

температурах порядка комнатной. Обратному превращению препятствует быстрый переход системы на существенно отталкивательные поверхности $\text{Xe}(^1S_0) + \text{CN}^*(B^2\Sigma^+, v'=0,1)$. Пересечением термов обусловлена ненаблюдаемость эмиссии эксиплексов $(\text{XeCN})^*$, по какому

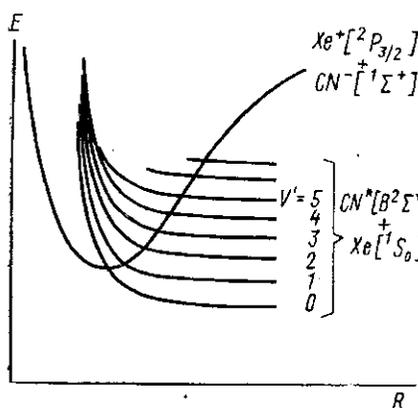


Рис. 3. Схема пересечения термов системы $\text{Xe}-\text{C}-\text{N}$ вблизи минимума энергии кулоновского состояния

бы механизму они ни образовались, поскольку время перехода системы на разлетный терм значительно меньше характерных времен радиационного распада нейтральных электронно-возбужденных частиц. Энергия разлета фрагментов распределяется между их поступательными и вращательными степенями свободы. Этим объясняются происхождение широких коротковолновых крыльев в секвенциях $\Delta v=0,1$ фиолетовой системы циана в присутствии ксенона и их низкая чувствительность по отношению к изменениям давления. Заметим, что обнаружение аналогичной спектральной аномалии, а именно вращательного перезождения радикалов $\text{CN}^*(B^2\Sigma^+)$, сопровождающего реакцию

метастабильных атомов ртути с $\text{CN}(X^2\Sigma^+)$, послужило авторам работы [7] достаточным аргументом для предположения о том, что промежуточными стадиями этой реакции являются образование и распад кулоновского состояния молекул HgCN .

Изложенная интерпретация согласуется с представлениями авторов работ [1, 3] и уточняет их. Тот факт, что сильное тушение люминесценции $\text{CN}^*(B^2\Sigma^+)$ атомами Xe имеет место для уровней $v' \geq 2$, подтверждает оценку [2] энергии минимума потенциальной поверхности кулоновского состояния $(\text{XeCN})^*$ ($\sim 3,8$ эВ).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Kolts J. H., Velasco J. E., Setser D. W. J. Chem. Phys., 1979, 71, p. 1247. [2] Лакоба И. С., Шелепин Л. А. Препринт ФИАН, 1980, № 57. [3] Hennessy R. J., Опо Y., Simons J. P. Chem. Phys. Lett., 1980, 75, N 1, p. 47. [4] Лозовский П. М., Чернов С. П., Эссельбах П. Б. Квант. электроника, 1977, 4, с. 1606. [5] Коновалов И. Н. и др. Опт. и спектр., 1979, 47, с. 239. Cooper R., Mulac W. A. Chem. Phys. Lett., 1983, 99, p. 217. [6] Tokue I., Urisu T., Kuchitsu K. J. Photochem. (Jap.), 1974, 3, N 4, p. 273. [7] Vikis A. C., Le Roy D. J. Chem. Phys. Lett., 1973, 22, p. 587.

Поступила в редакцию
20.01.84

УДК 550.5

К ПРОБЛЕМЕ РАЗДЕЛЕНИЯ ОБОЛОЧКИ ЗЕМНОГО ШАРА НА МИНЕРАЛОГИЧЕСКИЕ ФРАКЦИИ

М. В. Авдулов

(кафедра физики Земли)

Известно на основании сейсмологических данных, что оболочка земного шара глобально кристаллическая, с очагами жидкого силикатного материала, размещающимися в узколокальных зонах. Вместе

с этим процесс разделения верхней мантии на минералогические фракции есть несомненно процесс глобальный. Достаточно напомнить, что площадь геологически активных районов мира измеряется миллионами квадратных километров. Сравнение уже одних масштабов районов оболочки, находящихся в кристаллическом и расплавленном состояниях, убеждает в том, что дифференциация оболочки земного шара происходит в кристаллической фазе. Плавление горных пород тоже имеет место, однако играет подчиненную роль и, вероятно, только накладывается на главный процесс.

Если в оболочке земного шара температура меняется по закону синуса, тогда, как это следует из эффекта Бьеркнеса, между кристаллами, пульсирующими при фазовых превращениях, возникают силы взаимного притяжения [1]. В соответствии с эффектом Бьеркнеса сила взаимодействия между двумя пульсирующими сферами имеет вид

$$F_{ij} = \rho \frac{\dot{V}_i \dot{V}_j}{8\pi l_{ij}^2} \cos \psi, \quad (1)$$

где \dot{V}_i и \dot{V}_j — скорости изменения объемов взаимодействующих сфер, l_{ij} — расстояние между сферами, ρ — плотность жидкости, ψ — разность фаз пульсирующих сфер.

Из эффекта Бьеркнеса следует вывод: система сфер, пульсирующих в вязкой жидкости, сжимается, выталкивая в сторону низких давлений материал, заполняющий пространство между ними. В приложении к проблемам физики Земли последнее означает, что области фазовых превращений являются теми зонами, в которых происходит разделение земной оболочки на минералогические фракции.

Положим в (1) $\psi = 0$ и введем обозначения $\dot{V}_i = m_i$, $\dot{V}_j = m_j$, $\rho/8\pi = f$; тогда

$$F_{ij} = f \frac{m_i m_j}{l_{ij}^2}. \quad (2)$$

Формула (2) выражает физическую аналогию между эффектом Бьеркнеса и законом всемирного тяготения Ньютона.

Поставим себе целью определить смещение i -го пульсирующего кристалла в системе из N пульсирующих кристаллов за время одного фазового перехода. Интегрирование известных уравнений гидродинамики в интересующем нас случае приводит к результату [1]:

$$S_i = \frac{3}{4\pi} kD,$$

где S_i — смещение i -го кристалла, $k = k(a, \rho, \eta)$ — безразмерный коэффициент, a — радиус кристалла в низкотемпературной фазе, ρ — плотность среды, η — динамическая вязкость,

$$D = \frac{4}{3} \pi a^3 \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \frac{z}{l_{ij}^3}, \quad l_{ij} = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \quad (3)$$

x, y, z — координаты центра j -го кристалла, z — направление, для которого вычисляется смещение i -го кристалла.

Начало координат помещается в центре i -го кристалла. Выражения для k , соответствующие разным значениям числа Рейнольдса, приведены в работе [1].

Если N имеет порядок 10^6 — 10^8 и менее, D сравнительно просто вычисляется с помощью ЭВМ. Однако для больших систем, у которых N достигает величины 10^{19} — 10^{22} , вычисление D становится не под силу даже самым мощным вычислительным машинам, что заставляет искать аналитическое решение задачи. Для решения поставленной задачи можно воспользоваться физической аналогией между эффектом Бьеркнеса и законом всемирного тяготения Ньютона.

Составляющая притяжения шара радиуса a в направлении оси z на материальную точку единичной массы, расположенную в начале координат, равна

$$\Delta V_z = \frac{4}{3} \pi f \rho a^3 \frac{z}{l^3},$$

здесь f — гравитационная постоянная, ρ — плотность шара, $l = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, x, y, z — координаты центра шара.

Отсюда равнодействующую силы тяготения со стороны системы гравитирующих шаров можно выразить равенством

$$V_z = \frac{4}{3} \pi f \rho a^3 \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^N \frac{z}{l_{ij}^3}. \quad (4)$$

Сравнивая (3) и (4), приходим к заключению:

$$D = \frac{V_z}{f \rho}. \quad (5)$$

Теперь допустим, что пульсирующие кристаллы с некоторой плотностью заполняют объем в форме шара радиуса R . Гравитационное поле этих кристаллов с хорошим приближением можно заменить гравитационным полем однородного гравитирующего шара радиуса R , если $R \gg a$. Известно, что сила притяжения со стороны однородного гравитирующего шара на внутреннюю точку определяется выражением

$$V_z = \frac{4}{3} \pi f \rho r,$$

где r — расстояние притягиваемой точки от центра шара.

Отсюда получим на основании (5)

$$D = \frac{4}{3} \pi n r, \quad (6)$$

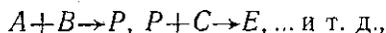
здесь n — весовой коэффициент, учитывающий плотность заполнения объема пульсирующими кристаллами $n = \Delta V/V$, где V — объем системы, ΔV — объем пульсирующих кристаллов.

Выражение (6) справедливо для случая, когда среднее расстояние между пульсирующими кристаллами удовлетворяет условию $l \ll R$. Это условие практически выполняется всегда. Формула (6) решает поставленный вопрос.

Чтобы рассмотренная схема разделения земной оболочки на минералогические фракции имела место, необходимы периодические изменения температуры. Рассмотрим одну из возможных моделей этого процесса.

Сейчас известно около трех тысяч минералов, слагающих твердые оболочки земного шара. Из них, вероятно, несколько сот входят

в состав верхней мантии. Концентрация этих минералов в оболочке, однако, далеко не равномерна. Почти 80% всего объема мантии падает на такие минералы, как оливины и пироксены. На все остальные минералы приходится около 20% объема горной породы. Все отмеченные минералы вступают между собой в сложные химические взаимодействия. Многие химические реакции протекают согласно схеме



т. е. возникновение одной реакции обуславливает протекание другой. Такие реакции получили название самосопряженных, они характерны для многокомпонентных систем.

Известно, что при протекании химических реакций происходит выделение или поглощение тепла. Если тепло выделяется из системы, ему приписывают знак минус, если поглощается — знак плюс. Как правило, процессы синтеза идут с выделением, а процессы разложения с поглощением тепла. В общем случае в некоторый фиксированный момент времени суммарный тепловой эффект химических реакций в заданном объеме оболочки может быть отличен от нуля. Допустим, что в рассматриваемый момент времени он отрицателен. Тогда температура растет и через достаточно короткий интервал времени в соответствии с принципом Ле Шателье возникает термодинамическое состояние, которое будет стимулировать реакции разложения, что изменит знак суммарного теплового эффекта на обратный. Поэтому в оболочке земного шара на фоне некоторого температурного тренда, который и сам может быть функцией времени, существует температурный «шум». В тех участках верхней мантии, для которых амплитуда этого шума достигает критической величины $\delta T \geq 0,3-3,0^\circ \text{C}$, горные породы переходят в пластичное состояние [1], что вызывает разделение оболочки земного шара на минералогические фракции под действием сил Бьеркнеса. Вопрос о вязкости кристаллических тел в состоянии пластического течения рассмотрен в работах [1, 2].

Назовем характеристическое время реакции ее периодом и обозначим эту величину через t_p . Величину, обратную периоду, назовем частотой химической реакции. Амплитуда температурной волны и ее частота зависят от многих факторов. В сильной степени они зависят от скорости химических реакций. Чем выше скорость химической реакции, тем меньше ее характеристическое время и тем меньше энергетические потери, вызванные теплопроводностью горных пород. Поэтому высокая скорость химических реакций влечет за собой высокую частоту и относительно высокую амплитуду тепловых колебаний. Допустим, что тепловой эффект химических реакций как функция времени определяется выражением

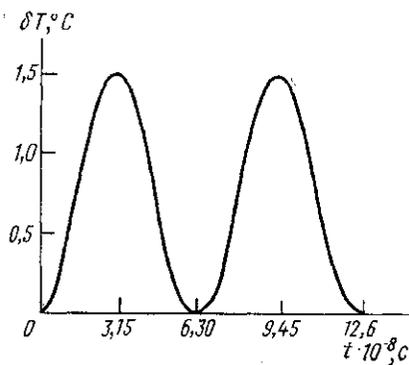
$$\Delta H(t) = H_0 \sin \frac{\pi t}{t_p}. \quad (7)$$

Для определенности суммарный тепловой эффект положим равным тепловому эффекту синтеза периклаза MgO . В этом случае $H = 175,8$ ккал/моль при $T = 1400 \text{ K}$ [3], или $H = 1,85 \cdot 10^{11}$ эрг/с. Если реагенты занимают 10^{-4} общей массы горной породы, имеем $H = 1,85 \cdot 10^7$ эрг/г. Полагая $\rho = 4,0 \text{ г/см}^3$, получим $H = 7,4 \cdot 10^7$ эрг/см³. В выражении (7) H_0 можно определить из условия

$$H = H_0 \int_0^{t_p} \sin \frac{\pi t}{t_p} dt, \text{ это дает } H_0 = 1,57 \frac{H}{t_p} \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с}).$$

Анализ температурного поля в рассматриваемый момент времени сводится к решению уравнения теплопроводности

$$T_t = a^2 T_{xx} + \frac{1}{c_p \rho} \Delta H(t), \quad (8)$$



с начальным условием $T(x, 0) = 0$ и граничными условиями $T(0, t) = 0$, $T(l, t) = 0$. Положим $a^2 = 0,006 \text{ см}^2/\text{с}$, $c_p = 1,20 \cdot 10^7 \text{ эрг}/(\text{г} \cdot \text{град})$, $\rho = 4,0 \text{ г}/\text{см}^3$, $l = 500 \text{ км}$, $t_p = 10 \text{ лет}$.

Уравнение (8) можно решить численным способом, методом прогонки с помощью ЭВМ. Результаты расчетов представлены на рисунке. Как следует из рисунка, при сделанных предположениях амплитуда температурных колебаний достигает критической величины, что делает вероятным разделение оболочки земного шара на минералогические фракции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Авдулов М. В. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1981, 22, № 3, с. 9.
 [2] Авдулов М. В. В кн.: Исследование Земли невзрывными сейсмическими источниками. М.: Наука, 1981, с. 29. [3] Маракушев А. А. Петрология метаморфических горных пород. М.: Изд-во МГУ, 1973.

Поступила в редакцию
07.02.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, т. 26, № 1

УДК 519.632:537.312.62

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ СО СВОБОДНОЙ ГРАНИЦЕЙ В ТЕОРИИ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ

П. Н. Вабищевич, С. А. Васенко, В. К. Семенов

(кафедра физики колебаний)

1. Теоретическое исследование распределенных джозефсоновских переходов базируется в основном на численном интегрировании уравнений типа синус-Гордон (см., например, [1]). С другой стороны, в работах [2, 3] развит асимптотический подход к изучению больших джозефсоновских переходов, основанный на описании усредненных характеристик вихревой структуры. В этом случае математическая модель сводится к задаче со свободной (неизвестной) границей для квазилинейного эллиптического уравнения на плоскости, что позволяет построить более эффективные вычислительные алгоритмы по сравнению с решением задачи для уравнений типа синус-Гордон.

Численные методы решения стационарных задач со свободной границей строятся главным образом на основе метода штрафа [4]. В работе [5] предложен эффективный вычислительный алгоритм, реализующий метод штрафа, с использованием одного из наиболее быстрых итерационных методов решения эллиптических задач — попеременно-треугольного метода Самарского. В данной работе для решения задач со свободной границей в теории джозефсоновских перехо-