктов дробления под воздействием иных процессов (например, тектонических) пока не изучены. При увеличении ударной нагрузки происходит как бы упорядочение деформаций и образующиеся структуры называются планарными (или плоскостными) деформациями. Выделяются [199] четыре типа таких деформаций: 1) планарные трещины; 2) планарные элементы; 3) деформационные пояса; 4) мозаичность.

П л а н а р н ы е т р е щ и н ы (кливаж, по [101]) представляют собой открытые структуры, образующие системы с ориентировкой, параллельной кристаллографическим направлениям с малыми индексами. Трещины достаточно широкие (до 10 мкм) и сравнительно редкие (расстояние между ними до 20 мкм). Возникают они под действием раскалывающих сил [147] при давлениях, которые, по экспериментальным данным, для кварца [171] и оливина [173] не превышают 50 кбар, для плагиоклаза [89] составляют 150 кбар, для амфибола и пироксена [199] – 350 кбар. Преимущественно развиты направления $\{10\bar{1}1\}$, $\{10\bar{1}0\}$, $\{0001\}$ для кварца; $\{001\}$ и $\{010\}$ для плагиоклаза (рис. 131); $\{100\}$, $\{001\}$, $\{110\}$, $\{hko\}$, $\{hol\}$ для амфибола; $\{001\}$, $\{010\}$, $\{hol\}$ и $\{hkl\}$ для пироксена (рис. 132); $\{110\}$ и $\{210\}$ для граната (рис. 133). При этом появление планарных трещин с определенной ориентировкой зависит от направления распространения ударной волны в кристалле [147]. Под микроскопом планарные трещины нередко напоминают трещины спайности (особенно у таких минералов, как полевые шпаты, пироксены, амфиболы), отличаясь от них значительно большей плотностью и иногда (пироксены, амфиболы) выраженностью необычных для спайности в этих минералах направлений – $\{001\}$, $\{100\}$ или $\{010\}$.

П л а н а р н ы е э л е м е н т ы уже не являются трещинными, т. е. открытыми, структурами, это деформационные структуры, которые проявляются в виде параллельных зон оптических нарушений. Планарные элементы очень узки (до 1–2 мкм), имеют гораздо большую плотность, чем планарные трещины (расстояния между планарными элементами не более 2–5 мкм), и развиваются сразу по нескольким (до 10–15!) направлениям в одном зерне. Среди планарных элементов выделяют: 1) недекорированные планарные элементы – ламели (пластинки) с пониженными показате-

лями преломления, иногда почти изотропные; 2) декорированные планарные элементы — вытянутые по одному направлению цепочки включений газа или жидкости, а также незаполненных пустоток [125]; 3) гомогенные ламели, более широкие, чем недекорированные планарные элементы, и более резко ограниченные оптически изотропные пластинки [122]; 4) заполненные ламели — плоскостные структуры, заполненные двупреломляющей средой; это может быть, например, стишовит в кварце [198].

Формируются планарные элементы в результате скольжения микроблоков вещества под действием сдвиговых усилий, связанных с распространением ударных волн. Изотропные или почти изотропные ламели (типы 1 и 3), возможно, сложены стекловатой фазой, возникшей из высокобарной фазы после снятия ударного давления [200].

Ориентировка планарных элементов различна в разных минералах и, кроме того, зависит от величины ударной нагрузки. Так, для кварца (рис. 134) планарные элементы наблюдаются при давлениях 50–330 кбар и могут быть параллельны $\{0001\}$, $\{10\bar{1}3\}$, $\{10\bar{1}2\}$, $\{11\bar{2}2\}$, $\{22\bar{4}1\}$ и др. Наиболее широко распространены первые три направления, характерные для 50–150 кбар, остальные присоединяются к ним или заменяют их (по крайней мере частично) при более высоких нагрузках: $\{22\bar{4}1\}$ при 170 кбар, $\{11\bar{2}2\}$ при 140 кбар [171] и т. д. Среди первых трех направлений по мере роста нагрузки падает роль $\{0001\}$ и увеличивается доля $\{10\bar{1}3\}$ и $\{10\bar{1}2\}$. Ориентировка планарных элементов в кварце легко устанавливается измерением угла между кристаллографической осью c и нормалью к плоскости планарного элемента. Последовательность появления планарных элементов в целом совпадает с ростом этого угла: для пинакоида $c\{001\}$ угол составляет 0° , для ромбоэдров $\omega\{10\bar{1}3\} - 23^\circ$ и $\pi\{10\bar{1}2\} - 32-34^\circ$, для тригональной бипирамиды $\epsilon\{11\bar{2}2\} - 47^\circ$, для $\{22\bar{4}1\} - 80^\circ$. На гистограммах распределения углов между полюсами планарных деформаций и оптической осью кварца импактированных пород дают серию максимумов, чередующихся с минимумами. В то же время кварц из метаморфических пород имеет размытый пологий максимум в интервале $15-25^\circ$ с асимметричным "хвостом" в сторону больших углов (рис. 135). Зависимость ориентировки планарных элементов в кварце от величины приложенного давления используется в качестве достаточно простого и удобного способа оценки давлений, который испытал исследуемый образец (см., например, [179]).

Для плагиоклаза (в интервале 150–330 кбар) преобладают планарные элементы по направлениям (001) , (010) и (111) , более редки (203) , (201) , (150) , (012) и другие плоскости (всего у плагиоклаза известны более 20 направлений планарных элементов [116]). Описаны разные наборы планарных элементов в плагиоклазах из кратеров Рис в ФРГ [196], Маникуаган в Канаде [116], других канадских кратеров [180], однако не выяснено, связаны ли эти отличия с колебаниями состава плагиоклаза (андезин–лабрадор) или с величиной (и длительностью) ударной нагрузки. Планарные элементы в цветных минералах изучены плохо. Имеются лишь отдельные работы для амфибола и пироксена из кратера Рис в ФРГ [146, 200], пироксена из Маникуагана в Канаде [109], биотита из Риса [184] и Болтышского кратера на Украине [26], граната из Риса [194, 197].

В общем как для природных диаплектовых минералов из земных импактитов, ударно-метаморфизованных метеоритов [173] и лунных пород [123, 124], так и для экспериментально изученных случаев [172, 173, 151, 185, 189, 89] характерна одна и та же закономерность: чем выше ударная нагрузка, тем больше доля планарных элементов, ориентированных параллельно плоскостям, нереализуемым в обычных геологических условиях (т. е. отличных от ориентировки плоскостей спайности, двойниковых сростаний, граней и т. п.); возрастает также роль плоскостей с необычными индексами. Планарные элементы являются важным указанием на принадлежность исследуемой породы к импактиту. Однако для этого требуется их специальное изучение и, в частности, точные измерения ориентировки.

Следует подчеркнуть, что при малых ударных нагрузках планарные элементы (так же как и другие диаплектовые преобразования) не захватывают всех зерен породы. Это происходит лишь после превышения определенного предела по давлению. Так, в

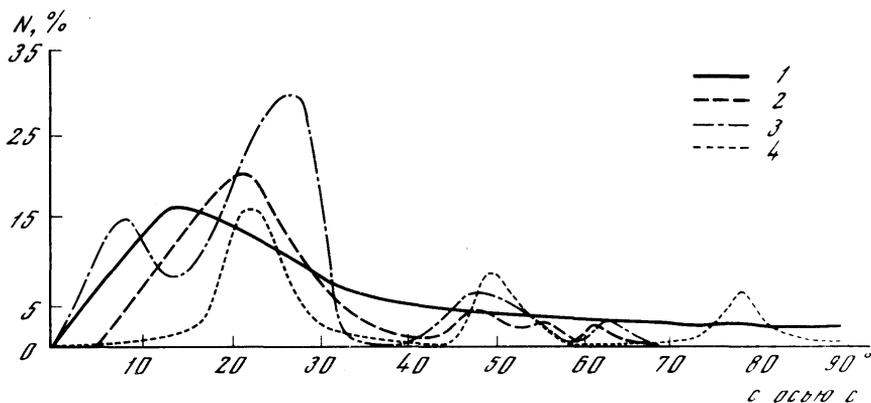


Рис. 135. Ориентировка планарных элементов различного происхождения в кварце
 1 — ламели Бема в кварце из тектонитов [14]; 2 — кварц из кратера ядерного взрыва [79];
 3 — кварц из аллогенной брекчии кратера Слейт, Канада [143]; 4 — кварц из аллогенной брекчии
 Попигайского кратера, СССР [7]

кварце из импактитов кратера Слейт в Канаде [179] при расчетной величине нагрузки 60 кбар лишь около 10% зерен имеют планарные элементы, да и то лишь по {0001}, т. е. самые низкобарные. При 90 кбар таких зерен уже около 60–70%, и только при 120–130 кбар все зерна имеют планарные элементы, а при 150–160 кбар среди планарных элементов примерно 1/2 составляет ламели, которые считаются типичными для давлений 140–160 кбар: {10 $\bar{1}$ 2}, {10 $\bar{1}$ 3}, {22 $\bar{4}$ 1} и др. Поэтому следует очень осторожно подходить к оценке давления в ударной волне по единичным зернам с планарными элементами.

Деформационные пояса — это линзо- или пластиноподобные участки кристалла, имеющие нарушенную оптическую ориентировку. Эти структуры имеют непостоянную ширину (30–300 мкм), не несут нарушений физических свойств и слабо контролируются кристаллографическими элементами. Они возникают при скольжении или вращении микроблоков кристаллического общества. Среди них выделяется три типа [199]: 1) полосы смятия, характерные для слоистых силикатов, но отмеченные также и для каркасных (кварц, полевые шпаты); 2) механические двойники; 3) деформационные пояса с диффузными границами, обычные в каркасных силикатах и имеющие непостоянную ориентировку и ширину; проявляются они в виде волнистого погасания минерала. Наиболее эффектными и легко привлекающими внимание в шлифах являются полосы смятия в слюдах (особенно биотитах), хорошо заметные и при параллельных, и при скрещенных николях (рис. 136). Реже описываются деформационные пояса в других минералах. Необходимо подчеркнуть, что этот тип планарных деформаций известен не только в импактиках. Они выявлены и в продуктах обычных геологических процессов [205], а также получены при экспериментах со статическими нагрузками [95, 148, 100]. Кроме того, они формируются в очень широком диапазоне нагрузок: полосы смятия в биотитах при 10–450 кбар [148, 199], механические двойники в амфиболах при 40–450 кбар [199] и в пироксенах при 50–400 кбар [146]. Поэтому естественно, что роль деформационных поясов в качестве критерия проявления и оценки усилий ударного метаморфизма весьма ограничена.

Под **мозаичностью** понимается неправильная картина погасания минерала в поляризованном свете, возникающая благодаря появлению разноориентированных доменов и обломков кристаллической решетки. Это явление наблюдается (как и деформационные пояса) в очень широком диапазоне ударных нагрузок (до начала фазовых переходов). Последовательность, в которой располагаются минералы по мере увеличения минимальной, необходимой для появления мозаичности нагрузки (листовые–каркасные–цепочечные силикаты–ортосиликаты), соответствует уменьшению динамической сжимаемости минералов [110, 149, 199].

Таким образом, планарные деформации, в общем будучи характерным проявлением ударного метаморфизма, не всегда позволяют четко отличать его от статических воздействий при обычных геологических процессах. Для этой цели могут использоваться лишь планарные элементы, тогда как планарные трещины, деформационные пояса, мозаичность не есть специфическая принадлежность ударного процесса и способны вводить исследователей в заблуждение.

Деформации, усиливающиеся в кристаллической решетке минералов по мере нарастания воздействия ударной волны, проявляются не только в описанных выше механических нарушениях, но и в закономерном изменении физических свойств вещества. Прежде всего это заметно для оптических характеристик минералов и особенно у каркасных силикатов. При увеличении ударного давления оптическая индикатриса минерала изменяется от эллипсоида к сфере и, хотя кристаллографические механизмы этого явления пока еще до конца непонятны [202], отчетливо устанавливается уменьшение показателей преломления (прежде всего n_g) и двойного лучепреломления, происходит **изотропизация** вещества вплоть до образования диаплектовых стекол. Так, кварц в области фаз низкого давления (см. раздел IV.1) слабо реагирует на ударные нагрузки, а затем после достижения смешаннофазной области (в интервале 260–300 кбар) его показатель преломления быстро уменьшается от 1,5487 до 1,474–1,470 (у изотропного кварца) и даже до 1,469–1,461 (у диаплектового стекла). При достижении 500 кбар и быстром снятии давления наступает плавление [202], и закаленные плавленые стекла со следами течения и пузырьками могут иметь показатель преломления около 1,458 [36].

Уменьшение показателей преломления по мере роста ударных нагрузок установлено как экспериментально, так и при изучении диаплектовых минералов в метеоритных кратерах не только для кварца, но также и для пироксена, амфибола, биотита, силлиманита, циркона. В полевых шпатах наблюдается более сложная картина, что связывают [202] с особенностями структуры этих минералов. Двойное лучепреломление падает у всех изученных минералов (кварца, плагиоклаза, калиевого полевого шпата, биотита, амфибола, пироксена, ставролита), и в поляризованном свете наблюдается картина оптически изотропного вещества. В кварце, плагиоклазе, калиевом полевоом шпате, биотите, пироксене и силлиманите зафиксированы изменения угла оптических осей, но они носят незакономерный характер, и эта величина под воздействием удара может либо уменьшаться (калиевый полевой шпат, плагиоклаз, биотит, пироксен), либо увеличиваться (кварц, силлиманит) [202].

Диаплектовые стекла кварца (рис. 137) по степени изотропизации вещества занимают промежуточное положение между диаплектовым кварцем, с одной стороны, и расплавленным стеклом – с другой. Они отличаются от первого отсутствием пиков на дифрактограммах и вырождением полос поглощения в ИК-спектре, а от вторых – меньшей крутизной и интенсивностью диффузной горки при малых углах и более "кристаллическим" характером ИК-спектра. Аналогичная картина наблюдается для калиевого полевого шпата и плагиоклаза. Все это указывает на заметное различие в структурном состоянии диаплектового и расплавленного стекла [200]. Промежуточное положение диаплектовых стекол плагиоклазового состава (рис. 138) между упорядоченными кристаллами плагиоклазов и плавленными стеклами выявлено по показателям преломления и подтверждено ИК-спектрами поглощения [185, 202, 142]. Оно также проявляется в характере перехода в кристаллическое состояние в процессе отжига. Так, расплавленный в лабораторных условиях лабрадор переходит в кристаллическое состояние при температуре 1200°C, в то время как диаплектовое стекло того же состава – при 900°C [116]. Изучение маскелинитов из кратеров Маникуаган и Западный Клируотер (Канада) показало [185], что нагревание природного маскелинита в муфельной печи в течение 2 ч при $900 \pm 20^\circ\text{C}$ приводит к восстановлению анизотропии – на рентгенограммах появляются характерные отражения плагиоклаза. В плавленых же стеклах плагиоклаз не обнаружен при нагревании в течение 2 ч при 900°C, 4 ч при 750 и 600, 18 и 36 ч при 360°C.

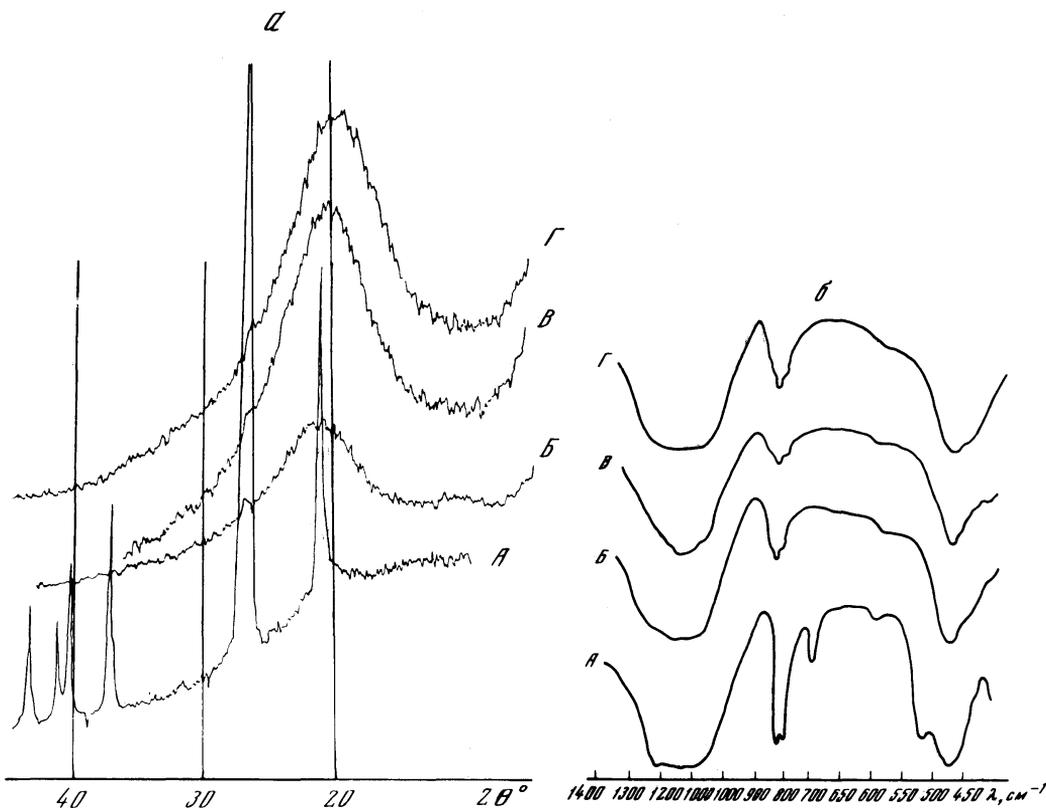


Рис. 137. Дифрактограммы (а) и ИК-спектры (б) для кварца (А), диаплектового кварцевого стекла (Б) и плавяных стекол по кварцу (В) и диаплектовому кварцевому стеклу (Г): Попигайский кратер, СССР

Ударные плавяные стекла по калиевым полевым шпатам имеют более высокие показатели преломления, чем диаплектовые и расплавленные в лабораторных условиях стекла того же состава [186]. По контрасту с соответствующими стеклами плагиоклазового состава калиевые полевые шпаты, претерпевшие ударное плавление, обнаруживают в ИК-спектрах явно более сложную структуру в полосе частот от 800 до 600 cm^{-1} , которая ранее приписывалась колебаниям связи Si—Si и Si—Al. Эта структура, вероятно, обусловлена более высокой степенью дальнего порядка, на что указывает и необычайно высокий показатель преломления этих стекол по сравнению с их плавяными аналогами. Такой эффект может быть связан с высокой вязкостью расплава калиевого полевого шпата — примерно на 2 порядка большей, чем у расплава плагиоклаза промежуточного состава [197]. Плотная структура ударных расплавок калиевого полевого шпата, возможно, отражает структурную унаследованность существовавших ранее высокобарных фаз, в то время как ударные расплавы плагиоклаза претерпевают более полную разупорядоченность [199].

Параллельно с увеличением изотропизации диаплектовых минералов уменьшается их плотность. Лучше всего это изучено для кварца. Плотность кварца магматических, метаморфических и осадочных пород (2,62–2,67 г/см^3) уменьшается до значения 2,1 г/см^3 , характерного для кварцевых стекол [40, 36]. В этом интервале плотность меняется немонотонно — трижды (при 150, 300 и 425 кбар) отмечаются скачки, которые соответствуют развитию интенсивных планарных деформаций, превращению в диаплектовое стекло и началу плавления. Близкие закономерности отмечены для олигоклаза, лабрадора и микроклина [202].

Еще одним зафиксированным, но плохо изученным типом преобразований является **термическое разложение минералов**. Оно наблюдается для биотита, ставролита, граната в брекчиях и для циркона, силлиманита и граната в расплавных импактиках. Роль давления в этом процессе остается неясной. Судя по изучению природных импактитов, биотит при нагрузках около 450 кбар разлагается с образованием магнетита и стекла [199]. В лабораторных экспериментах биотит разлагался на магнетит и санидин [29]. Повышение степени окисленности железа, наблюдаемое в этом процессе [128], очевидно, связано с выделением кислорода из ОН-групп при разрушении биотита. Аналогичный процесс, вероятно, имеет место и для ставролита [74] (рис. 139). В обломках гранатовых гнейсов из кратера Рис зафиксировано разложение граната на ортопироксен и шпинель [194] вдоль планарных трещин. В тагамитах Попигая описан переход железистого ($f = 70$) граната (в обломках гранат-биотитового гнейса) в ассоциацию оливин ($f = 75$) + герцинит ($f = 60$) + кордиерит ($f = 45$). Здесь же известны замещения силлиманита кварцем и муллитом [46]. Во многих кратерах зафиксировано разложение циркона на бадделеит и кварц [117], в Болтышском – на кварц и кубическую модификацию ZrO_2 [15]. Термическое разложение минералов происходит при меньших ударных нагрузках, чем превращение в диаплектовое стекло. Однако у одних минералов (биотит, ставролит) это наблюдается при сравнительно низких параметрах, до общего плавления породы, тогда как другие минералы, например весьма устойчивые к ударно-метаморфическим преобразованиям гранат, силлиманит и циркон, очевидно, разлагаются уже после плавления породы, при термическом воздействии импактного расплава на фрагменты минералов и пород.

При изучении диаплектовых минералов необходимо учитывать заметное влияние типа, количества и геометрической формы сосуществующих фаз на ударную историю отдельного минерала в составе минерального агрегата. Выше отмечалось (см. раздел IV.1.6), что различия в жесткости сосуществующих фаз являются причиной возникновения местных напряжений при взаимодействии с ударной волной. Более того, результирующая нагрузка достигается за счет многократного отражения и преломления ударной волны [204, 202], и вследствие этого отдельные кристаллы в полиминеральных агрегатах и даже кристаллы одного состава поликристаллических веществ имеют различную ударную историю. На развитие диаплектовых преобразований влияет то, что при ударном сжатии полиминеральных смесей менее плотные и более сжимаемые фазы деформируются сильнее, чем более жесткие фазы. Величины акустической жесткости (в 10^6 г/см² с) для некоторых главнейших породообразующих минералов [14] – щелочного полевого шпата (1,5), кварца (1,6), среднего и основного плагиоклаза (1,7), слюд (1,6–1,7), пироксенов и амфиболов (2,4–2,6), оливинов (2,6–2,8), гранатов (3,5–3,6) – хорошо объясняют, почему, например, в ксенолитах гранат-биотитовых гнейсов [7] гранат сохраняет свои свойства, тогда как остальные минералы полностью превращены в диаплектовые стекла.

Таким образом, диаплектовые преобразования в минералах являются характерным признаком ударного метаморфизма, поскольку их комплекс в целом не наблюдается ни при каких других геологических процессах в земной коре и верхней мантии. Несмотря на недостаточную изученность этих изменений, они позволяют идентифицировать ударные структуры и даже определять направление распространения ударной волны по нарастающему или убывающему тому или иному признаку, а также решать некоторые другие вопросы при картировании астроблем. Вместе с тем следует подчеркнуть, что оценки давлений, сделанные по уровню диаплектовых преобразований, до сих пор основаны на результатах лабораторных экспериментов, и есть основания думать, что для природных кратеров большого масштаба они являются завышенными (тем сильнее, чем крупнее кратер).

IV.2.2. Высокобарные минералы

К настоящему времени в земных импактитах выявлены высокобарные полиморфные модификации кремнезема и углерода. Другие минералы высоких давлений, полученные экспериментально или известные в метеоритах (например, шпинелеподобные полиморфы оливина – γ -оливин (рингвудит) и β -оливин), в земных импактитах не найдены.

Для кремнезема известны две полиморфные модификации – коэзит и стишовит; некоторые диагностические характеристики их приведены в табл. 10, где для сравнения даны те же сведения для кварца. Прямое определение коэзита и стишовита в горных породах, как правило, практически невозможно из-за крайне низких содержания этих минералов (обычно составляющих в породе доли процента). Поэтому приходится прибегать к обогащению проб, используя для этого отношение полиморфов кремнезема к сильным кислотам. Пробы обрабатываются смесью из 2/3 5%-ной HF, 1/6 5%-ной HNO₃ и 1/6 5%-ной H₂SO₄, в которой растворяются кварц, полевые шпаты, цветные минералы, различные силикатные стекла, тогда как коэзит почти нерастворим, а стишовит сохраняется полностью [198]. Предложена также модификация этого метода с центрифугированием концентрата в тяжелых жидкостях [26].

Коэзит известен в метеоритных кратерах, где он и был впервые обнаружен в породе [105, 207], в фульгуритах [36, 65] и в мантийных эклогитах [58, 193]. Он также встречен в породах кратеров, образованных искусственными взрывами химических и ядерных веществ. Такая широкая (среди высокобарных фаз) распространенность коэзита объясняется сравнительно невысокими давлениями, при которых он возникает из кварца, – 34 кбар при 1300°C (в статических условиях в лабораторных экспериментах). Именно с этим связано присутствие коэзита в виде включений в алмазах из кимберлитовых трубок или в мантийных эклогитах в ассоциациях с гранатом и омфацитом, образующимися при $T \approx 1200^\circ\text{C}$ и $p \approx 40$ кбар [58]. Динамические условия формирования коэзита рассмотрены ранее (см. раздел IV.1). В породах метеоритных кратеров коэзит в шлифах обнаруживается далеко не всегда, чаще всего он устанавливается рентгеновскими методами или с помощью ИК-спектроскопии в концентрате после растворения. В некоторых случаях (кратеры Метеор в США, Рис в ФРГ, Попигаи, Жаманшин и Эльгыгытгын в СССР и др.) коэзит наблюдался в шлифах в виде агрегатов в диаплектовом кварцевом стекле, размеры их 100–200 мкм, но могут достигать и 1,0 мм [50]. Отдельные зерна в таких агрегатах имеют размеры менее 1 мкм. Форма агрегатов округлая, почковидная или прожилкообразно-вытянутая вдоль трещин. Прожилки коэзита имеют поперечно-волоконистое строение. Трещины с коэзитом могут иногда образовывать в диаплектовом кварцевом стекле радиально-лучистый или концентрический узор (рис. 140, 141). Отмечено также волнисто-секториальное погасание коэзитовых агрегатов. Описаны угловатые зерна коэзита, розетки из игольчатых кристалликов до 100 мкм длиной [163]. Обычно коэзит в шлифах бесцветен, но иногда коричневатый или даже (изредка) непрозрачный [153]. Для отличия от минералов, дающих похожие выполнения в трещинах (монтмориллонит, кристобалит, кварц), необходимо проверить величину показателя преломления.

Коэзит, по крайней мере иногда, развивается по времени позже стишовита. Это следует из приуроченности его к трещинам, секущим планарные элементы со стишовитом [122, 198]. Известны также явления замещения стишовита коэзитом [163]. С другой стороны, В.Л. Масайтисом и др. [50] описано пересечение коэзитовых агрегатов лешательеритом, что указывает на возникновение коэзита до начала плавления кварца. Аналогичный вывод для коэзита из кратера Жаманшин сделан С.А. Вишневым и Н.А. Пальчик [19]. Таким образом, определяется время формирования коэзита в процессе развития ударно-взрывного события: после стишовита, очевидно возникающего в стадии сжатия, но до плавления кварца в стадии разгрузки.

Как уже отмечалось в разделе IV.1, при высоких температурах разгрузки коэзит переходит в кварц. Например, при статическом $p = 21$ кбар и 1000°C этот переход завершается за 1 ч [30]. При малых давлениях, что характерно для импактитов, уже испы-

Т а б л и ц а 10
Высокобарные полиморфные модификации кремнезема

Минерал	α -Кварц	Козсит	СТИШОВИТ
Сингония	Тригональная	Моноклинная	Тетрагональная
Плотность, г/см ³	2,63–2,67	2,92–3,01	4,35
n_g	1,553	1,597–1,604	1,826–1,845
n_p	1,544	1,593–1,599	1,799–1,800
$n_g - n_p$	0,009	0,003–0,005	0,027–0,045
Диагностические межплоскостные расстояния, Å		3,52–3,53	
		3,42–3,44	
	3,34	3,32–3,34	2,95–2,96
		3,097–3,099	1,980–1,981
	1,813		
	1,539		
Диагностические полосы поглощения на ИК-спектрах, см ⁻¹			1,530
	455		
		561	560
		600	
		683	628
		885	
		949	
	1078		
	1161		
Реакция с 5%-ной HF	Растворяется	Очень слабо растворяется	Не растворяется

тавших разгрузку, этот переход осуществляется еще быстрее. Однако в тех случаях, когда происходит достаточно быстрое остывание (закалка), коэзит может сохраняться геологически неограниченное время. Так, самый древний коэзит обнаружен в кратерах Вредефорт в ЮАР с возрастом 1970 ± 100 млн. лет [163] и Янисьярви в СССР с возрастом около 700 млн. лет [128]. Правда, в этих случаях содержание коэзита даже в самых богатых им образцах не превышает 1–3%, тогда как в породах из более молодых кратеров оно может быть выше и в отдельных образцах достигать по отношению к кварцу 7% (Попигай [50]), 30 (Аризона [153]) и даже 40% (Рис [198]).

СТИШОВИТ в настоящее время обнаружен на Земле в семи метеоритных кратерах – Метеор, США [106], Рис, ФРГ [122], Попигай, СССР [21, 22], Вредефорт, ЮАР [163], Янисьярви [128], Эльгыгытгын [27] и Логойском [28], СССР. Во всех этих случаях стишовит находится в импактированном кварце. В экспериментах образование стишовита наблюдалось также при разложении в условиях высоких давлений и температур кианита [160], ортоферросилита [170], клиноэнстатита [161]. В природе такой стишовит пока не найден, так как необходимые для этого давления (120–200 кбар) и температуры (1000–1500 °С) вне кратеров реализуются лишь в верхней мантии на глу-

бинах 350 км и более [134], а кратеры с породами мишени, содержащими в больших количествах перечисленные минералы, пока не известны.

В метеоритных кратерах стишовит фиксируется в диаплектовых кварце и стекле. Он декорирует планарные элементы (кратер Рис) или образует одиночные зерна и розетки игольчатых кристаллов (кратер Вредефорт). В остальных кратерах под микроскопом он не наблюдался, и потому морфология его выделений неизвестна. Размеры выделений стишовита варьируют от долей микрометра (Попигай [22]) до ≤ 10 мкм (Вредефорт [163]). В последнем случае относительная крупность выделений, возможно, связана с большими размерами кратера и соответственно с относительно большей длительностью ударной нагрузки. Стишовит в статических условиях переходит в низкобарные модификации кремнезема в течение 3 дней при температурах всего около 250°C [134], и поэтому можно думать, что для его сохранения еще более, чем для коэзита, необходимы закалка, а также отсутствие последующей обработки гидротермальными растворами. С редкостью таких условий в метеоритных кратерах, вероятно, и связаны редкая встречаемость и относительно низкие содержания стишовита — даже в тех образцах из кратера Рис, где количество коэзита (относительно кварца) достигает 40%, стишовита — не более 4% [198]; для Аризонского кратера С.В. Кифер [153] приводит значения соответственно более 30 и менее 1%.

Отметим еще раз, что, хотя в статических условиях образование коэзита из кварца начинается при 25–30 кбар, а стишовита — при 90–100 кбар, в динамических условиях заметные их количества появляются при 150–350 кбар, когда превышение давления как бы компенсирует нехватку времени на протекание перехода. Кварц, разгруженный от таких ударных давлений, переходит в диаплектовое кварцевое стекло, а именно поэтому к нему приурочены наибольшие количества высокобарных полиморфов кремнезема.

Подводя итоги краткому рассмотрению нахождения в кратерах высокобарных фаз кремнезема и углерода, следует отметить, что они являются важным доказательством ударного происхождения астроблем, так как они либо не возникают в условиях земной коры (стишовит, лонсдейлит), либо, образуясь в низах коры или верхних горизонтах мантии, четко отличаются от ударных по парагенетическим ассоциациям минералов (коэзит, алмаз).

IV.3. ПЕТРОГРАФИЧЕСКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ИМПАКТИТОВ

Петрографическое изучение импактитов началось еще в конце XIX — начале XX в., когда о существовании на Земле крупных ударных структур геологи и не подозревали, а несколько известных тогда относительно небольших метеоритных кратеров рассматривались как природные курьезы. Случайно встреченные при геологических исследованиях продукты ударного дробления относились к тектоническим, вулканическим или экзогенным брекчиям, а продукты ударного плавления принимались за вулканические породы. Следует, однако, отметить, что уже тогда исследователи нередко отмечали необычный характер этих пород (см., например, [68, 127]). По мере выявления и исследования ударных кратеров стали совершенствоваться и петрографические методы изучения импактитов, был введен ряд новых терминов и появились соответствующие петрографические классификации. Однако в этих вопросах существует еще много неясностей.

Для общей классификации импактитов целесообразно использовать два признака — интенсивность преобразования вещества в ударном процессе и степень его перемещения (табл. 11). Первый признак дает возможность выделить три группы пород, возникших соответственно при дроблении, плавлении и перемешивании продуктов дробления и плавления. Вторым признаком позволяет отделить аутигенные образования, не испытавшие существенных перемещений и залегающие в пределах цоколя метеоритного кратера, от аллогенных, испытавших перемещение и отложенных как в кратере, так и за его пределами, иногда за десятки и сотни километров от него. Эта классификация является сильно упрощенным отражением природного многообразия продуктов ударного

Т а б л и ц а 11
Общая классификация импактитов

Интенсивность преобразования	Степень перемещения материала	
	не перемещенные	перемещенные
Дробление	Аутигенные брекчии, катаклазиты	Аллогенные брекчии
Плавление	Псевдотахиллиты	Тагамиты, тектиты и др.
Смешанные образования	—	Зювиты

процесса, но на данной стадии знания, в качестве первого шага, такое упрощение необходимо. Схема залегания главнейших типов импактитов дана на рис. 142.

Для дальнейшей классификации в соответствии с традициями петрографии и литологии обычно используются такие качественные и количественные структурно-текстурные признаки, как характер обломков и продуктов раскристаллизации, их размеры, тип цемента, взаимоотношения между различными компонентами породы и т.п. [32, 48, 77, 103, 119–121, 145, 159, 201]. Кроме того, в качестве классификационного критерия могут также служить некоторые особенности процесса формирования породы. Так, ударное сжатие рыхлых пористых пород может приводить к их литификации с образованием монолитных пород, которые иногда называют псевдобрекчиями.

Поясним значение некоторых используемых в табл. 11 и в дальнейшем изложении терминов петрографической номенклатуры импактитов. Очевидно, что для группы обломочных пород термины "аутигенная брекчия" и "аллогенная брекчия" специальных пояснений не требуют, за тем исключением, что обломочные импактиты обычно называются брекчиями независимо от того, литифицированы они или нет.

Породы — продукты ударного плавления независимо от конкретного механизма плавления будут называться расплавленными импактитами. Этот термин является родовым для группы расплавленных пород. Он соответствует широко используемому в англоязычной литературе термину "impact melt" — ударный расплав. Сюда относятся стекла, неполно- и полнокристаллические породы, имеющие разные условия залегания и механизмы образования. Ниже будут охарактеризованы входящие в группу расплавленных импактитов псевдотахиллиты, тагамиты и тектиты.

Термин "псевдотахиллиты" применяется к маломощным дайкам, прожилкам и линзочкам расплавленных пород, встречающимся в аутигенных брекчиях кратерного дна и глыбах, входящих в состав аллогенных брекчий. Термин был предложен С. Шэндом [187] для ветвящихся прожилков стекловатой породы с многочисленными ксенолитами вмещающих гранитов и метаморфических пород в кольцевой структуре Вредефорт, ныне относимой к астроблемам. Позднее этот термин широко применялся для обозначения стекловатых пород, развитых в виде линз и прожилков

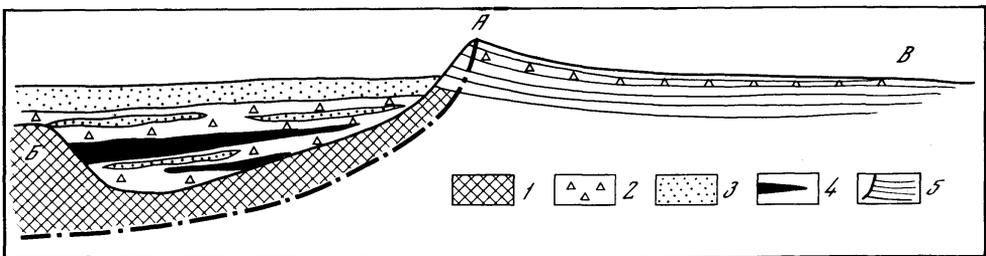


Рис. 142. Схема залегания главнейших типов импактитов в метеоритных кратерах

1 — аутигенная брекчия; 2 — аллогенная брекчия; 3 — зювиты; 4 — пластовые тела расплавленных импактитов; 5 — вмещающие породы (породы мишени); А — вал кратера; Б — центральное поднятие; В — закратерные выбросы

среди пород докембрия [51], в основаниях тектонических покровов [164] и в крупных разрывных нарушениях [131]. В структуре Вредефорт было доказано ударное происхождение этих пород [113].

Термин "тагамит" (по гряде Тагаама) введен В.Л. Масайтисом [47] для обозначения расплавных пород массивного сложения в кратере Попигай. Первоначально предложенный как местное название этот термин в советской литературе стал постепенно использоваться для описания подобных пород и в других ударных кратерах.

Термин "тектит" уже давно используется для обозначения относительно небольших образований специфической формы, сложенных кислым силикатным стеклом. Тектиты до недавнего времени считали особой разновидностью метеоритов. В настоящее время, по крайней мере для части тектитов, показана их генетическая связь с ударными кратерами.

Группа смешанных пород представлена разнообразными зювитами. Этот термин был введен в русскую литературу В.Л. Масайтисом [48] и взят из немецких описаний кратера Рис, где им обозначали обломочные породы, содержащие продукты ударного плавления пород мишени. По классификации В.Л. Масайтиса, которой в данном случае следуем также и мы, к зювитами относятся обломочные породы с содержанием стекла не менее 10%, тогда как зювиты кратера Рис содержат, как правило, 1–5% стекла.

Ниже приводится описание основных типов импактитов. Следует отметить, что, кроме них, существуют различные переходные разности между расплавными, обломочными и смешанными породами. Классификация и номенклатура этих пород пока не разработана.

IV.3.1. Аутигенные брекчии

К аутигенным брекчиям относятся передробленные породы мишени, в которых взаимные перемещения слагающих их обломков не столь значительны, чтобы вызвать перемешивание различных существовавших до удара типов пород. Обычно можно легко определить, по какой породе образованы аутигенные брекчии. Неперемешанный характер материала аутигенных брекчий, в смысле происхождения его из одного (в каждом конкретном случае) источника, дает основания говорить об аутигенных брекчиях как о мономиктовых породах. Аутигенные брекчии являются частью цокольного комплекса. Они слагают истинное дно кратеров, а в крупных структурах они также развиты в центральных горках и кольцевых поднятиях. По мере удаления от точки удара они сменяются зоной трещиноватых пород (сложенную катаклазитами), а затем ненарушенными породами мишени. Залегание аутигенной брекчии часто, особенно в крупных кратерах диаметром в десятки километров, нарушается дайкообразными телами аллогенных брекчий мощностью в десятки сантиметров—первые метры, возникшими, очевидно, при заполнении трещин в кратерном дне перемешанным и перемешанным обломочным материалом.

Аутигенные брекчии представляют собой агрегат разнообразных по размеру обломков, сцементированных более мелким перетертым обломочным материалом. В результате развития тонкой трещиноватости они нередко сильно осветлены и имеют белесый цвет.

Для этих пород характерна линзовидно-полосчатая, пятнистая, иногда псевдофлюидальная текстура. Вдоль поверхностей крупных блоков в этих породах иногда наблюдаются маломощные линзы псевдотахиллитов.

По размерному составу обломков аутигенные брекчии могут быть отнесены к горной муке (размер обломков до 2 мм), дресвяной (0,2–1,0 см), щебенчатой (1–20 см), глыбовой (0,2–1 м) брекчии и мегабрекчии (1–100 м) [48]. Следует, однако, отметить, что в целом вопросы granulometрии брекчий изучены пока недостаточно. При отнесении брекчий к той или иной размерной категории нередко говорится о "преобладающей части обломков", само преобладание и размерный состав которой оцениваются зачастую приблизительно — без измерений. В то же время есть основания думать, что различ-

ные по происхождению брекчии могут отличаться некоторыми особенностями гранулометрического состава.

В аутигенных брекчиях, испытавших достаточно большие ударные нагрузки, что типично для центральных горок крупных кратеров, например для кратера Западный Клируотер (см. раздел III.7), наряду с явлениями дробления исходных пород и слагающих их минералов отмечаются присутствие ударно-витрифицированного полевого шпата — маскелинита и развитие планарных структур в кварце. По мере удаления от точки удара степень интенсивности ударного воздействия уменьшается. Признаки диаплектовых преобразований выражены слабо и нередко неотличимы от деформаций, возникающих при тектонических процессах. Характерным признаком ударного процесса здесь является отсутствие зеркал скольжения, обычно широко развитых в тектонических брекчиях и свидетельствующих о направленном перемещении блоков вещества. Поэтому поверхность выходов аутигенных брекчий имеет изотропно-комковатый вид (рис. 143).

Для аутигенных брекчий характерно присутствие конусов разрушения. Они развиты также в обломках, слагающих аллогенные брекчии, и вообще являются хорошим и легко обнаруживаемым признаком удара. Конусы разрушения (иногда их называют конусами сотрясения) представляют собой специфические поверхности раскола в породах, подвергшихся воздействию ударной волны: выпуклые, близкие к коническим поверхностям, покрытые ельчатыми, дихотомически ветвящимися бороздами (рис. 144). Размеры конусов колеблются от 1–2 см до 15 м (Кентленд [158]). Вершинный угол конусов составляет от 15 до 122° и зависит от механических свойств пород мишени. В мягких однородных породах (алевролиты, известняки) он меньше, в жестких кристаллических породах больше. Максимальные величины (90–122°) зафиксированы в докембрийских кристаллических породах мишени кратера Вредефорт [132]. В Карском кратере (Полярный Урал) в среднезернистых песчаниках конусы имеют вершинный угол 65–70°, в мелкозернистых песчаниках — 30–35°, в тонкозернистых песчаниках и алевролитах — 15–20°. В кварцевых диоритах Цедар Сити (Юта, США) при экспериментальных взрывах были получены конусы высотой до 0,5 м с вершинным углом 90° [181].

По имеющимся данным, типичные конусы разрушения формируются при ударных нагрузках 20–200 кбар [168]. Полевые наблюдения [114, 195] и экспериментальные исследования [181, 183] показывают, что конусы разрушения образуются при взаимодействии ударной волны со свободными поверхностями и поэтому начинаются от трещин, границ пластов или иных поверхностей нарушения сплошности породы. При этом вершина конуса обычно обращена к точке удара, а его ось приблизительно перпендикулярна фронту ударной волны. Поэтому если породы не испытывали последующих перемещений, ориентировка конусов разрушения может быть использована для определения местоположения точки удара, и, наоборот, если известно положение точки удара (обычно это геометрический центр кратера на уровне доударной поверхности), то ориентировка конусов может быть использована для выявления последующих перемещений пород в бортах и дне кратера [168].

IV.3.2. Аллогенные брекчии

Аллогенные брекчии сложены продуктами дробления пород мишени, испытавшими существенные перемещения относительно места их первоначального залегания. Это определяет перемещанный (полимиктовый) характер слагающего их материала, что, в частности, выражается в присутствии в одном образце обломков пород, испытавших ударные преобразования различной степени, вплоть до плавления. При содержании расплавленных стекол не менее 10%, в соответствии с принятой классификацией, породы относятся к зювитам. Мономиктовые разности со слабо выраженными явлениями перемещения представляют собой переходную ступень к аутигенным брекчиям.

Аллогенные брекчии являются частью коптогенного комплекса, объединяющего аллогенные брекчии и расплавленные импактиты чаши кратера с аллогенными брекчиями

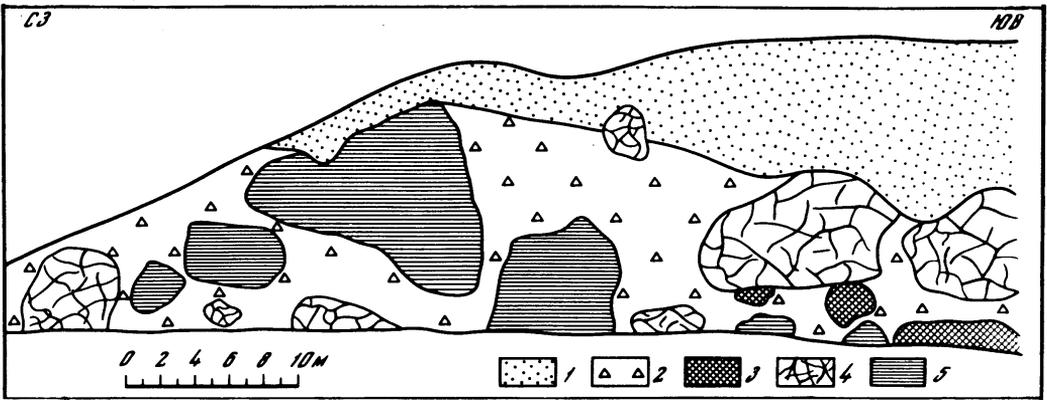


Рис. 146. Выходы мегабрекчий в обрыве правого борта р. Кары; южная часть Карского кратера, СССР

1 – зювиты; 2 – крупнообломочная аллогенная брекчия (цемент мегабрекчий); 3 – интенсивно брекчированные и трещиноватые песчаники пермского возраста (в глыбах); 4 – глыбы аутигенной брекчий по пермским осадочным породам; 5 – переослаивание пермских песчаников и алевролитов (в глыбах)

выбросов из кратера. Внутрикратерные аллогенные брекчии залегают на аутигенных брекчиях кратерного дна и перемежаются с тагмитами и зювитами. За пределами кратера аллогенные брекчии слагают насыпную часть вала и зону закратерных выбросов.

Аллогенные брекчии могут быть как литифицированными, так и рыхлыми породами. Так же как и аутигенные брекчии, они представляют собой агрегат разнообразных по размеру обломков в сингенетичном тонкообломочном материале (цементе) (рис. 145). Строго говоря, граница между обломками и цементом здесь условна, так как обычно зависимость частоты встречаемости обломков от их размеров имеет для этих пород вид плавной степенной функции. Сингенетичность обломочного цемента аутигенных брекчий иногда рассматривалась в качестве признака, отличающего их от нормальных осадочных пород, у которых цемент нередко эпигенетичен и является хомогенным и отличен по составу от материала обломков. Однако наложенные процессы типа цеолитизации или карбонатизации (иногда они могут быть автогидротермальными) могут стирать этот признак отличия.

Более надежным указанием на специфику процесса является присутствие следов ударного воздействия в обломках – конусы разрушения, диаплектовые минералы, высокобарные фазы, следы плавления. Нередко, например в кратерах Рис, Попигайском и Карском, глыбы и более мелкие обломки в аутигенных брекчиях сложены породами, аналогичными по степени ударных преобразований и внешнему облику аутигенным брекчиям – с цементной структурой, осветлением за счет тонкой трещиноватости, линзами псевдотрахиллитов. Характерно также присутствие полиминеральных диаплектовых стекол, встречающихся в виде глыб поперечником в десятки сантиметров и более (Попигай, Янисъярви). В этих образованиях полностью сохраняется внешний рисунок структуры породы (например, гнейса), но даже свежие поверхности раскола имеют характерный тусклый вид, а под микроскопом видно, что то, что макроскопически кажется зернами минералов, на самом деле есть изотропное диаплектовое стекло по тому или иному минералу.

Перемещенный характер аллогенных брекчий проявляется в том, что на поверхности относительно крупных обломков часто видны штрихи и борозды скольжения. Иногда наблюдаются текстуры обтекания крупных обломков цементом и пластические деформации вплоть до складок волочения в обломках легко деформируемых пород.

Классификация аллогенных брекчий по размерному составу обломков в принципе не отличается от таковой для аутигенных брекчий. Их разделяют на коптокласты (раз-

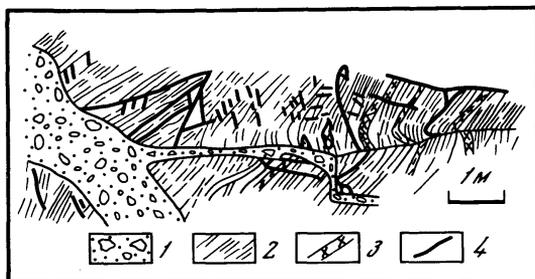
мер обломков до 2 мм), дресвяную (0,2–1 см), щебенчатую (1–20 см), глыбовую (0,2–1 м), мегабрекцию (1–100 м) и клиппеновую брекцию (более 100 м) [48]. При этом название пород должно даваться по преобладающему размеру обломков. Гранулометрическая характеристика аллогенных брекчий изучена пока слабо. Исследование аллогенных брекчий кратеров Янисъярви и Карского показало, что в довольно широком интервале размеров обломков (от миллиметров до десятков сантиметров) кумулятивная зависимость числа обломков поперечником более некоторого значения на 1 м^2 обнажения или поверхности керна может быть представлена в виде выражения

$$N_{>x} = (400-1000) \frac{1}{x^2},$$

где x — выражается в см. В то же время для аллогенных брекчий нередко отмечается перемежаемость разноразмерных брекчий, залегающих в виде языков и струй.

Рис. 147. Разветвляющаяся система даек кристаллической брекчий в гнейсах; кратер Рис, ФРГ

1 — кристаллическая брекчия; 2 — гнейсы; 3 — дайки гранитов в брекчии; 4 — разрывные нарушения



При изучении отношения минимальной видимой длины обломка к его максимальной видимой длине на примере аллогенных брекчий кратеров Янисъярви и Карского, а также продуктов однократного взрывного (10 т ТНТ) дробления гранитов было показано, что в распределении этого параметра существует мода, приходящаяся на значения 0,7–0,8 [92]. Это может, очевидно, трактоваться как указание на то, что при дроблении ударной волной достаточно различные по физико-механическим свойствам и степени пространственной изотропности породы, такие, как биотит-кварцевые сланцы (Янисъярви), песчаники и аргиллиты (Ка́ра) и граниты (экспериментальный взрыв), разрушаются на обломки с близкой геометрией.

Внутри крупных кратеров, например в Попигойском и Карском, описаны аллогенные мегабрекчии, залегающие на аутигенной брекчии. Эти мегабрекчии представляют собой агрегат крупных и гигантских глыб (размером в десятки метров), сцементированных более мелкообломочным материалом и залегающих в хаотическом беспорядке (рис. 146). В мегабрекчиях и верхних горизонтах аутигенных брекчий содержатся жилообразные тела дресвяно-щебенчатой брекчии (кластические дайки) (рис. 147) и дайки расплавленных импактитов, возникающие при впрыскивании в трещины ударного расплава (рис. 148).

Относительно мелкообломочный материал, свидетельствующий о более интенсивном дроблении, может образовываться в крупных кратерах мощные толщи. Так, центральная впадина кратера Рис заполнена мощной (600–700 м) толщей пород, которые хотя и описаны (см. раздел III.7) как зювиты, но из-за малого (1–5%) содержания обломков ударно-плавленого стекла большая часть их должна быть отнесена, по классификации В.Л. Масайтиса и др. [48], к аллогенным брекчиям.

Аллогенные брекчии насыпной части вала и закратерных выбросов разрушаются последующими геологическими процессами в первую очередь и поэтому плохо изучены. Характерные особенности их залегания были описаны в разделе III.7. Отметим, что для некоторых крупных кратеров, например для Болтышского, описано двухчленное строение выбросов. Нижний горизонт содержит более крупнообломочный материал, степень ударных преобразований которого обычно невысока (нагрузки не более 100–200 кбар). Этот крупноглыбовый материал нередко залегает в углуб-

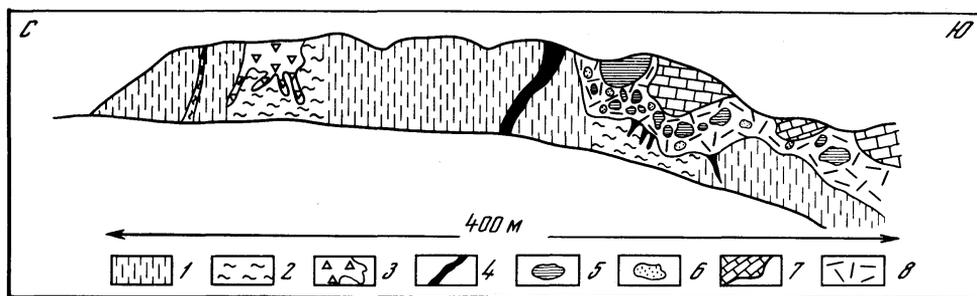


Рис. 148. Клиппен ударно-метаморфизованных гнейсов в аллогенной брекчии; Попигаийский кратер, СССР, р. Саха-Юреге [47]

1 — гнейсы; 2 — те же гнейсы, сильно импактированные, местами превращенные в горную муку; 3 — брекчированные гнейсы; 4 — линзы псевдотакхиллитов, дайки тагамитов; 5—7 — глыбы гнейсов (5), кварцитов (6) и карбонатных пород (7) в аллогенной брекчии; 8 — цемент аллогенной брекчии

лениях поверхности мишени, что трактуется как результат выпаживания при центробежном выдвигании этих глыб из кратера (Болышский, Попигаийский, Рис). Брекчии этого горизонта иногда обнаруживают полигенерационный характер: часть их обломков представлена моно- или полимиктовыми брекчиями, что указывает на несколько фаз деформации в процессе экскавации, переноса и отложения [176]. Верхний горизонт сложен более мелкообломочным материалом, обычно имеющим алевропсаммитовую размерность, встречаются отдельные глыбы поперечником до первых метров. Материал второго горизонта в среднем испытал более высокие ударные нагрузки — здесь присутствуют диаплектовые минералы, фазы высокого давления и даже стекла плавления. Контакт между этими горизонтами сложный, изобилует впадинами, карманами, кластическими дайками брекчий верхнего горизонта в материале нижнего горизонта. Иногда крупные глыбы из верхнего горизонта оказываются вдавленными на 1—3 м в нижний горизонт. Если материал выбросов достигает поверхности с достаточно большой скоростью, происходит явление, аналогичное образованию вторичных кратеров (см. раздел III.1.6), и материал, выброшенный из кратера, перемешивается с местным материалом. Выше уже отмечалось, что на расстоянии 2—3 радиусов от центра кратера Рис доля местного материала в аллогенной пестрой брекчии может достигать 90%.

В целом характер аллогенных брекчий свидетельствует об их образовании в процессе перемещения — выброса материала. Здесь имеется весь ряд переходов от полета по баллистической траектории дальних закратерных выбросов до сдвиговых и выбросо-сдвиговых деформаций в докольной части вала кратера. Есть указание на то, что нередко перемещаемый материал движется в виде потоков, на которые влияет рельеф подстилающей поверхности. Так, например, для выбросов из кратера Рис описан случай, когда направление движения материала выбросов отклоняется от радиального за счет "стекания" его в углубления в рельефе [104]. Вспомним, что аналогичные явления отмечались также для выбросов из лунного кратера Кинг (см. раздел III.1.5). Некоторые исследователи считают, что движение в виде центробежных небаллистических потоков было основным механизмом образования внутрикратерных аллогенных брекчий и нижнего горизонта закратерных выбросов [18], однако в этом вопросе еще много неясностей.

П с е в д о б р е к ч и и. Специфической разновидностью аллогенных брекчий являются псевдобрекчии, или "мгновенные" породы (instant rocks), — первоначально нецементированные рыхлые породы, литифицированные под действием ударной волны. К ним, например, относятся "песчаники", образующие глыбы поперечником в десятки сантиметров в выбросах кратера Вабар (Саудовская Аравия), которые являются результатом литификации золотого кварцевого песка пустыни [189]. Аналогичные

образования известны также в кратерах Одесса, Кентленд, Метеор, а также среди продуктов ядерного взрыва "Hard Hat" [188]. К ним относится также часть брекчий Луны.

Ударная литификация рыхлых пород является результатом дробления зерен, вдавливания их друг в друга, заполнения пор мелкими и мельчайшими обломками, плавления за счет трения по контактам зерен и сваривания их этим расплавом [188]. При искусственных взрывах в водонасыщенном аллювии такие литифицированные породы возникают при нагрузках более 200 кбар именно за счет плавления, в то время как давление до 50 кбар вызывает лишь слабую литификацию за счет механического уплотнения. В промежуточном интервале ударных нагрузок давление возникающей при этом внутрипоровой фазы водяного пара превышает прочность механически литифицированной породы и она разрушается [190, 154].

IV.3.3. Псевдотахиллиты

Термин "псевдотахиллиты" применяется к стекловатым и скрытокристаллическим породам различного происхождения. В ударных кратерах, например в Попигайском [47], псевдотахиллиты встречаются в виде линз, участков полос и жил (часто неправильно ветвящихся) в аутигенной брекчии и в крупных глыбах пород мишени в аллогенной брекчии. Псевдотахиллитовое черное стекло здесь ассоциирует с тонко перетертым обломочным материалом зон, по которым происходили подвижки отдельных глыб и блоков, как бы пропитывая этот перетертый материал. В некоторых случаях среди обломков в этих зонах смещения присутствуют разновидности пород, отличающиеся от породы, вмещающей данную жилообразную зону. Это указывает на смешанный характер брекчированного материала, на его перемещение и внедрение в трещины. Соответственно и псевдотахиллитовое стекло несет здесь признаки перемещения и приобретает инъекционный характер. В этих случаях оно обычно пористое и как бы приварено к зальбандам. Движение псевдотахиллитового материала при его образовании подчеркивается флюидальной структурой стекла. Иногда черное псевдотахиллитовое стекло образует каемки, облекающие отдельные обломки в аллогенной брекчии, "приваривая" эти обломки к окружающему цементу.

Присутствие псевдотахиллитового стекла в зонах, по которым происходили подвижки блоков, его тесная связь с тонко перетертым материалом, не испытанным достаточно высоких ударных нагрузок (не более 10–100 кбар), послужили основой для представлений о псевдотахиллитах как продуктах фрикционного плавления. Следует, однако, отметить, что уже первые порции фрикционного расплава должны являться эффективной смазкой псевдотахиллитовых жил мощностью в десятки сантиметров—первые метры. По-видимому, разогрев материала за счет трения происходил в обстановке сжатия, когда приложенное давление повысило температуру плавления минералов, а расплавился разогретый материал лишь после снятия давления, в стадию разгрузки. Оценки с учетом известных данных по теплотам плавления породообразующих минералов, их теплоемкостям и зависимостям температуры плавления от величины давления нагрузки показывают, что для этого требовались давления порядка нескольких десятков килобар, что согласуется с уровнем ударного метаморфизма обломков.

IV.3.4. Тагамиты

Тагамиты — расплавные породы массивного сложения, они представляют собой преобладающую разновидность расплавных импактитов. В отличие от псевдотахиллитов, образующих маломощные прожилки, и тектитов, которые встречаются в виде индивидуальных экземпляров, тагамиты имеют разнообразные формы залегания. Являясь частью коптогенного комплекса, они слагают пластообразные залежи в его основании и на более высоких уровнях (рис. 149), дайкообразные тела, рассекающие зювиты, аллогенные, а нередко и аутигенные брекчии, формируют жерловины и псевдопокровы (рис. 150). По-видимому, в будущем для разделения тагамитов, имеющих

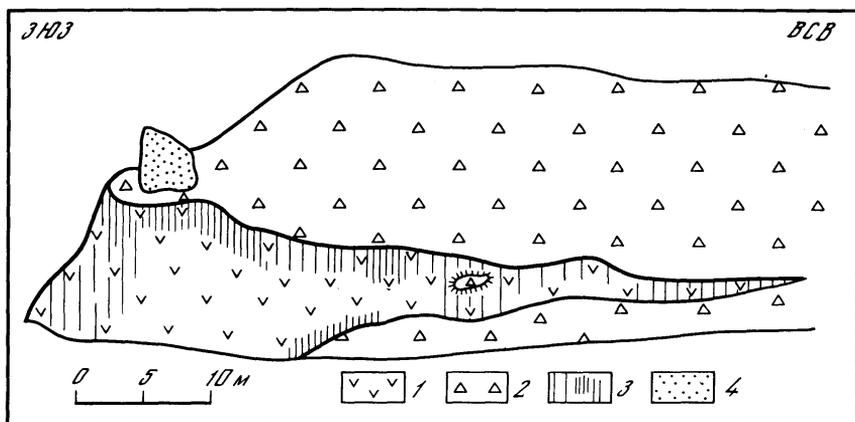


Рис. 149. Пластовое тело тагамитов в правом борту каньона р. Анарога (юго-восточная часть Карского кратера, СССР); столбчатая отдельность в тагамитах у контактов становится толще, вокруг крупного ксенолита ориентирована перпендикулярно его поверхности
 1 — тагамит; 2 — зювит; 3 — ориентировка трещин столбчатой отдельности в тагамитах; 4 — алевролит (крупная глыба в зювитах)

разные формы залегания, а также различный химический и минеральный состав и структурно-текстурные особенности, потребуется детальная разработка их классификации с введением новых терминов.

В каждом кратере все эти геологически различные группы тагамитовых тел, очевидно, образуются из одной порции расплава (зоны плавления), разобщенной при инерциальном перемещении вещества внутри будущего кратера, а в дальнейшем и за счет выдавливания расплава под тяжестью коптогенной толщи. Максимальные мощности тагамитовых тел зависят от размеров кратеров. Так, например, выше (см. раздел III.7) уже отмечалось, что в кратере Брент диаметром около 3 км придонная линза тагамитов имеет мощность около 30 м, в Болтышском кратере (20–22 км) мощность тагамитовой залежи достигает 350 м, в кратере Западный Клируотер (30–32 км) сохранившаяся от размыва часть придонной залежи тагамитов имеет мощность около 100 м. Тагамитовые тела типичны для кратеров диаметром более 3–5 км, образованных в мишенях, сложенных изверженными и метаморфическими породами. Для кратеров, образованных в осадочных (особенно в карбонатных) породах, тагамиты не характерны.

За редким исключением (Лонар, Маникуаган) осредненный химический состав пород мишени (см. главу V) у кратеров, содержащих тагамитовые тела, имеет узкий диапазон колебаний и лежит в пределах между "диоритовым" и "гранитным" составами. Поэтому структурно-текстурные особенности тагамитов и некоторые особенности их минерального состава определяются в основном условиями застывания ударного расплава, которые, в свою очередь, определяются размерами тагамитовых тел и количеством включенных в них "холодных" ксенолитов пород мишени. Для тагамитов обычно характерно довольно высокое содержание ксенолитов размером от долей миллиметра до десятков метров. Степень перемешанности ударного расплава и включенных в него обломков высокая. Под микроскопом в каждом 1 мм² шлифа породы видны мелкие обломки пород мишени, которые, судя по различной степени их ударных преобразований, в первоначальном залегании были разделены расстояниями порядка километров [175]. На нагревание, плавление и контаминацию этих включений тратится так много тепла¹, что, по оценкам [175], характерное время застывания и консолидации тагамитов обычно измеряется минутами или десятками минут, и лишь в случае достаточно мощных, но бедных ксенолитами тел оно измеряется годами до

¹ В качестве грубой оценки можно принять, что примесь 10% ксенолитов со средней температурой 200°С (ударная нагрузка порядка 100–200 кбар) снижает температуру расплава на 100°.

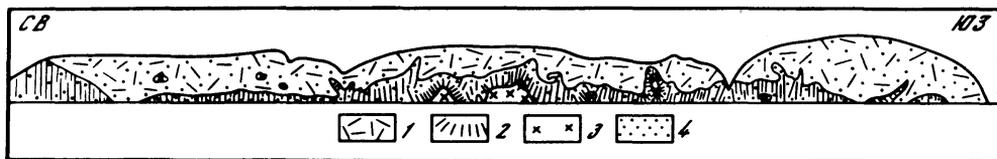


Рис. 150. Верхний контакт пластового тела тагамитов; видны многочисленные апофизы и ориентировка столбчатой отдельности в тагамитах перпендикулярно контактам с зювитами и крупными ксенолитами; Попигайский кратер, СССР, р. Рассоха ниже устья руч. Кубытыгас; протяженность обнажения около 1 км, высота до 30–40 м [47]

1 – зювиты; 2 – тагамиты; 3 – крупные ксенолиты импактированных гнейсов; 4 – мелкие ксенолиты и обломки

первых тысяч лет (в Маникугане, например, 1600 лет) [192]. Быстрое падение температуры ударного расплава является причиной перехода большей его части в стекло без видимых кристаллических новообразований или с весьма малыми их количествами.

Тагамиты внешне похожи на вулканические породы. В них даже в довольно кислых по составу разновидностях, содержащих 60–65% SiO_2 (Попигай, Янисъярви), нередко развита столбчатая отдельность, характерная для вулканических пород. Тагамитовые бомбы очень похожи на вулканические бомбы и имеют характерные признаки аэродинамической обработки – борозды и жгуты (рис. 151) и падения в затвердевшем или слабо пластичном состоянии – поперечные трещины, вдавленные при падении куски щебня (рис. 152).

Текстура тагамитов обычно массивная, в разновидностях, богатых включениями, брекчиевидная, иногда с флюидальным обтеканием обломков стекловатой матрицей (рис. 153). Иногда тагамиты обладают миндалекаменной текстурой. Миндалины обычно небольшие (нередко более 1 см), имеют шаровую или слабо вытянутую форму и, как правило, заполнены вторичными минералами – цеолитами, хлоритами, карбонатами, глинистыми минералами, кварцем, гидроокислами железа. Такое заполнение миндалины в тагамитах из кратеров, образовавшихся после затухания тектоно-магматической активности (Янисъярви, Попигай, Кара), указывает на автогидротермальный характер этих преобразований. Существование миндалекаменных текстур свидетельствует о высокой газонасыщенности ударного расплава, что вполне естественно, так как в породах мишени практически всегда присутствуют как минералы, содержащие летучие (прежде всего воду), так и подземные трещинные, поровые, капиллярные воды. Относительно неглубокое залегание тел ударного расплава и, как следствие, низкое давление способствуют газоотделению, а быстрое застывание расплава фиксирует это в виде газовых пузырьков, впоследствии преобразуемых в миндалины.

Структура тагамитов определяется степенью их раскристаллизации. Так, в Попигайском кратере выделены три типа тагамитов [63], и это разделение приложимо и к тагамитам других кратеров, имеющих кислый состав мишени. Тагамиты с гологиалиновой структурой сложены стеклом, иногда частично измененным. Они образуют массивные, реже пористые, иногда шлаковидные породы, слагающие приконтактные части пластовых тел и даек, маломощные тела и апофизы, а также бомбы в зювитах. Тагамиты с гемикристаллической структурой сложены частично раскристаллизованным стеклом (5–10% игольчатых или призматических кристаллов плагиоклаза и моноклинового пироксена). Они образуют плотные, реже пористые породы центральных частей пластовых тел и даек. Голокристаллические тагамиты имеют полностью раскристаллизованную основную массу и характерны для наиболее медленно остывавших частей тагамитовых тел на большой глубине от поверхности (рис. 154). Для тагамитов основного состава особенности структуры также определяются степенью раскристаллизации, хотя конкретный характер структур здесь может быть несколько иным. Так, например, в вертикальном разрезе донной залежи тагамитов кратера Маникуган наблюдается смена структуры от сферолитовой в зоне закалки в основании разреза через псевдопорфировую (примерно на 10 м выше), диабазовую (еще через 5–8 м) в

гипидиоморфную, характерную для вышележащей (мощностью 200 м) сохранившейся части разреза [129].

Такое подразделение тагамитов опирается на диагностику пород в шлифах под микроскопом. Специальные исследования показывают, что слабо мерцающее при скрещенных николях стекло может быть достаточно сильно раскристаллизовано. Так, например, в таких стеклах из тагамитов, слагающих бомбы, линзы и дайкоподобные тела мощностью не более нескольких метров, методами дифрактометрии и ЯГР-спектроскопии обнаружены кристаллические новообразования щелочного полевого шпата, плагиоклаза и ромбического пироксена в количестве до 30–40% [61, 140], которые под микроскопом не идентифицируются.

Набор минералов, возникающих при кристаллизации ударного расплава, определяется его химическим составом. В условиях преобладания "диорит-гранитного" осредненного состава мишеней, а следовательно, и расплава в тагамитах установлена кристаллизация плагиоклазов, K-Na щелочных полевых шпатов, кварца, ромбического и моноклинного пироксенов, амфибола, биотита, кордиерита. Кристаллизация этих минералов носит неравновесный характер. Кристаллы зональны по составу, ранние выделения сильно отличаются от поздних: плагиоклаз – на 40–60% анортитового компонента, щелочной полевой шпат – на 20–100% альбитовой составляющей, моноклинный пироксен – на 8–10% железистого компонента. Широко развиты игольчатые и длиннопризматические выделения, футляровидные кристаллы (рис. 155). Иногда нарушается порядок кристаллизации. Например, в довольно кислых (60% SiO₂) тагамитах Янисъярви кристаллизация начинается с энстатита и кордиерита, а не с кварца, как это следует из анализа диаграммы SiO₂–MgO–Al₂O₃. Возможно, такие нарушения хода кристаллизации связаны с быстрым охлаждением расплава из перегретого состояния.

Перегрев ударного расплава до температуры выше ликвидусной нередко отмечается для расплавных импактитов по присутствию в них обломков, сложенных переплавленным кварцевым стеклом – лешательеритом с характерной микроперлитовой структурой (рис. 156), что свидетельствует о температуре около 1700°C, по разложению циркона на бадделит и кремнезем ($T > 1775^\circ\text{C}$) [117, 118], а также по характерным особенностям ИК-спектров у стекол, указывающим на перегрев [14], и некоторым другим признакам. Такой перегрев благоприятствует уменьшению степени полимеризации расплава и испарению его компонентов, что создает условия для некоторого изменения химического состава расплавных пород по сравнению с осредненным составом пород мишени. Эти несомненные признаки перегрева в расплавных импактитах ни в коем случае не говорят о том, что был перегрет весь ударный расплав. Напротив, есть основания думать, что часть образующегося ударного расплава – это результат неполного, частичного плавления пород мишени, однако количественные соотношения между массами перегретого и неперегретого расплава сейчас неясны.

Тагамитовый расплав, как правило, содержит много включений пород мишени. В кратерах Западный Клируотер и Болтышский наибольшее количество обломков отмечается в нижней части пластообразных залежей тагамитов. Ксенолиты в ударном расплаве могут полностью или частично расплавиться и ассимилироваться, подвергнуться перекристаллизации или остаться без видимых изменений. Плавлению и перекристаллизации более подвержены обломки, испытывавшие высокие ударные нагрузки и потому более горячие. Естественно, что степень переработки ксенолитов в расплаве зависит еще от их размеров (переработка тем больше, чем меньше обломок), а также от размеров тел расплавных пород и положения ксенолитов в этом теле (тем больше, чем крупнее тело расплава и дальше от холодного контакта находится ксенолит). Кроме того, возможность плавления ксенолита зависит от его состава, благодаря чему в тагамитах чаще сохраняются кристаллокласты кварца и основного плагиоклаза, чем включения более легкоплавких или легко разлагающихся щелочных полевых шпатов, биотита, амфибола, граната. В ряде случаев отмечается частичное оплавление ксенолитов по краям или вдоль трещин с развитием реакционных кайм. Так, в тагамитах кратера

Мистатин ксенолиты гранодиоритов (69,5% SiO_2) имеют кайму закаленного расплава, обогащенного кремнеземом (65,3%) по сравнению с основной массой расплава (57,8%). Здесь же на ксенолитах анортозитов (56,6% SiO_2) каймы практически идентичны по составу материалу ксенолита [141, 162].

IV.3.5. Зювиты

Зювиты являются важнейшим компонентом коптогенного комплекса крупных кратеров, однако, будучи приурочены в основном к верхам коптогенной толщи, в сильно эродированных структурах они, как правило, не сохраняются. Зювиты представляют собой смешанные образования, состоящие из обломков пород с различной степенью ударных преобразований и стекол плавления в виде обломков, бомб, лапиллеподобных фрагментов. Для отнесения породы к зювитам необходимо, чтобы количество стекол плавления составляло не менее 10% [48].

В кратере Рис, где впервые были описаны зювиты, по геологическому положению различаются две их разновидности: 1) выброшенные (fallout) — залегающие вне пределов кратера поверх пестрой брекчии и мегаблоков закратерной зоны; 2) возвращенные (fallback) — залегающие в чаше кратера. Значительная часть зювитов кратера Рис содержит менее 10% стекол плавления и, по В.Л. Масайтису и др. [48], должна считаться аллогенными брекчиями. Однако это обстоятельство не дискредитирует такое разделение зювитов, и оно может применяться при характеристике других кратеров.

Зювиты являются специфической разновидностью ударных брекчий. Подобно аллогенной и аутигенной брекчиям, зювиты представляют собой агрегат различных фрагментов расплава (обломки, лапиллы и бомбы) в обломочном цементе. Цемент базальный или поровый, с разной степенью изменения вторичными процессами — монтмориллонитизированный, карбонатизированный, хлоритизированный, серпентинизированный. Гранулометрическая характеристика зювитов изучена пока плохо, и, по-видимому, сделанные выше при описании брекчий замечания полностью приложимы и к зювитам. Как и аллогенные брекчии, зювиты могут быть литифицированными и рыхлыми образованиями. Примером последних может служить "зювитовый песок", описанный в Попигайском кратере [47].

По преобладающему составу обломков зювиты разделяются на витрокластические, в которых обломки стекол составляют 70–80% объема породы, и грановитрокластические (литовитрокластические), в которых обломков стекол меньше — обычно 50–10%. В Попигайском кратере витрокластические зювиты и особенно их спекшиеся разновидности, как правило, ассоциируют с пластовыми телами тагамитов и характерны для внутренней части кратера [47]. Грановитрокластические зювиты обычно ассоциируют с аллогенной брекчией и имеют постепенные переходы к ее обломочному цементу (рис. 157). Богатые стеклом разновидности грановитрокластических зювитов вместе с витрокластическими развиты как бы выше по разрезу, чем аллогенные брекчии [47].

Стекло в зювитах находится в виде включений со следами аэродинамической обработки, обломков неправильной формы, а также тонких линз и прожилков. Включения имеют вид округлых или вытянутых бомб и лепешек размером от долей миллиметра до 20–50 см и больше. Поверхность включений покрыта характерным узором из жгутов и борозд, иногда прихотливо закрученных в спирали или узлы, и секущих их трещин (рис. 151, 158). Такие включения, как правило, с обломочной цементирующей массой породы не свариваются, что свидетельствует об их застывании в свободном полете и включении их в состав породы в достаточно холодном состоянии. Противоположностью таким включениям являются обломки стекла, имеющие неправильную форму с расщепленными, как бы размочаленными концами. Нередко они изогнуты и сварены с цементом, что указывает на их участие в породообразовании в достаточно пластичном, горячем состоянии (рис. 159). В ассоциации с ними отмечается также пропитка обломочной массы породы стеклом в виде сети тонких линз и прожилков

(рис. 160). В литературе есть указания на то, что эти разные формы нахождения стекла типичны для зювитов, различающихся и по геологическому положению [18]. Стекло в виде включений, сохраняющих следы аэродинамической обработки и не имеющих "горячего" контакта с обломочной и цементирующей массой породы, характерно для выброшенных зювитов и верхней части толщи возвращенных зювитов. Включения стекла с признаками сваривания с цементом и пропитка пород стеклом характерны для нижней части возвращенных зювитов. Отсюда делается вывод, что выброшенные зювиты и верхняя часть толщи возвращенных зювитов представляют собой "летавший" материал, или, как его еще называют, "отложения взрывного облака", а низы толщи возвращенных зювитов — это отложения придонных центробежных потоков.

Стекла в зювитах, особенно в верхней части коптогенного комплекса, часто пузырчатые и представляют собой шлаки и пемзы, нередко с очень низкой плотностью (рис. 161). Пустоты в них имеют различную форму — от округлой до эллипсоидной и даже трубчатой, когда длина их превышает поперечное сечение в 50–100 раз. Размеры этих пустот колеблются в широких пределах — от долей миллиметра до 8–10 см в поперечнике (для изометрических пустот). Вытянутые поры обычно обладают хорошо выраженной предпочтительной ориентировкой, что указывает на застывание стекла в движении — при течении или в полете. Об этом же свидетельствуют нередко наблюдающиеся в стеклах флюидальные структуры.

Стекла зювитов отличаются от обычных вулканических стекол высокой однородностью, отсутствием кристаллических фаз (не обнаруживаются даже методами дифрактометрии, ИК- и ЯГР-спектроскопии), резким преобладанием двухвалентного железа над трехвалентным и некоторыми другими особенностями, типичными для перегретых силикатных расплавов [24, 61, 140].

IV.3.6. Тектиты

Тектиты представляют собой небольшие тела из высококремнистого силикатного стекла, которые образуют поля рассеяния в некоторых районах земного шара. В зависимости от местонахождения тектиты разделяются на австралиты (Австралия), индошиниты (Индокитай), филиппиниты (Филиппины), молдавиты (по р. Молдава (Влтава), Чехословакия) и т.д. [69]. Тектиты залегают в виде отдельных экземпляров в различных отложениях, одновозрастных с ударным кратером, образовавшим данную разновидность тектитов, а в переотложенном состоянии — и в более молодых отложениях. Так, австралиты находят в послемiocеновых глинах и современной почве, индошиниты — в четвертичных латеритах, молдавиты — в среднемиоценовом аллювиальном гравии. В отложениях древнее третичного возраста тектиты пока не обнаружены. Для большинства разновидностей тектитов кратер-источник неизвестен. Молдавиты, имеющие абсолютный возраст около 14,8 млн. лет, связывают с выбросом перегретого вещества из ударного кратера Рис (см. раздел III.7). На валу ударного кратера Жаманшин в Северном Приаралье (диаметром 10 км) в ассоциации со шлаками и обломками ударно-плавленого стекла обнаружены застывшие брызги и капли стекла, которые, судя по ряду признаков, очевидно, следует относить к тектитам. Эту разновидность тектитов, крайне интересную из-за несомненной связи с ударным процессом, предложено назвать иргизитами (по р. Иргиз) [75, 76].

В состоянии хорошей сохранности тектиты представляют собой округлые, эллипсо-, гантеле-, грушевидные, цилиндрические тела размером от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров. В морских осадках вблизи Австралии обнаружены микро-тектиты размером менее 1 мм. Обычно поверхность тектитов за счет травления почвенными растворами, а может быть, и по иным причинам приобретает характерный изъеденный облик, определяемый сочетанием ямок, желобков, гребней и "столиков". У австралитов, не имеющих следов травления, хорошо различаются лобовая и тыловая части. Форма лобовой части с типичным рельефом струек и волн обусловлена воздействием аэродинамического нагрева и абляции при полете в атмосфере.

Тектиты сложены высококремнистым (68–82% SiO₂) стеклом, содержащим пониженное по сравнению с кислыми магматическими породами количество щелочей и повышенное количество кальция, магния и железа. Специфика химического состава тектитов будет обсуждаться в главе V.

Цвет тектитов темный. В тонких сколах или срезах они имеют зеленоватую, желтоватую или коричневатую окраску, делающую их похожими на темное бутылочное стекло. Показатель преломления тектитового стекла 1,48–1,52. Характерной его особенностью является отсутствие микролитов. На дебаграммах тектитов нет ни одной заметной линии, что свидетельствует об их рентгеноаморфности [66]. Типично присутствие включений кварцевого стекла – лешательерита с показателем преломления ~ 1,46. Нередко встречающийся сложный перекрещивающийся рисунок этих включений свидетельствует об их формировании в весьма текучем состоянии, что требует температуры порядка 2000°С. Четкие контакты включений с окружающим стеклом указывают на очень кратковременный нагрев, что препятствовало гомогенизации за счет диффузии. Как правило, в тектитовом стекле развиты следы течения (флюидальная структура), определяемые чередованием полос, иногда прихотливо изогнутых, несколько отличающихся по цвету и показателю преломления. Из-за механических напряжений в тектитовом стекле, свидетельствующих о его быстром охлаждении, оно, несмотря на рентгеноаморфность, под микроскопом обнаруживает двойное лучепреломление.

Тектитовое стекло обычно плотное, иногда слабо пористое. Поры, как правило, округлые, диаметром менее 0,5 мм. В порах был обнаружен вакуум, что позволило предположить, что они являются пузырьками, образовавшимися в процессе охлаждения. Полоски течения в тектитах раздвигаются порами, что считается признаком позднего образования пор.

В тектитах обнаружены металлические шарики поперечником в десятые доли миллиметра, состоящие из железа с примесью никеля, причем содержание никеля (1,2–3,2%) ниже, чем в камасите типично железного метеорита. Сообщалось [69] об обнаружении в тектите Мартас-Винъярд пористого включения, богатого цирконием. Очевидно, это сильно измененный реликт циркониевого минерала, например циркона, что может указывать на очень высокую температуру переноса [69].

Отсутствие непосредственной связи близинства тектитов с кратером-источником (который обычно не известен), было причиной того, что наряду с предположениями об их образовании за счет переплавления земных пород при метеоритном ударе существовали гипотезы их лунного и даже кометного происхождения [69]. В последние годы изучение лунных пород, для которых высококремнистые составы оказались не характерны, показало несостоятельность лунной гипотезы. Не было также получено и убедительных доказательств того, что тектиты представляют собой материал кометных ядер. В то же время земной изотопный состав свинца, оценки абсолютного возраста тектитов, пространственный анализ полей рассеяния и установление связи тектитов, по крайней мере, с двумя кратерами (молдавитами – с кратером Рис и иргизитами – с кратером Жаманшин) показывают, что тектиты, очевидно, являются специфической разновидностью расплавленных импактитов. Детали механизма их образования до настоящего времени мало изучены.

В настоящее время кажутся убедительными представления, что тектиты – это “летавшая” разновидность расплавленных импактитов, это сближает их с лапиллями и бомбами в зювитах. Очевидно, тектиты-иргизиты кратера Жаманшин можно рассматривать как связующее звено между классическими тектитами и бомбами и лапиллями ударно-плавленого стекла, известными в зювитах многих ударных кратеров. По-видимому, выброс при метеоритном ударе достаточно мощных кумулятивных перегретых газовой-жидких струй силикатного состава с последующим разбиением их на капли и радиационным охлаждением за пределами плотных слоев атмосферы Земли, сменяющимся торможением в атмосфере на траекториях спуска, может сейчас рассматриваться как рабочая модель механизма образования классических тектитов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ададуров Г.А., Дремин А.Н., Рябинин Ю.Н. О поведении некоторых веществ при ударном сжатии. — Прикл. механика и техн. физика, 1964, № 6, с. 115—118.
2. Ададуров Г.А., Бреусов О.Н., Дробышев В.Н. и др. Алмазы, получаемые взрывом. — В кн.: Тез. докл. II Всесоюз. симпоз. по импульсным давлениям. М.: ВНИИФТРИ, 1976, с. 28—29.
3. Ададуров Г.А., Дремин А.Н., Першин С.В. и др. Ударное сжатие кварца. — Прикл. механика и техн. физика, 1962, № 4, с. 81—89.
4. Альтшулер Л.В. Фазовые превращения в ударных волнах: (Обзор). — Прикл. механика и техн. физика, 1978, № 4, с. 93—103.
5. Альтшулер Л.В., Шарипджанов И.Н. Аддитивные уравнения состояния силикатов при высоких давлениях. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1971, № 3, с. 11—28.
6. Андреев В.Д., Кудинов В.М., Петушков В.Г. и др. Использование энергии ударных волн для синтеза алмазов. — В кн.: Всесоюз. конф. "Новое в теории и практике создания и применения синтетических сверхтвердых материалов в народном хозяйстве": Тез. докл. Киев: Наук. думка, 1977, с. 9—11.
7. Бадюков Д.Д. Некоторые особенности изменения породообразующих минералов гнейсов из ксенолитов в импактитах Попигайского метеоритного кратера. — В кн.: Региональная геология некоторых районов СССР. М.: Изд-во МГУ, 1976, с. 61—65.
8. Бартошинский З.В., Макаров В.А., Полканов Ю.А. Электронно-микроскопические исследования уплощенных, сильно деформированных алмазов из россыпей Украины. — Минерал. сб. Львов. ун-та, 1977, № 31, вып. 2, с. 53—55.
9. Безруков Г.Н., Бутузов В.П., Сатойлович М.И. Синтетический алмаз. М.: Недра, 1976. 119 с.
10. Белов В.П., Волобуев М.И., Парфенова О.В., Фельдман В.И. Импактиты Попигайской астроблемы: Вопросы классификации и номенклатуры. — Бюл. Моск. о-ва испыт. природы. Отд. геол., 1975, 50, № 1, с. 157—158.
11. Беляков Г.В., Лившиц Л.Д., Родионов В.Н. Ударная деформация неоднородной среды, моделируемой набором стальных шариков. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1974, № 10, с. 92—94.
12. Бреусов О.Н. О фазовых превращениях, вызванных ударным сжатием. — В кн.: Докл. I Всесоюз. симпоз. по импульсным давлениям. М.: ВНИИФТРИ, 1974, т. 2, с. 18—28.
13. Буткович Т.Р. Влияние воды в горных породах на эффекты подземных ядерных взрывов. — В кн.: Подводные и подземные взрывы/Пер. В.М. Цветкова; Под ред. В.Н. Николаевского. М.: Мир, 1974, с. 259—287.
14. Вальтер А.А., Рябенко В.А. Взрывные кратеры Украинского щита. Киев.: Наук. думка, 1977. 156 с.
15. Вальтер А.А., Рябенко В.А., Гуров Е.П. Изучение взрывных метеоритных кратеров — новое направление современной геологии. — Геол. журн., 1978, 38, № 3, с. 86—93.
16. Вдовыкин Г.П. Углеродистое вещество метеоритов: (Органические соединения, алмазы, графит). М.: Наука, 1967. 156 с.
17. Верещагин Л.Ф., Яковлев Е.Н., Виноградов Б.В. и др. К переходу алмаза в металлическое состояние. — Письма в ЖЭТФ, 1973, 17, № 8, с. 422—424.
18. Вишнеvский С.А., Пальчик Н.А. Графит в породах Попигайской структуры: Разрушение и переход в другие фазы системы углерода. — Геология и геофизика, 1975, № 1, с. 67—75.
19. Вишнеvский С.А., Пальчик Н.А. Коэзит в брекчиях структуры Жаманшин. — Докл. АН СССР, 1978, 243, № 5, с. 1269—1272.
20. Вишнеvский С.А., Доильницын Б.Ф., Долгов Ю.А., Перцева А.П. Изотопный состав углерода графитов и алмазов из пород ударно-метаморфического комплекса Попигайской структуры. — В кн.: Пятый Всесоюз. симпоз. по геохимии стабильных изотопов: Тез. докл. М., 1974, с. 160—161.
21. Вишнеvский С.А., Долгов Ю.А., Ковалева Л.Т., Пальчик Н.А. Стишовит в породах Попигайской структуры. — Геология и геофизика. 1975, № 10, с. 149—156.
22. Вишнеvский С.А., Долгов Ю.А., Ковалева Л.Т., Пальчик Н.А. Стишовит в породах Попигайской структуры. — Докл. АН СССР, 1975, 221, № 5, с. 1167—1169.
23. Галимов Э.М., Каминский Ф.В., Ивановская И.Н. Исследование изотопного состава углерода алмазов Урала, Тимана, Саян, Украины и других районов. — Геохимия, 1978, № 3, с. 340—349.
24. Гендлер Т.С., Флоренский П.В., Кузьмин Р.Н. Состояние ионов железа как показатель условий образования тектитов-иргизитов. — Астрон. вестн., 1977, 11, № 3, с. 179—185.
25. Головня С.В., Хвостова В.П., Макаров Е.С. Гексагональная модификация алмаза (лондсейлит) в эклогитах метаморфических комплексов. — Геохимия, 1979, № 5, с. 790—793.
26. Гуров Е.П., Ракицкая Р.Б. Коэзит в породах взрывных метеоритных кратеров Украинского щита. — Зап. Всесоюз. минерал. о-ва, 1978, 107, № 3, с. 362—365.
27. Гуров Е.П., Гурова Е.П., Ракицкая Р.Б. Стишовит и коэзит в ударно-метаморфизованных породах кратера Эльгыгитын на Чукотке. — Докл. АН СССР, 1979, 248, № 1, с. 213—216.
28. Гуров Е.П., Гурова Е.П., Веретенников Н.В., Ракицкая Р.Б. Коэзит и стишовит из Логойского метеоритного кратера. — Докл. АН БССР, 1980, 24, № 2, с. 168—171.
29. Дайняк Л.Г. Высокотемпературные превращения биотита. — В кн.: Физика и химия

процессов горного производства. М.: Моск. горн. ин-т, 1977, с. 35–46.

30. *Делицин И.С., Ларионов Л.В., Лившиц Л.Д.* и др. Переход коэсита в менее плотные модификации кремнезема при высоких давлениях и температурах. — В кн.: Физические свойства горных пород при высоких ТД параметрах: Материалы III Всесоюз. совещ. Киев: Наук. думка, 1971, с. 152–155.

31. *Дерибас А.А., Добрецов Н.Л., Кудинов В.В., Зюзин Н.И.* Ударное сжатие порошков. — Докл. АН СССР, 1966, 168, № 3, с. 665–668.

32. *Джеймс О.Б.* Лунные материковые брекчи, образовавшиеся при главных ударных явлениях. — В кн.: Космохимия Луны и планет. М.: Наука, 1975, с. 501–517.

33. *Дремин А.Н., Адагуров Г.А.* Ударная адиабата мрамора. — Докл. АН СССР, 1959, 128, № 1, с. 261–264.

34. *Дремин А.Н., Першин С.В.* К вопросу о динамической сжимаемости углерода. — Физика горения и взрыва, 1968, № 1, с. 112–115.

35. *Дремин А.Н., Похил М.И., Арифов М.И.* Влияние алюминия на параметры детонации тротила. — Докл. АН СССР, 1960, 131, № 5, с. 1140–1142.

36. *Дэна Дж. Д., Дэна Э.С., Фрондель К.* Система минералогии. Т. 3. Минералы кремнезема/Пер. С.С. Чекина, В.В. Наседкина; Под ред. П.П. Смолина. М.: Мир, 1966. 430 с.

37. *Еременко Г.К., Полканов Ю.О., Хренов О.Я.* и др. Люминесценция импактных алмазов. — Докл. АН УССР. Сер. Б, 1973, № 9, с. 794–796.

38. *Калашников Н.Г., Павловский М.Н., Симakov Г.В., Трунин Р.Ф.* Динамическая сжимаемость минералов группы кальцита. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1973, № 2, с. 23–29.

39. *Калинин В.А., Паньков В.А., Жернов В.Н.* Уравнения состояния дунитов и бронзититов, испытывающих полиморфные переходы под давлением. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1972, № 7, с. 80–98.

40. *Кац М.Я.* Анализ гетерогенности минералов. М.: Наука, 1977. 227 с.

41. *Кларк С.* Справочник физических констант горных пород. М.: Мир, 1969. 543 с.

42. *Клюев Ю.А., Непша В.И., Епишина Н.И.* и др. Особенности структуры природных поликристаллических алмазов. — Докл. АН СССР, 1978, 240, № 5, с. 1104–1107.

43. *Кравцов А.И., Кропотова О.И., Войтов Г.И., Иванов В.А.* Об изотопном составе углерода алмазов и углеродистых соединений трубок Восточно-Сибирской алмазонасной провинции. — Докл. АН СССР, 1975, 223, № 1, с. 206–208.

44. *Лейпунский А.М.* Об искусственных алмазах. — Успехи химии, 1939, № 8, с. 1518–1534.

45. *Мак-Куин Р., Марш С., Тейлор Дж.* и др. Уравнение состояния твердых тел по результатам исследований ударных волн. — В кн.: Высокоскоростные ударные явления/Пер. 1/2 11. Зак. 723

В.П. Корявова; Под. ред. В.Н. Николаевско-го. М.: Мир, 1973, с. 299–427.

46. *Масайтис В.Л.* Высокотемпературный метаморфизм и плавление в метеоритных кратерах. — Тр. ИГиГ СО АН СССР, 1978, вып. 403, с. 188–194.

47. *Масайтис В.Л., Михайлов М.В., Селивановская Т.В.* Попигаийский метеоритный кратер. М.: Наука, 1975. 124 с.

48. *Масайтис В.Л., Райхлин А.И., Селивановская Т.В.* Общие принципы классификации и номенклатуры взрывных брекчий и импактитов. — Литология и полез. ископаемые, 1978, № 1, с. 125–133.

49. *Масайтис В.Л., Футергендлер С.И., Гневушев М.А.* Алмазы в импактитах Попигаийского метеоритного кратера. — Зап. Всесоюз. минерал. о-ва, 1972, вып. 1, с. 106–112.

50. *Масайтис В.Л., Райхлин А.И., Решетняк Н.Б.* и др. Коэсит из Попигаийского кратера (первая находка в СССР). — Зап. Всесоюз. минерал. о-ва, 1974, вып. 1, с. 122–127.

51. *Наливкина Э.Б., Паламарчук С.Ф.* О псевдотахилитах Побужья. — Материалы ВСЕГЕИ. Нов. сер., 1957, вып. 21, с. 81–88.

52. *Павловский М.Н., Дракин В.П.* К вопросу о металлической фазе углерода. — Письма в ЖЭТФ, 1966, 4, № 5, с. 169–172.

53. *Подурец М.А., Трунин Р.Ф.* Об одной особенности ударной сжимаемости кварцита. — Докл. АН СССР, 1970, 195, № 4, с. 811–813.

54. *Подурец М.А., Трунин Р.Ф.* О микроструктуре плотной фазы ударно-сжатого кварца. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1974, № 7, с. 21–24.

55. *Подурец М.А., Симakov Г.В., Трунов Р.Ф.* О фазовом равновесии в ударно-сжатом кварце и о характере кинетики фазового перехода. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1976, № 7, с. 3–11.

56. *Подурец М.А., Поков Л.В., Севастьянова А.Г.* и др. К вопросу о влиянии размера исследуемых образцов на положение ударной адиабаты кремнезема. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1976, № 11, с. 59–60.

57. *Полканов Ю.А., Сахар М.И., Еременко Г.К.* Необычные сильно деформированные алмазы из мелкозернистых россыпей. — Зап. Всесоюз. минерал. о-ва, 1973, вып. 102, № 3, с. 336–339.

58. *Пономаренко А.И., Специус З.В., Любушкин В.А.* Кианитовый эклогит с коэситом. — Докл. АН СССР, 1977, 236, № 1, с. 200–203.

59. *Рост Р., Долгов Ю.А., Вишневицкий С.А.* Газы во включениях импактных стекол кратера Рис (ФРГ) и находка высокобарических полиморфов углерода. — Докл. АН СССР, 1978, 241, № 3, с. 695–698.

60. *Рябинин Ю.Н.* О некоторых опытах по динамическому сжатию вещества. — Журн. техн. физики, 1956, 26, вып. 12, с. 2661–2663.

61. *Сазонова Л.В., Никушина Н.Н.* Связь внутреннего строения и условий залегания плавленных стекол Карского метеоритного кра-

тера. — В кн.: Космохимия метеоритов, Луны и планет. Киев: Наук. думка, 1980, с. 45–55.

62. Сахар М.И., Полканов Ю.А., Еременко Г.К. Находка гексагональной полиморфной модификации алмаза (лонсдейлита) в россыпях. — Докл. АН СССР, 1973, 209, № 4, с. 933–936.

63. Селивановская Т.В. Петрографические типы тагамитов Попигаийской астроблемы. — Метеоритика, 1977, вып. 36, с. 131–133.

64. Симаков Г.В., Павловский М.И., Калашников Н.Г., Трунин Р.Ф. Ударная сжимаемость 12 минералов. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1974, № 8, с. 11–17.

65. Соболев Н.В., Ефимова Э.С., Коптиль В.И. и др. Включения коэсита, граната и омфациита в Якутских алмазах — первая находка парагенезиса коэсита. — Докл. АН СССР, 1976, 230, № 6, с. 1442–1444.

66. Соботович Э.В., Марченко В.И. Тектиты. — В кн.: Геологический словарь. М.: Недра, 1973, 2, с. 302–303.

67. Стишов С.М., Попова С.В. Новая плотная модификация кремнезема. — Геохимия, 1961, № 10, с. 837–840.

68. Тарасенко В.Е. Об эффузивной горной породе из Липовецкого уезда Киевской губернии. Киев, 1898. 13 с.

69. Тектиты/Пер. О.А. Кировой, В.И. Кудряшовой; Под ред. Е.Л. Кривоно. М.: Мир, 1966. 303 с.

70. Трунин Р.Ф., Симаков Г.В., Подурец М.А. Сжатие пористого кварца сильными ударными волнами. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1971, № 2, с. 33–39.

71. Трунин Р.Ф., Гоньшакова В.И., Симаков Г.В., Галдин Н.Е. Исследования горных пород под действием высоких давлений и температур ударного сжатия. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1965, № 9, с. 1–12.

72. Трунин Р.Ф., Симаков Г.В., Моисеев Б.Н. и др. К вопросу о существовании металлического состояния углерода при динамическом сжатии. — Журн. эксперим. и теорет. физики, 1969, 56, № 4, с. 1169–1171.

73. Трунин Р.Ф., Симаков Г.В., Подурец М.А. и др. Динамическая сжимаемость кварца и кварцита при высоких давлениях. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1971, № 1, с. 13–20.

74. Фельдман В.И., Грановский Л.Б., Никушина Н.Н. Шоковый метаморфизм породообразующих минералов: (На примере астроблемы Янисъярви). — В кн.: XI съезд Междунар. минерал. ассоциации: Тез. докл. Новосибирск, 1978, т. 3, с. 144–145.

75. Флоренский П.В. Иргизиты — тектиты из метеоритного кратера Жаманшин (Северное Приаралье). — Астрон. вестн., 1975, 9, № 4, с. 237–243.

76. Флоренский П.В. Метеоритный кратер Жаманшин (Северное Приаралье) и его тектиты и импактиты. — Изв. АН СССР. Сер. геол., 1975, № 10, с. 73–86.

77. Фриней В.К., Уорнер Дж.Л., Симондс К.Х. Типы лунных материковых пород и их отношение к процессам ударного фракционирования. — В кн.: Космохимия Луны и планет. М.: Наука, 1975, с. 54–88.

78. Шариджанов И.Н. Ближний порядок и сжимаемость жидкого кремнезема при высоких давлениях и температурах. — В кн.: Докл. I Всес. симпозиум по импульсным давлениям. М.: ВНИИФТРИ, 1974, т. 2, с. 62–68.

79. Шорт Н.М. Ударные процессы в геологии. — В кн.: Взрывные кратеры на Земле и планетах/Пер. К.Л. Любарского, И.Т. Зоткина; Под ред. К.П. Станюковича. М.: Мир, 1968, с. 30–68.

80. Юрк Ю.Ю., Кашкаров И.Ф., Полканов Ю.А. и др. Алмазы песчаных отложений Украины. Киев: Наук. думка, 1973. 167 с.

81. Adams J.B., Horz F., Gibbons R.V. Effects of shock-loading on the reflectance spectra of plagioclase, pyroxene and glass. — In: Lunar and Planetary Science X. Houston: Lunar Planet. Inst., 1979, vol. 1, p. 1–3.

82. Ahrens T.J., Gaffney E.S. Dynamic compression of enstatite. — J. Geophys. Res., 1971, 76, N 23, p. 5504–5513.

83. Ahrens T.J., Gregson V.G. Shock compression of crustal rocks: Data for quartz, calcite and plagioclase rocks. — J. Geophys. Res., 1964, 69, N 22, p. 4839–4873.

84. Ahrens T.J., Lui H.P. A shock-induced phase change in orthoclase. — J. Geophys. Res., 1973, 78, N 8, p. 1274–1278.

85. Ahrens T.J., Rosenberg J.T. Shock metamorphism: Experiments on quartz and plagioclase. — In: Shock metamorphism of natural materials. Baltimore: Mono Book Corp., 1968, p. 59–81.

86. Ahrens T.J., Jackson J., Jeanloz R. Shock compression and adiabatic release of a titaniferous basalt. — In: Proc. Lunar Sci. Conf. 8th. N.Y.: Pergamon press, 1977, p. 3437–3455.

87. Ahrens T.J., O'Keefe J.D., Gibbons R.V. Shock compression of a recrystallized anorthositic rock from Apollo 15. — In: Proc. Lunar Sci. Conf. 4th. N.Y.: Pergamon press, 1973, p. 2575–2590.

88. Ahrens T.J., Lower J.H., Lagus P.L. Equations of state of forsterite. — J. Geophys. Res., 1971, 76, N 2, p. 518–528.

89. Ahrens T.J., Peterson C., Rosenberg J.T. Shock compression of feldspars. — J. Geophys. Res., 1969, 74, N 10, p. 2727–2728.

90. Ahrens T.J., Tsay F.D., Live D.H. Shock-induced fine-grained recrystallization of olivine: Evidence against subsolidus reduction of Fe²⁺. — In: Proc. Lunar Sci. Conf. 7th. N.Y.: Pergamon press, 1976, p. 1143–1156.

91. Alder B.J., Christian R.H. Behavior of strongly shocked carbon. — Phys. Rev. Lett., 1961, 7, N 2, p. 367.

92. Basilevsky A.T., Granovsky L.B., Ivanov B.A. Grain size distribution and relative length of fragments in allogene breccias of the meteoritic craters Janisjarvi, Karelia, and Kara, The Polar Ural. — In: Lunar and Planetary Science IX. Houston: Lunar Planet. Inst., 1978, p. 47–49.

93. Bauer J.F. Experimental shock metamorphism of mono and polycrystalline olivine a com-

- parative study. — In: Lunar and Planetary Science X. Houston: Lunar Planet. Inst., 1979, p. 80–82.
94. *Boade R.R.* Shock compression of foamed graphite. — *J. Appl. Phys.*, 1968, 39, N 3, p. 1609–1617.
95. *Borg I.J., Handin J.* Experimental deformation of crystalline rocks. — *Tectonophysics*, 1966, 3, N 4, p. 249–368.
96. *Borg I.J.* Some shock effects in granodiorite to 270 kbar at the Piledriver Site. — In: Flow and fracture of rock. N.Y.: Pergamon press, 1972, p. 293–313.
97. *Bunch T.E., Cohen A.J.* Natural terrestrial maskelynite. — *Amer. Miner.*, 1967, 52, N 3, p. 244–253.
98. *Bundy F.P.* Melting of graphite at very high Pressure. — *J. Chem. Phys.*, 1963, 38, N 3, p. 618–630.
99. *Bundy F.P.* Direct conversion of graphite to diamond in static pressure apparatus. — *J. Chem. Phys.*, 1963, 38, N 3, p. 631–643.
100. *Carter N.L., Christie J.M., Griggs D.T.* Experimental deformation and recrystallization of quartz. — *J. Geol.*, 1964, 72, N 6, p. 687.
101. *Carter N.Z.* Dynamic deformation of quartz. — In: Shock metamorphism of natural materials Baltimore: Mono Book Corp., 1968, p. 453–474.
102. *Chao E.C.T.* Ries and the progressive stages of impact metamorphism. — *Fortschr. Miner.*, 1967, 44, N 3, S. 3–81.
103. *Chao E.C.T.* Geologic implications of the Apollo 14 Fra Mauro breccias and comparison with ejecta from Ries crater, Germany. — *J. Res. US Geol. Surv.*, 1973, 1, N 1, p. 1–18.
104. *Chao E.C.T.* The Ries crater of Southern Germany, a model for Large basins on planetary surfaces. — *Geol. J.*, 1977, A43, p. 3–81.
105. *Chao E.C.T., Shoemaker E.M., Madsen B.M.* First natural occurrence of coesite. — *Science*, 1960, 132, N 3220, p. 220–221.
106. *Chao E.C.T., Fahey J.J., Litter J., Milton D.J.* Stishovite, a very high pressure new mineral from Meteor crater, Arizona. — *J. Geophys. Res.*, 1962, 67, N 1, p. 419.
107. *Coes L., jun.* A new dense crystalline silica. — *Science*, 1953, 118, p. 131–132.
108. *Coleburn N.L.* Compressibility of pyrolytic graphite. — *J. Chem. Phys.*, 1964, 40, p. 73–77.
109. *Currie K.L.* Geology and petrology of the Manicouagan resurgent Caldera, Quebec. — *Geol. Surv. Canad. Bull.*, 1972, N 198, p. 153.
110. *Dachille F., Gigl P., Simons P.* Experimental and analytical studies of crystalline damage useful for the recognition of impact structures. In: Shock metamorphism of natural materials. Baltimore: Mono Book Corp., 1968, p. 555–569.
111. *De Carli P.S., Jamieson J.C.* Formation of diamond by explosive shock. — *Science*, 1961, 133, p. 1821–1822.
112. *De Carli P.S., Milton D.J.* Stishovite: synthesis by shock wave. — *Science*, 1965, 147, 144–145.
113. *Dietz R.S.* Vredefort ring structure: meteorite impact scar? — *J. Geol.*, 1961, 69, N 4, p. 499–516.
114. *Dietz R.S.* Shatter cones (shock fractures) in astroblemes. — In: Intern. Geol. Congr., Sec. 15 (Planetol.), XXIV Sess. Montreal, 1972, p. 112–118.
115. *Doran D.G.* Hugoniot equation of state of pyrolytic graphite to 300 kbars. — *J. Appl. Phys.*, 1963, 34, N 4, p. 844–851.
116. *Dworak U.* Stoßwellen metamorphose des Anorthosits vom Manicouagan Krater, Quebec, Canada. — *Contribs Mineral. and Petrol.*, 1969, 24, N 3, p. 306–347.
117. *El Goresy A.* Baddeleyite and its significance in impact glasses. — *J. Geophys. Res.*, 1965, 70, N 14, p. 3453–3456.
118. *El Goresy A.* The opaque minerals in impactite glasses. — In: Shock metamorphism of natural materials. Baltimore: Mono Book Corp., 1968, p. 531–554.
119. *Engelhardt W.* Detrital impact formation. — *J. Geophys. Res.*, 1971, 76, N 23, p. 5566–5574.
120. *Engelhardt W.* Meteoriten Krater. — *Naturwissenschaften*, 1974, 64, H. 10, S. 234–235.
121. *Engelhardt W.* The Ries crater and its impact formations. — *Fortschr. Miner.*, 1974, 52, T. 1, S. 32–40.
122. *Engelhardt W.V., Bertsch W.* Shock-induced planar deformation structures in quartz from the Ries crater, Germany. — *Contribs. Mineral. and Petrol.*, 1969, 20, N 3, p. 203–234.
123. *Engelhardt W.V., Arndt J., Muller W.F., Stoffler D.* Shock metamorphism of lunar rocks and origin of the regolith at the Apollo 11 landing site. — *Geochim. et cosmochim. acta*, 1970, Suppl., 1, N 1, p. 363–384.
124. *Engelhardt W.V., Arndt J., Muller W.F., Stoffler D.* Shock metamorphism and origin of regolith and breccias at the Apollo 11 and 12 landing sites. — *Geochim. et cosmochim. acta*, 1971, 2, N 1, p. 833–854.
125. *Engelhardt W.V., Horz F., Stoffler D., Bertsch W.* Observations of quartz deformation in the Breccias of West Clearwater Lake, Canada and the Ries Basin, Germany. — In: Shock metamorphism of natural materials. Baltimore: Mono Book Corp., 1968, p. 475–482.
126. *Engelhardt W.V., Arndt J., Stoffler D.* et al. Diaplektische Glaser in der Breccien des Ries von Nordlingen als Anzeichen für Stoßwellenmetamorphose. — *Beitr. Miner. und Petrol.*, 1967, 15, N 1, S. 93–102.
127. *Escola P.* On volcanic necks in Lake Janisjarvi in eastern Finland. — *Bull. Commis. geol. Finl.*, 1927, N 55, p. 1–13.
128. *Feldman V.I., Granovsky L.B., Sazonova L.V.* et al. Some peculiarities of geochemistry of impactite Janisjarvi, S.-W. Karelia, and Kara, Polar Ural, Astroblemes. — In: Lunar and Planetary Science X. Houston: Lunar Planet. Inst., 1979, p. 382–384.
129. *Floran R.J., Grieve R.A.F., Phinney W.C.* et al. Manicouagan impact melt, Quebec. I. Stratigraphy, petrology, and chemistry. — *J. Geophys. Res.*, 1978, 83, N B6, p. 2737–2759.
130. *Fowls R.* Dynamic compression of

- quartz. — J. Geophys. Res., 72, N 22, p. 5729–5742.
131. *Francis P.W.* The pseudotachylite problem. — Comments Earth Sci.: Geophys., 1972 (1973), 3, N 2, p. 35–53.
132. *Gash P.J.S.* Dynamic mechanism for the formation of shatter cones. — Nature. Phys. Sci., 1971, 230, p. 32.
133. *Gibbons R.V., Ahrens T.J.* Shock metamorphism of silicate glasses. — J. Geophys. Res., 1971, 76, N 23, p. 5489–5498.
134. *Gigl P.D., Dachill F.* Effect of pressure and temperature on the reversal transition of stishovite. — Meteoritics, 1968, 4, N 2, p. 123.
135. *Grady D.E., Murri W.J.* Dynamic unloading in shock compressed feldspar. — Geophys. Res. Lett., 1976, 3, N 8, p. 472–474.
136. *Grady D.E., Murri W.J., De Carli P.S.* Hugoniot sound velocities and phase transitions in two silicates. — J. Geophys. Res., 1975, 80, N 35, p. 4857–4861.
137. *Grady D.E., Murri W.J., Fowles G.R.* Quartz to stishovite: Wave propagation in the mixed phase region. — J. Geophys. Res., 1974, 79, N 2, p. 332–338.
138. *Grady D.E., Murri W.J., Mahrer K.D.* Shock compression of dolomite. — J. Geophys. Res., 1976, 81, N 5, p. 889–893.
139. *Graham E.K., Ahrens T.J.* Shock wave compression of iron-silicate garnet. — J. Geophys. Res., 1973, 78, N 2, p. 375–392.
140. *Granovsky L.B., Feldman V.I., Nikishina N.N.* et al. A study of biotites from allogene breccia of impact crater Janisjarvi. — In: Lunar and Planetary Science X. Houston: Lunar Planet. Inst., 1979, vol. 1, p. 458–460.
141. *Grive R.A.F.* Petrography petrology and chemistry of the impact melt at Mistastin Lake crater, Labrador. — Bull. Geol. Soc. Amer., 1975, 86, N 12, p. 1617–1629.
142. *Hafner S., Lawes F.* Ordnung-Unordnung und Ultrarotabsorption. II. Variation der Lage und Intensität einiger Absorptionen von Feldspäten. Zur Struktur von Orthoklas und Adular. — Ztschr. Kristallogr., 1957, N 109, S. 204–225.
143. *Halls H.C., Grievé R.A.F.* The Slate Islands: a probable complex meteorite impact structure in Lake Superior. — Canad. J. Earth Sci., 1976, 13, N 9, p. 1301–1309.
144. *Hanneman R.E., Strong H.M., Bundy F.P.* Hexagonal diamonds in meteorites: implications. — Science, 1967, 155, N 3765, p. 995–997.
145. *Heiken G., Duke M., McKay D.S., Clanton U.S.* Preliminary stratigraphy of the Apollo 15 drill core. — In: Proc. Lunar. Sci. Conf. 3th. N.Y.: Pergamon press 1972, 1, p. 330–382.
146. *Hornemann W.R., Muller W.F.* Shock-induced deformation twin in clinopyroxene. — Neues Jb. Mineral. Monatsh., 1971, N 6, S. 247–255.
147. *Horz F.* Statistical measurements of deformation structures and refractive indices in experimentally shock-loaded quartz. — In: Shock metamorphism of natural materials. Baltimore: Mono Book Corp., 1968, p. 243–254.
148. *Horz F., Ahrens T.J.* Deformation of experimentally shocked biotite. — Amer. J. Sci., 1969, 367, p. 1213–1229.
149. *Horz F., Quaide W.L.* Debaye-Shairer investigations of experimentally shocked silicates. — Moon, 1972, 6, N 1/2, p. 45–82.
150. Ind. Diamond Rev., 1970, 30, N 360.
151. *James O.B.* Shock and thermal metamorphism of basalt by nuclear explosion. Nevada test site. — Science, 1968, 166, p. 1615–1620.
152. *Jeanloz R., Ahrens T.J.* Equation of state of lunar anorthosite and anorthite, criteria for impact melting and vaporization. — In: Lunar and Planetary Science X. Houston: Lunar Planet. Inst., 1979, vol. 2, p. 622–624.
153. *Kieffer S.W.* Shock metamorphism of the Coconino sandstone at Meteor Crater, Arizona. — J. Geophys. Res., 1971, 76, N 23, p. 5449–5473.
154. *Kieffer S.W.* From regolith to rock by shock. — Moon, 1975, 13, N 1/3, p. 301–320.
155. *Kieffer S.W.* The role of volatiles in the impact process. — In: Lunar and Planetary Science VIII. Houston: Lunar Planet. Inst., 1977, vol. 1, p. 543–545.
156. *Kieffer S.W., Simmonds C.H.* The role of volatiles in the cratering process. — In: Lunar and Planetary Science X. Houston: Lunar Planet. Inst., 1979, vol. 1, p. 661–663.
157. *King D.A., Ahrens T.J.* Shock compression of ilmenite. — J. Geophys. Res., 1976, 81, N 5, p. 931–935.
158. *Laney R.T., Schmus W.R., van.* A structural study of the Kentland Indiana impact site. — In: Proc. Lunar. Planet. Sci. Conf. 9th, 1978, vol. 2, p. 2609–2632.
159. *Lindsay J.F.* Sedimentology of clastic rocks returned from the Moon by Apollo 15. — Bull. Geol. Soc. Amer., 1972, 83, N 10, p. 1217–1228.
160. *Lin Lin-Gun.* Disproportionation of kyanite to corundum plus stishovite at high pressure and temperature. — Earth and Planet. Sci. Lett., 1974, 24, N 2, p. 224–228.
161. *Lin Lin-Gun.* The high-pressure phases of $MgSiO_3$. — Earth and Planet. Sci. Lett., 1976, 31, N 2, p. 200–208.
162. *Marchand M., Crockett J.H.* Sr isotopes and trace element geochemistry of the impact melt and target rocks at the Mistastin Lake crater, Labrador. — Geochim. et cosmochim. acta, 1977, 41, N 10, p. 1487–1495.
163. *Martini J.E.J.* Coesite and stishovite in the Vredefort Dome, South Africa. — Nature, 1978, 272, N 5655, p. 715–717.
164. *Masch L.* Untersuchung der Aufschmelzung und Deformation der Pseudotachylite der Silvretta (Osterreich, Schweiz). — Neues Jb. Mineral. Monatsh., 1973, N 11, S. 485–509.
165. *McQueen R.G.* Transition to diamond of pyrolythic graphite. — In: Symp. on high dynamic pressure. P.: CNPS 1967, p. 252–256.
166. *McQueen R.G., Fritz J.N., Marsh S.P.* On the equation of stishovite. — J. Geophys. Res., 1963, 68, N 8, p. 2319–2322.
167. *McQueen R.G., Marsh S.P., Fritz J.N.* Hugoniot equation of state of twelve rocks. — J. Geophys. Res., 1967, 72, N 20, p. 4999–5036.

168. *Milton D.J.* Shatter cones – an outstanding problem in shock mechanics. – In: Impact and explosion cratering. N.Y.: Pergamon press, 1977, p. 703–714.
169. *Milton D.J., Littler J., Fahey J.J., Shoemaker E.M.* Petrography of glassy ejecta from the Scooter 0.5 kiloton high-explosive cratering experiment, Nevada. – *Astrogeol. Stud. Prog. Rep. US Geol. Surv.*, 1961, N 88, p. 89–92.
170. *Ming L.C., Bassett W.A.* Decomposition of FeSiO_3 into $\text{FeO} + \text{SiO}_2$ under very high pressure and high temperature. – *Earth and Planet. Sci. Lett.*, 1975, 25, N 1, p. 68–70.
171. *Muller W.F., Defournaux M.Z.* Deformationstrukturen in Quarz als Indikator für Stosswellen: Eine experimentelle Untersuchung an Quarz-Einkristallen. – *Ztschr. Geophys.*, 1968, 34, N 5, S. 483–505.
172. *Muller W.F., Hornemann U.* Deformation microstructures in shock-loaded olivine. – *Nature*, 1968, 220, p. 1227.
173. *Muller W.F., Hornemann U.* Shock-induced planar deformation structures in experimentally shock-loaded olivines and in olivines from chondritic meteorites. – *Earth and Planet. Sci. Lett.*, 1969, 17, p. 251–264.
174. *O'Keefe J.D., Ahrens T.J.* Equations of state and impact-induced shock-wave attenuation on the moon. – In: Impact and explosion cratering. N.Y.: Pergamon press, 1977, p. 639–656.
175. *Phinney W.G., Simmonds C.H.* Dynamical implications of the petrology and distribution of impact melt rocks. – In: Impact and Explosion Cratering. N.Y.: Pergamon press, 1977, p. 771–790.
176. *Pohe J., Bader K., Berkford A.* et al. The research drillhole Nordlingen 1973 in the Ries crater – A summary of geophysical investigations. – *Geol. bavarica*, 1977, 75, S. 323–328.
177. *Reikes S.A., Ahrens T.J.* Measurement of post-shock temperatures in silicates. – In: Lunar and Planetary Science IX. Houston: Lunar Planet. Inst., 1978, vol. 2, p. 922–925.
178. *Reimold W.U., Stoffler D.* Experimental shock metamorphism of dunite. – In: Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 9th. N.Y.: Pergamon press, 1978, p. 2805–2824.
179. *Robertson P.B.* Zones of shock metamorphism at the Charlevoix structure, Quebec. – *Bull. Geol. Soc. Amer.*, 1975, 86, p. 1630–1638.
180. *Robertson P.B., Dence M.R., Vos M.A.* Deformation in rock-forming minerals from canadian craters. – In: Shock metamorphism of natural materials. Baltimore: Mono Book Corp., 1968, p. 433–452.
181. *Roddy D.J., Davis L.K.* Shatter Cones at TNT Explosion Craters. – *Trans. Amer. Geophys. Union*, 1969, 50, p. 220.
182. *Schaal R.B., Thompson T.D., Horz F., Bauer J.F.* Experimentally shocked lunar basalt: measure and particulate. – In: Lunar and Planetary Science X. Houston: Lunar Planet. Inst., 1979, p. 1055–1057.
183. *Schneider E., Wagner G.A.* Shatter cones produced experimentally by impacts in limestone targets. – *Earth and Planet. Sci. Lett.*, 1976, 32, N 1, p. 40–44.
184. *Schneider H.* Shock-induced mechanical deformations in biotites from crystals line rocks of the Ries crater (Southern Germany). – *Contribs Mineral. and Petrol.*, 1972, 37, N 1, p. 75–85.
185. *Sclar C.B.* Shock wave damage in olivine. – *Trans. Amer. Geophys. Union*, 1969, 50, p. 219.
186. *Sclar C.B., Usselman T.M.* Experimentally induced shock effects in some rock-forming minerals. – *Meteoritics*, 1970, 5, p. 222–223.
187. *Shand S.J.* The pseudotachylite of Parijs, Orange Frec State. – *Quart. J. Geol. Soc. London*, 1971 (1916), 72, p. 199–221.
188. *Short N.M.* Experimental microdeformation rock material by shock pressure. – In: Shock metamorphism of natural materials. Baltimore: Mono Book Corp., 1968, p. 219–241.
189. *Short N.M.* Shock metamorphism of basalt. – *Mod. Geol.*, 1969, 1, p. 81–85.
190. *Short N.M.* Evidence and implications of shock metamorphism in lunar samples. – *Science*, 1970, 167, N 3918, p. 673–675.
191. *Silmonds C.H., Phinney J.L., Warner J.L.* Effect of water on cratering: a review of craters and impactites on the Earth, Moon and Mars. – In: Lunar Science VIII. Houston: Lunar Science Inst., 1977, vol. 2, p. 874–876.
192. *Simonds C.H., Floran R.J., McGee P.E.* et al. Petrogenesis of melt rocks, Manicouagan impact structure, Quebec. – *J. Geophys. Res.*, 1978, 83, N 136, p. 2773–2788.
193. *Smyth R., Hatton C.J.A.* A coesite-sanidine gneiss from the Roberts Victor kimberlite. – *Earth and Planet. Sci. Lett.*, 1977, 34, N 2, p. 284–290.
194. *Stahle V.* Natural shock behavior of almandite in metamorphic rocks from the Ries crater, Germany. – *Earth and Planet. Sci. Lett.*, 1975, 25, p. 71–81.
195. *Stearns R.G., Wilson C.W., Jr., Tiedemann H.A.* et al. The Wells Creek structure, Tennessee. – In: Shock metamorphism of natural material. Baltimore: Mono Book Corp., 1968, p. 323–338.
196. *Stoffler D.* Deformation und Umwandlung von Plagioklas durch Stoßwellen in den Gesteinen des Nordlinger Ries. – *Contribs. Mineral. and Petrol.*, 1967, 16, p. 51–83.
197. *Stoffler D.* Shock deformation of sillimanite from the Ries Crater, Germany. – *Earth and Planet. Sci. Lett.*, 1970, 10, p. 115–120.
198. *Stoffler D.* Coesite and stishovite in shocked Crystalline Rocks. – *J. Geophys. Res.*, 1977, 76, N 23, p. 5474–5482.
199. *Stoffler D.* Deformation and transformation of rock-forming minerals by natural and experimental shock processes: I. Behavior of minerals under shock compression. – *Fortsch. Miner.*, 1972, 49, S. 50–113.
200. *Stoffler D., Hornemann U.* Quartz and feldspar glasses produced by natural and experimental shock. – *Meteoritics*, 1972, 7, p. 371–394.
201. *Stoffler D.* Petrographic and grain size

characteristics of suevite and lunar impact breccias. — *Meteoritics*, 1973, 8, N 4, p. 443–444.

202. *Stoffler D.* Deformation and transformation of rock-forming minerals by natural and experimental shock processes. II. Physical properties of shocked minerals. — *Fortschr. Miner.*, 1974, 51, S. 256–289.

203. *Strong H.M., Hanneman R.E., Bundy F.P.* Hexagonal diamonds in the Canyon Diablo meteorite and their implications. — *Meteoritics*, 1967, 3, N 3, p. 282.

204. *Troger W.E.* Optische Bestimmung der gesteinsbildenden Minerale. I Bestimmungstabellen. Stuttgart: Schweizerbart, 1971. 253S.

205. *Turner F.J.* Analysis of kinks in micas of an Innsbruck mica schist. — *Neues Jb. Mineral. Monatsh.*, 1964, N 9, S. 347–356.

206. *Wackerle J.* Shock-wave compression of quartz. — *J. Appl. Phys.*, 1962, 33, N 2, p. 922–937.

207. *Walter L.C.* Coesite discovered in tectites. — *Science*, 1965, 147, N 3661, p. 1029.

Г Л А В А V

УДАРНОЕ ИСПАРЕНИЕ И НЕКОТОРЫЕ ПЕТРОХИМИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ИМПАКТИТОВ

В настоящей главе рассмотрен химический аспект преобразования вещества горных пород при метеоритных ударах. Для ряда ударных кратеров Земли получены данные, указывающие на возможность изменения химического состава некоторых расплавных импактитов по сравнению с исходным веществом мишени. Это обстоятельство и некоторые особенности химического состава тектитов и лунных импактитов позволяют ставить проблему неизохимичности ударного процесса. Она приобретает особую важность в связи с тем, что на ранних этапах развития планетных тел земного типа, в том числе и на Земле, метеоритная бомбардировка имела очень высокую интенсивность и, следовательно, могла быть важным фактором дифференциации планетного вещества.

Существуют определенные указания на то, что неизохимичность ударного процесса, по крайней мере в ряде случаев, вызвана явлениями испарения–конденсации. Поэтому анализ петрохимических особенностей расплавных импактитов предваряется кратким очерком по физической химии испарения и сжатой сводкой результатов экспериментов по испарению силикатных расплавов в вакууме, что может в некоторой степени служить моделью ударного испарения горных пород.

V.1. ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИЧЕСКОЙ ХИМИИ УДАРНО-ИСПАРЕННОГО ВЕЩЕСТВА

V.1.1. Общие представления об испарении

Испарение (парообразование) определяется как переход вещества из конденсированной (твердой или жидкой) фазы в газообразную. Испарение твердого тела называется сублимацией, а парообразование в объеме жидкости — кипением. Обычно под испарением понимают парообразование, происходящее на свободной поверхности жидкости при температуре ниже точки кипения. Под конденсацией понимают переход вещества из газообразного (парообразного) состояния в жидкое или твердое. В зависимости от условий конденсированная фаза образуется в объеме пара или на поверхности более холодного тела, с которым соприкасается пар.

В однокомпонентной системе вещество переходит в пар в точке кипения при определенных значениях T и p , при этом состав возникающего пара и жидкости одинаков. В многокомпонентной системе вещество переходит в пар в некотором интервале значений температуры и давления, а составы возникающего пара и жидкости в общем случае различны. Это различие возникает вследствие селективного характера испарения, определяемого различной летучестью компонентов. При этом паровая фаза обогащается легколетучими в данных условиях компонентами, а конденсированная — труднолетучими.

В закрытом сосуде при неизменной температуре рано или поздно наступает равнове-

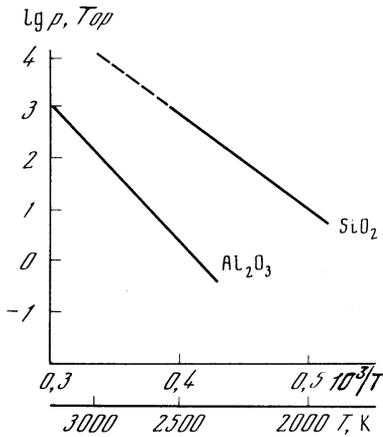


Рис. 162. Зависимость давления насыщения в парах кремнезема SiO_2 и корунда Al_2O_3 от температуры

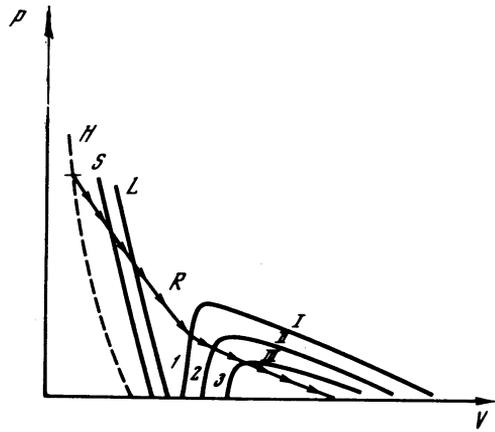


Рис. 163. Схема равновесного селективного испарения при разгрузке

H – ударная адиабата; S, L – линии солидуса и ликвидуса; $I-III$ – линии равновесия многокомпонентного расплава и паров отдельных его компонентов; R – изэнтропа разгрузки; $1-3$ – точки постепенного перехода в газовую фазу компонентов $I-III$

сие между конденсированным веществом и паром, т.е. скорости испарения и конденсации уравниваются, а массы конденсированного вещества и пара не будут изменяться во времени. Пар при этом называется насыщенным, а давление в нем – давлением насыщенного пара p^0 . Величина p^0 зависит от свойств вещества и температуры и выражается уравнением Клаузиуса–Клапейрона

$$p^0 = C \exp(-\Delta\bar{H}/RT), \quad (V.1)$$

где $\Delta\bar{H}$ – средняя энтальпия фазового перехода на данном интервале температур; $R = 8,3 \cdot 10^7$ эрг/моль · град – газовая постоянная; C – константа.

Теоретический расчет $p^0(T)$ сложен, поэтому обычно пользуются табличными, экспериментально определенными данными (например, [9]). Для практических расчетов часто пользуются формулами вида

$$p^0(T) = A \exp(-B/T), \quad (V.2)$$

где A, B – константы для данного вещества. Например, для чистого кремнезема SiO_2 $B \approx 41\,400$ К, для корунда Al_2O_3 $B \approx 61\,000$ К (рис. 162).

Испарение в многокомпонентной системе определяется парциальным давлением компонентов. Если бы силы взаимодействия между частицами в смеси не отличались от сил взаимодействия в чистых веществах, то в равновесии парциальное давление i -го компонента (p_i) было бы равно давлению насыщенного пара чистого вещества (p_i^0), умноженному на концентрацию чистого вещества (x_i) в фазе переменного состава. Для учета реальных сил взаимодействия вводится коэффициент активности γ_i , и уравнение, описывающее парциальное давление пара i -го компонента в многокомпонентной системе (закон Рауля–Генри), имеет вид

$$p_i = p_i^0 x_i \gamma_i = p_i^0 a_i, \quad (V.3)$$

где $a_i = x_i \gamma_i$ – активность компонента в конденсированной фазе.

Общее давление паров в многокомпонентной системе зависит от парциальных давлений компонентов и их активностей в данной смеси:

$$p = \sum_i p_i^0 x_i \gamma_i. \quad (V.4)$$

При отсутствии равновесия разница между реальным парциальным давлением компонента (p'_i) и равновесным парциальным давлением, выражаемым законом Рауля—Генри, определяет направление (испарение или конденсация) и интенсивность потока вещества. Скорость испарения описывается формулой Кнудсена—Лангмюра

$$-\frac{dn_i}{dt} = \frac{\alpha_i (p_i^0 - p'_i) S}{\sqrt{2 \pi k T m_i^0}}, \quad (V.5)$$

где dn_i — число частиц, покидающих за время dt поверхность конденсированного вещества; α_i — доля обратно конденсирующихся испарившихся частиц из числа попавших на поверхность жидкости; S — площадь поверхности испарения; $k = 1,38 \times 10^{-16}$ эрг/град — постоянная Больцмана; m_i — масса частицы данного сорта. Хотя в этой формуле температура находится в знаменателе ($T^{1/2}$), величина скорости испарения увеличивается с ростом температуры, так как давление паров с ростом температуры увеличивается значительно быстрее, чем $T^{1/2}$ [см. уравнения (V.1) и (V.2)].

Скорость испарения i -го компонента из многокомпонентного расплава может быть выражена как

$$-\frac{dn_i}{dt} = \frac{\alpha_i (p_i^0 x_i \gamma_i - p'_i) S}{\sqrt{2 \pi k T m_i^0}}. \quad (V.6)$$

Приведенные формулы вскрывают принципиальный характер зависимости процесса испарения от ряда параметров: времени испарения, площади поверхности, температуры, давления, свойств и концентрации компонента, а также характера его молекулярного взаимодействия с другими компонентами.

V.1.2. Испарение вследствие ударного сжатия

Рассмотрим процесс разгрузки ударно-сжатого многокомпонентного вещества (рис. 163). Вещество в ударной волне сжимается и нагревается. При этом возрастает его энтропия. Разгрузка вещества происходит вдоль изэнтроп. Предположим, что на изэнтропе разгрузки вещество находится в состоянии термодинамического равновесия. Тогда по мере уменьшения давления вещество проходит через кривые солидуса и ликвидуса (S и L на рис. 163) и становится полностью расплавленным. Наконец, в некоторой точке реализуются условия, при которых возможно существование компонента i в газовой фазе. Тогда часть молекул i -го сорта перейдет в газовую фазу, а оставшийся расплав будет обеднен i -м компонентом. При дальнейшем понижении давления в газ будут переходить все менее и менее летучие компоненты, и химический состав пара будет изменяться. Этот процесс мы назовем равновесным селективным испарением.

В земных условиях естественным пределом разгрузки можно считать снижение давления до 1 атм. В зависимости от начального давления изэнтропы разгрузки будут достигать этого давления при разных значениях удельного объема V и, следовательно, при различном соотношении количеств вещества в конденсированной и газовой фазах. Если однокомпонентное вещество испарилось после разгрузки лишь частично, то оно будет иметь температуру, равную температуре испарения $T_{и}$. В многокомпонентной системе температура после разгрузки при частичном испарении будет различной и определяется из условия равенства суммарного давления p (V.4) атмосферному. Отсюда же будут определяться концентрации x_i различных компонентов в оставшейся после разгрузки жидкой фазе.

Если расширение ударно-сжатого материала происходит в вакууме, то может показаться, что все вещество, попадающее при разгрузке в зону частичного испарения, должно перейти в газовую фазу. Это, конечно, не так. Мы предполагали, что жидкая и газовая фазы находятся в равновесии. Однако это верно лишь в тех случаях, когда время

установления равновесия при изменении состояния системы много меньше характерного времени этого изменения. В данном случае установление равновесия означает, что скорость испарения с поверхности расплава достаточно велика для поддержания давления насыщения в увеличивающемся по мере уменьшения давления объеме газовой фазы. При разгрузке вещество не только расширяется, но и остывает. Как видно из формул (V.5) и (V.6), скорость испарения быстро падает при уменьшении температуры. Поэтому в реальном процессе наступает момент, когда равновесие не успевает установиться и дальнейшая термическая история расплава и газовой фазы будет различной. Пример рассмотрения конденсации паров металла при разлете в вакууме можно найти в книге Я.Б. Зельдовича и Ю.П. Райзера [4].

Следует помнить, что мы имеем дело с динамическими явлениями, поэтому и ударное сжатие, и разгрузка сопровождаются перемещением вещества в пространстве. При разгрузке ударно-сжатого вещества часть его внутренней энергии переходит в кинетическую, поэтому разгружающееся вещество движется со скоростями, измеряемыми километрами в секунду. При таких скоростях возможны механические процессы, приводящие к необратимому нарушению термодинамического равновесия. Например, ускорение смеси жидкости и пара происходит в основном за счет расширения пара. Когда плотность пара становится во много раз меньше, чем плотность расплава, возможны процессы обтекания паром жидких частиц. В результате пар и расплав могут приобрести в конце процесса разгрузки несколько различные скорости. Это приведет к перемешиванию вещества, разгружавшегося вдоль различных изэнтроп.

Изложенное можно суммировать в виде утверждения о том, что поздние стадии разгрузки ударно-сжатого вещества нельзя априори рассматривать как равновесные или изэнтропические процессы. Следовательно, необходимо допустить, что при метеоритном ударе могут происходить процессы неравновесного селективного испарения. Суть неравновесной стадии испарения заключается в продолжении испарения материала из частиц расплава, окруженных парами, имеющими давление много ниже, чем давление насыщенного пара при температуре данной частицы расплава. В связи с этим полезно рассмотреть вопрос об испарении вещества с поверхности капель расплава, выброшенных при ударе. При этом важно знать, успеет ли расплав испариться до того момента, как его температура снизится за счет радиационного остывания. Для качественного анализа этого процесса мы сравним скорости остывания капель расплава за счет радиационного охлаждения и за счет испарения вещества с поверхности капли.

Предположим, что в процессе разгрузки ударно-сжатого вещества образовалась сферическая капля расплава температуры T , имеющая радиус r . При больших температурах плотность тепловой энергии расплава можно считать равной cT , где c — теплоемкость, имеющая для силикатных расплавов порядок 10^7 эрг/г. Будем считать размер капли r достаточно маленьким для того, чтобы можно было пренебречь градиентом тепла внутри шарика. Мерой значимости испарения будем считать долю полной потери массы вещества шарика.

Время охлаждения только за счет излучения тепла с поверхности шарика можно оценить, приравнявая скорость изменения тепловой энергии шарика плотностью ρ потоку лучистой энергии с поверхности шарика, считая последний абсолютно черным телом:

$$\frac{4}{3} \pi r^3 \rho c \frac{dT}{dt} = 4\pi r^2 \sigma T^4,$$

где $\sigma = 5,75 \cdot 10^5$ эрг/см² · с · град⁴ — постоянная Стефана–Больцмана. Отсюда получим дифференциальное уравнение для температуры шарика

$$\frac{dT}{dt} = - \frac{3\sigma}{\rho c} \frac{T^4}{r}.$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$T(t) = \left(T_0^3 - \frac{9\sigma}{\rho c} \frac{t}{r} \right)^{1/3},$$

где T_0 – начальная температура шарика.

На рис. 164 показано это решение в виде $T(t/r)$ для случая $T_0 = 3000$ К, $\rho = 3$ г/см³, $c = 10^7$ эрг/г · град. Чтобы нагляднее представить себе порядок цифр, преобразуем это выражение к виду

$$t = \frac{\rho c}{9\sigma} r \left(\frac{1}{T^3} - \frac{1}{T_0^3} \right). \quad (\text{V.7})$$

При $T_0 = 3000$ К и $T = 1500$ К, например, $t = 17 r$, где $[t]$ – в с, $[r]$ – в см: шарик радиусом 1 см остывает до 1500 К, т.е. до температуры порядка температуры плавления, за 17 с.

Оценим теперь уменьшение температуры со временем за счет только испарения вещества с поверхности. При этом мы предполагаем, что потери тепла за счет излучения

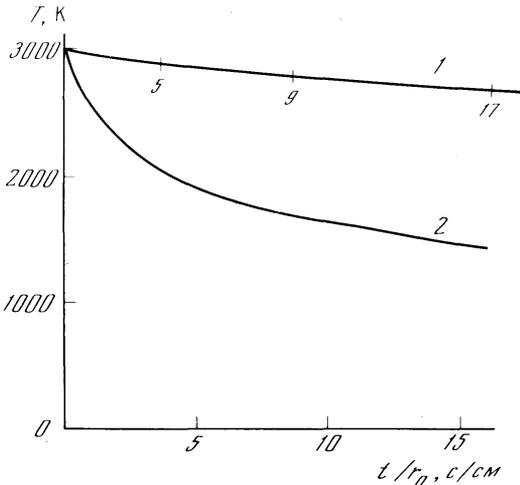


Рис. 164. Зависимости температуры сферической капли расплава начального радиуса r_0 от приведенного времени t/r_0 в случае охлаждения только за счет испарения с поверхности (1) и только за счет излучения тепла (2)

Цифры на кривой 1 – $\Delta m/m_0$ (в %) – потеря массы Δm капли расплава, отнесенная к начальной массе m_0 на данный момент времени

компенсируются каким-либо способом. Пусть G – скорость потери массы за счет испарения с поверхности капли, г/с. На испарение 1 г вещества затрачивается теплота испарения λ , величина которой для силикатных расплавов имеет порядок $6 \cdot 10^{10}$ эрг/г. Тогда скорость потери тепловой энергии капли (равной $4/3 \pi r^3 c T$) с учетом изменения ее радиуса равна

$$\frac{\rho c}{3} \left(3r^2 \frac{\partial r}{\partial t} T + r^3 \frac{\partial T}{\partial t} \right) = -G \lambda.$$

Решение этого уравнения с учетом того, что

$$\frac{\partial r}{\partial t} = - \frac{G(T)}{\rho} \quad (\text{V.8})$$

и $3d \ln r = d \ln m$ (m – масса капли), имеет вид

$$\frac{m}{m_0} = \frac{\lambda/c - T_0}{\lambda/c - T}, \quad (\text{V.9})$$

где m_0 , T_0 – начальные значения массы и температуры. Совместное решение (V.8)

и (V.9) позволяет получить зависимость $T(t/r)$. Для оценки зависимости $G(T)$ воспользуемся экспериментальными данными по скорости испарения гранитного расплава, представленными на рис. 167, которые можно выразить в виде

$$G/m \approx \frac{4,5 \cdot 10^3}{r\rho} \exp\left(-\frac{34500}{T}\right), \text{ с}^{-1}.$$

Оценка зависимости в этом случае при $T_0 = 3000$ К показана на рис. 164. Там же указаны значения относительной потери массы $(m_0 - m)/m_0$. Из сравнения времени остывания за счет излучения и испарения видно, что капля расплава не успевает потерять заметную долю массы (оценка потери массы с одновременным учетом двух механизмов охлаждения приводит к значению $(m_0 - m)/m_0 \sim 10^{-4}$).

Капли расплава могут испаряться также, если они находятся в облаке горячего ударного пара, которое обеспечивает их подогрев. Как было показано в разделе II.1.5, время остывания облака ударного пара до температуры $T \sim 1000$ К, которую можно считать хорошей оценкой для температуры затвердевания расплавленных горных пород, зависит от размера кратера, и, следовательно, длительность подогрева капель расплава есть функция диаметра кратера. Если считать, что размеры капель расплава определяются только свойствами расплава и равны примерно 1 мм [16], то из рис. 164 следует, что для испарения 10% массы этих капель требуется время около 1 с. Как видно из расчетов по эволюции облака ударного пара (см. раздел II.1.5), такое время существования достаточно горячих паров возможно только в событиях, приводящих к образованию кратеров диаметром порядка 100 км и более. Из тех же оценок следует, что основная масса образующегося при ударе пара быстро остывает, сохраняя при этом достаточную плотность ($10^{-1} - 10^{-2}$ г/см³ при $T \sim 1000$ К). Такой силикатный пар, скорее всего, является пересыщенным, что должно приводить к его конденсации. Конденсация различных компонентов сложного по составу пара должна происходить с различными скоростями, к тому же зависящими от наличия и характера центров конденсации (обломков пород, минералов и капель расплава).

Таким образом, проведенные оценки указывают на принципиальную возможность испарения горных пород при метеоритных ударах и последующей конденсации ударного пара. Очевидно, что и испарение, и конденсация различных компонентов должны происходить с разными скоростями. Количественные оценки масштабов этих явлений в настоящее время затруднены. Полученные данные лишь указывают на то, что процесс испарения должен быть более эффективным в явлениях большого масштаба.

V.2. НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИСПАРЕНИЯ СИЛИКАТНЫХ РАСПЛАВОВ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ МОДЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты по испарению силикатных расплавов проводились в вакуумной установке, позволяющей достигать разрежения до 10^{-6} Тор. Под вакуумным колпаком с окнами для визуальных наблюдений помещали нагреватель в виде вольфрамовой спирали, обеспечивающей получение температур до 2500°C . Температура измерялась оптическим пирометром. Длительность испарения в опытах составляла десятки минут при температурах ниже 2000°C и 5–10 мин при более высоких температурах. Взвешенный на аналитических весах образец весом 300–500 мг в виде спека порошка помещался на спираль нагревателя. Поверхность расплава в проведенных опытах не определялась, так как поверхность смеси имеет в тигле неправильную форму, осложненную множеством пузырьков. Поэтому полученные данные по скоростям испарения не могут быть нормированы на площадь поверхности образца.

После опыта неиспарившаяся часть образца (остаточное стекло) взвешивалась, что давало возможность определить потерю веса в результате испарения. Состав остаточного стекла определялся методами химического микроанализа или на микрозонде, а при изучении микроэлементов — спектральным методом. Зная исходный состав образца и

состав остаточного стекла, по потере веса можно было рассчитать состав испарившейся части образца. В некоторых опытах вблизи нагревателя устанавливался холодный экран для сбора конденсата, состав которого определялся. Следует подчеркнуть, что обсуждаемые ниже закономерности испарения силикатных расплавов установлены на более широком экспериментальном материале, чем тот, который приводится в настоящей главе.

В большинстве описанных ниже опытов изучались образцы базальтового и гранитного состава, в отдельных опытах — диорита, щелочных полевых шпатов и оливина. Исходный состав образцов, состав остаточных стекол и собранных конденсатов, а также рассчитанный состав испаренной части (пара) приводятся в таблицах при изложении результатов экспериментов. Составы исходных образцов и продуктов опытов представлены в традиционной для петрохимии форме в виде петрогенных окислов, что сделано для удобства сравнения с петрохимическими данными по природным импактитам. Из тех же соображений при анализе экспериментальных данных эти петрогенные окислы рассматриваются как компоненты. Строго говоря, это необоснованно, так как формы нахождения химических элементов и их соединений в расплавах и парах силикатного состава мало изучены и вряд ли всегда соответствуют простым окислам.

Необходимо заметить, что эксперименты, результаты которых описываются в данном разделе, к сожалению, не представляют собой единой, заранее запланированной серии опытов, а проводились в течение нескольких лет для решения ряда частных задач, иногда довольно далеких от целей данной книги. Этим, в частности, объясняется некоторая несогласованность приводимых результатов.

В.2.1. Зависимость от времени

В экспериментах изучалась зависимость скорости испарения оливинового базальта от длительности процесса испарения (рис. 165), а также характер изменения химического состава остаточного стекла и пара при испарении базальта и гранита (рис. 166, табл. 12). Наблюдаемая в опытах зависимость потери массы образца (m) от времени (t) характеризуется относительно высокой скоростью испарения в начале процесса, которая затем постепенно уменьшается и, наконец, становится близкой к постоянной. Наблюдаемая зависимость показана в сравнении с теоретическими зависимостями,

Т а б л и ц а 12
Изменение состава расплава и пара в зависимости от времени испарения

Компоненты	Оливиновый базальт					
	исходный состав, мас. %	стекло			конденсат-пар	
		23 мин	38 мин	50 мин	23 мин	38 мин
SiO ₂	52,49	55,18	54,59	46,50	45,98	49,69
TiO ₂	1,10	1,27	1,29	1,63	0,69	0,83
Al ₂ O ₃	17,39	20,31	23,50	29,56	10,37	9,07
FeO _{общ}	8,74	7,68	3,80	0,72	11,35	15,50
MgO	5,78	6,05	6,24	7,82	5,15	5,16
CaO	7,78	9,35	10,37	13,77	4,04	4,27
Na ₂ O	5,07	0,09	0,10	He опр.	17,17	11,87
K ₂ O	1,65	0,07	0,11	"	5,25	3,61
Сумма	100,00	100,00	100,00	100,00	100,00	100,00

П р и м е ч а н и е. Условия эксперимента: оливиновый базальт, температура расплава 1775°С, давление $5 \cdot 10^{-6}$ Тор; потери (в %) в массе расплава с длительностью опыта 23 мин — 29,3; 38 мин — 42,6; 50 мин — 87,7; гранит, температура расплава 2000°С, давление 10^{-5} Тор; потери (в %) в весе

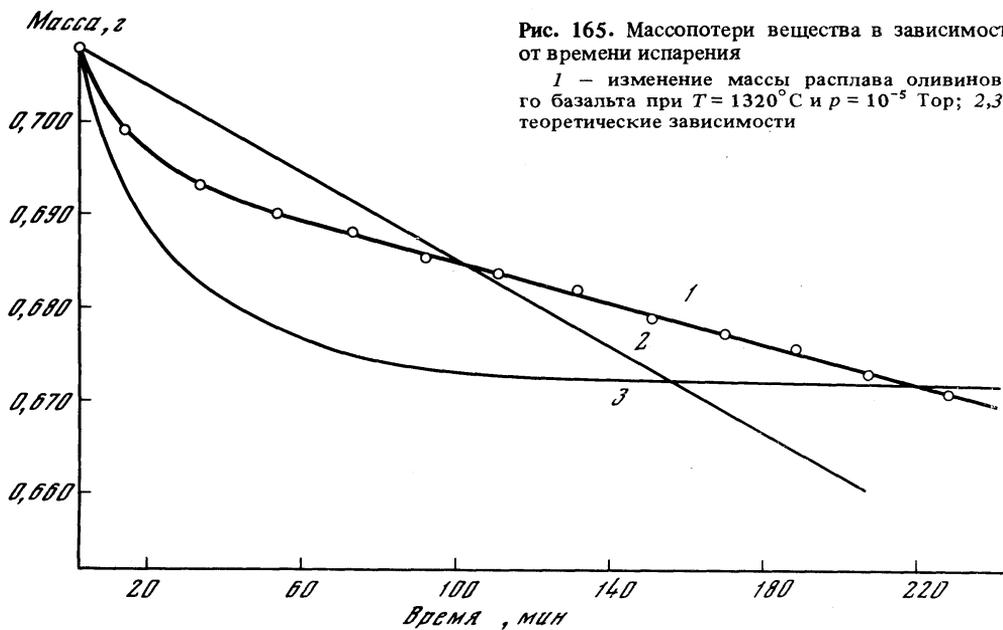


Рис. 165. Массопотери вещества в зависимости от времени испарения

1 — изменение массы расплава оливиново-го базальта при $T = 1320^\circ\text{C}$ и $p = 10^{-5}$ Тор; 2, 3 — теоретические зависимости

полученными из выражений (V.5) и (V.6). Измеренная зависимость $m(t)$ (см. рис. 165) отличается от теоретических зависимостей для одно- и многокомпонентной систем, что, очевидно, указывает на неполное соответствие теории этому реальному процессу.

Состав испаряющихся базальта и гранита с течением времени (а точнее, с увеличением доли испаренного вещества) непрерывно изменяется. Это в принципе согласуется с представлениями о различной летучести компонентов в многокомпонентных системах. Остаточный расплав базальта при $T = 1775^\circ\text{C}$ и $p = (3-7) \cdot 10^{-6}$ Тор резко обедняется щелочами. С течением времени в нем прогрессивно уменьшается содержание $\text{FeO}_{\text{общ}}$. Содержание SiO_2 в остаточном расплаве при небольшой доле испаренного вещества несколько увеличивается, но когда доля испаренного вещества сильно преоб-

исходный состав, мас. %	Гранит			
	стекло		конденсат-пар	
	15 мин	40 мин	15 мин	40 мин
74,52	79,19	80,14	53,11	57,94
0,54	0,51	0,30	0,68	1,25
12,12	12,43	14,28	10,70	5,74
3,53	2,80	2,34	6,88	7,04
0,23	0,19	Не обн.	0,41	0,90
1,16	0,94	1,14	2,16	1,22
3,74	1,47	0,51	14,15	13,28
4,16	2,47	1,29	11,91	12,63
100,00	100,00	100,00	100,00	100,00

расплава с длительностью опыта 15 мин — 17,9; 40 мин — 25,3. Составы конденсатов рассчитаны. Анализы оливинового базальта выполнены в ГЕОХИ АН СССР, аналитик Н.С. Классова; анализы гранита выполнены в ИМГРЭ, аналитик В.Н. Архангельская.

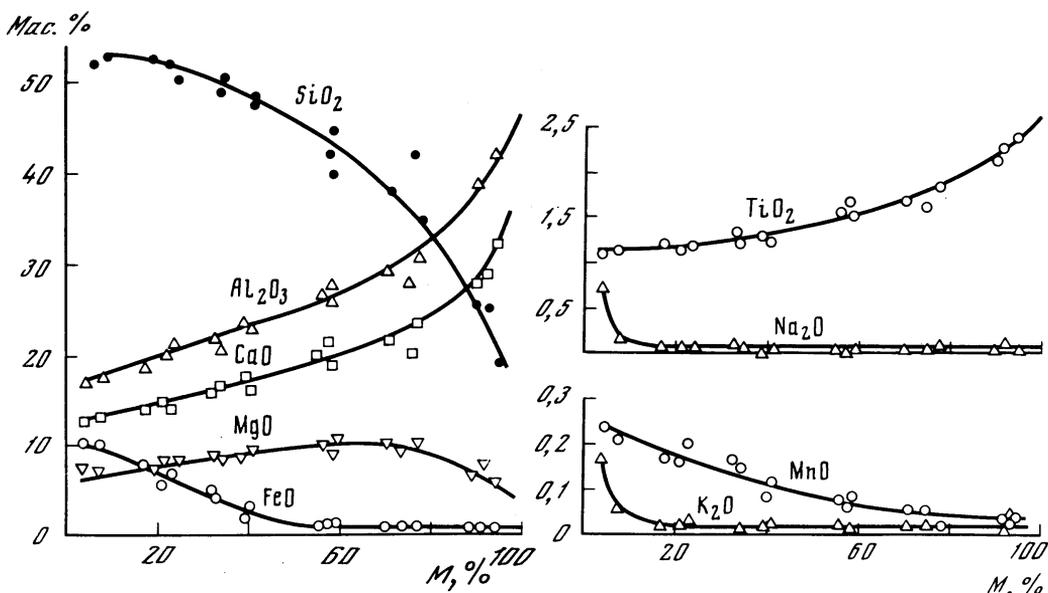


Рис. 166. Изменение содержания петрогенных окислов при испарении базальтового расплава в зависимости от общей массопотери. $M = \frac{\text{масса пара}}{\text{начальная масса}} \cdot 100\%$

ладает над долей остаточного расплава, последний несколько обедняется SiO_2 по сравнению с исходным составом. Содержания Al_2O_3 , CaO , TiO_2 и MgO в остаточном расплаве прогрессивно возрастают по мере увеличения степени испарения. Аналогичные изменения наблюдаются и при испарении базальтового расплава при $T = 2000^\circ\text{C}$ и $p = 10^{-5}$ Тор. Остаточный расплав гранита при $T = 2000^\circ\text{C}$ и $p = 10^{-5}$ Тор прогрессивно обедняется Na_2O , K_2O , SiO_2 , $\text{FeO}_{\text{общ}}$, причем среди этих компонентов наиболее

Таблица 13
Составы (в мас.%) остаточных расплавов кислого состава, полученных при испарении в вакууме ($p = 10^{-5}$ Тор)

Компоненты	Исходный состав	Состав остаточного расплава гранита			
		1800°С	1850	1900	1950
SiO_2	74,34	77,50	78,18	78,10	78,79
TiO_2	0,54	0,33	0,41	0,32	0,34
Al_2O_3	12,19	12,56	12,42	12,70	13,16
Fe_2O_3	1,01	0,25	0,04	0,11	Не обн.
FeO	2,61	2,46	2,36	2,84	2,46
MgO	0,23	0,12	0,08	Не обн.	Не обн.
CaO	1,16	0,95	0,91	1,12	0,91
Na_2O	3,73	2,77	2,62	2,08	1,72
K_2O	4,15	3,01	2,92	2,73	2,62
P_2O_5	0,04	0,05	0,06	Не опр.	Не опр.
Сумма	100,00	100,00	100,00	100,00	100,00
Потери исходной массы, %		3,58	4,2	6,5	13,4

Примечание. Анализы приведены к 100% за вычетом WO_3 от тигля; время опытов при $T = 1800\text{--}2040^\circ\text{C}$ — 10 мин; при $T = 2100\text{--}2400^\circ\text{C}$ — 5 мин; химические анализы стекол при $T =$

ярко выражено обеднение щелочами. Простые расчеты показывают, что, хотя относительное содержание некоторых компонентов в остаточном расплаве может быть больше, чем в исходном составе, эти компоненты тоже испаряются, но с меньшей скоростью, чем компоненты, которыми остаточный расплав обедняется.

V.2.2. Зависимость от температуры

В экспериментах исследовались зависимость скорости испарения от температуры для расплавов гранита и магнезиального оливина (рис. 167), а также характер изменения химического состава остаточного расплава и пара при нагревании базальтового расплава в интервале температур 1400–1800°С и гранитного расплава в интервале 1800–2400°С (рис. 168, табл. 13–15). Полученные температурные зависимости скорости испарения имеют характер, близкий к экспоненциальному, что согласуется с теоретической зависимостью – выражения (V.1), (V.5), (V.6) – и эмпирическими данными для простых соединений – выражение (V.2). С ростом температуры наблюдается также изменение состава остаточного расплава и комплементарного ему пара. Следует, однако, отметить, что опыты проводились с фиксированной длительностью, но без контроля за поверхностью расплава. В результате это скорость испарения и, следовательно, доля испаряемого вещества определялись как температурным фактором, так и поверхностью, и данные, представленные в табл. 13 и на рис. 168, иллюстрируют совокупный эффект увеличения температуры и степени испарения образца.

Из представленных экспериментальных данных по базальту (см. табл. 14) следует, что повышение температуры испарения с 1400 до 1800°С приводит в общем к таким же изменениям в составе расплава и пара, которые наблюдались при увеличении длительности процесса испарения при 1775°С (см. табл. 12). Какого-либо специфического температурного эффекта не наблюдалось. В то же время в экспериментах с гранитным веществом такой температурный эффект был замечен. При увеличении температуры испарения гранита с 1800 до 2000°С (см. табл. 13, рис. 168) изменения в составе расплава и пара в общем близки к тем, которые наблюдались при увеличении длительности испарения при температуре 2000°С.

Состав остаточного расплава гранита

	2000	2040	2100	2200	2300	2400°С
	79,14	78,98	75,47	70,26	65,82	60,79
	0,50	0,24	0,40	0,54	0,47	0,33
	12,43	13,94	14,41	23,53	30,69	36,27
He обн.	He опр.	He опр.				
	2,80	2,33	2,41	2,22	1,80	1,36
	0,18	He обн.	2,27	0,04	0,06	0,04
	0,93	1,11	2,26	2,35	0,96	0,92
	1,48	1,19	0,48	0,10	0,02	0,08
	2,47	2,21	2,21	0,95	0,18	0,2
	0,07	He опр.	0,09	0,02	He опр.	0,01
	100,00	100,00	100,00	100,00	100,00	100,00
	17,9	26,7	26,8	63,6	78,7	80

= 1800–2200°С выполнены в ИМГРЭ, аналитик В.Н. Архангельская; анализы стекол при $T = 2300–2400°С$ выполнены рентгеноспектральным методом в ГЕОХИ АН СССР, аналитик М.А. Назаров.

Т а б л и ц а 14

Составы (в мас.%) исходного базальта, остаточных расплавов и конденсата, полученных при испарении в вакууме ($p = 10^{-6}$ Тор)

Компоненты	Исходный состав	Остаточный расплав		Конденсат-пар, $T \geq 1800^\circ \text{C}$
		1400° С	1800° С	
SiO ₂	44,34	46,21	38,78	62,81
TiO ₂	6,09	6,87	10,10	0,85
Al ₂ O ₃	10,70	11,58	14,40	1,42
FeO	14,27	10,19	9,74	18,32
MnO	0,33	0,33	0,29	0,31
MgO	7,15	8,48	8,20	5,96
CaO	13,70	16,08	18,29	4,20
Na ₂ O	1,34	0,21	0,15	2,83
K ₂ O	1,98	0,05	0,05	2,28
P ₂ O ₅	0,10	Не опр.	Не опр.	1,02
Сумма	100,00	100,00	100,00	100,00

П р и м е ч а н и е. Железо пересчитано в виде FeO; время получения остаточных стекол 10 мин; конденсата ~ 5 мин; анализы выполнены в Институте химии силикатов АН СССР, аналитик Н.Е. Калинина.

Однако при увеличении температуры испарения выше 2000°С в остаточном расплаве на фоне уменьшения содержания SiO₂ резко усиливается потеря щелочей и интенсивно накапливается Al₂O₃. Хотя для других компонентов тенденции изменения состава при переходе через температуру 2000°С или не меняются (FeO, TiO₂), или носят противоречивый характер (CaO, MgO), в целом создается впечатление, что при температуре около 2000°С происходит качественное изменение картины процесса. Расчеты состава

Т а б л и ц а 15

Рассчитанные составы (в мас.%) паров, образующихся при испарении кислых расплавов при различной температуре

Компоненты	Состав паров				
	1800° С	1850	1900	1950	2000
SiO ₂	—	—	12,75	43,87	51,29
TiO ₂	5,62	3,04	4,11	1,88	0,71
Al ₂ O ₃	—	4,55	4,02	5,68	11,06
FeO	25,70	28,53	14,65	11,58	7,54
MgO	3,03	3,40	4,06	1,83	0,43
CaO	6,18	6,14	1,79	2,82	2,21
Na ₂ O	27,21	25,09	30,94	17,60	14,55
K ₂ O	32,26	29,25	27,68	14,74	12,21
P ₂ O ₅	—	—	—	—	—
Сумма	100,00	100,00	100,00	100,00	100,00
Потери исходной массы, %	3,58	4,2	6,5	13,4	17,9

испаренного вещества показывают, что это изменение вызвано увеличением темпа испарения SiO_2 — преобладающего компонента гранитного расплава.

В целом из имеющихся данных следует, что при температурах, незначительно превышающих температуры ликвидуса, базальтовый и гранитный расплавы испаряются с относительно невысокой скоростью, а пар при этом по сравнению с исходным составом обогащен щелочами и железом. При повышении температуры до 2000°C и выше скорость испарения увеличивается, а состав пара приближается к исходному составу испаряемого вещества.

В.2.3. Роль кислотно-основного взаимодействия при испарении компонентов расплава

Скорость испарения компонента из многокомпонентного расплава зависит от активности этого компонента, а коэффициент активности — от общего химического состава испаряющейся среды. Удобной обобщающей характеристикой химизма среды является показатель кислотности—основности расплава, который может иметь ряд выражений и, в частности, может быть выражен через активность ионов кислорода [5, 6]. Д.С. Коржинским [5] сформулирован общий принцип кислотно-основного взаимодействия: повышение общей основности расплава повышает коэффициенты активности всех оснований (причем тем сильнее, чем сильнее основание) и понижает коэффициенты активности кислотных компонентов расплава. В приложении к явлениям испарения это означает, что чем сильнее основные свойства компонента, тем легче он будет испаряться из основного расплава и тем сильнее он будет связан в кислом расплаве.

Этот вывод хорошо подтверждается экспериментальными данными по испарению K_2O и Na_2O из основных и кислых расплавов. На рис. 169 показан характер изменения отношения $\text{K}_2\text{O}/\text{Na}_2\text{O}$ при испарении базальта и гранита. Из базальтового (основного) расплава происходит предпочтительное испарение K_2O , который является более сильным основанием, чем Na_2O , что приводит к уменьшению отношения $\text{K}_2\text{O}/\text{Na}_2\text{O}$. Из гранитного (кислого) расплава K_2O испаряется труднее, чем Na_2O , и величина отношения $\text{K}_2\text{O}/\text{Na}_2\text{O}$ растет.

Состав паров					
	2040	2100	2200	2300	2400° C
	61,22	66,25	76,79	76,74	77,83
	1,38	0,88	0,55	0,57	0,60
	7,28	5,52	5,64	7,16	6,12
	7,28	6,23	4,28	4,00	4,08
	0,90	—	0,34	0,28	0,28
	1,30	—	0,48	1,21	1,22
	10,94	12,09	5,85	4,76	4,66
	9,70	9,03	6,02	5,25	5,17
	—	—	0,05	0,03	0,04
	100,00	100,00	100,00	100,00	100,00
	26,7	26,8	63,6	78,7	80

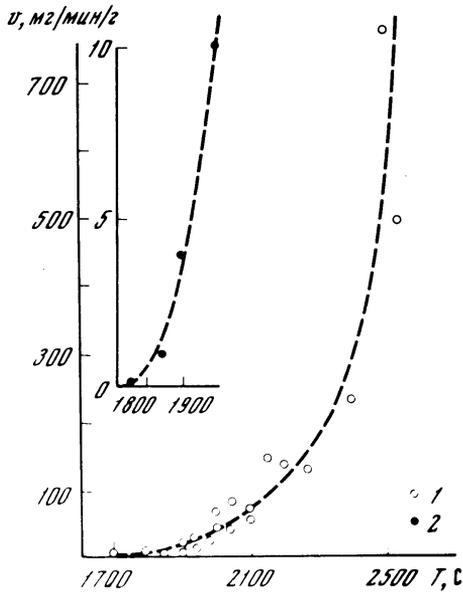


Рис. 167

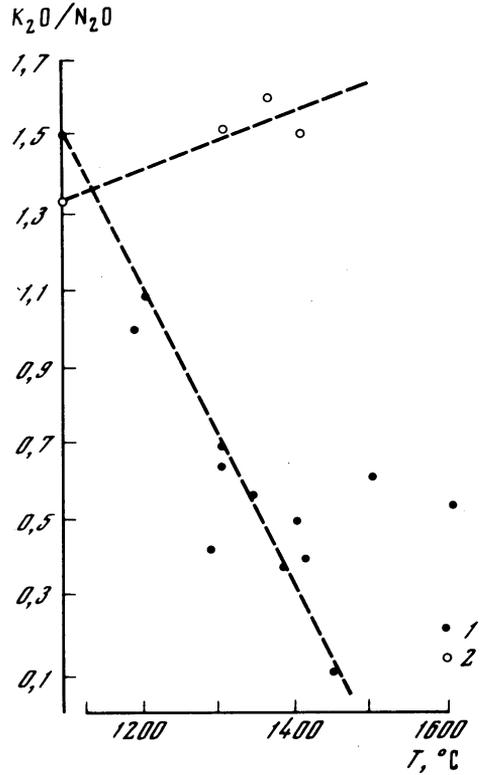


Рис. 169

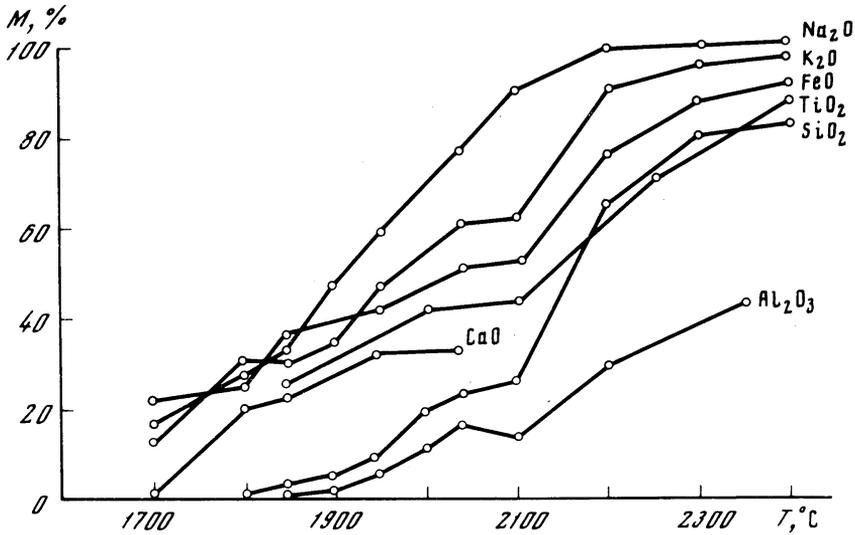


Рис. 168

Рис. 167. Зависимость скорости испарения (в мг/мин на 1 г исходного веса) от температуры
1 — для гранита; 2 — для оливина

Рис. 168. Изменение массопотерь окислов (M) при испарении гранитного расплава
Время испарения при $T = 1700-2040^\circ C$ — 10 мин, при $T = 2100-2400^\circ C$ — 5 мин; $p = (1-5) \cdot 10^{-5}$ Тор

Рис. 169. Изменение величины отношения K_2O/Na_2O в зависимости от температуры при изобарическом испарении щелочного базальта (1) и аляскитового гранита (2)

V.2.4. Ряды относительной летучести компонентов

Совокупное действие рассмотренных выше факторов определяет место компонента в ряду относительной летучести при испарении силикатных расплавов. Обобщение имеющегося в настоящее время экспериментального материала позволяет наметить ряды относительной способности к испарению для главных петрогенных компонентов основных и кислых расплавов. Для основных (базальтовых) расплавов при температурах, не превышающих 2000°C , этот ряд в порядке убывания летучести имеет следующий вид: $\text{K} > \text{Na} > \text{Fe} > \text{Si} > \text{Mg} > \text{Ca} > \text{Al} > \text{Ti}$ [13]. Возможные изменения в этом ряду при температурах более 2000°C пока не изучены. Для кислых расплавов, напротив, мало изучены особенности испарения при температуре менее 1900°C , а для диапазона температур $1900\text{--}2400^{\circ}\text{C}$ ряд летучести имеет вид: $\text{Na} > \text{K} > \text{Fe} > \text{Si} > \text{Al}$; положение Mg , Ca , Ti , P здесь не ясно.

V.2.5. Поведение микроэлементов

При испарении расплавов происходит селективный вынос в пар одних микроэлементов и накопление в остаточном расплаве других [12]. При испарении базальта в интервале температур $1400\text{--}1500^{\circ}\text{C}$ в вакууме (10^6 Тор) пар обогащается P , Pb , Ga , Co , Cu , Sn , Ni , Mo , In , Ag . В остаточном расплаве накапливаются Ba , Be , V , Zr , Sr , La , Y , Sc . Поведение Mn и Gf менее определено. Поведение микроэлементов при испарении кислых расплавов в общем аналогичное, хотя отмечены и некоторые отличия, по-видимому, связанные с общим изменением химизма среды. Обращает на себя внимание, что в группу легко испаряющихся микроэлементов входят сидерофилы, тогда как литофильные элементы имеют тенденцию к накоплению в остаточном расплаве.

V.2.6. Изменение валентного состояния железа в высокотемпературном расплаве

При нагреве расплавов в вакууме происходит изменение валентного состояния железа. Отношение $\text{FeO}/\text{Fe}_2\text{O}_3$ в остаточном расплаве всегда больше исходного. Так, например, в остаточном стекле базальта, полученном при давлении 10^6 Тор с выдержкой при температуре 1500°C в течение 40 мин, содержание FeO и Fe_2O_3 равно 5,57 и 2,58 вес.% соответственно, тогда как в исходном веществе оно составляло 5,92 и 3,57 вес.%. Отсюда следует, что, помимо уменьшения суммарной концентрации железа, произошло изменение отношения $\text{FeO}/\text{Fe}_2\text{O}_3$ с 1,65 до 2,16. В расплаве гранита с исходным отношением $\text{FeO}/\text{Fe}_2\text{O}_3$, равным 2,59, после нагрева в вакууме в течение 10 мин при $T = 1700\text{--}1800^{\circ}\text{C}$ это отношение возросло до 13,7. В навеске, выдержанной в течение 10 мин при $T = 1850\text{--}1900^{\circ}\text{C}$, это отношение увеличилось примерно до 40, а после выдержки при $T > 1900^{\circ}\text{C}$ трехвалентное железо в расплаве не обнаружено. Частичное восстановление железа в этих случаях, очевидно, связано с термическим разложением окисных соединений и удалением выделяющегося при этом кислорода.

V.2.7. Поведение воды

При нагревании породы в вакууме и при атмосферном давлении происходит выделение паров воды, CO_2 и других газов. Быстрое нагревание пород до температур плавления сопровождается резким выделением летучих и вспениванием расплава. Увеличение температуры расплава приводит ко все более полному удалению летучих веществ, которые в большинстве горных пород представлены в основном связанной водой. Вместе с тем экспериментально установлено, что содержание воды в стеклах, полученных при закалке высокотемпературных расплавов, после некоторой выдержки их на воздухе довольно высокое и даже может быть более высоким, чем содержание воды в исходной породе до плавления. Это явление, в частности, находит свое выраже-

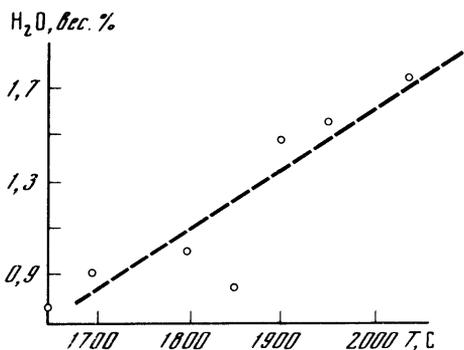


Рис. 170. Зависимость содержания воды в стеклах от температуры расплава. Исходное содержание воды в породе показано точкой на оси ординат

ние в том, что при многократном взвешивании навески остаточного стекла сразу после опыта вес ее несколько увеличивается с каждым новым взвешиванием. Содержание воды в таких стеклах тем больше, чем выше была температура закалки расплава (рис. 170). Причина этого явления, очевидно, заключается в том, что в высокотемпературных расплавах происходит распад сложных группировок

и образуется все больше простых анионов и катионов. Закалка приводит к "замораживанию" ионно-радикального состояния, и в стекле остается много некомпенсированных активных центров, интенсивно реагирующих с атмосферной влагой.

В.3. ОСОБЕННОСТИ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА РАСПЛАВНЫХ ИМПАКТИТОВ

Химический состав продуктов ударного плавления определяется прежде всего химическим составом пород мишени. Однако на фоне этой предопределенности в составе расплавных импактитов иногда наблюдаются отклонения от состава мишени, что ставит проблему возможной неизохимичности ударного процесса. В настоящее время в этой области накоплено еще мало надежного фактического материала. Серьезные трудности возникают уже при попытках оценить средний состав исходных пород, переработанных при образовании того или иного кратера, и средние составы продуктов этого процесса. Даже в тех случаях, когда число анализов достаточно велико и соблюдается условие статистической надежности, всегда остается место для сомнений в геологической представительности реконструкций среднего состава исходных пород, критериях разделения и группирования продуктов ударного процесса и роли вторичных, не связанных с ударным процессом изменений химического состава импактитов в ходе геологического времени. Эти и ряд других обстоятельств являются причиной того, что среди геологов, изучающих импактиты, нет единой точки зрения на проблему и нередко данные по одной и той же ударной структуре рассматриваются и как указание на неизохимичность, и как отсутствие таких указаний.

В.3.1. Вероятные факторы неизохимичности ударного процесса

В процессе ударного преобразования вещества действуют несколько факторов, которые в принципе могут быть причиной различий в химическом составе исходных пород мишени и получающихся из них расплавных импактитов.

Самой тривиальной причиной неизохимичности, вернее, кажущейся неизохимичности, может быть неправильная оценка состава того исходного вещества, из которого образованы импактиты. На практике состав исходного вещества определяется как средний состав пород мишени, который обычно рассчитывается через составы различных пород и их распространенность. В случае неоднородного в петрохимическом отношении состава пород мишени весьма вероятны ошибки в оценке относительной распространенности разных типов пород. Однако следует ожидать, что в этом случае подбором различных моделей смешения можно добиться хорошего совпадения новых оценок исходного состава с наблюдаемым составом импактитов.

Другая возможная причина неизохимичности — селективное ударное плавление пород мишени. При одной и той же ударной нагрузке постударная температура минера-

лов, обладающих различной жесткостью, будет разной (см. главу II). Это в принципе может привести к селективному плавлению менее жесткого породообразующего минерала. Эксперименты, в частности, показывают, что ударное селективное плавление пироксен-плагноклазовых пород может привести к появлению расплавов, сильно обогащенных плагноклазом [21]. Не исключено, что аналогичный механизм играл определенную роль в обогащении анортитом пород материковой коры Луны, которая была подвержена интенсивной и многократной переработке метеоритными ударами. В масштабе одного ударного события, с чем мы сталкиваемся при изучении ударных кратеров Земли, дифференциация вещества мишени за счет селективного ударного плавления, очевидно, носит локальный характер. В этом случае обособление и разделение в пространстве ударного расплава и нерасплавленного остатка представляют трудноразрешимую проблему.

Третьей возможной причиной неизохимичности — селективная ассимиляция обломков перегретым ударным расплавом. Эта ассимиляция должна подчиняться закономерностям, выражаемым известными диаграммами плавкости, и сдвиг в составе расплава в этом случае должен происходить в сторону эвтектических и котектических комбинаций компонентов. Следует отметить, что реализация этого механизма требует некоторой выдержки во времени смеси расплав—обломки при достаточно высокой температуре, что противоречит наблюдаемым структурным особенностям большинства зювитов и части тагамитов.

Четвертой возможной причиной неизохимичности могут быть селективное испарение компонентов ударного расплава и селективная конденсация испаренного вещества. Масштабы такого процесса могут быть довольно велики. Расчеты показывают, что при скоростях соударения более 15–20 км/с, что типично для Земли, общее количество испаренного вещества составляет несколько процентов по отношению к количеству образующегося ударного расплава (см. главу II). В этом случае за счет различной летучести компонентов и соответственно их различной способности к конденсации можно ожидать заметного изменения содержаний некоторых петрогенных окислов, прежде всего наиболее и наименее летучих.

Пятой возможной причиной неизохимичности может быть привнос метеоритного вещества. Действительно, в импактитах нередко удается установить примесь материала ударника и по соотношениям сидерофильных элементов даже установить тип упавшего метеорита. Однако при скоростях падения более 15 км/с масса ударника составляет менее 10% массы образующегося ударного расплава, и поскольку вещество ударника при этих скоростях почти полностью испаряется и частично выносится за пределы кратера, примесь вещества метеорита заметна лишь для элементов, концентрации которых в метеоритах намного выше таковых в породах мишени. Это означает, что для всех петрогенных элементов привнос метеоритного вещества в расплавные импактиты будет почти неощутим.

Наконец, возможной причиной различий в составе исходных пород и импактитов могут также быть постударные, авто- и гидротермальные изменения, диагенез и выветривание. Выявление роли этих процессов решается (хотя и не всегда успешно) обычными методами петрографо-геохимических исследований.

У.3.2. Расплавные импактиты земных кратеров

В а л о в о й х и м и ч е с к и й с о с т а в. В табл. 16–18 приведены данные по химическому составу пород мишени и расплавных импактитов для ряда ударных кратеров Земли. Табл. 16 содержит сводку опубликованных данных, выбор кратеров определялся степенью их изученности и доступностью материала. Табл. 17, 18 содержат данные по кратерам Янисъярви, Кара и Эльгыгытгын, которые изучались авторами настоящей книги.

Как видно из этих данных, для большинства кратеров средний состав пород мишени в общем близок к диорит-гранитному, что естественно, так как наши наблюдения

Т а б л и ц а 1 6
Составы (в мас.%) пород мишени (1) и расплавленных импактитов (2)

Компоненты	Брент		Восточный Клируотер		Западный Клируотер		Карсвелл	
	1	2	1	2	1	2	1	2
SiO ₂	66,1	61,2	63,2	62,8	60,8	60,4	66,7	60,83
TiO ₂	0,57	0,77	0,51	0,50	0,71	0,73	0,32	0,13
Al ₂ O ₃	15,7	15,7	15,6	15,8	16,7	15,9	17,0	18,9
FeO*	4,86	6,84	4,5	4,14	4,73	4,8	5,22	3,35
Fe ₂ O ₃	—	—	—	—	—	—	—	—
MgO	4,08	2,08	3,1	2,9	2,38	2,67	1,1	3,72
CaO	1,55	1,38	3,3	3,8	4,82	4,48	1,2	2,25
MnO	0,09	0,15	0,03	0,10	0,09	0,05	0,11	0,02
K ₂ O	4,08	7,60	3,10	3,67	2,38	3,60	5,17	8,88
Na ₂ O	3,60	1,86	3,80	3,05	4,31	3,78	2,17	1,25
K ₂ O/Na ₂ O	1,1	4,1	0,82	1,2	0,6	0,95	2,4	7,1

* Железо в большинстве анализов определено только в виде FeO.

Данные по кратерам Брент, Восточный и Западный Клируотер, Карсвелл, Маникуаган взяты из работ К.Л. Кюри [17, 18], по кратеру Нордлингер Рис — В. Энгельгардта [20], И.В. Штеле [32], по кратеру Попигаи — В.Л. Масайтиса [7], по кратеру Ильинецкий — А.А. Вальтера и В.А. Рябенко [1].

ограничены пока материками, в основном древними щитами, в пределах которых верхняя часть земной коры имеет "гранитный" состав. Кратеры с мишенью базальтового состава довольно редки. Известны кратеры в осадочных породах. В этом случае, если породы мишени представлены песчано-глинистыми отложениями, их химический состав близок к гранитному. Для кратеров, где породы мишени преимущественно карбонатные, расплавленные импактиты не характерны.

Данные табл. 16 демонстрируют также известный факт, что по составу расплавленные импактиты разных кратеров гораздо ближе к "своим" породам мишени, чем между собой. В то же время наблюдаются и некоторые систематические отличия — в расплавленных импактитах по сравнению с исходными для них породами мишени, как правило, понижены содержания Na₂O. С меньшей выдержанностью, но тоже демонстрируя некоторую тенденцию, в расплавленных импактитах повышаются содержания K₂O, MgO и понижаются — SiO₂. Поведение остальных компонентов изменчиво. Для кратеров Канадского щита при пересчете данных химического анализа на нормативный минеральный состав выявляется тенденция увеличения в импактитах роли нормативного ортоклаза и уменьшения роли плагиоклаза. Содержание нормативного кварца в расплавленных импактитах по сравнению с породами мишени, как правило, уменьшается [19].

Из перечисленных выше вероятных факторов неизохимичности ударного процесса отмеченные различия в химическом составе расплавленных импактитов и исходных для них пород мишени, по-видимому, более всего похожи на те, которые следует ожидать при активном участии процессов испарения и конденсации. Заметим, что анализируя данные по кратеру Мистастин, автор [22] приходит к выводу, что смещением в определенной пропорции различных типов пород мишени можно подобрать состав, близкий к составу расплавленных импактитов по содержанию ряда компонентов, за исключением Na, K, Ca, Ti и частично Mg, т.е. как раз тех, компонентов, которые характеризуются повышенной и пониженной способностью к испарению. Особенно четко обнаруживается аналогия между экспериментальными результатами и данными по химии импактитов в изменении отношения K₂O/Na₂O от

Нордлингер Рис		Пописгай		Маникуаган		Ильинецкий	
1	2	1	2	1	2	1	2
66,07	64,03	64,4	63,13	54,7	54,7	67,94	63,51
0,43	0,79	0,6	0,76	0,63	0,73	0,14	0,56
15,25	15,25	16,6	14,68	21,6	19,3	14,39	15,93
2,96	5,22	3,1	4,97	5,67	4,9	2,09	2,16
—	—	2,4	1,99	—	—	1,25	2,26
2,04	3,04	2,3	3,82	2,92	3,92	1,45	2,07
2,61	3,26	4,2	3,43	7,0	5,70	2,30	2,01
0,07	0,08	0,1	0,08	0,09	0,11	0,09	0,04
3,03	4,01	3,0	2,72	1,80	2,95	4,28	5,49
3,70	3,02	3,1	1,96	4,52	4,02	3,32	2,41
0,8	1,3	0,97	1,39	0,4	0,7	1,29	2,28

исходной породы к конечному расплаву. Величина этого отношения, как правило, выше, чем в породах мишени, в 1,5–2 раза (см. табл. 16). Главная причина роста K_2O/Na_2O заключается в более низкой активности и летучести K_2O по сравнению с Na_2O в кислых и средних расплавах. Процесс селективной конденсации также приводит к росту K_2O/Na_2O из-за преимущественной конденсации K_2O относительно Na_2O .

Величины отношения FeO/Fe_2O_3 для пород 13 кратеров приведены в табл. 19. В семи случаях это отношение в расплавных импактатах выше, чем в породах мишени, а в шести случаях — ниже. Однако по крайней мере в двух случаях из этих шести (Западный Клируотер и Монтураки) это явление связано не с ударным процессом, а с последующим выветриванием импактитов, на что указывают исследователи этих кратеров [15, 29]. В целом, очевидно, можно говорить о том, что в неизмененных выветриванием продуктах ударного плавления степень окисления железа, как правило, ниже, чем в исходных породах. В модельных опытах по испарению восстановление железа — типичное явление.

Содержание связанной воды. В расплавных импактатах содержание связанной воды, как правило, выше, чем в породах мишени. Усвоение воды расплавными импактатами, несомненно, происходит в постударный период при контакте породы с подземными водами. Характерно, что зювиты более

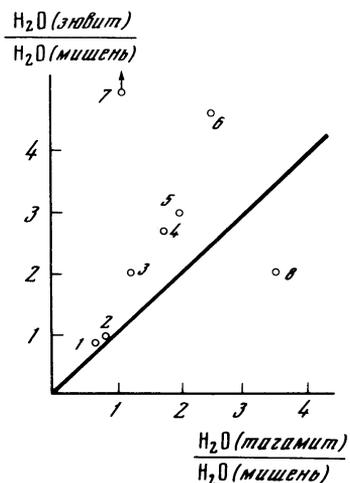


Рис. 171. Сравнение содержаний H_2O в тагамитах и зювитах, по данным К. Кюри [18]

1 — Маникуаган; 2 — Брент; 3 — Садбери; 4 — Западный Клируотер; 5 — Мистастин; 6 — Восточный Клируотер; 7 — Карлсвелл; 8 — Стин Ривер

Таблица 17

Результаты химических анализов (в мас. %) пород мишени и импактитов кратеров Янисьярви и Кара

Компоненты	Кратер Янисьярви						Кратер Кара					
	мишень (n = 34)		тагамиты (n = 44)		мишень (без воды)	тагамиты (без воды)	мишень (n = 17)		тагамиты (n = 17)		мишень (без воды)	тагамиты (без воды)
	\bar{X}	S	\bar{X}	S	\bar{X}	\bar{X}	\bar{X}	S	\bar{X}	S	\bar{X}	\bar{X}
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
SiO ₂	59,68	3,04	60,31	0,88	61,41	63,26	53,40	5,82	58,77	1,12	59,82	61,63
TiO ₂	0,73	0,08	0,71	0,11	0,75	0,74	0,75	0,14	0,88	0,88	0,84	0,92
Al ₂ O ₃	18,97	1,88	17,89	0,42	19,52	18,76	13,44	1,96	15,74	0,65	15,05	16,50
Fe ₂ O ₃	2,12	0,69	1,85	0,31	2,18	1,94	3,19	1,54	3,28	1,45	3,57	3,44
FeO	4,86	4,96	4,57	0,52	5,00	4,79	2,60	1,09	2,74	2,20	2,91	2,87
MnO	0,09	0,03	0,11	0,01	0,09	0,12	0,15	0,07	0,08	0,05	0,17	0,08
MgO	2,68	0,47	2,06	0,23	2,76	2,16	4,71	1,59	4,23	0,60	5,27	4,44
CaO	1,72	1,25	2,10	0,17	1,77	2,20	6,13	6,47	3,43	0,64	6,86	3,60
Na ₂ O	2,46	0,49	2,16	0,14	2,53	2,26	3,13	0,73	3,00	0,40	3,50	3,14
K ₂ O	3,75	0,80	3,44	0,13	3,86	3,62	1,62	0,87	3,03	0,75	1,81	3,19
P ₂ O ₅	0,13	0,05	0,14	0,01	0,13	0,15	0,18	0,04	0,18	0,04	0,20	0,19
H ₂ O ⁻	0,22	0,21	0,99	0,64			1,19	0,52	1,82	0,80		
П.п.п.	1,96	0,94	3,63	0,86			9,86	4,53	3,87	1,52		
Сумма	99,37		99,96		100,00	100,00	100,35		101,05		100,00	100,00
K ₂ O/Na ₂ O	1,52		1,59				0,52		1,01			
FeO/Fe ₂ O ₃	2,29		2,47				0,81		0,84			

Примечание. \bar{X} – среднее арифметическое; S – стандартное отклонение; n – число анализов.

Т а б л и ц а 18

Составы (в мас.%) пород мишени и импактитов кратера Эльгыгытгын

Компоненты	Породы мишени* (n = 11)		Стекла (n = 20)		Шлаки (n = 11)		Пемзы (n = 12)	
	\bar{X}	S	\bar{X}	S	\bar{X}	S	\bar{X}	S
SiO ₂	70,34	1,42	69,02	1,11	67,68	2,50	66,51	2,59
TiO ₂	0,31	0,053	0,33	0,04	0,36	0,09	0,41	0,11
Al ₂ O ₃	14,28	0,34	14,78	0,36	15,07	0,88	14,19	4,03
Fe ₂ O ₃	2,02	0,45	0,91	0,30	1,47	0,49	1,14	0,36
FeO	1,01	0,27	2,74	0,37	2,41	0,82	3,01	0,75
MnO	0,07	0,009	0,09	0,02	0,09	0,03	0,08	0,02
MgO	0,65	0,16	1,06	0,25	1,07	0,4	1,05	0,43
CaO	1,38	0,46	2,63	0,45	2,65	0,80	2,63	1,04
Na ₂ O	2,99	0,16	3,04	0,22	3,16	0,24	3,25	0,51
K ₂ O	4,08	0,26	3,93	0,33	3,68	0,55	3,40	0,37
P ₂ O ₅	0,09	0,03	0,07	0,03	0,08	0,06	0,09	0,5
H ₂ O ⁻	0,51	0,08	0,2	0,11	0,37	0,24	0,52	0,57
K ₂ O/Na ₂ O	1,37		1,30		1,17		1,08	
FeO/Fe ₂ O ₃	0,5		3,02		1,65		2,65	

* За породы мишени принят средний состав пляжной гальки оз. Эльгыгытгын.

П р и м е ч а н и е. \bar{X} – среднее арифметическое; n – число анализов; S – стандартное отклонение.

Т а б л и ц а 19

Величина отношения FeO/Fe₂O₃ в породах некоторых метеоритных кратеров

Кратер	Мишень	Расплавный импактит
Попигайский (СССР) [8]	1,95	2,50
Болтышский (СССР) [11]	1,57	3,52
Ильинецкий (СССР) [1]	1,47	0,95
Вабар (Саудовская Аравия) [31]	0,32	2,30
Аузул (Марокко) [30]	0,08	1,48
Карский (СССР) *	0,82	0,84
Эльгыгытгын (СССР) *	0,50	3,02
Янисъярви (СССР) *	2,29	2,47
Шарлевуа (Канада) [25]	1,99	1,68
Мистастин (Канада) [18]	2,23	0,54
Восточный Клируотер (Канада) [18]	1,64	0,70
Западный Клируотер (Канада) [18]	1,64	0,29
Брент (Канада) [18]	1,35	0,10

* Данные авторов.

обогащены связанной водой, чем тагамиты (рис. 171), что, вероятно, связано с более высокой проницаемостью обломочных зювитов по сравнению с массивными тагамитами. Модельными опытами (см. раздел. V.2.7) показано, что силикатное стекло, образованное при закалке высокотемпературного силикатного расплава, обладает способностью активно поглощать воду.

Т а б л и ц а 20
Средний химический состав (в мас. %) тектитов

Компоненты	1	2	3	4
SiO ₂	76,37	80,07	73,0	70,8
TiO ₂	0,76	0,80	0,73	0,79
Al ₂ O ₃	13,78	10,56	12,83	13,85
Fe ₂ O ₃	0,19	0,15	0,64	0,70
FeO	3,81	2,29	4,37	4,30
MnO	0,04	0,11	0,09	0,09
MgO	0,63	1,46	2,48	2,60
CaO	0,65	1,87	1,91	3,09
Na ₂ O	1,54	0,51	1,45	1,38
K ₂ O	2,08	2,95	2,40	2,40
P ₂ O ₅	0,04	—	—	—

1 — бедиазиты; 2 — молдавиты; 3 — индошиниты; 4 — филиппиниты; 5 — яваниты; 6 — австралиты; 7 — тектиты Берега Слоновой Кости; 8 — иргизит [10]; 9 — средний тектит по [11].

V. 3.3. Тектиты

Химический состав тектитов характеризуется высоким содержанием кремнезема (от 68 до 82%), что сближает их с изверженными породами гранитного ряда. Однако от последних тектиты отличаются несколько более высоким содержанием окислов кальция, магния, железа и титана и пониженным содержанием щелочей. Содержание K₂O в тектитах обычно выше, чем Na₂O. Из-за низкого содержания щелочей в нормативном составе этих образований присутствует избыток Al₂O₃. Большая часть железа в тектитах присутствует в двухвалентной форме. Содержание воды в тектитах обычно менее 0,02% [11]. Средние химические составы тектитов, по данным Е. Чао [11] и П.В. Флоренского [10] (для иргизита), приведены в табл. 20. Вариации состава молдавитов приведены в табл. 21.

Обращает на себя внимание сходство в тенденциях различия состава между тектитами и породами гранитоидного ряда, с одной стороны, и остаточными стеклами, полученными при испарении в вакууме, и исходным для них гранитным веществом — с другой.

Т а б л и ц а 21
Изменения содержаний ряда компонентов в тектитах — молдавитах по мере удаления от метеоритного кратера Рис [14, 26]

Компоненты	Чехия (ближе к кратеру)		Моравия (дальше от кратера)	
	пределы колебания	среднее	пределы колебания	среднее
K ₂ O, %		2,15		3,34
Na ₂ O, %		0,52		0,64
K ₂ O/Na ₂ O		4,13		5,22
Σ TR, г/т	0,151–0,390	0,216	0,241–0,479	0,347
Sc, г/т	3,09–5,95	4,21	4,75–6,94	5,67
Cs, г/т	8,37–16,4	12,66	8,45–17,0	13,05
Hf, г/т	2,55–6,19	4,48	4,00–8,02	6,04
Th, г/т	5,61–14,9	7,56	6,65–9,55	8,33
Co, г/т	2,34–5,56	4,28	3,90–6,86	5,09

5	6	7	8	9
72,32	73,45	71,05	70,00	73,87
0,75	0,69	0,70	0,99	0,75
11,68	11,53	14,60	13,60	12,69
0,85	0,58	1,18	6,30	0,47
4,81	4,05	5,51	—	4,16
0,16	—	0,08	0,09	0,10
2,75	2,05	3,29	2,95	2,18
2,89	3,50	1,67	2,65	2,23
1,78	1,28	1,71	1,14	1,38
2,35	2,28	1,53	1,89	2,28
0,09	0,03	—	—	—

У. 3.4. Лунные импактиты

Импактиты на Луне развиты очень широко, слагая мощную толщину материковых ударных брекчий и повсеместно развитый рыхлый чехол реголита. По оценкам, приведенным в работе [28], среди изученных образцов ударные стеклосодержащие брекчии составляют около 60% материковых пород, около 30% приходится на породы, представляющие собой застывший ударный расплав с переменным количеством обломков, и лишь около 10% — на магматические породы. Средний состав материковых образований близок к габбро-анортозиту. Состав реголита на материках тоже соответствует габбро-анортозиту. Состав реголита на равнинах лунных морей базальтовый. Специфика лунной среды позволяет исключить из рассмотрения такие факторы, как постударные, гидротермальные изменения и выветривание.

Статистическое сравнение составов ударно-плавленых стекол и различных лунных пород, которые могли быть исходным материалом для плавления, показало, что стекла обеднены K_2O и Na_2O и обогащены Al_2O_3 [21]. В других работах описано увеличение содержания K_2O , Na_2O , P_2O_5 , FeO , SiO_2 на поверхности частиц стекла по сравнению с их валовым составом [23, 24]. Очевидно, здесь мы наблюдаем следы селективного испарения ударного расплава и обратного ему процесса конденсации. Характерно, что в условиях высокого вакуума окисные формы при испарении силикатных составов имеют тенденцию к разложению, и в вероятных продуктах конденсации встречены пленки самородного железа с примесью самородного кремния, алюминия и титана [2, 3]. В целом особенности химического состава морского реголита, связанные с процессом ударного реголитообразования, хорошо согласуются с наблюдениями, полученными в модельных опытах по испарению базальтовых расплавов в вакууме [12].

Для материковых брекчий попытки аналогичного сравнения затрудняются тем, что исходные для них породы в коренном неизменном залегании на Луне не известны. В некоторых работах для материковых брекчий отмечалась разница в составе обломков и тонкообломочной, пропитанной ударным стеклом матрицы [27]. Матрица в этих случаях обогащена K , P , Zr , Ba и $PЗЭ$, т.е. элементами так называемой KREEP-ассоциации. Совместное накопление легколетучих (K, P) и труднолетучих ($Zr, Ba, PЗЭ$) компонентов указывает на возможное действие здесь как селективного испарения, так и последующей конденсации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вальтер А.А., Рябенко В.А. Взрывные кратеры Украинского щита. Киев: Наук. думка, 1977. 154 с.
2. Виноградов А.П., Нефедов В.Н., Урусов В.С., Жаворонков Н.Н. Рентгеноэлектронные исследования металлического железа в лунном реголите. — Докл. АН СССР, 1972, 207, № 2, с. 433–436.
3. Диков Ю.П., Богатииков О.А., Немошкаленко В.В. и др. Особенности состояния породообразующих элементов в поверхностных слоях реголитовых частиц "Луны-24". — Геохимия, 1977, № 10, с. 1524–1533.
4. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
5. Коржинский Д.С. Кислотно-основное взаимодействие компонентов в силикатных расплавах и направление котектических линий. — Докл. АН СССР, 1959, 128, № 2, с. 383–387.
6. Коржинский Д.С. Соотношение между активностью кислорода, кислотностью и восстановительным потенциалом при эндогенном минералообразовании. — Изв. АН СССР. Сер. геол., 1963, № 3, с. 54–62.
7. Масайтис В.Л., Михайлов М.В., Селивановская Т.В. Попигаийский метеоритный кратер. М.: Наука, 1976, 124 с.
8. Райхлин А.И., Мащак М.С. Петрохимическое сопоставление импактитов Попигаийского кратера и кристаллических пород его основания. — Метеоритика, 1977, вып. 36, с. 140–145.
9. Таблицы физических величин. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
10. Флоренский П.В. Иргизиты — тектиты из метеоритного кратера Жаманцин (Северное Приаралье). — Астрон. вестн., 1975, 9, № 4, с. 237–243.
11. Чао Е. Петрографические и химические свойства тектитов. — В кн.: Тектиты /Пер. О.А. Кировой, В.И. Кудряшовой; Под ред. Е.Л. Кринова. М.: Мир, 1966, с. 78–136.
12. Яковлев О.И., Косолапов А.И. Испарение расплава в вакууме. — В кн.: Доклады советских геологов на XXV сессии МГК. М.: Наука, 1976, с. 253–270.
13. Яковлев О.И., Косолапов А.И., Кузнецов А.В., Нусинов М.Д. Результаты исследования фракционного испарения базальтового расплава в вакууме. — Докл. АН СССР, 1972, 206, № 4, с. 970–973.
14. Bouška V. Geochemický výskum vltavínu a jejích vznik: Autoref. dokt. dis. Pr., 1978. 36 s.
15. Bunch T.E., Cassidy W.A. Petrographic and electron microprobe study of the Monturaqui impactite. — Contribs. Mineral. and Petrol., 1972, 36, N 2, p. 95–112.
16. Chernyak Y.B., Nussinov M.D. Some problems of dynamics of lunar regolith glass particle formation. — Moon, 1975, 13, N 2, p. 363–376.
17. Currie K.L., Shafiqullah M. Carbonatite and alkaline igneous rocks in the Brent crater, Ontario. — Nature, 1967, 21, N 5102, p. 725–726.
18. Currie K.L. Origin of igneous rocks associated with shock metamorphism as suggested by geochemical investigation of Canadian craters. — J. Geophys. Res., 1971, 76, N 23, p. 5575–5585.
19. Dence M.R. Impact melts. — J. Geophys. Res., 1971, 76, N 23, p. 5552–5565.
20. Engelhardt V.W. Shock produced rock glasses from the Ries Crater. — Contributs. Mineral. and Petrol., 1972, 36, N 4, p. 265–292.
21. Engelhardt V.W., Stengelin R. Chemical changes at impact-induced phase transitions on the lunar surface. — In: The Moon — a new appraisal from space missions and laboratory. L.: Roy. Soc., 1977, p. 285–291.
22. Grieve R.A.F. Petrology and chemistry of the impact melt at Mistastin Lake crater, Labrador. — Bull. Geol. Soc. Amer., 1975, 86, N 12, p. 1617–1629.
23. Ivanov A.V., Nazarov M.A., Rode O.D., Shevaleevski I.D. Chondrule-like particles from Luna 16 and Luna 20 regolith samples. — In: Proc. Lunar. Sci. Conf. 7th. N.Y.: Pergamon press, 1976, p. 743–757.
24. Kurat G., Keil K. Effects of vaporization and condensation on Apollo 11 glass spherules: implication for cooling rates. — Earth and Planet. Sci. Lett., 1972, 14, p. 7–13.
25. Rondot J. Impactite of the Charlevoix structure, Quebec, Canada. — J. Geophys. Res., 1971, 76, N 23, p. 5414–5423.
26. Rost R. Vltaviny a tektity. Pr.: Academia, 1972. 241 s.
27. Simonds C.H. Thermal regimes in impact melts and the petrology of the Apollo 17 Station 6 boulder. — In: Proc. Lunar. Sci. Conf. 6 th. N.Y.: Pergamon press, 1975, p. 641–672.
28. Simonds C.H., Warner J.L., Phinney W.C. Thermal regimes in cratered terrain with emphasis on the role of impact melt. — Amer. Miner., 1976, 61, p. 567–577.
29. Simonds C.H., Phinney W.C., McGee P.E., Cochran A. West Clearwater, Quebec impact structure, Pt I: Field geology, Structure and bulk chemistry. — In: Proc. Lunar. Planet. Sci. Conf. 9th. N.Y.: Pergamon press, 1978, p. 2633–2658.
30. Smith W.C. The silica-glass from crater of Aouelloul. (Adrar, Western Sahara). — Bull. Inst. fondam. Afr. Noire 1952, 14, N 3, p. 763–776.
31. Spenser L.J. Meteoritic iron and silica-glass from the meteorite craters of Henbury (central Australia) and Wabar (Arabia). — Miner. Mag., 1933, 23, N 142, p. 387–404.
32. Stahle W.W., Ottemann J. Ries-Forschungsbohrung 1973: Zeolithisierung der Glaser im suevit and Petrographie der Becken Suevite and Gangbreccien. — Geol. bavarica, 1977, 75, S. 191–217.

ПРОБЛЕМА ОБРАЗОВАНИЯ ЦЕНТРАЛЬНЫХ ГОРОК В КРУПНЫХ УДАРНЫХ КРАТЕРАХ

В настоящей главе делается попытка комплексного рассмотрения проблемы происхождения центральных горок в крупных ударных кратерах. Для этого используются данные по морфологии и строению кратеров, степени ударного метаморфизма импактитов, а также результаты расчетов по затуханию ударных волн и данные модельных экспериментов. Возникновение центральной горки в крупных кратерах начинается с некоторого граничного, специфического для каждого планетного тела диаметра кратера и представляет собой ключевой момент смены простых чашеобразных кратеров на кратеры сложного строения. При дальнейшем увеличении диаметра кратеров происходит переход к еще более сложным многокольцевым структурам. Хотя, возможно, образование системы концентрических возвышенностей, определяющее возникновение кольцевых структур, является последовательным развитием того же механизма или механизмов, которые приводят к формированию центральной горки, несомненно, что образование кольцевых структур имеет ряд специфических и непонятных пока особенностей.

VI. 1. ОСОБЕННОСТИ СТРОЕНИЯ КРАТЕРОВ С ЦЕНТРАЛЬНЫМИ ГОРКАМИ

Рассмотрим основные фактические данные по кратерам с центральными поднятиями на различных планетных телах.

Земля. Среди доказанных метеоритных кратеров на поверхности Земли существуют формы различной степени сохранности. Поэтому суждения об исходном строении кратеров различного размера делаются обычно на примере небольшого числа хорошо изученных и наилучшим образом сохранившихся структур. Кратеры диаметром менее 3—4 км имеют простое чашеобразное строение. Хорошо сохранившиеся кратеры диаметром более 3—4 км представляют собой депрессию с центральным поднятием. Среди них довольно хорошо изучены структуры Штейнхейм, ФРГ ($D \approx 4$ км), Болтышская (25 км) и Кара (50 км), СССР. В кратерах более крупного размера наряду с возможным центральным поднятием присутствуют концентрические кольцевые возвышенности, как, например, в кратере Попигай, СССР, диаметром около 100 км.

Для кратеров хорошей сохранности можно оценить некоторые количественные характеристики центральных поднятий. Введем следующие обозначения: D — диаметр кратера; H_1 — глубина от исходной поверхности до видимого дна кратера; H_2 — глубина от исходной поверхности до истинного дна кратера (без учета толщи аллогенной брекчии и расплавленных импактитов); h — высота центрального поднятия над видимым дном кратера; h_1 — высота центрального поднятия над истинным дном кратера; d — глубина вершины центрального поднятия относительно уровня исходной поверхности (если центральное поднятие возвышается над исходным уровнем, то $d < 0$); Δz — амплитуда подъема пород в центральной горке над уровнем их первоначального залегания.

Эти параметры для пяти хорошо изученных ударных кратеров приведены в табл. 22. Схемы строения кратеров Штейнхейм и Болтышского приведены в главе III (см. рис. 106, 107).

Для анализа особенностей процесса образования центральных горок в кратерах важно отметить, что при наличии заметных количеств ударного расплава в кратере этот расплав никогда не находят на вершине центрального поднятия. Ударный расплав образует залежь в виде кольца, окружающего центральное поднятие.

Для некоторых кратеров известна степень ударного метаморфизма пород в верхней части центрального поднятия, что дает возможность оценить давления на фронте ударной волны. Такая оценка, в частности, была сделана для крупнейшего из известных на

Т а б л и ц а 22

Некоторые параметры (в км) земных метеоритных кратеров с центральными поднятиями [3]

Кратер	D	H_1	H_2	h	h_1	d	Δz
Штейнхейм	4	0,17	0,20	0,1	0,13	0,07	0,13
Флинн-Крик	4	0,1	0,12	0,11	0,11	0(?)	0,4
Декартвиль	6	—	—	—	—	—	0,3–0,5
Сьерра-Мадера	13	—	—	—	—	—	1
Болтышский	22	0,5	1,0	0,1	0,6	0,4	2*

* Амплитуда подъема центрального поднятия, оцененная по минимальной глубине зоны ударного плавления Δz_M .

Т а б л и ц а 23

Планарные элементы в зернах кварца из керна скважины, пробуренной на центральном поднятии Карского кратера

Глубина взятия образца, м	Количество зерен с планарными деформациями, %	Количество зерен с различными типами планарных элементов, %				Количество зерен с микротрещинами кливажа, %	Оцененное давление, кбар
		A	B	C	D		
72–100	100	3	36,5	18	30,5	12	120
292	97	26	63	—	4	4	93
315–373	88	12	46	3	12	15	93
391–429	84	24	49	6	1	4	88
434–472	80	23	44	4	8	1	90
483–535	72	25	32	3	10	2	87
548–584	73	26	27	2	13	5	87
570–614	51	14,5	16	4	12	4	82

Земле хорошо сохранившихся кратеров с центральным поднятием — Карского [3]. По кернам из скважин была отобрана серия образцов в диапазоне глубин от поверхности 72–614 м. В образцах определялась степень ударного метаморфизма кварца по методу П.Б. Робертсона [6]. В соответствии с этим методом, в зависимости от предпочтительного направления планарных элементов зерна кварца были разбиты на четыре типа (A, B, C, D) и по относительной доле зерен того или иного типа были оценены давления в действовавшей на эти зерна ударной волне (табл. 23). Видно, что давление в ударной волне не превышает 120 кбар вблизи вершины центрального поднятия и медленно уменьшается с глубиной, что естественно ожидать при имеющемся соотношении общей длины изученной колонки пород (0,5 км) и диаметра кратера (50 км). Для большинства других кратеров Земли градиент ударной нагрузки в породах центрального поднятия не оценивался, но хорошо известно, что диапектовые преобразования в породах центральных поднятий соответствуют ударным нагрузкам не выше 300 кбар [6, 7].

Л у н а. Среди свежих кратеров Луны удалось выделить несколько морфологических типов, закономерно сменяющих друг друга с увеличением диаметра (см. главу III): тип Шмидт, или чашеобразные ($D < 10$ –15 км), тип Дауэс (10–25 км), тип Ремер (25–50 км), типы Тихо и Коперник (35–200 км) и кольцевые бассейны ($D > 200$ км). Сложные кратеры имеют меньшую относительную глубину, причем с увеличением диа-

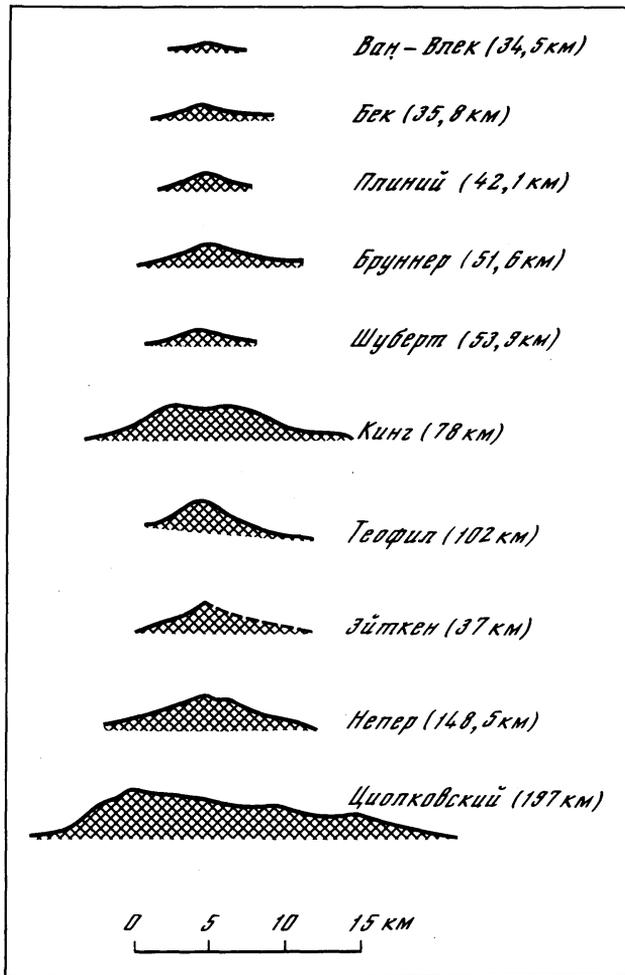


Рис. 172. Высотные профили центральных горок в некоторых типичных свежих кратерах Луны

метра и переходом от кратеров типа Даус и кратерам типа Ремер и далее к типам Тихо и Коперник отношение глубины кратеров к их диаметру все более уменьшается.

Центральные горки являются обязательным элементом строения кратеров типа Ремер, Тихо и Коперник. Положительные формы рельефа в виде бугров и гряд, которые, правда, не называют центральными горками, характерны для кратеров типа Даус. Своеобразные центральные горки имеются в кратерах диаметром 14–16 км (например, в кратере Хилл), которые по совокупности признаков тяготеют к группе чашеобразных кратеров. Варьируя по степени выраженности в кратерах одного размера, центральные горки имеют тенденцию к более четкой выраженности в кратерах большего размера (рис. 172). Отметим, что морфология центральных горок указывает на их глыбово-структурную природу. Особенно четко это проявляется у крупных кратеров, например у кратеров Тихо, Коперник, Циолковский. Высота центральной горки над видимым дном кратера с увеличением диаметра кратера возрастает (см. главу III, рис. 54). Заметим, что обобщенные зависимости $H_1(D)$ и $h(D)$ пересекаются при значении диаметра около 130 км (рис. 173). Это значит, что в кратерах большего размера центральная горка должна возвышаться и, как правило, возвышается над исходным уровнем поверхности.

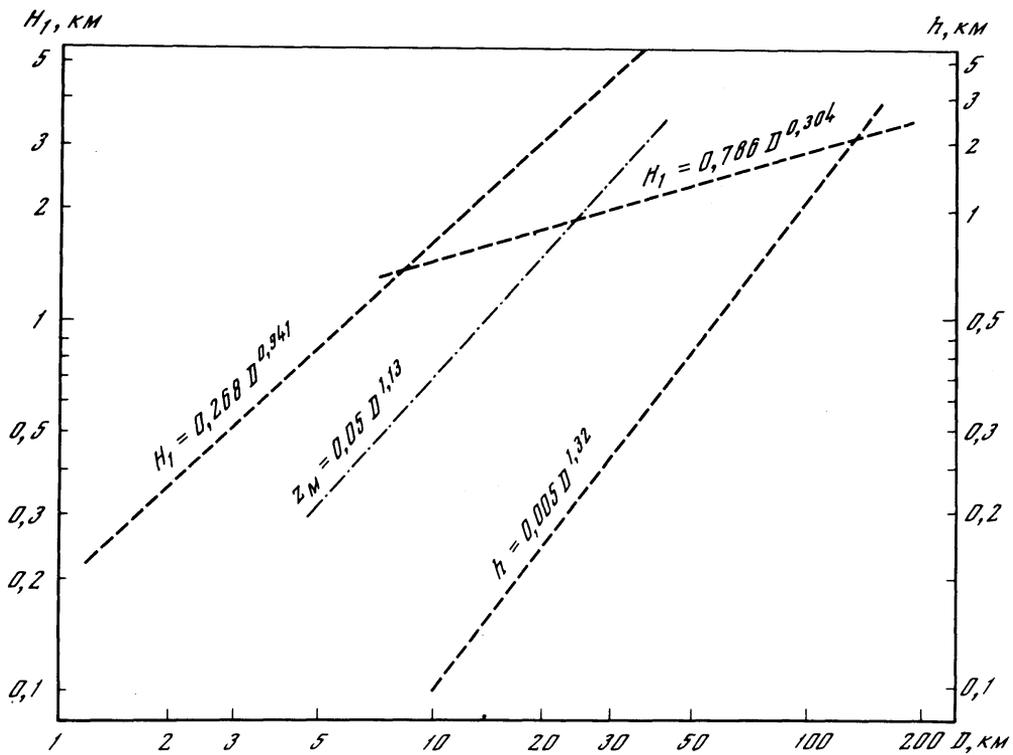


Рис. 173. Зависимость видимой глубины кратера H_1 , высоты центральной горки h и расчетной глубины зоны плавления от величины диаметра кратера D

Для ряда кратеров по картам серии LTO удалось выявить зависимость глубины вершины центрального поднятия от диаметра кратера. Эти данные (см. главу III, рис. 53) убеждают в том, что с ростом диаметра вершина центральной горки действительно приближается к уровню исходной поверхности, а затем и превосходит его. Отмечен даже случай возвышения центральной горки над валом кратера (кратер Икар диаметром 90 км [4]). Очевидно, эти данные указывают на подъем материала, слагающего центральные горки, существенно выше того уровня, где он залегал раньше.

Меркурий. Среди свежих кратеров Меркурия встречены все упомянутые выше типы лунных кратеров. Смена типов на Меркурии происходит при меньших размерах кратеров, чем на Луне, что обычно связывают с тем, что сила тяжести здесь в 2 раза больше, чем на Луне. Диапазоны появления различных типов кратеров составляют (диаметр, км): чашеобразные — менее 7–15, Даус — 7–15, Ремер — 10–20, Тихо и Коперник — 15–30, кольцевые бассейны — 100–130. Так же как и на Луне, глубина кратеров вначале растет прямо пропорционально диаметру, а затем этот рост резко замедляется и в дальнейшем подчиняется степенной зависимости с показателем степени, близким к 0,3.

Марс. Кратеры на Марсе обнаруживают те же закономерности, что и на Луне и Меркурии. Пороговые значения размеров кратеров различных типов зависят от характера геологических формаций, на которых они развиты, т.е. очевидно, от свойств пород. На равнинах центральные горки имеют стопроцентную встречаемость в свежих кратерах диаметром более 10 км, а в кратерированных местностях — начиная с диаметра 15 км. Отметим, что эти значения близки к таковым для Меркурия и что величина ускорения силы тяжести на поверхности Марса и Меркурия практически одинакова.

Ф о б о с. Кратеров рассматриваемого интервала диаметров (более 1–2 км) на Фобосе мало, так как в среднем поперечник самого Фобоса около 20 км. Ускорение силы тяжести на Фобосе примерно в 1000 раз меньше, чем на Земле. Самый крупный кратер на Фобосе (Стикни) имеет диаметр около 10 км. Он окружен системой радиально расходящихся борозд, которые, очевидно, представляют собой выражение в рельефе трещин, возникших в момент образовавшего Стикни удара и пронизывающих тело Фобоса. Для кратеров всех размеров с достаточно хорошо сохранившейся первичной морфологией характерен чашеобразный тип строения. Типы кратеров, аналогичные лунным кратерам Ремер, Коперник, Тихо, на Фобосе отсутствуют.

VI. 2. ОЦЕНКИ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ЦЕНТРАЛЬНЫХ ГОРОК

Выше (см. главу II) приводились оценки энергии кратерообразующего метеорита и полученные на их основе оценки глубины зоны ударного плавления как функции диаметра кратера, а также затухания ударных волн в породах мишени. В данном разделе результаты этих оценок будут применяться для рассмотрения происхождения центральных горок.

Г л у б и н а з о н ы у д а р н о г о п л а в л е н и я. Горные породы типа гранита оказываются расплавленными после прохождения ударной волны с максимальным давлением около 600 кбар. С учетом этого из зависимости (II. 5) можно определить глубину зоны плавления как

$$z_M \text{ (км)} = 0,0515K^{1/3} \text{ (Мт)}.$$

Используя зависимость (II. 32) размера кратера от кинетической энергии метеорита, получим для земных условий: $z_M \text{ (км)} = 0,07D^{1,13} \text{ (км)}$, а для лунных условий: $z_M \text{ (км)} = 0,05D^{1,13} \text{ (км)}$. При сопоставлении результатов оценок по формуле (II. 8) и данных геологических наблюдений в шести хорошо изученных кратерах Земли обнаружено хорошее соответствие результатов расчетов и наблюдений (см. главу II).

График зависимости $z_M(D)$ для Луны приведен на рис. 174 в сравнении с данными по зависимости видимой глубины кратера от величины его диаметра. Как следует из этого рисунка, при диаметре кратера больше 25 км глубина зоны плавления становится больше видимой глубины кратера. Начиная с диаметров 30–35 км, основными являются кратеры типа Тихо и Коперник, в которых, судя по фотогеологическим данным, дно представляет собой поверхность застывшего ударного расплава. Однако над дном большинства свежих лунных кратеров диаметром более 25 км возвышается центральная горка, явно не несущая признаков плавления слагающих ее пород. Этих признаков нет и в породах, слагающих центральные горки земных ударных структур, хотя верхние части наблюдаемых здесь центральных горок явно находятся внутри полусферической зоны ударного плавления с радиусом z_M . Отметим также, что породы центральных горок земных ударных кратеров, для которых уровень ударного метаморфизма не превышает 300 кбар, явно находятся внутри полусферической зоны с уровнем нагрузки более 300 кбар. Для объяснения всех этих данных требуется предположить перемещение вверх материала центральных горок из более глубоко залегающих зон, где в момент прохождения ударной волны уровень нагрузки был меньше 300 кбар.

При наблюдаемом диаметре Карского метеоритного кратера около 50 км энергия образовавшего его метеорита по формуле (II. 32) должна составлять около $1,5 \times 10^6$ Мт. Тогда затухание ударной волны по формуле (II. 5) определяется выражением

$$p \text{ (кбар)} = 7 \cdot 10^4 z^{-2,7} \text{ (км)}.$$

На рис. 174 показано положение расчетной зависимости $p(z)$ и результаты петрографи-

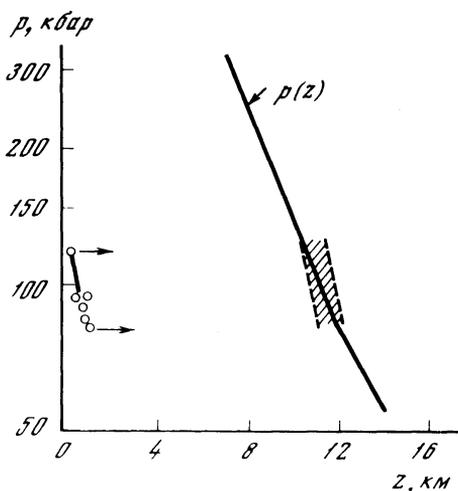


Рис. 174. Расчетная зависимость величины ударной нагрузки от расстояния от точки удара $p(z)$ для Карского кратера в сопоставлении с оценками величины ударных нагрузок в породах центральной горки по планарным структурам в кварце (точки)

ческих оценок (см. табл. 23). Для приведения в соответствие этих данных необходимо предположить, что первоначально породы, слагающие в настоящее время центральное поднятие, находились на глубине 10–12 км, а затем были подняты на их современный уровень. Большой наблюдаемый градиент затухания ударной волны свидетельствует о том, что первоначальное движение материала под центром кратера в направлении вертикально вниз, по-видимому, сопровождалось

боковым растеканием пород и уменьшением длины колонки пород под центром кратера. Сопоставляя оценки и наблюдения, можно видеть, что в процессе кратерообразования длина колонки под центром кратера уменьшилась примерно в 3 раза. Чтобы ударная волна на расстоянии в 600 м в соответствии с петрографическими данными ослаблялась от 120 до 80 кбар, необходимо уменьшить величину кинетической энергии метеорита примерно в 15 раз. Однако и в этом случае наблюдаемый уровень ударного метаморфизма должен соответствовать глубине более 5–7 км от центра удара, а затем породы центрального поднятия должны быть перемещены вверх практически на уровень современной поверхности.

VI. 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Ввиду неопределенности механической картины образования центральных горок моделирование этого процесса затруднено. Мы провели два предварительных опыта в предположении важной роли запаса упругих деформаций в горных породах вблизи растущего кратера. Часто в геологической литературе подобный механизм образования центральной горки называется "упругой отдачей". Для моделирования среды, способной запастись упругие деформации, был приготовлен "резиновый песок", состоящий из мелко нарезанных кусочков губчатой резины размером около 2–3 мм. Высокоскоростной удар имитировался взрывом заряда ВВ весом 0,4 г. Резиновый песок был насыпан в виде плоского слоя, ограниченного с одной стороны окном из плексигласа, что

позволяло наблюдать движение вещества в плоскости, проходящей через заряд [2].

На рис. 175, а представлен профиль образовавшейся воронки. Хорошо заметна центральная горка под центром взрыва. При анализе траекторий движения частиц модельного грунта на киноплёнке выясняется, что приповерхностная часть этого грунта разделяется так же, как и в обычном песке. В то же время движение более глубоко залегающей части грунта делится на две

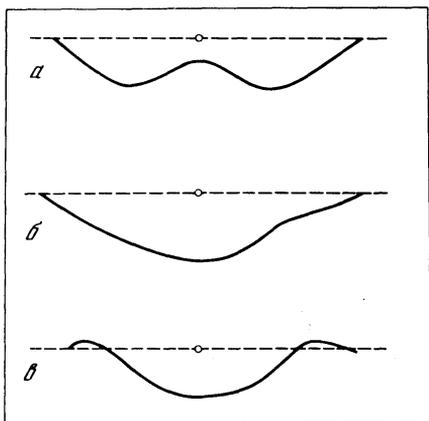


Рис. 175. Профили экспериментальных воронок а – в резиновом песке без добавления порошка талька; б – в резиновом песке с добавлением талька; в – в кварцевом песке

стадии: сначала примерно радиальное смещение от центра взрыва, которое затем сменяется упругим отскоком вверх, что и приводит к образованию центральной горки. Во втором опыте резиновый песок смешан с порошком талька (примерно в пропорции 30 : 1), что заметно снизило сдвиговую прочность резинового песка. Траектории движения частиц грунта в этом опыте во многом похожи на траектории в первом опыте, но конечная воронка оказалась нормальной чашеобразной формы (см. рис. 175, б).

Очевидно, снижение сдвиговой прочности материала мишени явилось причиной различия в результатах этих опытов. В первом опыте большое сцепление между частицами резинового песка не позволило растечься материалу, накопившему большие упругие деформации. Разгрузка этого материала и снятие упругих деформаций привели к образованию центрального поднятия. Во втором опыте примесь порошка талька уменьшила сцепление и накопивший наибольшие упругие деформации материал растекся в стороны. Его разгрузка хотя и привела к упругой отдаче части вещества, но не смогла образовать центральную горку.

VI. 4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Изложенный материал приводит к заключению о значительном вертикальном подъеме центральной части дна кратера при образовании центральной горки.

Первый источник данных о таком подъеме — наблюдаемый подъем пород в кратерах, образованных в слоистых мишенях (см. табл. 22). Амплитуда подъема измеряется по разнице глубин залегания одних и тех же горизонтов вне пределов кратера и в центральной поднятии (рис. 176, I).

Второй способ оценки амплитуды подъема заключается в сравнении наблюдаемой глубины вершины центральной горки относительно уровня исходной поверхности и расчетной глубины зоны плавления. Как уже неоднократно отмечалось, породы центральной горки никогда не несут следов ударного плавления, а значит, в исходном залегании они находились ниже занимаемого сейчас положения. Оценку глубины зоны плавления можно получить как расчетным путем, так и мысленно собирая наблюдаемое в кратерах количество расплава в полусферу. Амплитуда подъема оценивается по зависимости наблюдаемого количества ударного расплава от диаметра кратера (см. рис. 176, II). Амплитуду подъема можно оценить в предположении поднятия пород с глубины, равной глубине зоны плавления z_M , на уровень исходной доударной поверхности (см. рис. 176, III).

Третий способ оценки основан на наблюдаемой величине ударного метаморфизма в породах центрального поднятия. По наблюдениям как на Карском кратере (см. табл. 23), так и на других структурах [6, 7] диаплектовые преобразования в породах центрального поднятия указывают на давление в ударной волне менее 300 кбар. Зависимость от диаметра кратера глубины под центром, на которой достигается такая величина давления в ударной волне, показана на рис. 176, IV.

Все перечисленные выше способы оценок амплитуды поднятия дают сходные зависимости амплитуды от диаметра структуры (см. рис. 176). На основании приведенных данных можно сделать вывод, что при диаметре кратера более 4 км после начальной стадии кратерообразования, которая, возможно, сходна в кратерах всех размеров (т.е. формирования чашеобразной воронки экскавации), породы центральной части дна кратера испытывают вертикальный подъем с амплитудой порядка 1/10 диаметра кратера. Это означает, что, например, в кратере Попигай $D = 100$ км в пределах центральной горки к современной поверхности подняты породы, ранее залегавшие на глубине около 10 км. К аналогичным выводам можно прийти, сравнивая оценочную глубину зоны плавления для лунных кратеров и положение вершины центральной горки, которая, судя по фотогеологическим данным, не несет следов расплавления при метеоритном ударе (см. рис. 173).

Оценка характерного времени застывания расплава в больших земных кратерах (около 100 с [5]) позволяет ориентировочно определить скорость подъема пород централь-

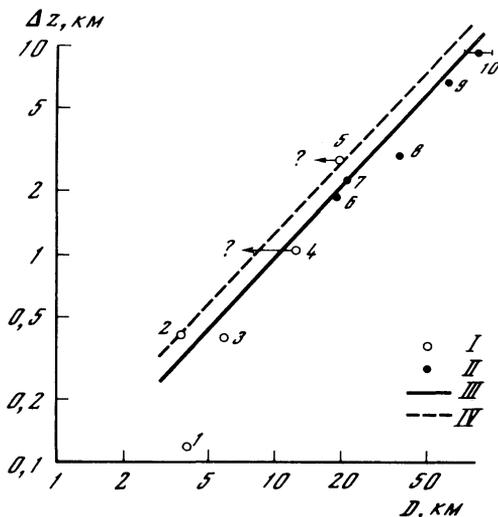


Рис. 176. Зависимость амплитуды подъема пород в центральном поднятии от диаметра

I — данные по слоистым мишеням; II — оценка по глубине зоны расплава; III—IV — оценка глубины действия ударных волн с амплитудой 600 (III) и 300 (IV) кбар по формуле (II.11); цифрами обозначены кратеры: 1 — Штейнхейм, 2 — Флинн Крик, 3 — Декатрвилль, 4 — Сьерра-Мадера, 5 — Гос-сес Блафф, 6 — Мистастин, 7 — Болтышский, 8 — Западный Клируотер, 9 — Маникуаган, 10 — Попигайский

ной горки. Если предположить, что в соответствии с наблюдениями во всех метеоритных кратерах Земли расплав успевал стечь с центральной горки до своего застывания, то подъем на 10 км произойдет за время, меньшее времени застывания расплава. Это при-

водит к средней скорости подъема не менее 100 м/с, что указывает на динамический характер этого процесса. Предлагавшийся ранее механизм образования центрального поднятия при подтекании вещества мантии под кратер должен иметь характерное время порядка 10^3 – 10^4 лет [1], что не согласуется с наблюдаемым отсутствием ударных расплавов на вершинах центральных поднятий.

Причины, вызывающие значительный подъем пород в центре кратеров, остаются непонятными. Строение коры планет не может быть единственной причиной этого процесса, так как кратеры на жесткой, удерживающей масконы коре Луны демонстрируют ту же последовательность изменения строения с ростом диаметра, что и кратеры на пластичной, изостатически скомпенсированной коре Земли.

Примитивное моделирование образования кратера в существенно упругой среде показало, что упругая отдача вещества, находящегося вблизи дна кратера, может вызвать движение, направленное вверх. Запас обратимых деформаций в подкратерном материале может контролироваться сдвиговой прочностью вещества, на что указывал ранее расчет образования центральной горки в экспериментальном кратере при контактном взрыве заряда ВВ на скальном грунте [16]. В случае крупных метеоритных кратеров фактором, повышающим сдвиговую прочность пород под кратером, может быть литостатическое давление, подтверждением чего является четкая обратная корреляция пороговых диаметров смены типа строения кратеров с величиной силы тяжести на планетном теле.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дабига А.И., Красс М.С., Федынский В.В. Эволюция метеоритных кратеров как структур земной коры. — Астрон. вестн., 1976, 10, № 1, с. 6–18.

2. Иванов Б.А. Некоторые вопросы механики образования ударных и взрывных кратеров. — В кн.: Метеоритные структуры на поверхности планет. М.: Наука, 1979, с. 31–45.

3. Иванов Б.А., Базилевский А.Т., Сазонова Л.В. О проблеме образования центральных горок в метеоритных кратерах. — Метеоритика, 1982, вып. 40, с. 67–81.

4. Allen R.C. Central peaks in lunar craters. — Moon, 1975, 12, p. 463–474.

5. Phinney W.C., Simonds C.H. Dynamical implications of the petrology and distribution of

impact melt rock. — In: Impact and explosion cratering. N.Y.: Pergamon press, 1977, p. 771–790.

6. Robertson P.B. Zones of shock metamorphism at the Charlevoix structure, Quebec. — Bull. Geol. Soc. Amer., 1975, 86, p. 1630–1638.

7. Robertson P.B., Grieve R.A.F. Shock attenuation at terrestrial impact craters. — In: Impact and explosion cratering. N.Y.: Pergamon press, 1977, p. 687–702.

8. Ullrich G.W., Roddy D.J., Simmons C. Numerical simulation of a 20-ton TNT detonation on the earth's surface and implications concerning the mechanics of central uplift formation. — In: Impact and explosion cratering. N.Y.: Pergamon press, 1977, p. 959–983.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение ударных (импактных) процессов в геологии представляет собой новую, бурно развивающуюся область. Всеобщность ударного кратерообразования на планетах и его чрезвычайно высокая интенсивность на заре истории Солнечной системы были открыты в результате космических исследований в течение последних 15 лет. Примерно в это же время усиленно развивалась физика взрывных процессов. Изучение ядерных взрывов, эквивалентных взрывам тысячи миллионов тонн обычных взрывчатых веществ, приблизило масштаб искусственно вызываемых явлений к масштабам, характерным для образования крупных кратеров ударно-взрывного происхождения. Ударное кратерообразование перестало восприниматься как редкий курьез и заняло место основополагающего процесса, предшествовавшего на ранних стадиях эволюции планет возникновению "нормальных" геологических процессов.

Однако, как и всегда при открытии нового явления, здесь можно опасаться излишних увлечений, при которых все криволинейные структурные формы начинают рассматриваться как остатки кольцевых структур.

В этой книге сделана попытка дать обобщенное изложение материала, относящегося к ряду проявлений ударного процесса, которые изучались авторами настоящей работы в течение ряда лет. Обусловленный этим некоторый схематизм и недостаточная изученность вопроса не позволили ввести в книгу более детальное рассмотрение ряда явлений, осложняющих общую картину.

К числу важнейших вопросов эволюции ударной структуры, которые требуют серьезного изучения, относится вопрос о времени существования и степени унаследованности системы глубоких кольцевых и радиальных трещин, возникающих при кратерообразовании и участвующих в формировании тектоно-магматических структур в процессе последующей геологической истории региона. То или иное решение этого вопроса предопределяет вероятность влияния древнейших ударных событий на особенности наблюдаемого сейчас структурного плана земной коры.

К другой группе возникающих проблем относятся геохимические последствия физико-химических превращений горных пород (метеорита и мишени) в виде дегазации, испарения, конденсации, термического разложения и т.д. Химическая дифференциация вещества в ударном процессе, если она сопровождается разделением продуктов дифференциации в пространстве, неизбежно должна сказываться на последующей геохимической истории импактитов — их превращениях и миграции. Роль таких процессов в период интенсивной метеоритной бомбардировки Земли и других планетных тел может быть очень велика.

Весьма перспективной представляется проблема многократных ударных воздействий, приводящих к формированию кратерных популяций с комплементарными многогенерационными импактитами типа лунного реголита и брекчий мегареголита лунных материков. Следует, однако, отметить, что даже при полном осознании важности перечисленных проблем, нельзя приступать к их изучению без ясного представления о непосредственных результатах ударного взрыва в его простейших формах, которые изучаются на основе экспериментов и натуральных наблюдений.

ПОДПИСИ ПОД ФОТОГРАФИЯМИ

- Рис. 33. Микрократеры диаметром 1–3 см на гранях лунного камня. "Луноход-1".
- Рис. 34. Микрократер диаметром 20 мкм на поверхности шарика стекла из образцов "Луны-16". Видны следы плавления. Фото О.Д. Родэ
- Рис. 35. Микрократер дробления диаметром 300 мкм на поверхности шарика стекла из образцов "Луны-16". Следов плавления нет. Фото О.Д. Родэ
- Рис. 36. Чашеобразный кратер диаметром 600 м на поверхности Океана Бурь. "Лунар-Орбитер-2"
- Рис. 37. Чашеобразный кратер диаметром 3 м на поверхности Моря Дождей "Луноход-1"
- Рис. 38. Плоскостонный кратер диаметром 500 м на поверхности Океана Бурь. "Лунар-Орбитер-3"
- Рис. 39. Кратер с центральной горкой диаметром 350 м на поверхности Океана Бурь. "Лунар-Орбитер-3"
- Рис. 40. Кратер концентрического строения (с двойным валом) диаметром 200 м на поверхности Океана Бурь. "Лунар-Орбитер-3"
- Рис. 41. Морфологические типы крупных кратеров Луны. Фрагменты снимков. "Лунар-Орбитер-4"
- Рис. 42. Кратер типа Дауэс диаметром 15 км на обратной стороне Луны. "Аполлон-10"
- Рис. 43. Кратер Реммер диаметром 39 км. "Лунар-Орбитер-4"
- Рис. 44. Кратер Коперник диаметром 93 км. "Аполлон-17"
- Рис. 45. Морщинистая поверхность ударного расплава на дне кратера Тихо. Размер участка 10 × 12 км. "Лунар-Орбитер-5"
- Рис. 46. Кратер Комpton диаметром 175 км. "Лунар-Орбитер-4"
- Рис. 47. Кратер Шредингер диаметром 320 км. "Лунар-Орбитер-4"
- Рис. 48. Бассейн Моря Восточного. Диаметр внешнего кольца 900 км. "Лунар-Орбитер-4"
- Рис. 49. Растрескавшаяся поверхность ударного расплава на днище бассейна Моря Восточного. Ровные темные участки – вулканическая равнина Моря Восточного. Размер района 130 × 200 км. "Лунар-Орбитер-4"
- Рис. 50. Участок кольца Скалистых гор (вверху) и зона развития купольной фации (внизу). Размер района 90 × 130 км. "Лунар-Орбитер-4"
- Рис. 62. Рельеф выбросов вокруг кратера Местинг С диаметром 4 км. "Лунар-Орбитер-3"
- Рис. 63. Рельеф выбросов вокруг кратера Коперник диаметром 93 км. Ширина полосы на снимке 9 км. "Лунар-Орбитер-4"
- Рис. 64. Общий вид кратера Кинг диаметром 78 км. "Аполлон-16"
- Рис. 65. Зона концентрических гряд и ложбин на валу кратера Кинг
- Тонкая стрелка – направление от центра кратера Кинг; широкие стрелки – места разворота поперечных концентрических гряд в радиальные
- Рис. 66. Лопасты торможения вблизи границы зоны сплошных выбросов кратера Кинг
- Стрелки – направление движения материала выбросов
- Рис. 67. Цепочки вторичных кратеров к северо-востоку от кратера Коперник. Ширина полосы на снимке 9 км. "Лунар-Орбитер-4"
- Рис. 68. Цепочки Деви – скопление вторичных кратеров. Длина цепочки 55 км. "Луна-22".
- Рис. 70. Каменистый вторичный кратер диаметром 3 м в районе посадки "Аполлона-15"
- Рис. 71. Лучевая система кратера Тихо (внизу). Левее центра диска на темной поверхности Океана Бурь видны лучи, исходящие из кратеров Коперник и Кеплер. Телескопический снимок Луны
- Рис. 72. Телескопический снимок лучевой системы кратера Кеплер в полнолуние. Фрагмент из Ректифицированного лунного атласа. Стрелкой указано место детальной фотосъемки одного из слабых лучей этого кратера (см. рис. 73)
- Рис. 73. Детальное изображение поверхности Океана Бурь в районе развития одного из слабых лучей кратера Кеплер. Ширина полосы на снимке около 200 м. "Лунар-Орбитер-3"
- 1 – морская поверхность; 2, 3 – поверхность луча
- Рис. 74. Южный Лучевой кратер диаметром 700 м, район посадки "Аполлона-16". Фото с орбитального отсека
- Рис. 75. Озеро ударного расплава поперечником около 25 км в северной части вала кратера Кинг. "Аполлон-16"
- Рис. 76. Потоки ударного расплава на валу кратера Кинг. "Аполлон-16"
- 1 – русла потоков; 2 – складки нагнетания; 3 – трещины растяжения; стрелки показывают направление течения

Рис. 77. Кратерированная поверхность Меркурия, северо-западная часть области Дискавери. Размер площади 1500 × 2000 км. Фотомозаика снимков, "Маринер-10"

Рис. 78. Чашеобразные кратеры поперечником 1–2 км на поверхности вулканогенной равнины Меркурия. Размер района 70 × 100 км. "Маринер-10"

Рис. 79. Чашеобразный кратер (слева вверху) и кратеры, близкие к крупным кратерам типа Дауэс (справа вверху, в центре внизу), в материковом районе Меркурия к востоку от бассейна Гомер. Размер района 100 × 180 км. "Маринер-10"

Рис. 80. Кратер Брамс ($D \approx 100$ км), по морфологии близкий к лунным кратерам типа Тихо. Слева кратер диаметром около 30 км, близкий к кратерам типа Ремер. "Маринер-10"

Рис. 81. Кольцевой бассейн Ахмад-Баба ($D = 128$ км). На внешнем валу видны многочисленные вторичные кратеры. "Маринер-10"

Рис. 82. Кольцевой бассейн Жары

a – западная часть бассейна Жары ($D = 1200$ км); *b* – участок поверхности Меркурия, анти-подальный бассейну Жары

Рис. 83. Кратерный рельеф древней материковой поверхности Марса. Фрагмент фотокарты Эритрейского моря. Размер территории 1000 × 2200 км. "Марс-5"

Рис. 84. Кратеры в районе посадки "Викинга-1". Размер территории 60 × 75 км. Фотомозаика снимков орбитального блока. Темные кружки левее центра снимка – метка на видиконе

Рис. 85. Бассейн Аргиры – один из крупнейших кратеров Марса ($D = 1200$ км). "Викинг-1"

Рис. 86. "Кратеры-крепости"

a – кратер диаметром 15 км; *b* – кратер диаметром 25 км, видна центральная лунка; *в* – кратер диаметром 30 км, видна центральная лунка

Рис. 87. Страние выбросов кратера Юти ($D = 18$ км). "Викинг-1"

Рис. 88. Радиально-концентрическое строение выбросов кратера Арандас ($D = 28$ км). "Викинг-1"

Рис. 89. Радиальная структура выбросов кратера Пуна ($D = 20$ км). "Викинг-1"

Рис. 90. Лавовое плато к югу от горы Арсия. Кратеры относятся к типу "кратеров-крепостей" и кратеров лунно-меркурианского типа. "Викинг-1"

Рис. 91. Спутник Марса Фобос. Диаметр наиболее крупного кратера (вверху) 5 км. "Викинг-1"

Рис. 92. Спутник Марса Деймос. Два наиболее крупных видимых на снимке кратера имеют диаметр 1 и 1,3 км. "Викинг-1"

Рис. 93. Поверхность Фобоса. Вверху фотомозаика, на которой показаны границы более детальных изображений (А, В, С). Ширина участка поверхности на детальных снимках около 3 км. "Викинг-1"

Рис. 94. Детальное изображение поверхности Деймоса. Ширина участка около 1,2 км. "Викинг-1"

Рис. 95. Участок поверхности Ганимеда размером 1600 × 2000 км. "Вояджер-2"

Рис. 96. Многокольцевой бассейн на Каллисто. "Вояджер-2"

Рис. 101. Плановый фотоснимок кратера Метеор, Аризона, США

Рис. 103. Современный вид кратера Брент в Канаде с самолета

Рис. 105. Метеоритный кратер Шунак. Вид с юго-запада

Рис. 109. Космический снимок кратеров Западный и Восточный Клируотер [74]. Отчетливо видно кольцо островов в западном кратере

Рис. 131. Планарные трещины в плагиоклазе из пегматита Янисьярви (СССР); при одном николе; поперечник поля зрения 1,8 мм

Рис. 132. Планарные трещины в авгите из диабазов, Карский кратер (СССР); николи скрещены; поперечник поля зрения 0,29 мм

Рис. 133. Гранат в аллогенной брекчии

a – гранат в биотит-кварцевых сланцах, вмещающих кратер Янисьярви (СССР), при одном николе, поперечник поля зрения 1 мм; *b* – планарные трещины в том же гранате из аллогенных брекчий, поперечник поля зрения 0,71 мм

Рис. 134. Планарные элементы в кварце. Кратер Янисьярви (СССР); обломок пегматита из аллогенной брекчии; при одном николе; поперечник поля зрения 0,4 мм

Рис. 136. Полосы смятия в биотите, Попгайский кратер (СССР); николи скрещены; поперечник поля зрения 2,7 мм

Рис. 138. Маскелинит – черные участки в пределах вкрапленников; поперечник поля зрения 2,6 мм

Рис. 139. Ставролит в аллогенной брекчии

a – порфириобласт ставролита в биотит-кварцевых сланцах, вмещающих кратер Янисьярви (СССР); при одном николе, поперечник поля зрения 4,2 мм; *b* – тот же ставролит из аллогенной брекчии, поперечник поля зрения 3,6 мм

Рис. 140. Козит (темно-серое) образует радиальные и концентрические прожилки в диаплектовом кварцевом стекле (белое). Кратер Эльгыгытгын (СССР); при одном николе; поперечник поля зрения 1,8 мм

Рис. 141. Сетчатые прожилки козита (темно-серое) в диаплектовом кварцевом стекле (белое). Кратер Эльгыгытгын (СССР); при одном николе; поперечник поля зрения 0,9 мм

Рис. 143. Аутигенная брекчия по игнибритовидным липаритовым порфирам. Кратер Шунак (СССР)

Рис. 144. Конусы разрушения, Карский кратер (СССР)

a – в среднезернистых песчаниках; *b* – в мелкозернистых известковистых песчаниках; *в* – в алевролитах

Рис. 145. Аллогенная брекчия в кратере Янисъярви (СССР)

Рис. 151. Аэродинамические борозды и поперечные контракционные трещины на поверхности фрагментов бомб, Кратер Эльгыгытгын (СССР)

Рис. 152. Поверхность крупной бомбы, покрытая вдавленным при падении щебнем, Кратер Эльгыгытгын (СССР)

Рис. 153. Тагамит с флюидальной текстурой. Кратер Янисъярви (СССР)

Рис. 154. Тонкозернистый полнокристаллический тагамит. Кратер Янисъярви (СССР); при одном никеле; поперечник поля зрения 0,7 мм. Главные минералы – ромбический пироксен (темно-серое), кварц (светло-серое) и плагиоклаз (серое)

Рис. 155. Футляровидные кристаллы кордиерита (поперечное сечение) в тагамитах. Кратер Янисъярви (СССР); при одном никеле; поперечник поля зрения 0,40 мм

Рис. 156. Обломок лешательерита в тагамите. Попигаийский кратер (СССР); при одном никеле; поперечник поля зрения 0,7 мм

Рис. 157. Грановитрокластический крупнообломочный зювит. Попигаийский кратер (СССР)

Рис. 158. Мелкие фрагменты стекла с аэродинамической поверхностью (темно-серое) в зювите. Попигаийский кратер (СССР); при одном никеле; поперечник поля зрения 3,5 мм

Рис. 159. Обломок стекла, имеющий "горячий" контакт с обломочной массой. Ядро обломка (темно-серое с флюидальной текстурой) окружено более светлой каймой, дающей выступы в цемент зювита между обломками минералов и пород. Флюидальная микротекстура не контролируется формой обломка (что характерно для бомб). Попигаийский кратер (СССР); при одном никеле; поперечник поля зрения 1,25 мм

Рис. 160. Линзы и прожилки стекла (черное) в зювите. Карский кратер, урочище Марей-Го (СССР)

Рис. 161. Шлаковидный тагамит, Кратер Эльгыгытгын (СССР)

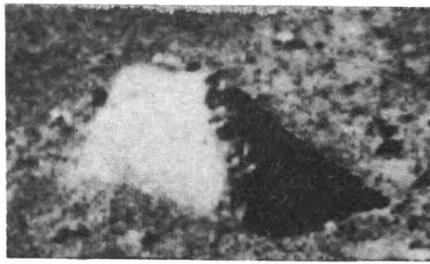


Рис. 33

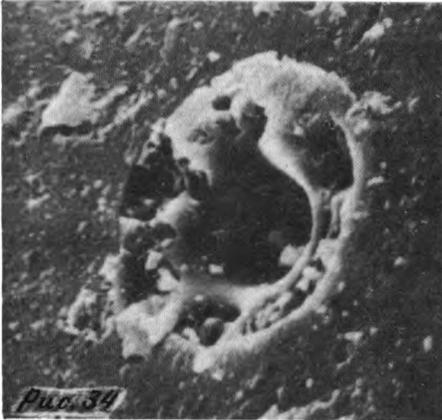


Рис. 34

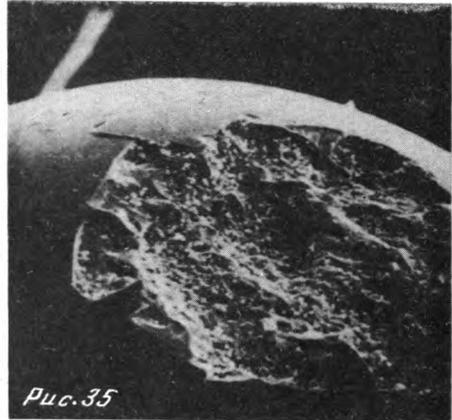


Рис. 35

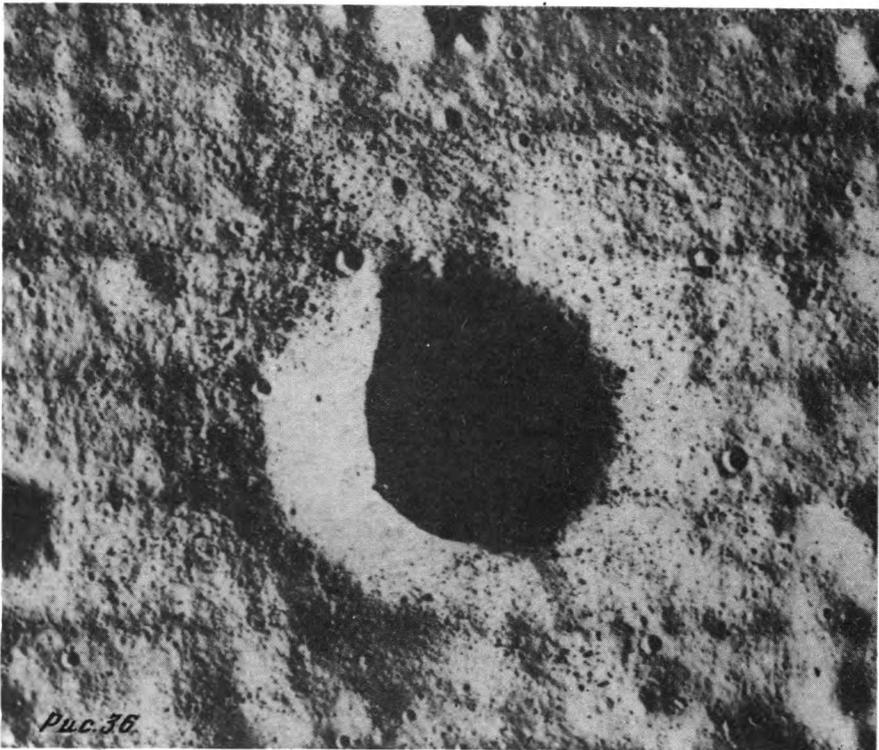
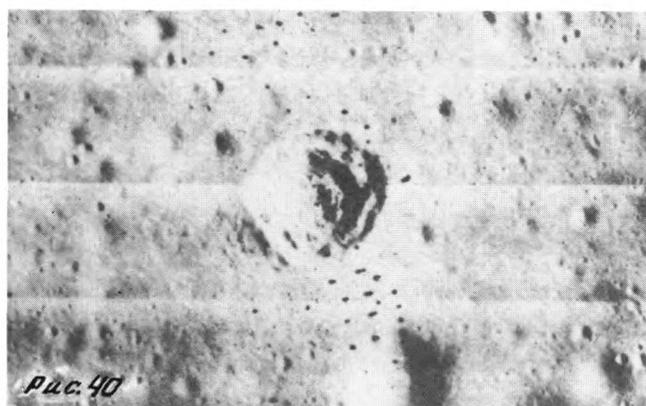
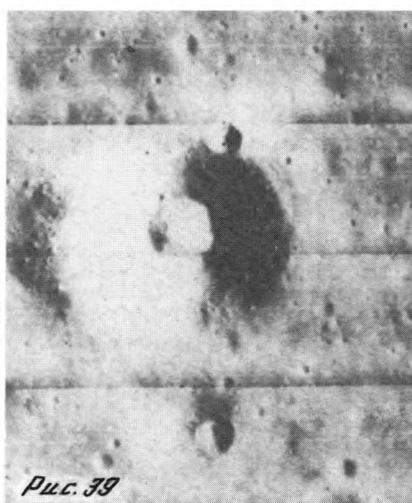
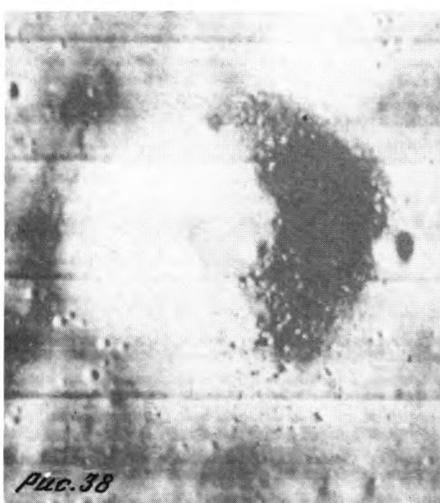
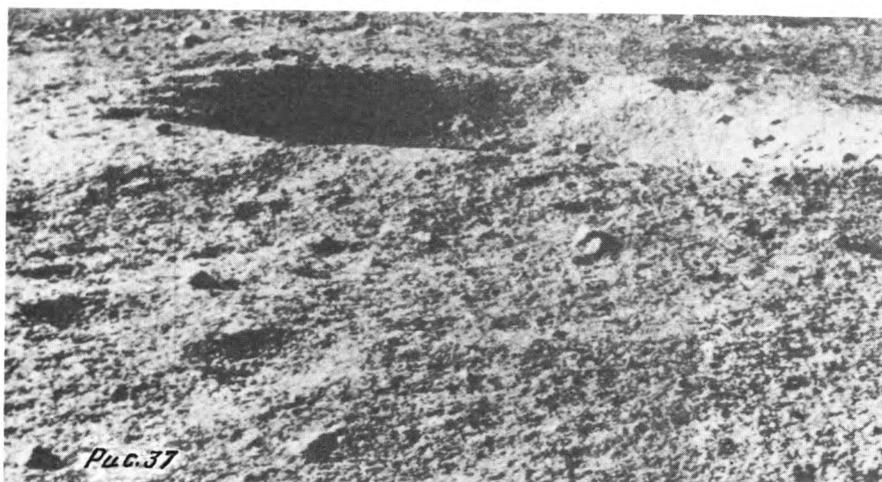
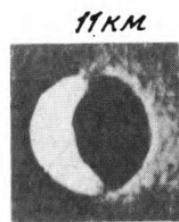


Рис. 36





Шмидт



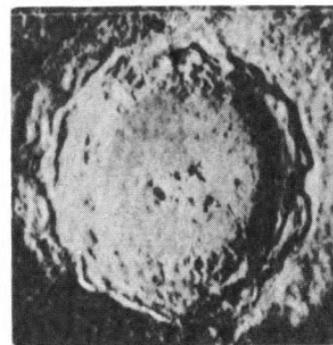
Дуэс



Ремер



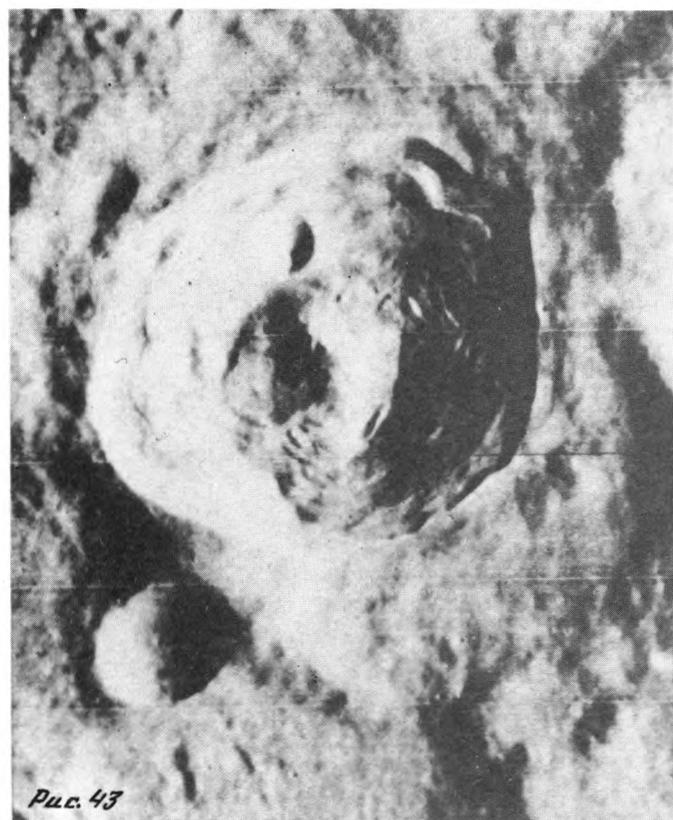
Тило

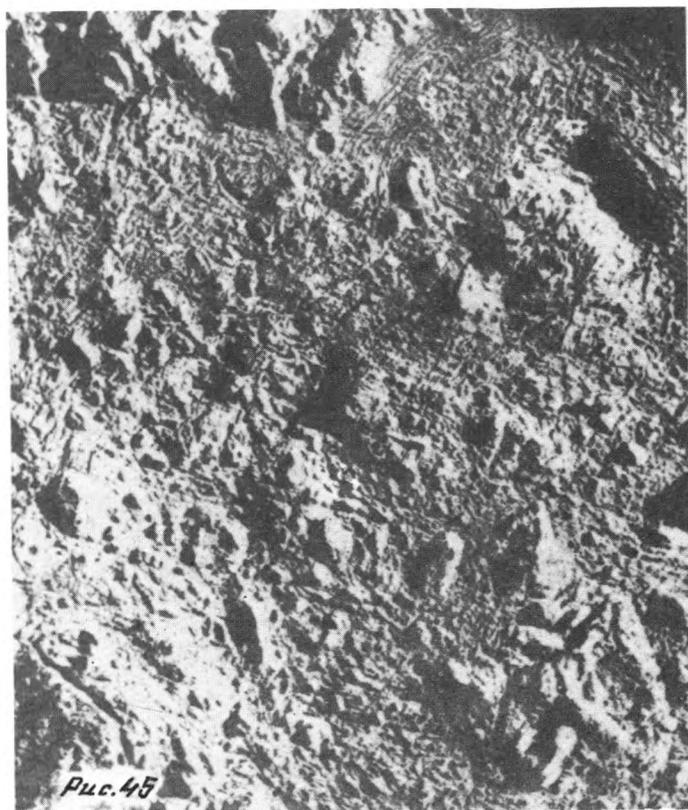
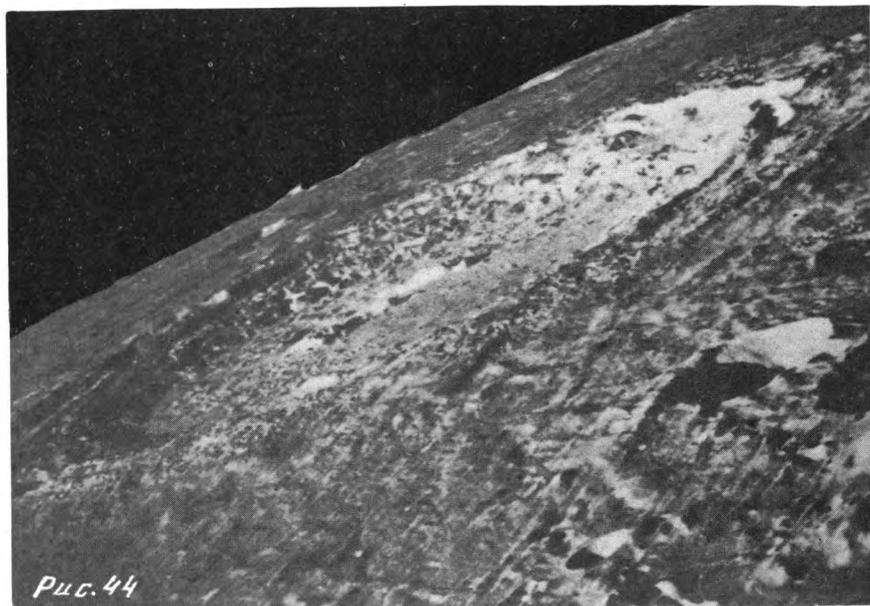


Коперник



Бассейн Моря
Восточного





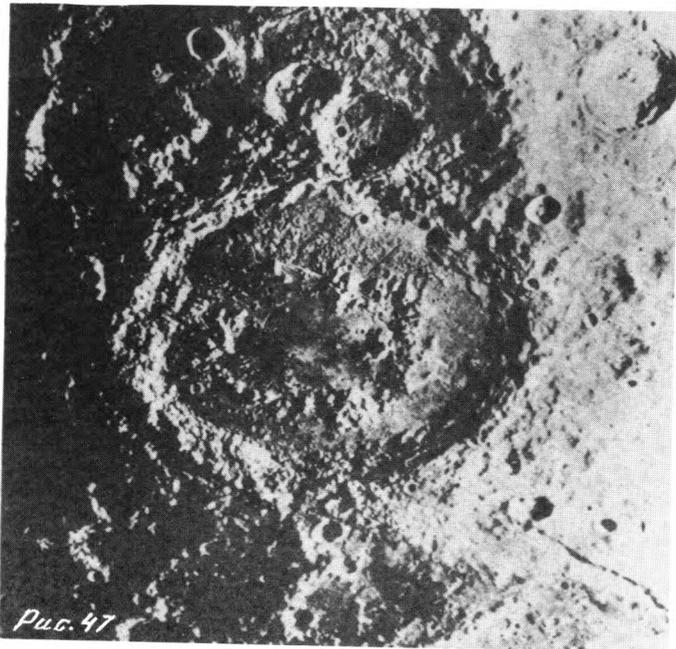
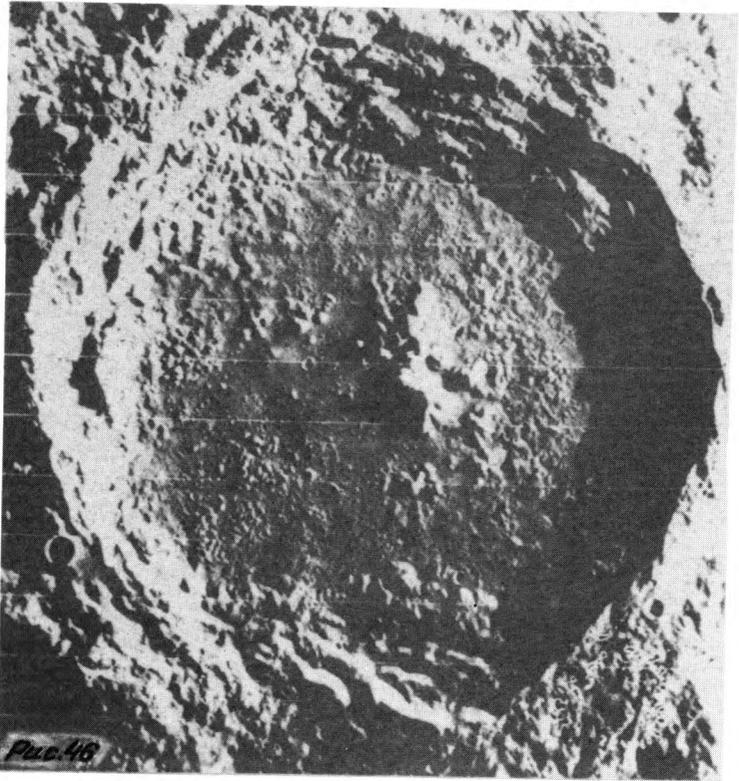




Рис. 48

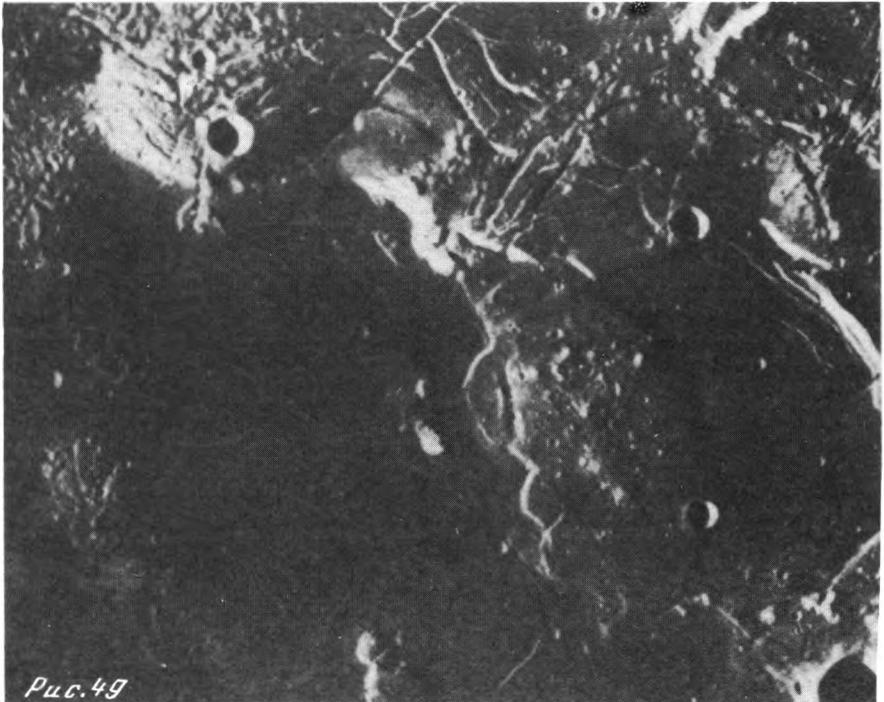
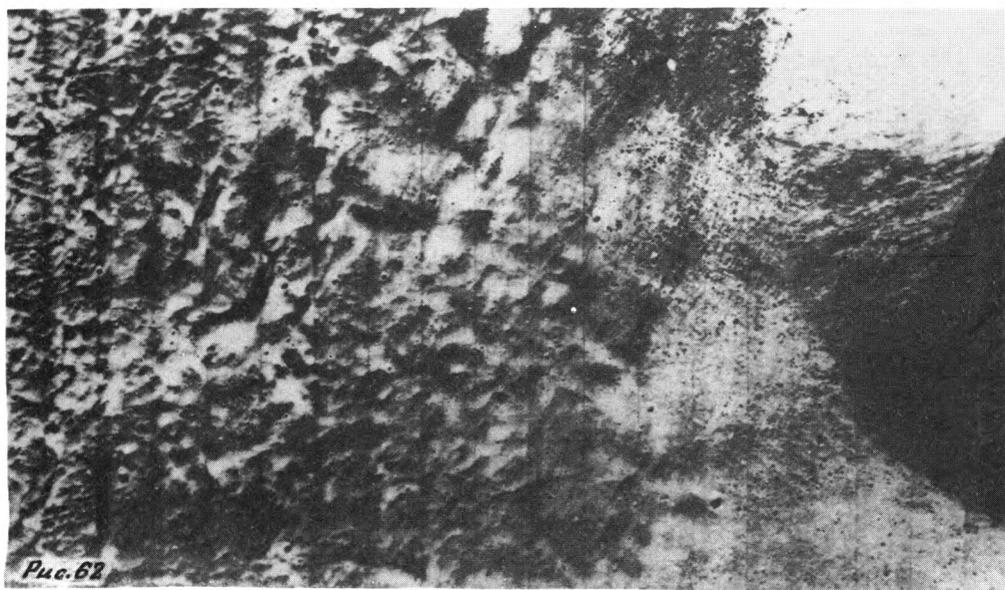
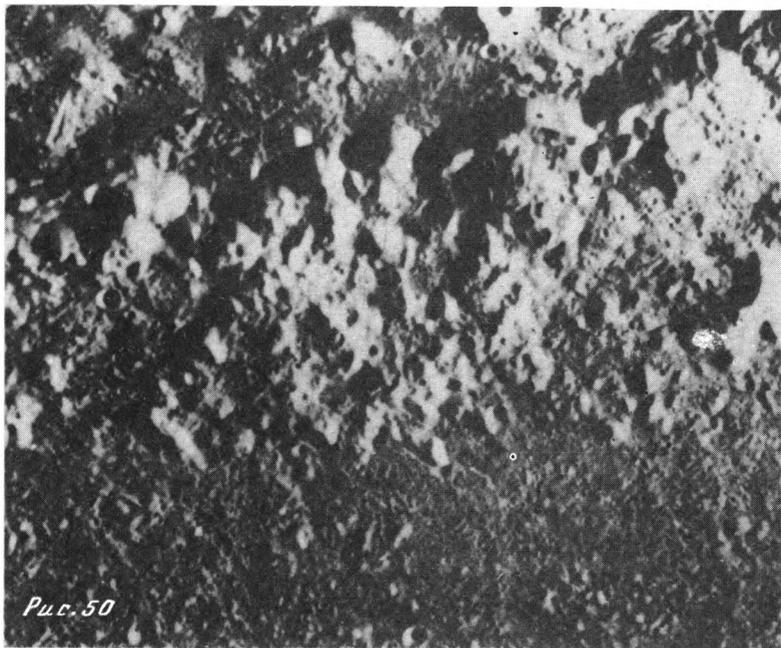


Рис. 49



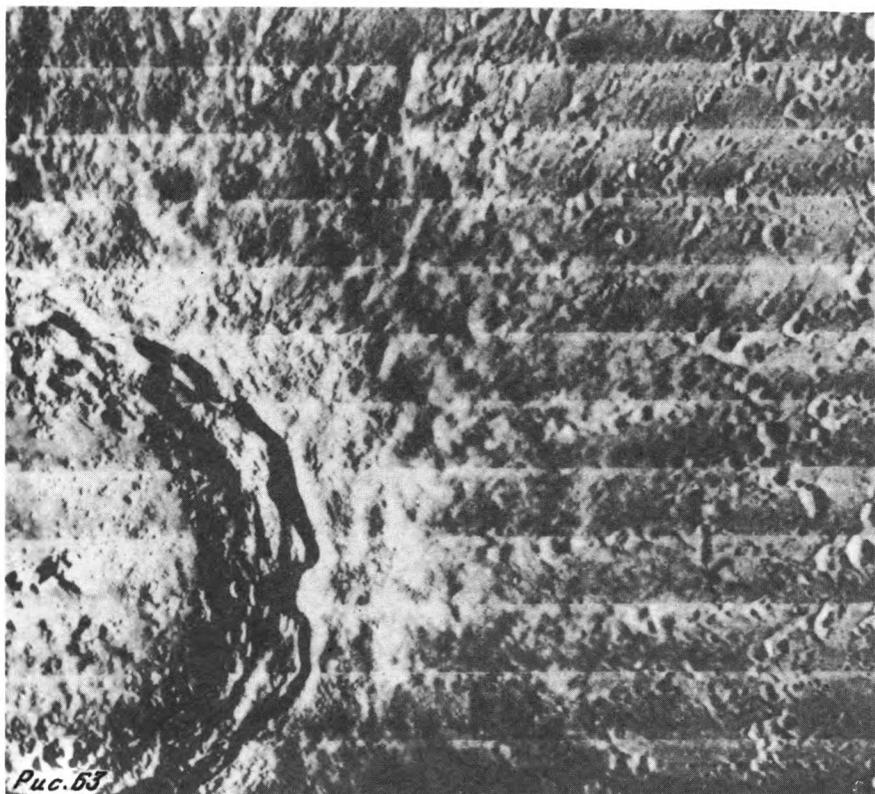


Рис. 63

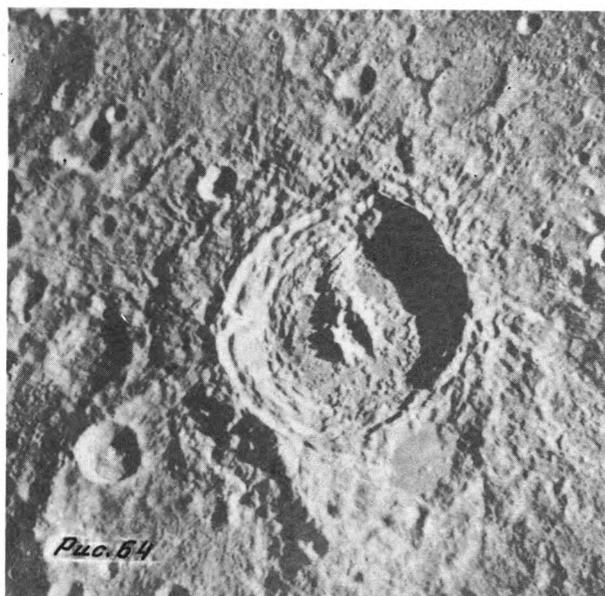
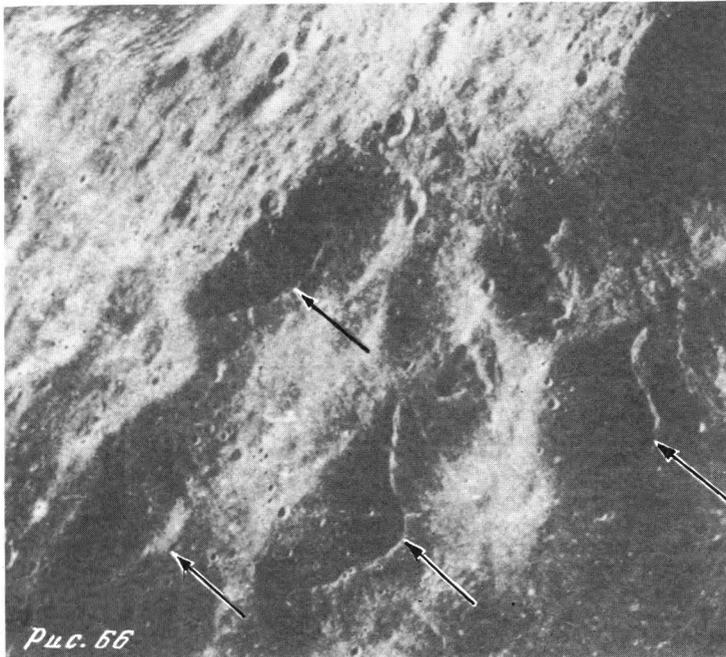
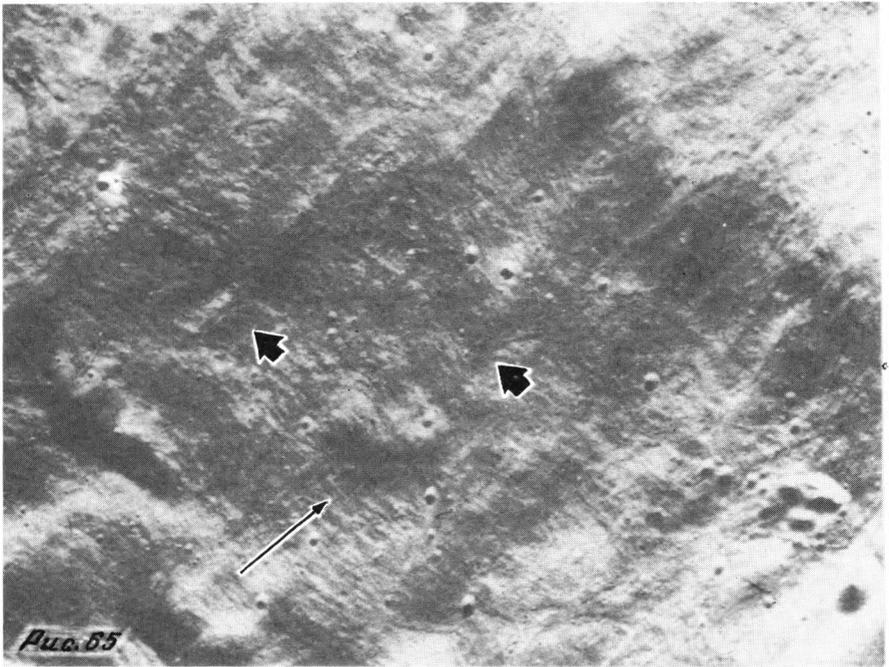


Рис. 64



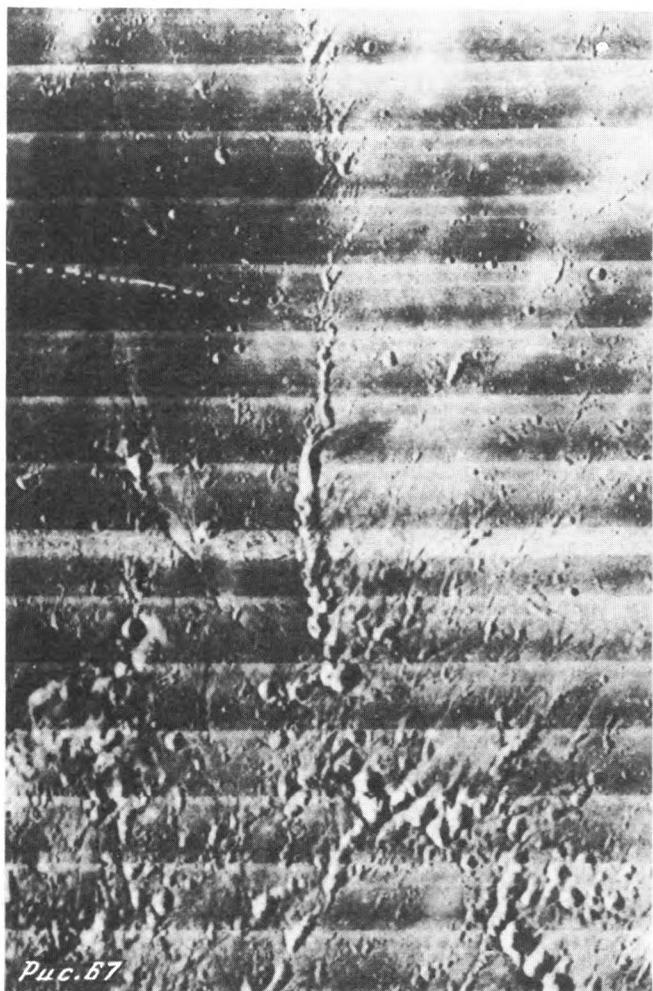


Рис. 67

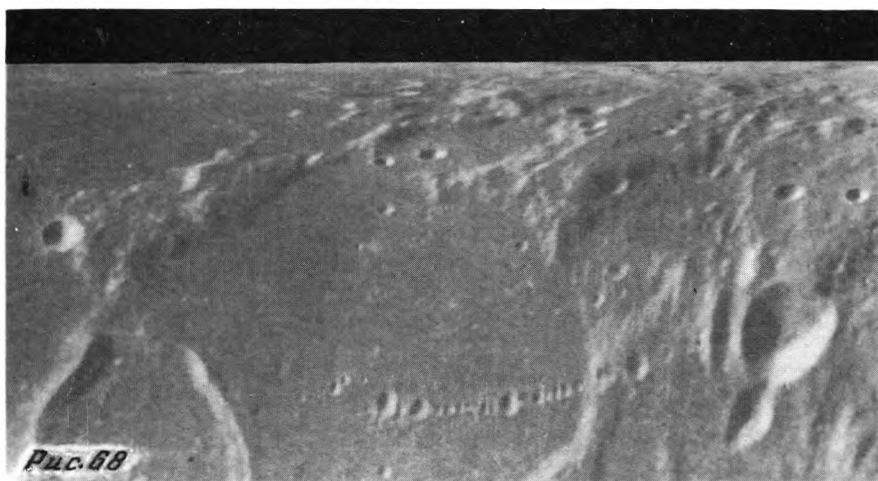


Рис. 68

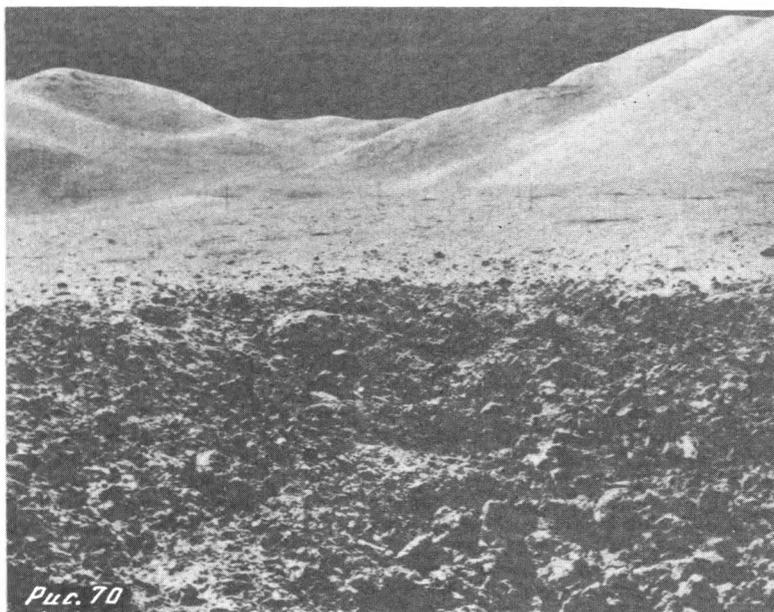


Рис. 70

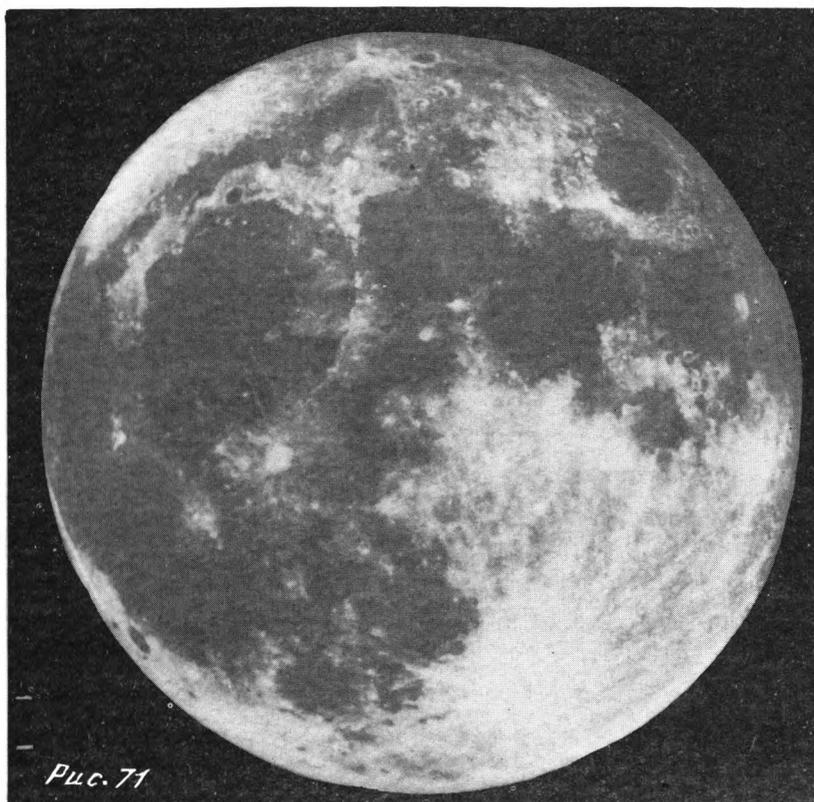
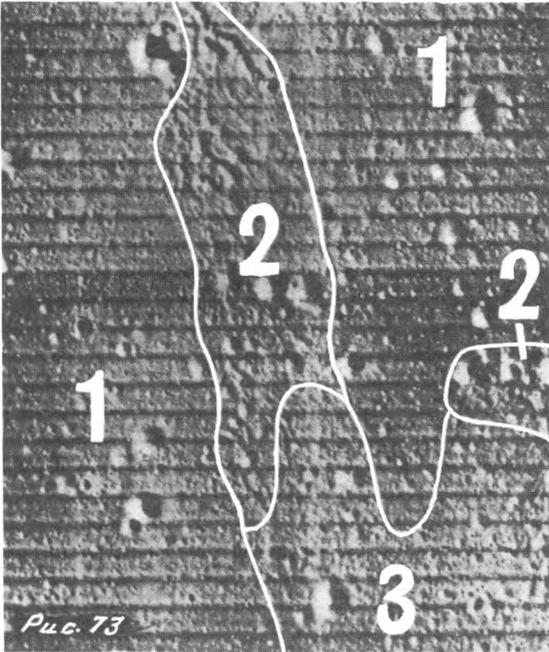
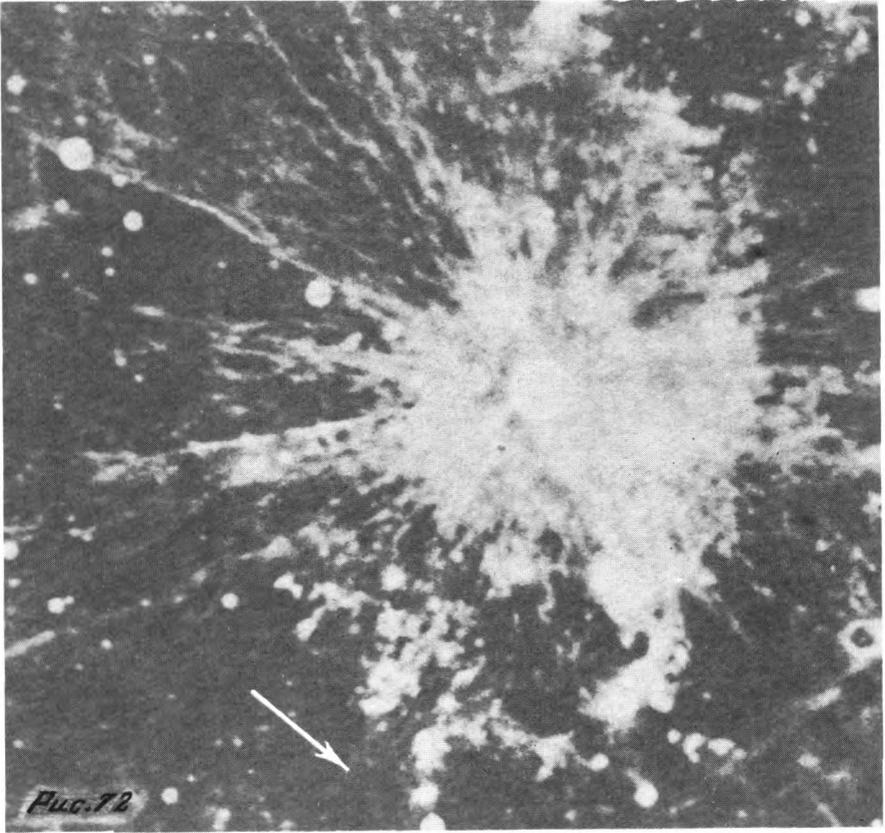
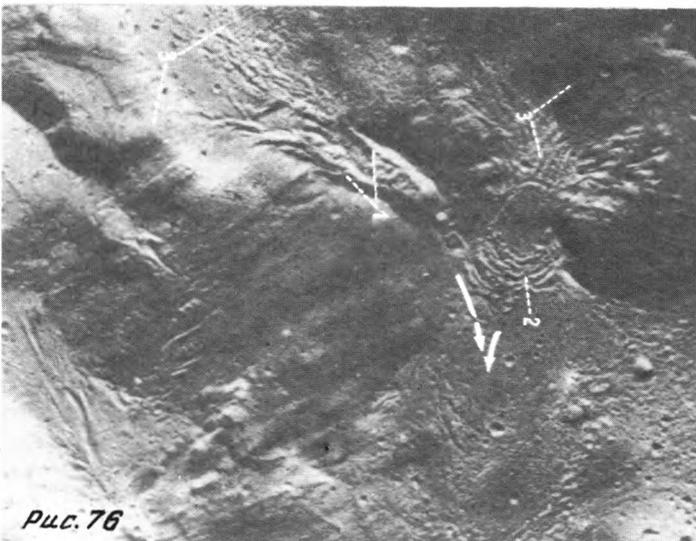
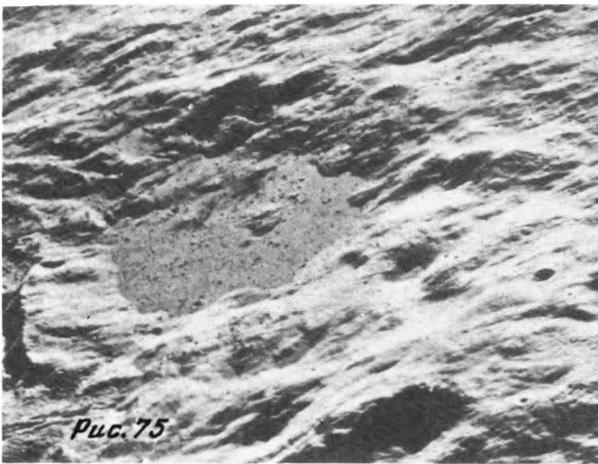
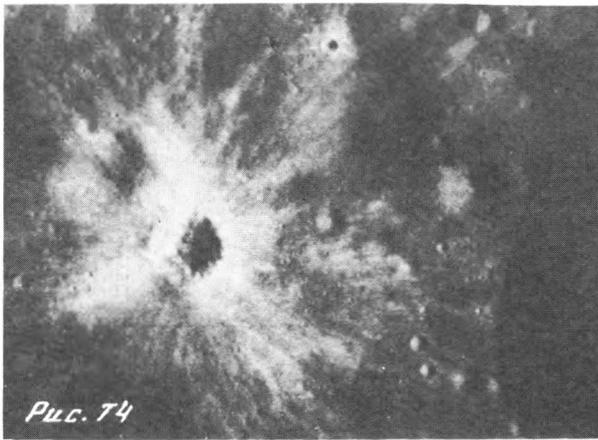
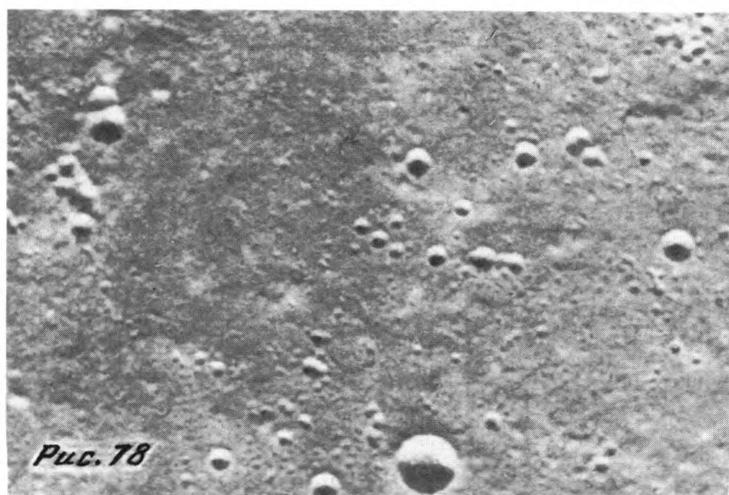
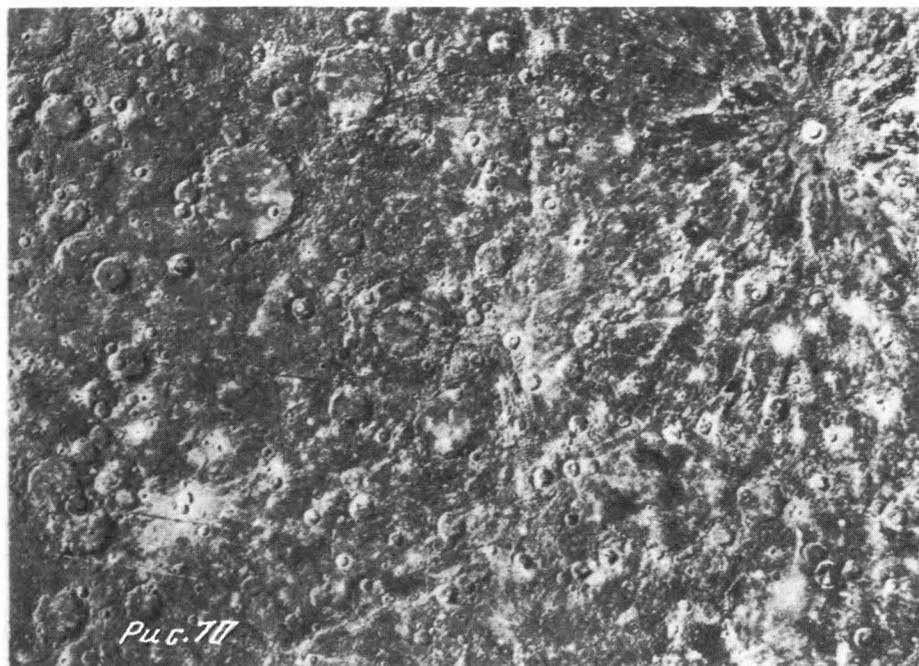


Рис. 71







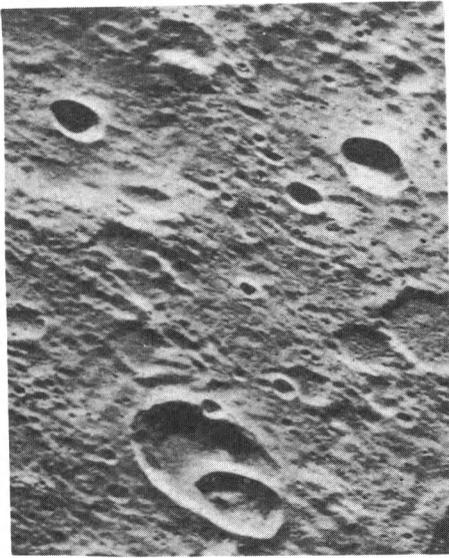


Рис. 79

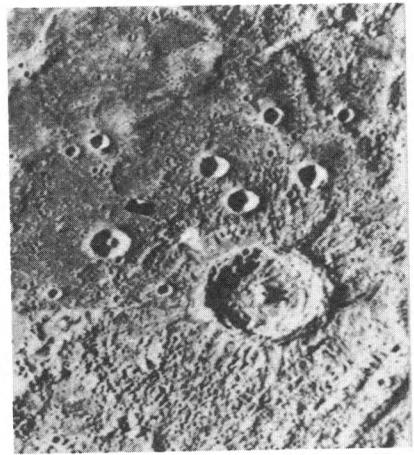
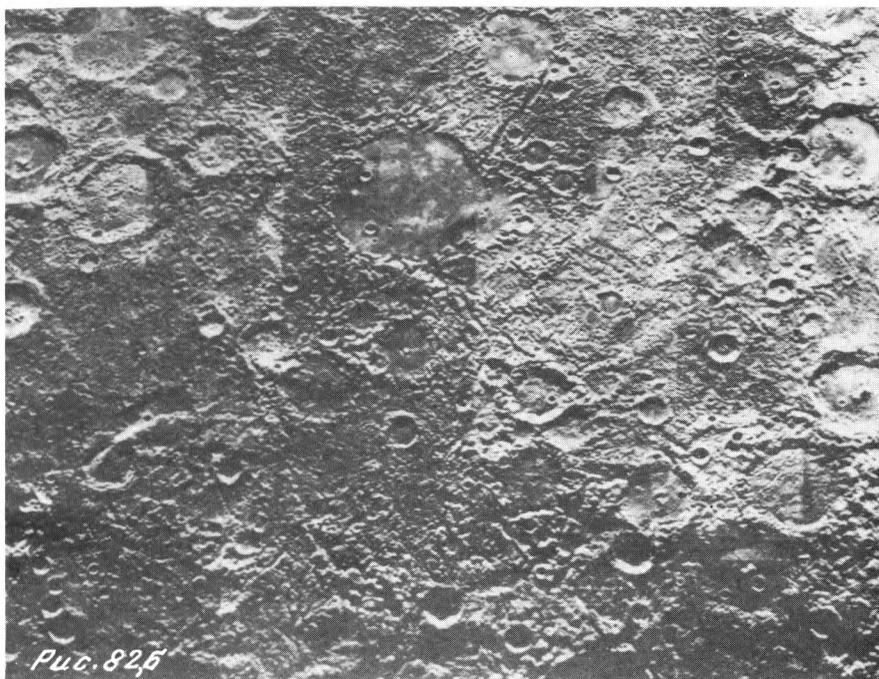
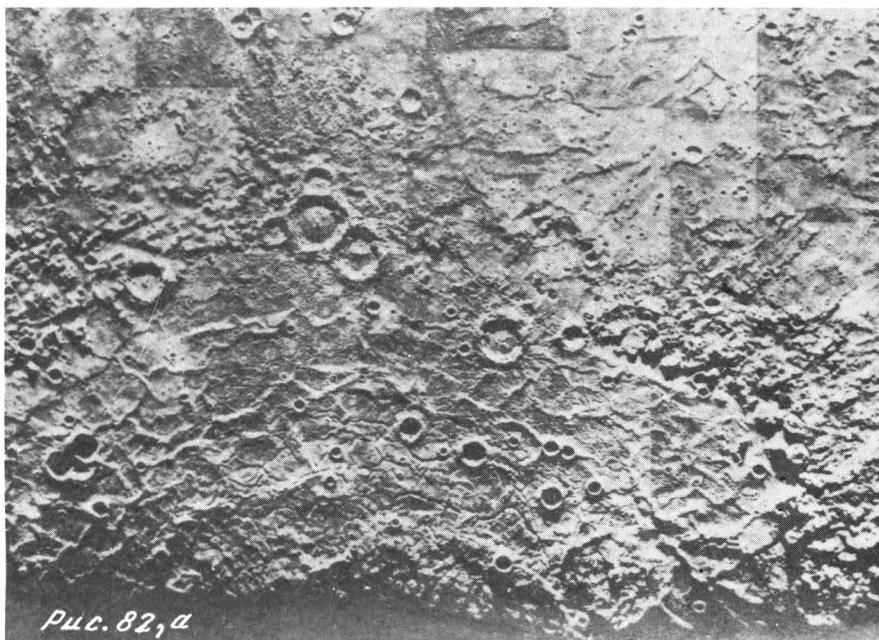
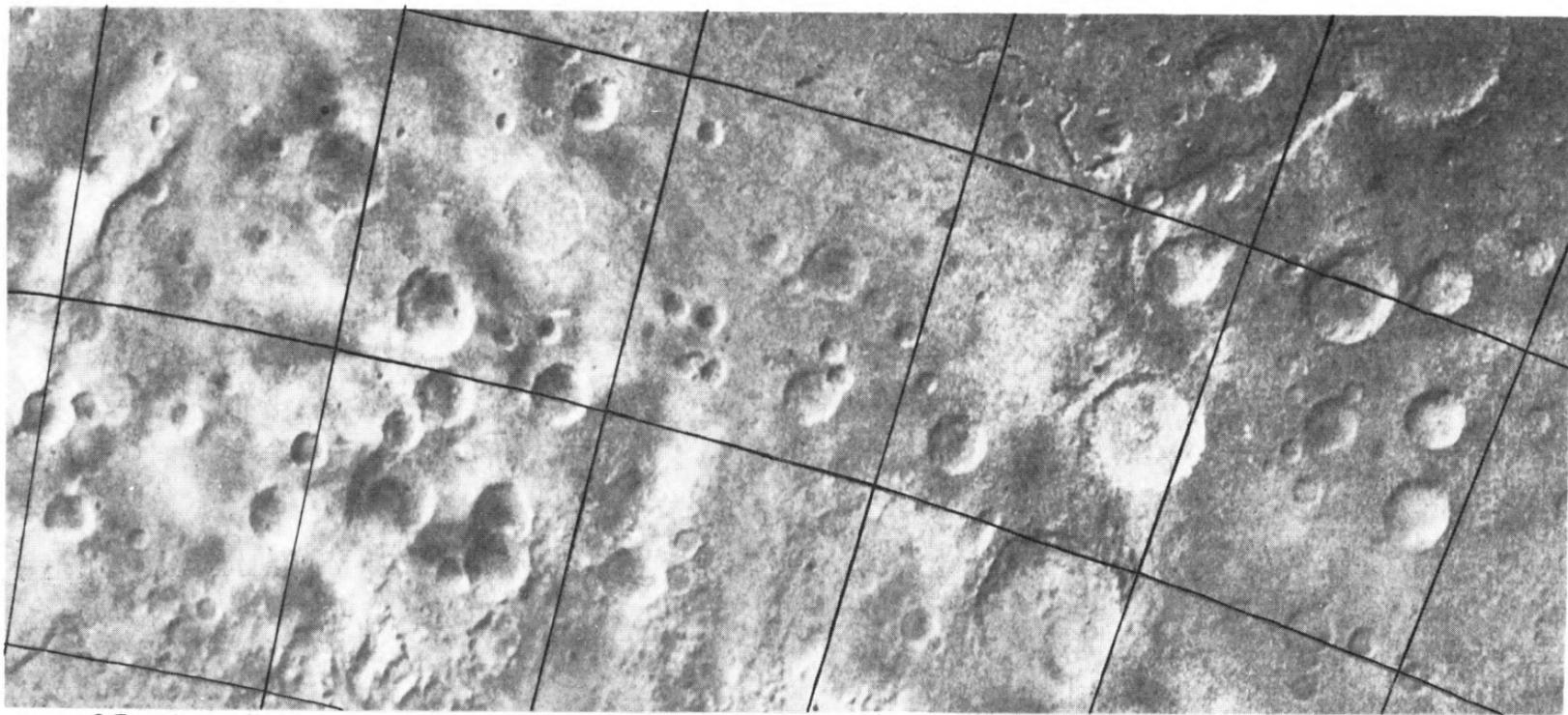


Рис. 80



Рис. 81





PLG. 83

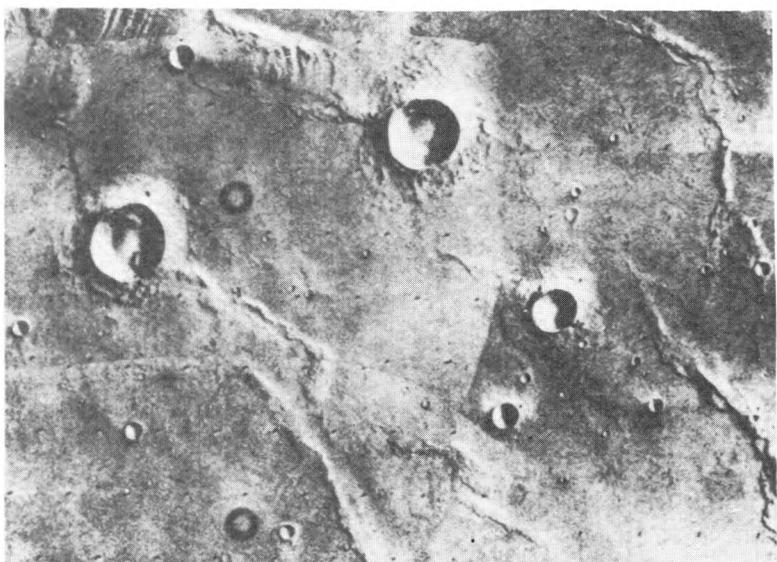


Рис. 84

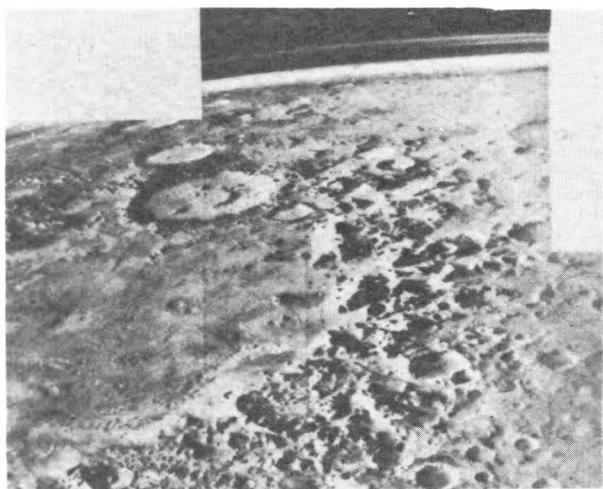
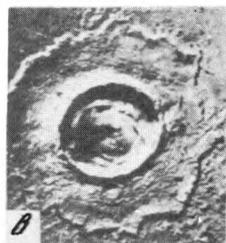
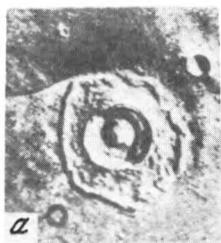
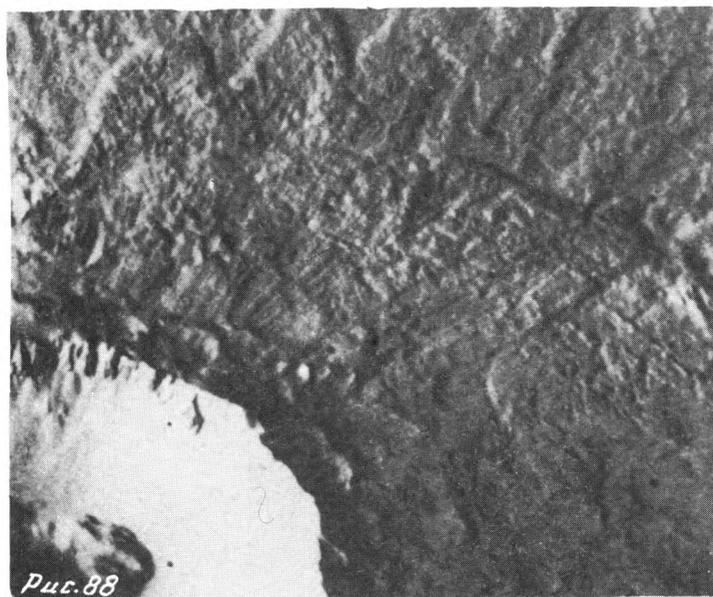
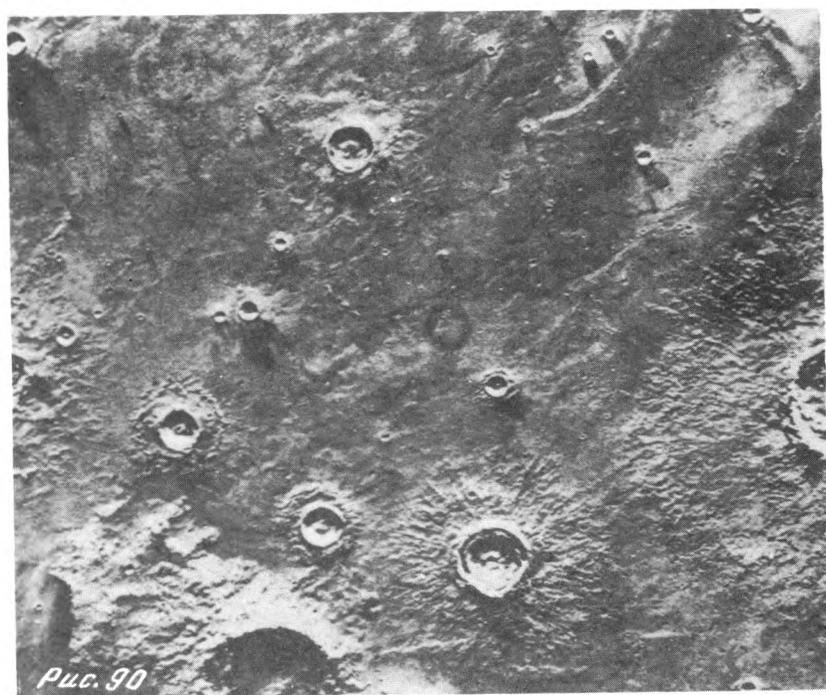
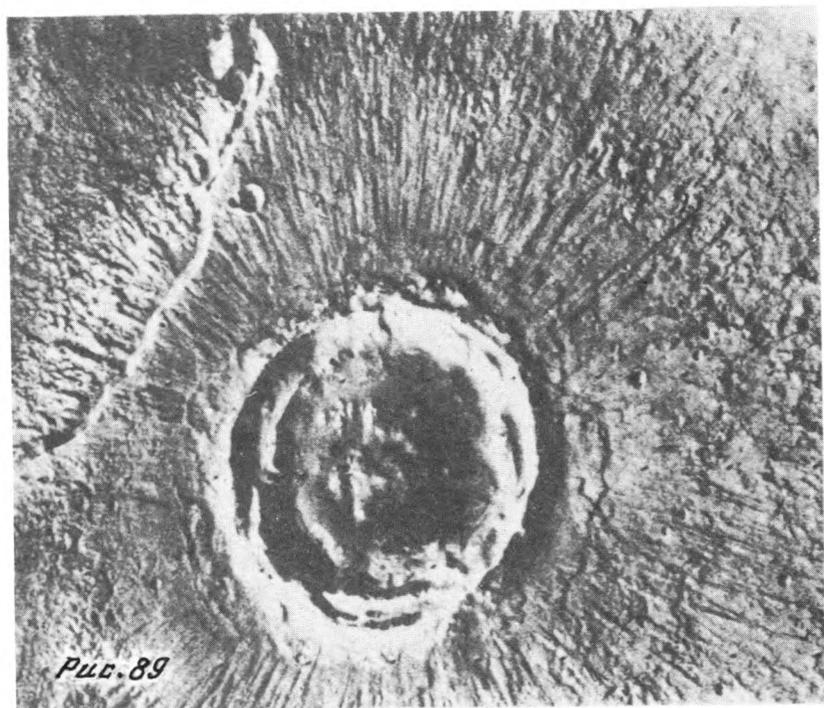


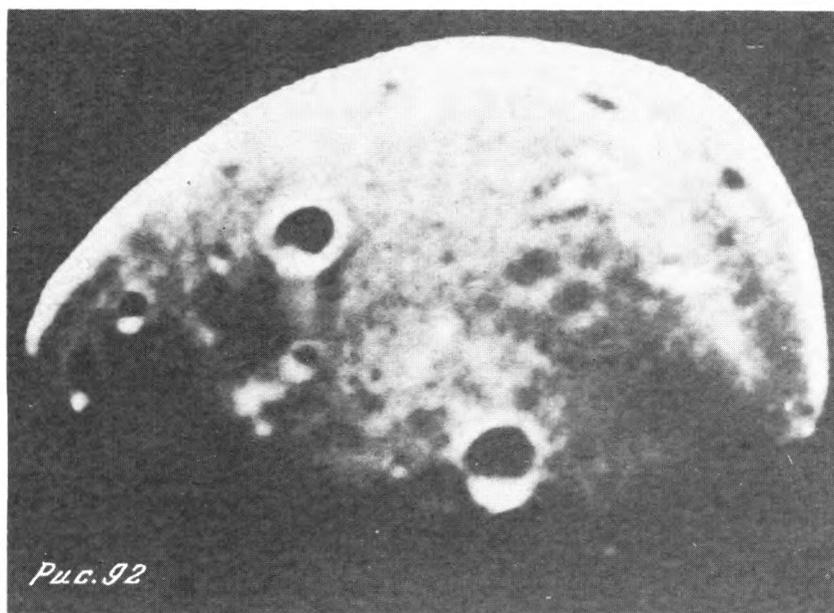
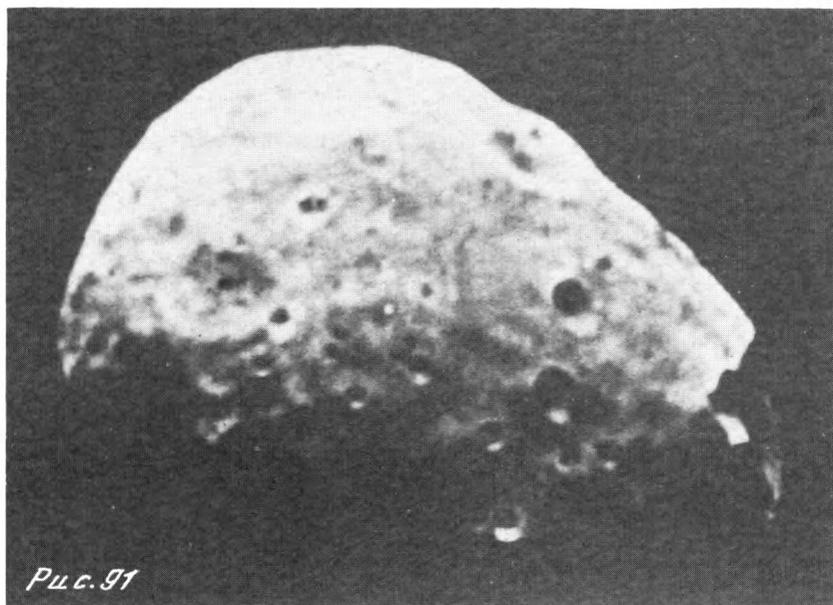
Рис. 85

Рис. 86









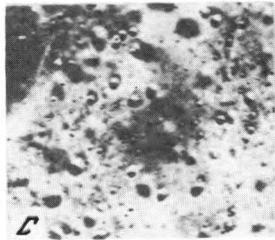
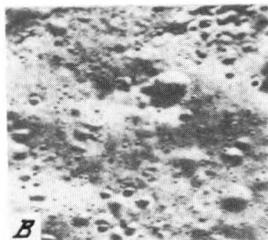
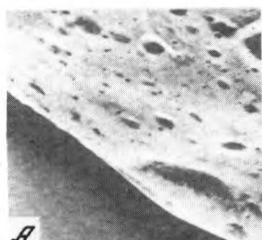
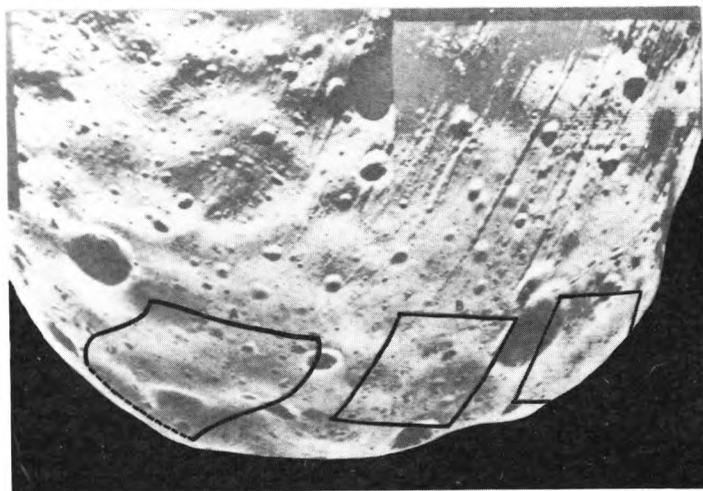
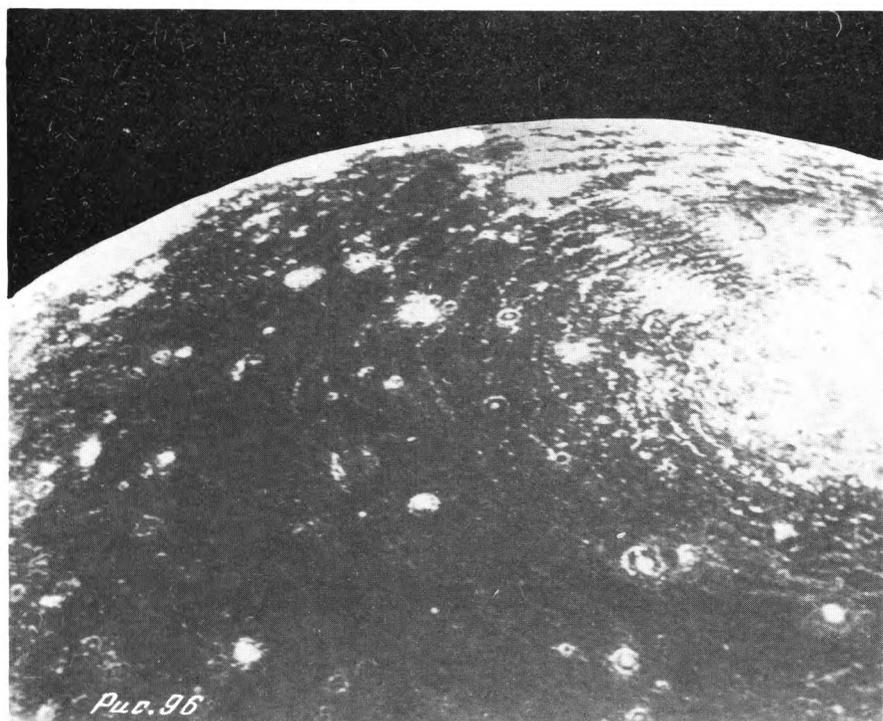


Рис. 93



Рис. 94



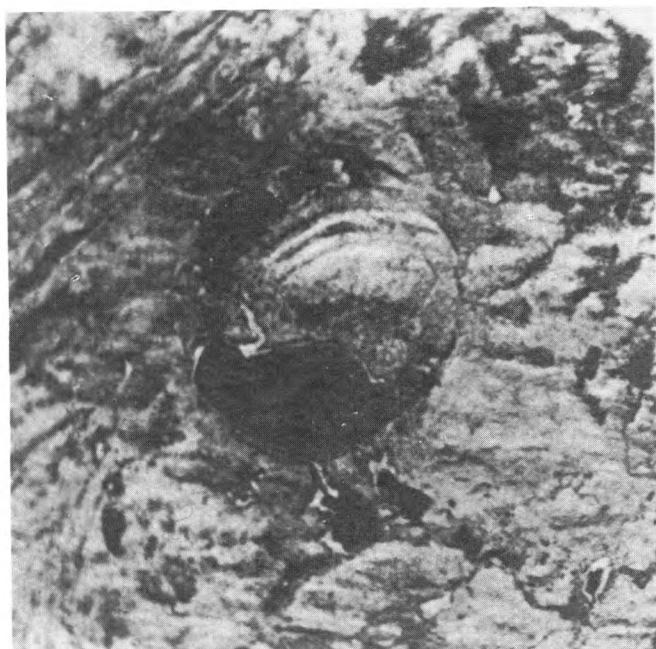
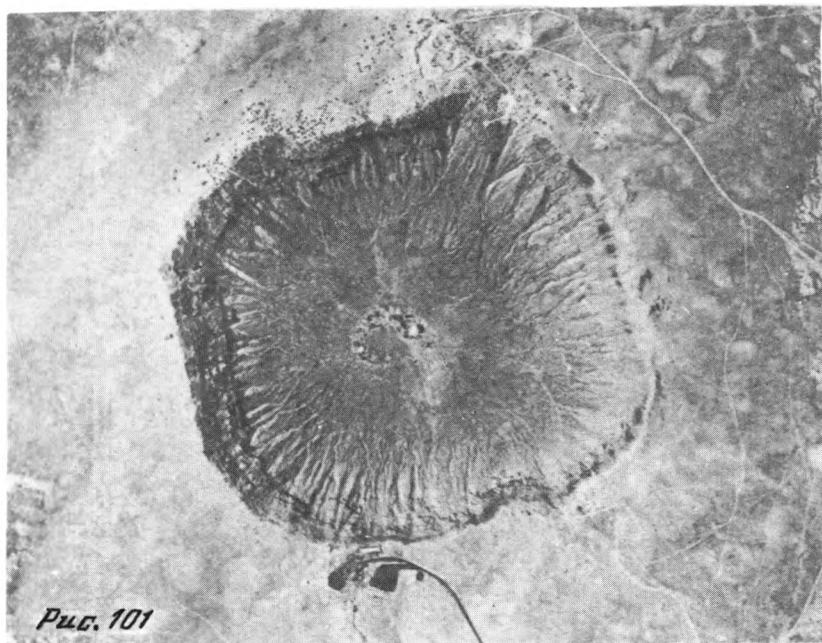




Рис. 105

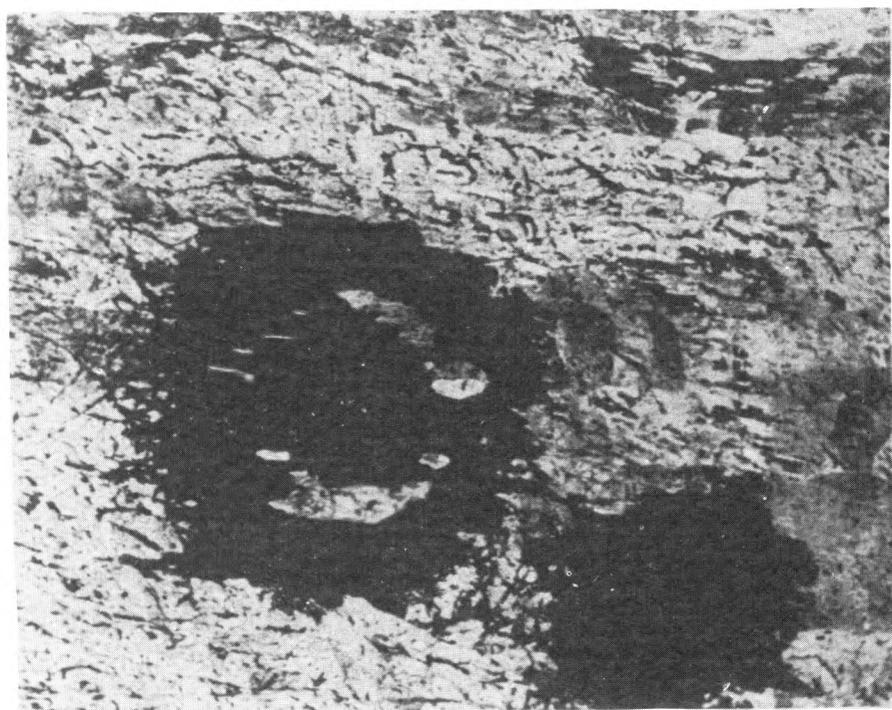
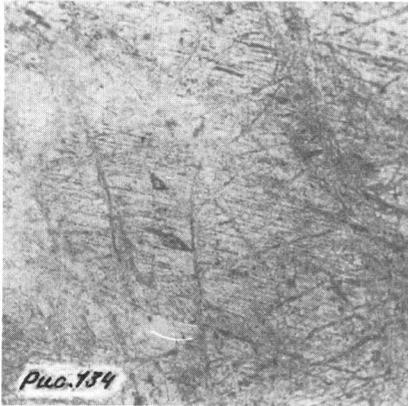
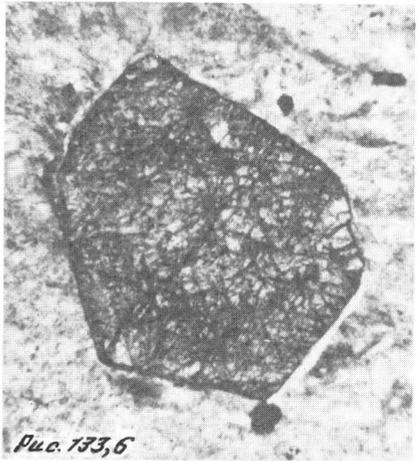
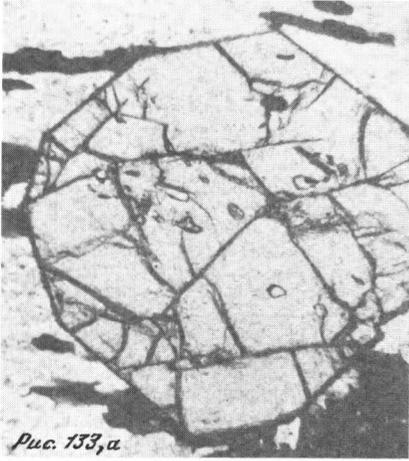
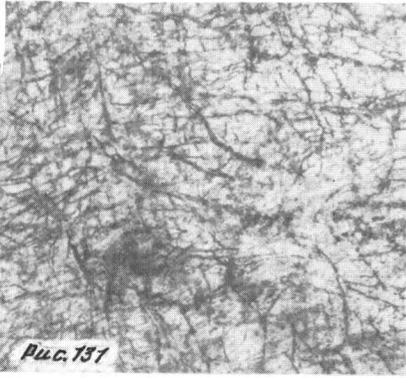


Рис. 109



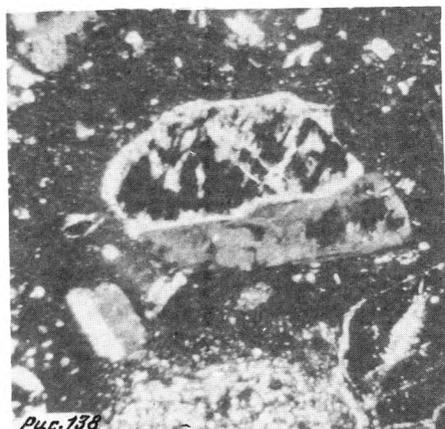


Рис. 138



Рис. 139а

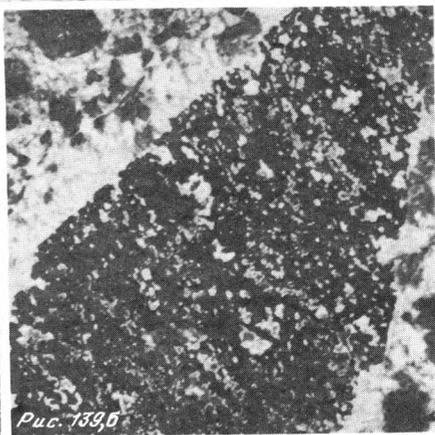


Рис. 139б

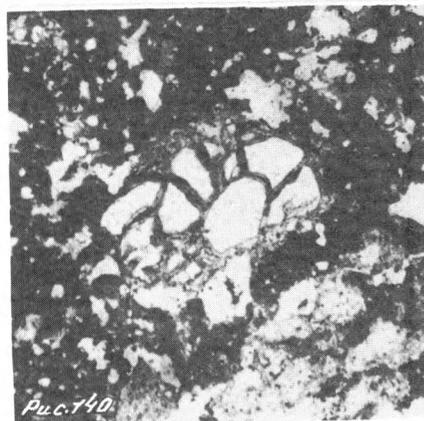


Рис. 140

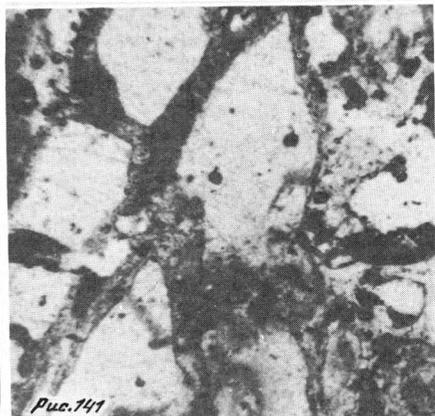


Рис. 141



Рис. 143

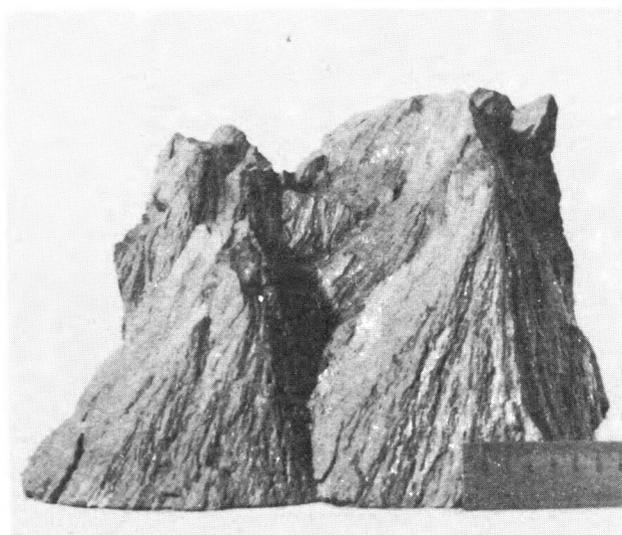


Рис. 144, а

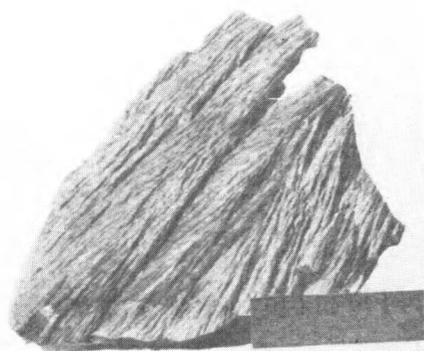


Рис. 144, б

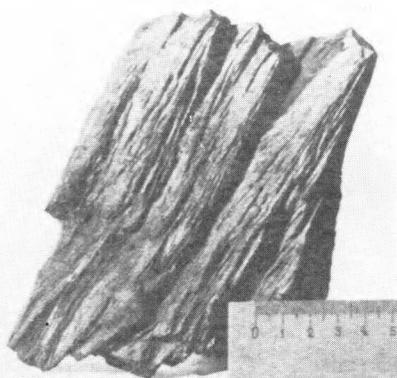


Рис. 144, в

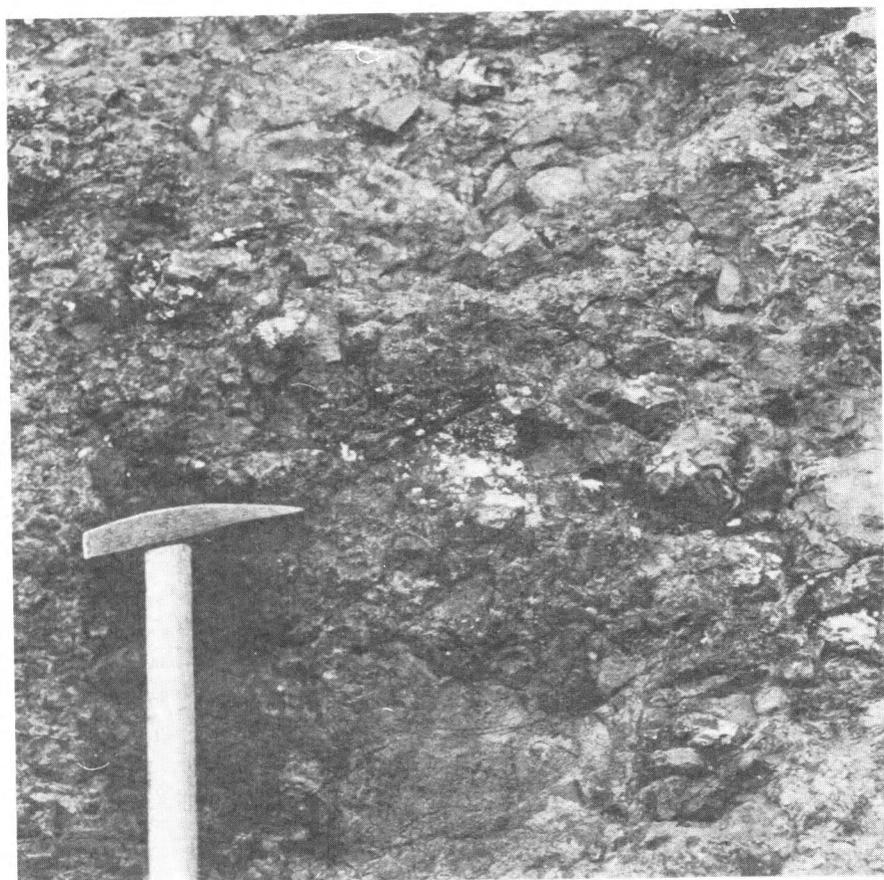


Рис. 145

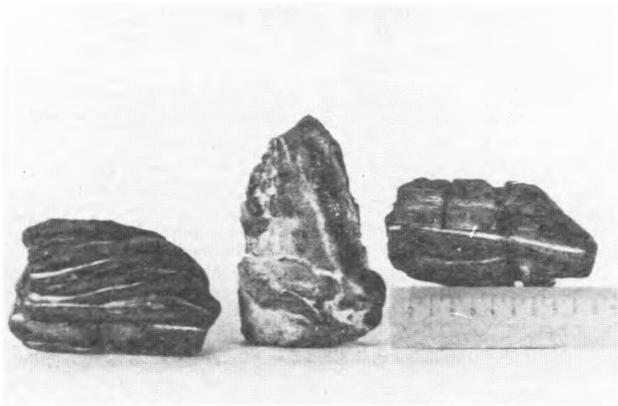


Рис. 151

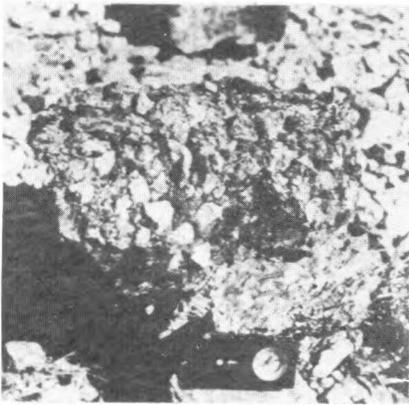


Рис. 152

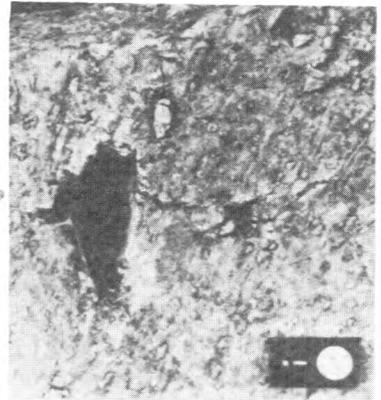


Рис. 153

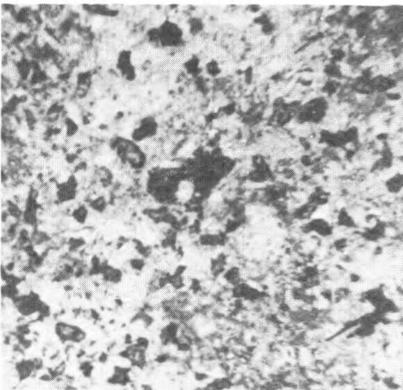


Рис. 154

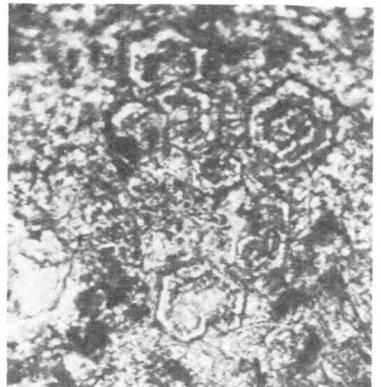
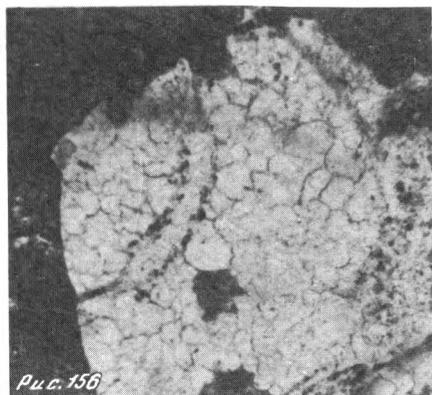
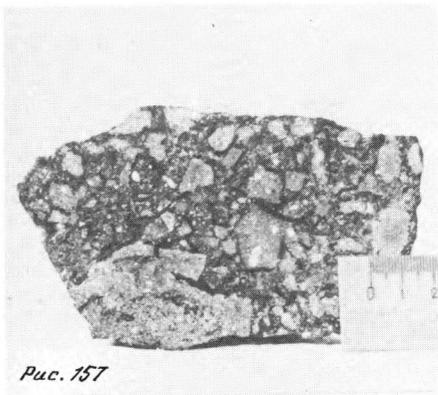


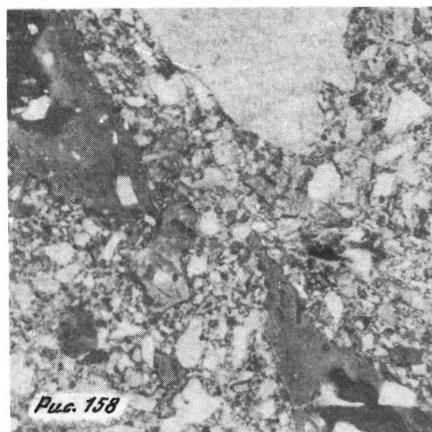
Рис. 155



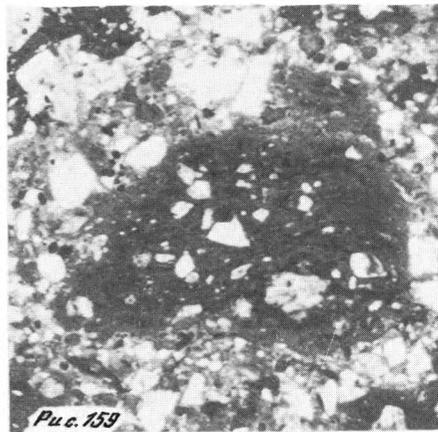
Puc. 156



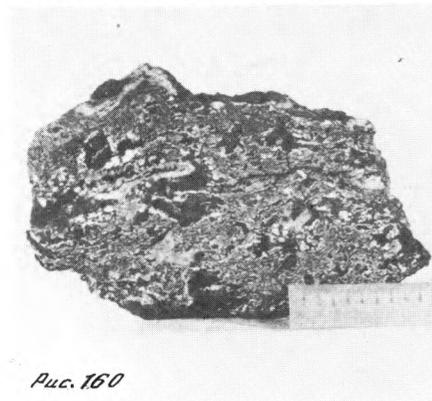
Puc. 157



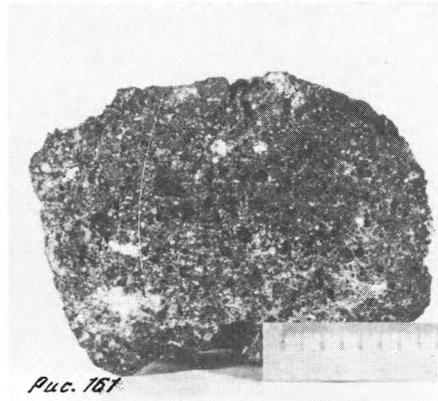
Puc. 158



Puc. 159



Puc. 160



Puc. 161