$BaEr_2F_8$ и $BaTm_2F_8$ существование подобного провала зарегистрировать не удалось.

Таким образом, можно сделать вывод, что край собственного поглощения кристалла $BaHo_2F_8$ определяется переходами в f-d экситонные состояния, отщепленные от d-зоны. Края собственного поглощения кристаллов $BaEr_2F_8$ и $BaTm_2F_8$ определяются переходами в d-зону редкоземельных ионов, а детальная структура края поглощения этих кристаллов требует дальнейшего изучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Девяткова Л. И. и др.//ДАН СССР. 1985. 283. С. 1339—1342. [2] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1963. [3] Агранович В. М. Теория экситонов. М., 1968. [4] Кикоин К. Н.//ЖЭТФ. 1983. 85. С. 1000—1016.

Поступила в редакцию 05.03.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 3

ГЕОФИЗИКА

УДК 550.5

ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И ДИФФЕРЕНЦИАЦИЯ ВЕЩЕСТВА В ОБОЛОЧКЕ ЗЕМЛИ

М. В. Авдулов

(кафедра физики Земли)

Горную породу, входящую в состав земной оболочки, можно рассматривать как смесь кристаллов двух групп. К первой группе относятся кристаллы, которые при определенных значениях давления и температуры испытывают полиморфные превращения с изменением объема. Ко второй группе относятся кристаллы, не испытывающие фазового перехода, их можно рассматривать как сплошную среду, заполняющую пространство между кристаллами первой группы. Если в мантии Земли температура меняется по периодическому закону, между пульсирующими в процессе полиморфных превращений кристаллами возникают силы взаимного притяжения (эффект Бьеркнеса), что приводит к разделению земной оболочки на минералогические фракции [1]. Вопрос о причинах периодических изменений температуры в настоящей работе не обсуждается, поскольку он рассмотрен в [2].

Выделим внутри мантии объем, в котором температура меняется по закону синуса. Тогда смещение *i*-го кристалла в системе из *N* синфазно пульсирующих кристаллов за время одного фазового перехода определяется выражением [2]:

$$S_i = knr. \tag{1}$$

Здесь k — безразмерный коэффициент, зависящий от числа Рейнольдса: k=0,5 $(\Delta R/R)^2$ — случай больших чисел Рейнольдса, $k=\rho\Delta R\dot{R}/3\eta$ случай малых чисел Рейнольдса, R — раднус кристалла, ΔR — величина изменения радиуса кристалла, \dot{R} — скорость изменения радиуса кристалла, η — коэффициент динамической вязкости, ρ — плотность жидкости, r — расстояние от центра зоны периодических изменений температуры до *i*-го кристалла, $n = \Delta V/V$ — весовой коэффициент, учитывающий плотность заполнения объема пульсирующими кристаллами, V — объем системы, ΔV — объем пульсирующих кристаллов.

Оливины (Fe, Mg)₂SiO₄ и пироксены (Fe, Mg)SiO₃, являющиеся наиболее важной минералогической фракцией мантии Земли, представляют собой твердые растворы замещения. При фазовых превращениях в бинарных твердых растворах новая фаза отличается от матрицы не только структурой, но и составом. Среди полиморфных превращений, имеющих место в мантии Земли, важнейшими являются переходы оливина в структуру шпинели и пироксена в структуру граната с увеличением плотности на 10—12%. Скорости изменения радиуса кристалла в этом процессе нам неизвестны. Однако известны экспериментальные данные о скорости роста ферритового центра из переохлажденного аустенита. Эта скорость при температуре T = 993 K близка к 5·10⁻⁵ см/с [3].

В экспериментах [4] по синтезу твердых растворов оливинов со структурой типа шпинели экспозиция продолжалась 5 мнн. Допуская, что в течение этого времени было достигнуто состояние равновесия, и полагая, что в первом приближении скорость роста зерна «шпинели» близка к скорости роста зародыша феррита, получим $\Delta R = 1,5 \cdot 10^{-2}$ см. Считая, что эффективное изменение радиуса кристалла начинается в условиях, когда система переходит в состояние пластического течения, оценим смещение кристалла; для этого положим R = 0,5 см, $\Delta R = 1,5 \cdot 10^{-2}$ см, $\dot{R} = 5 \cdot 10^{-5}$ см/с, $\eta = 100$ П (значение коэффициента динамической вязкости кристаллического материала в состоянии пластического течения), $r = 10^7$ см, $\rho = 4,0$ г/см, n = 0,1. В рассматриваемом случае $Re = 2\rho R R/\eta \approx 10^{-6}$. Отсюда на основании (1) получаем $S_i = 0,1$ мм. Таково смещение кристалла за время одного фазового перехода.

Если допустить, что пульсации происходят в среднем один раз в 10 лет, время, которое потребуется системе для полного разделения на минералогические фракции, окажется равным $t \approx 5 \cdot 10^9$ лет.

Величина смещения кристалла получена в предположении, что зона пульсаций имеет поперечник 200 км и внутри этой зоны кристаллы пульсируют в фазе. Теперь несколько усложним задачу и допустим, что зона пульсаций распадается на подзоны, причем внутри каждой подзоны кристаллы пульсируют синфазно, но между отдельными подзонами пульсации различаются по фазе.

В качестве первого шага предположим, что подзоны слабо взаимодействуют друг с другом. Введем обозначения: D — радиус зоны пульсаций, D^* — радиус подзоны. Пусть $D/D^* = m$, $m \gg 1$. На основании (1) заключаем, что скорость смещения кристалла, расположенного на границе однородной зоны радиуса D, будет в m раз больше скорости смещения кристалла, расположенного на границе подзоны. Однако для того чтобы процесс дифференциации полностью закончился, во втором случае кристалл должен пройти расстояние в m раз меньшее. Поэтому время, затрачиваемое системой на дифференциацию, остается без изменений. В действительности подзоны взаимодействуют друг с другом, что несколько усложняет задачу.

С качественной стороны оценку изменения скорости дифференциации провести сравнительно просто, если наложить ограничения физического характера. Допустим, что количество подзон, пульсирующих в одной фазе, приблизительно равно количеству подзон, пульсирующих в противофазе, и что все подзоны равномерно заполняют объем радиуса *D*. В этом случае каждая подзона в качестве своих ближайших соседей имеет подзоны, пульсирующие в противофазе. Кристаллы,

пульсирующие в противофазе, отталкивают друг друга, что в интересующем нас случае приводит к ускорению процесса дифференциации.

Расчеты, выполненные выше, сделаны в предположении, что переход кристалла в пластичное состояние происходит резко. Так бывает не всегда. Во многих случаях переход кристалла в пластичное состояние как бы растянут в конечном интервале касательных напряжений. При этом ускоренное движение дислокаций начинается при сравнительно низких напряжениях и достаточно высоких значениях коэффициента вязкости.

Скорость дислокаций в сильной степени зависит от напряжений. Так, в кристаллах NaCl скорость движения дислокаций при касательных напряжениях 10⁸ дин/см² близка к 10⁴ см/с, однако при напряжениях 10⁶ дин/см² падает до величины 10⁻⁸ см/с [5].

Скорость деформации кристалла можно выразить через характеристики движущихся дислокаций следующим уравнением:

$$\varepsilon = \gamma v b,$$
 (2)

где у — число дислокаций, движущихся на единице площади, v — их средняя скорость, *b* — вектор Бюргерса.

В типичных случаях 10%-ной деформации плотность дислокаций составляет 10⁹ см⁻². Вектор Бюргерса имеет порядок межатомных расстояний, и мы можем положить его равным 10-8 см. Полагая в (2) $v = 10^{-8}$ см/с, находим $\varepsilon = 10^{-7}$ с⁻¹.

Для оценки вязкости кристаллического материала в состоянии пластического течения воспользуемся известным реологическим равенством

$$\epsilon = \sigma/\eta$$
,

где σ — напряжение. Полагая в (3) $\varepsilon = 10^{-7} \text{ c}^{-1}$, $\sigma = 10^6 \text{ дин/см}^2$, получим $\eta = 10^{13} \Pi$. Отсюда на основании (1) имеем $S_i = 10^{-13} \text{ см.}$

Покажем, что разделение земной оболочки на минералогические фракции происходит и в том случае, когда смещение пульсирующих кристаллов под действием сил Бьеркнеса ничтожно мало. Для этого рассмотрим силы, действующие на пульсирующие кристаллы и кристаллы, заполняющие пространство между ними. Действием массовых сил на систему мы можем пренебречь. Единственная значительная по величине массовая сила здесь — сила тяжести. Однако она почти полностью уравновешивается выталкивающей силой Архимеда, и ее можно не принимать во внимание.

На пульсирующие кристаллы действуют только силы Бьеркнеса, которые заставляют эти кристаллы двигаться к центру зоны пульсаций. На непульсирующие кристаллы силы Бьеркнеса не действуют, однако на них действуют другие силы: силы радиального давления (направленные по раднусу пульсирующего кристалла от его центра) и силы, движением пульсирующих вызванные поступательным кристаллов, ввиду малости последних эти силы можно не учитывать.

Силы радиального давления стремятся вытолкнуть непульсирующие кристаллы за пределы зоны пульсаций. Вопрос о направлениях движения этих кристаллов решается исходя из энергетических соображений. При движении материала вниз его внутренняя энергия растет:

$$\Delta U = T \Delta S - p \Delta V,$$

так как уменьшается объем, а давление и температура увеличиваются. При движении в горизонтальном направлении внутренняя энергия

(3)

остается постоянной, при движении вверх — уменьшается. Поэтому с энергетической точки зрения течение горных масс должно происходить главным образом вверх, в сторону низких давлений и температур, поскольку этот процесс приводит к снижению термодинамического потенциала. Хотя смещение материала происходит главным образом вверх, в общем случае оно не строго вертикально и составляет с вертикалью угол, величина которого определяется условием

 $(|\Delta U| - A) \rightarrow \max$

(4)

где ΔU — убыль внутренней энергии, A — работа, затрачиваемая на движение. Движение прекращается, когда $|\Delta U| \leqslant A$. Условие (4) можно записать иначе:

$$\frac{\Delta U}{\Delta t} \rightarrow \max.$$
(5)

Другими словами, из всех возможных направлений движения система выбирает такое, при котором избыток внутренней энергии сбрасывается с минимальными затратами времени. В общем случае перемещение горных пород может происходить не в одном, а сразу в нескольких направлениях, если только такой характер движения удовлетворяет условиям (4) и (5).

Когда температура снижается, пульсирующие кристаллы уменьшаются в объеме, и освободившееся пространство в первую очередь заполняется потоком горных масс со стороны нижней и боковых граней системы, поскольку давление на эти грани больше, чем на верхнюю. Отсюда выжатый вверх материал вниз полностью вернуться не может, и процесс разделения оболочки на минералогические фракции носит необратимый характер.

Фазовая диаграмма перехода оливина в структуру шпинели имеет форму сигары и в координатах давление — состав растянута в диапазоне 30 кбар (рисунок) [6], что соответствует интервалу глубин в 100 км. Принимая средний температурный градиент оболочки равным 0,5 град/км, получим, что фазовая диаграмма перехода «шпинели» в структуру оливина в координатах температура — состав растянута

приблизительно на 50° С. Если колебания температуры происходят с амплитудой 2° С, то в процессе увеличения температуры количество новообразовавшейся легкой фазы составит $4 \cdot 10^{-2}$ от объема горной породы. Поскольку высокотемпературная фаза легче плотной приблизительно на 10%, общее увеличение объема будет равно $4 \cdot 10^{-3}$.

Фазовая диаграмма перехода оливина в структуру шпинели: а – поле устойчивости оливина, β – поле устойчивости «шпинели», температура 1000°С



Допустим, что зона периодических изменений температуры занимает объем 10⁶ км³. Тогда в процессе полиморфного перехода в сторону низких давлений будет выжато 4.10³ км³ горной породы. Эта цифра слишком велика. Средний по геологической активности вулкан выбрасывает около 1 км³ магматических продуктов за период приблизительно 10 лет. Поэтому если мы допустим, что периодические изменения температуры происходят с амплитудой $2 \cdot 10^{-3}$ °C и периодом 10 лет, получим $\Delta V = 4$ км³, что уже значительно лучше удовлетворяет известным геологическим данным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Авдулов М. В.//Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1981. 22, № 3. С. 9—16. [2] Авдулов М. В.//Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1985. 26, № 1. С. 20—24. [3] Любов Б. Я. Диффузионные процессы в неоднородных твердых средах. М., 1981. [4] Грин Д. и др. Петрология верхней мантин. М., 1963. [5] Орлов А. Н. Введение в теорию дефектов в кристаллах. М., 1983. [6] Рингвуд А. Состав и петрология мантии Земли. М., 1981.

Поступила в редакцию 03.03.86