Возможный механизм образования железного ядра планет земной группы на примере Луны

А. В. Каракин[1], Е. Б. Лебедев[2], П. А. Покаташкин[1]
[1]ВНИИгеосистем, Москва
[2]Институт геохимии и аналитической химии им. В.И.Вернадского РАН, Москва

avkarakin@gmail.com

Предложена принципиально новая модель компакции с двухфазным флюидом. Она используется для исследования гипотезы возникновения железного ядра Луны за счет опускания железа из магматических озер и образования анортозитовой лунной коры.

Ключевые слова: компакция, двухфазная компакция, образования железного ядра Луны

Ссылка: Каракин, А. В., Е. Б. Лебедев, П. А. Покаташкин (2012), Возможный механизм образования железного ядра планет земной группы на примере Луны, *Вестник ОНЗ РАН, 4*, NZ9001, doi:10.2205/2012NZ_ASEMPG

Рассматривается механизм выделения железного ядра планет земной группы на начальной стадии их образования. Предполагается, что в начальной стадии формирования (в состоянии частичного расплава) планета интенсивно обстреливалась крупными метеоритами и астероидами, вследствие чего на поверхности возникали отдельные очаги (озера) расплавленных пород. В магматических озерах происходила дифференциация, в результате чего железо с некоторыми примесями других металлов опускалось на дно озера. На этой стадии эволюции планеты ее температура была достаточно велика (1450^0C) и близка к температуре солидуса перидотитов. Температура плавления железа примерно на 100^0C выше. При своем движении вниз железо передает часть тепла окружающей среде, однако, за счет вязкого трения и высвобождаемой энергии гравитации будет происходить дополнительный нагрев, который будет поддерживать железо и его соединения в расплавленном состоянии. В этом случае железо будет проплавлять себе дорогу к недрам луны. Побочный эффект его движения заключается в том, что наиболее легкие силикатные фракции перидотитов будут по проплавленным каналам двигаться в противоположном направлении вверх.

В нижних слоях планеты могут произойти существенные изменения физических характеристик, которые выходят за рамки данной модели компакции. Мы рассматриваем только верхний ярус планеты, параметры которой мы привязываем к Луне, хотя приведенная модель может быть адаптирована и к другим планетам земной группы. В этой зоне имеет место режим двухфазной компакции в одномерном приближении [*Каракин, 2005*]. На Земле этот механизм дифференциации продолжается и по настоящее время в срединно-океанических хребтах с образованием базальтового слоя океанической коры.

Более тяжелое железо (и его сплавы) движется значительно быстрее силикатных пород. По этой причине возникновение железного ядра на начальной стадии образования планет происходит за весьма короткий (по космическим масштабам) промежуток времени, исчисляемый сотнями миллионов лет.

Рассматривается неизотермическая модель двухфазной компакции, в которой присутствуют две жидкие фазы (железо и магматический силикатный расплав) и одна квазитвердая скелетная фаза. Между силикатными фазами возможен фазовый переход. Пусть r и f – плотность поровязкой среды и ее пористость. Величины, относящиеся ко всей среде, будем оставлять без индексов. Будем обозначать верхним индексом в скобках величины, относящиеся к каждой фазе: (0) и (k) – фазы скелета и флюида, где $k = s, f$ (s, f – соответственно означают силикатную и железную фазы).

Выпишем соотношение Терцаги и уравнение баланса сил

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^{ef} - p\delta_{ij}. \tag{1}$$

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i = 0. \tag{2}$$

$$\sigma_{ij}^{ef} = \eta\left(\frac{\partial w_i}{\partial x_j} + \frac{\partial w_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\frac{\partial w_k}{\partial x_k}\delta_{ij}\right) + \zeta\frac{\partial w_k}{\partial x_k}\delta_{ij}. \tag{3}$$

где σ_{ij}, σ_{ij}^{ef} – тензоры полных и эффективных напряжений, p – поровое давление, $\vec{w}$ – скорость скелета, ζ и η – коэффициенты объемной и сдвиговой вязкости, $\vec{g}$ – ускорение силы тяжести. К ним добавляются уравнения непрерывности массы для всех трех фаз и закон Дарси для каждой флюидной фазы:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[(1-f)\rho^{(0)}\right] + div\left[(1-f)\rho^{(0)}\vec{w}\right] = -Q. \tag{4}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho^{(s)}f^{(s)}\right) + div\left(\rho^{(s)}\vec{v}^{(s)}\right) + div\left[\rho^{(s)}f^{(s)}\vec{w}\right] = Q,$$
$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho^{(f)}f^{(f)}\right) + div\left(\rho^{(f)}\vec{v}^{(f)}\right) + div\left[\rho^{(f)}f^{(f)}\vec{w}\right] = 0. \tag{5}$$

$$grad p = -\frac{\eta^{(k)}}{k^{(k)}}\vec{v}^{(k)} + \rho^{(k)}\vec{g}, \quad k = s, f. \tag{6}$$

Здесь $\vec{v}^{(k)}$ – парциальные скорости фильтрации, $\eta^{(k)}$ – коэффициенты вязкости флюидных фаз, а $k_p^{(k)}$ – коэффициент абсолютной фазовой проницаемости k-ой фазы флюида, Q – плотность массовых источников вещества фаз при фазовых превращениях между скелетной и флюидной фазами. По смыслу процессов, происходящих на уровне элементарного объема, все фазовые давления равны.

Величины ζ, η и в общем случае являются функциями пористости и инвариантов тензоров напряжений и скорости деформаций. В случае линейной реологии фаз эти величины зависят только от пористости. Выделим в поровом давлении фильтрационную и гидростатическую составляющие. Положим $p = \tilde{p} + p^G$, $p = \tilde{p} + p^G$, $grad p^G = \rho^{(0)}\vec{g}$. Тогда уравнения фильтрации (6) преобразуются к форме:

$$grad\tilde{p} = -\frac{\eta^{(k)}}{k^{(k)}}\vec{v}^{(k)} + \Delta\rho^{(k)}\vec{g}, \text{ где } k = s, f, \ \Delta\rho^{(k)} \equiv \rho^{(k)} - \rho^{(0)}. \tag{7}$$

Здесь величина $\Delta\rho^{(k)}$ имеет смысл разности плотности флюидных фаз и скелета.

Уравнения (1–7) могут быть преобразованы к форме уравнений движения, которые выражены через скорости скелета,

$$grad\left[\left(\zeta + \frac{1}{3}\eta\right)div\vec{w}\right] + \eta\nabla^2\vec{w} = grad p - \rho\vec{g}. \tag{8}$$

С помощью (7) уравнение (8) может быть преобразовано к форме уравнения движения в скоростях для каждой из фаз

$$grad\left[\left(\zeta + \frac{1}{3}\eta\right)div\vec{w}\right] + \eta\nabla^2\vec{w} = -\frac{\eta^{(f)}}{k^{(f)}}\vec{v}^{(f)} + \left(1 - f^{(f)}\right)\Delta\rho^{(f)}\vec{g} - f^{(s)}\Delta\rho^{(s)}\vec{g}$$
$$grad\left[\left(\zeta + \frac{1}{3}\eta\right)div\vec{w}\right] + \eta\nabla^2\vec{w} = -\frac{\eta^{(s)}}{k^{(s)}}\vec{v}^{(s)} + \left(1 - f^{(s)}\right)\Delta\rho^{(s)}\vec{g} - f^{(f)}\Delta\rho^{(f)}\vec{g}. \tag{9}$$

В правую часть уравнений (9) входит сила плавучести (архимедова сила), которая представляет собой неоднородный член уравнения движения. Именно этот неоднородный член не допускает статических состояний поровязких сред в поле силы тяжести. Ввиду малой пористости можно произвести упрощение уравнений (9)

$$grad\left[\left(\zeta+\frac{1}{3}\eta\right)div\vec{w}\right]+\eta\nabla^2\vec{w}=-\frac{\eta^{(f)}}{k^{(f)}}\vec{v}^{(f)}+\Delta\rho^{(f)}\vec{g}$$

$$grad\left[\left(\zeta+\frac{1}{3}\eta\right)div\vec{w}\right]+\eta\nabla^2\vec{w}=-\frac{\eta^{(s)}}{k^{(s)}}\vec{v}^{(s)}+\Delta\rho^{(s)}\vec{g}\,. \qquad (10)$$

Преобразуем также уравнения непрерывности (4), (5), принимая во внимание, что плотности фаз являются константами,

$$\frac{\partial f^{(s)}}{\partial t}+div\left(\vec{v}^{(s)}+f^{(s)}\vec{w}\right)=\frac{Q}{\rho^{(s)}}\,,$$

$$\frac{\partial f^{(f)}}{\partial t}+div\left(\vec{v}^{(f)}+f^{(f)}\vec{w}\right)=0\,,$$

$$-\frac{\partial f}{\partial t}+div\left(1-f\right)\vec{w}=-\frac{Q}{\rho^{(0)}}\,. \qquad (11)$$

Специфика уравнений компакции (10) – (11) заключается в том, что существует некий собственный размер среды, который называется длиной компакции

$$H\ \epsilon\ \sqrt{\frac{z*k}{h}}\,.$$

Если характерный размер области движения существенно отличается от длины компакции, то уравнения компакции вырождаются, и среда переходит в другое состояние. При двухфазном флюиде каждой флюидной фазе соответствует своя фазовая длина компакции

$$H^{(k)}\ \epsilon\ \sqrt{\frac{z*k^{(k)}}{h^{(k)}}}\,. \qquad (12)$$

В данном случае может произойти вырождение фазовых уравнений. Другими словами, вырождение по одной фазе не означает вырождение по другой фазе. Вязкости расплавов железа и силикатов различаются на два порядка. Согласно сказанному во введении структура порового пространства и парциальные объемы обеих жидких фаз примерно одинаковы. Это означает, что фазовые проницаемости указанных фаз также примерно одинаковы

$$k^{(s)}=k^{(f)}\ \epsilon\ \ k\,.$$

Следовательно, длины компакции по железу и силикатам в силу (12) также различаются на один порядок

$$\frac{H^{(f)}}{H^{(s)}}=\sqrt{\frac{h^{(s)}}{h^{(f)}}}=10. \qquad (13)$$

Из (13) следует, что собственные длины компакции для разных жидких фаз существенно отличаются. Движущей силой всего комплекса явлений является движение вниз тяжелой железной фазы под действием архимедовой силы. Миграция силиката вверх является только сопутствующим процессом. Отсюда следует, что характерная длина возмущения порядка длины компакции для железа. Длина компакции в силикатных породах астеносферы в срединно-океанических хребтах Земли (на глубинах около 100км) порядка 200–300м. Если эту оценку принять за основу, то согласно (3.11) длина компакции для железной фазы порядка 3км. С помощью закона Дарси для фаз (6) можно определить отношение скоростей фаз

$$\frac{h^{(f)}v^{(f)}}{\mathrm{D}r^{(f)}}=\frac{h^{(s)}v^{(s)}}{\mathrm{D}r^{(s)}},\quad \frac{v^{(f)}}{v^{(s)}}\text{ » }10^3\,. \qquad (14)$$

Используя известные данные, можно получить абсолютные значения скоростей фаз

$$v^{(f)}\text{ » }\frac{k^{(f)}\mathrm{D}r^{(f)}g_{lun}}{h^{(f)}}\text{ » 10м/год},\quad v^{(s)}\text{ » 10см/год}\quad v^{(k)}=\left|\overset{\mathrm{r}}{v}^{(k)}\right|.$$

Согласно (14) железная фаза движется в тысячу раз быстрее, чем силикатная фаза. При быстрых движениях железа в уравнении (10а) силикатную фазу можно включить в состав скелета и рассматривать явление компакции только с одной железной фазой. Только тогда, когда вся железная фаза уйдет вниз (или отвердеет), можно рассматривать движение одной силикатной фазы в режиме компакции. Таким образом, мы приходим к выводу, что фактически происходит разделение во времени явления компакции с двумя флюидными фазами на два независимых процесса компакции с одной флюидной фазой [*McKenzie D. 1984, Каракин 1999*]. Сначала интенсивно и быстро происходит движение вниз железной фазы, а затем уже после того, как железная фаза ушла вниз, значительно медленнее происходит движение вверх силикатной фазы.

Полученные результаты допускают толкование в рамках гипотезы образования ядра планеты в результате опускания железа, выделившегося из магматических озер к центру планеты. Поперечный размер микроканалов достаточно большой (1мм). Следовательно, железный расплав может двигаться по этим каналам, хотя он и не смачивает силикатные породы. На переднем фронте движения железо обволакивается силикатным расплавом, и парциальные поровые давления фаз здесь совпадают. В этой стадии движения силикатную фазу можно считать неподвижной. После того как железо опустилось, начинается движение вверх силикатной фазы. Движение обеих фаз происходит независимо по разным каналам, с разной скоростью, с разными парциальными поровыми давлениями.

Сила тяжести планеты линейно убывает с глубиной вплоть до нуля. Следовательно, на достаточно больших глубинах механизм компакции (как движущий фактор седиментации железа) сильно ослабевает. В этом случае на первый план выходит другой механизм седиментации. Были проведены численные расчеты в каждой модели с однофазным флюидом, которые показали, что в процессе движения волновые пакеты имеют тенденцию схлопываться и образовывать линзы чистого расплава. Возникшие на достаточной глубине камеры чистого железного расплава при достижении критического размера приходят в движение и проваливаются вниз, образуя железное ядро. Несколько позже возникает сопутствующее явление – движение вверх силикатного расплава, которое также описывается механикой однофазной компакции. Это движение происходит значительно медленнее, хотя здесь присутствуют такие же закономерности. В частности, волновые возмущения имеют тенденцию схлопываться, и образовывать вулканические очаги. Наблюдаемые на поверхности Луны вулканы могут иметь указанное происхождение.

Литература

Каракин, А. В. (2005). Компакция с многофазным флюидом, *Физика Земли,* № 9. С. 12–20.

McKenzie D. (1984), The generation and compaction of partially molten rock, *Journal of Petrology,* v. 25, № 3, p. 713–765.

Каракин, А. В. (1999). Общая теория компакции при малой пористости, *Физика Земли*, №12.