

О ФЛОККУЛЯЦИОННОМ МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ ОСАДОЧНЫХ ПОРОД

©2008 г. В. П. Щербаков, Н. К. Сычева

Геофизическая обсерватория "Борок", ИФЗ им. О.Ю. Шмидта РАН, пос. Борок (Ярославская обл.)

Поступила в редакцию 01.12.2007 г.

Выполнено численное моделирование процесса коагуляции частиц в агрегаты с учетом броуновского движения, сил Ван-дер-Ваальса, гравитации, стоковского трения и магнитостатического взаимодействия при их осаждении на дно водоема и оценена роль этого процесса в образовании седиментационной намагниченности (DRM). Полученные кластеры (в результате случайной агрегации кластеров меньшего размера) имеют рыхлую и ветвистую структуру, среднее значение величины фрактальной размерности кластеров $d = 1.83 + 0.23$. Магнитные частицы в процессе коагуляции не образуют цепочек или кластеров, как это предполагалось в ряде предыдущих работ, а относительно равномерно распределяются среди немагнитных частиц, что дает дополнительный аргумент в пользу того, что цепочки частиц магнетита, обнаруживаемые в морских осадках, имеют биогенное происхождение, а не являются результатом притяжения магнитных частиц друг к другу за счет магнитостатического взаимодействия. Показано, что процесс осаждения подчиняется своего рода принципу масштабной инвариантности: количество кластеров и среднее число частиц в них не изменяются при одновременном изменении глубины бассейна H и концентрации исходного материала на поверхности c_0 (при постоянстве температуры и исходного размера частиц r) таким образом, что произведение $Hc_0 = \text{const}$. Коагуляция является важнейшим фактором, формирующим структуру придонного слоя и намагниченность суспензии при относительно высокой концентрации c_0), типичной для условий переосаждения, озер и прибрежных морей. Для океанических осадков в силу малости c_0 коагуляция практически не играет роли.

PACS:91.25.F-

ВВЕДЕНИЕ

Палеомагнитные исследования на осадочных породах поставляют важную информацию об истории геомагнитного поля, палеоклимате, состоянии окружающей среды, лежат в основе построения магнитостратиграфической шкалы и т.д. Вместе с тем, наше понимание физики образования остаточной намагниченности осадочных пород (I_{ro}) остается далеко неудовлетворительным, что ведет к целому ряду затруднений при интерпретации данных, полученных по той или иной осадочной толще. Процесс образования I_{ro} очевидным образом связан с процессом формирования осадочных пород, который можно разбить на два этапа: собственно осаждение частиц в водной среде с поверхности водоема на дно и последующее уплотнение и консолидация осадка при его погружении в более глубокие слои. Длительная дискуссия по вопросу о физике образования I_{ro} привела исследователей к выводу о том, что этим двум этапам следует сопоставить два типа остаточной намагниченности - седиментационную (DRM) и постседиментационную (pDRM) [Храмов, 1982]. По определению, DRM возникает непосредственно в процессе осаждения путем частичной ориентации магнитных моментов m магнитных частиц

по направлению геомагнитного поля \mathbf{V}_e , а pDRM образуется за счет постепенного разворота m к направлению \mathbf{V}_e в полужидком осадке уже после осаждения. Последний процесс продолжается до тех пор, пока возможность изменения ориентации частиц в осадке не заблокируется полностью. Если по вопросу о разделении I_{ro} на DRM и pDRM среди палеомагнитологов имеется полное согласие, то по вопросу о том, какой из этих видов является доминирующим, мнения разделились на противоположные. В пользу доминирования DRM говорят результаты прямых измерений на сверхпроводящем магнитометре намагниченности частиц магнетита и маггемита размера от 0.5 до 15 мкм непосредственно во время их оседания в жидкости [Shive, 1985]. Согласно этим экспериментам, магнитная суспензия, действительно, приобретает намагниченность будучи помещенной во внешнее магнитное поле \mathbf{V} . Мало того, механизм приобретения намагниченности оказался настолько эффективным, что уже в полях \mathbf{V} , меньших 100 мкТ. величина I_{ro} близка к намагниченности насыщения осадка I_{sat} . Сходный результат, но при измерении намагниченности уже осажденного материала получен в работе [Taube et al., 2006]. С другой стороны, в подавляющем большинстве экспериментов по пе-

реосаждению наблюдалось соотношение $I_{ro} \ll I_{sat}$, а в работе [Carter-Stiglitz et al., 2006] было показано, что величина ρ_{DRM} , полученной при переосаждении в полях $\approx B_E$, сравнима с естественной остаточной намагниченностью NRM этих осадков. Для того чтобы разобраться в сложившейся ситуации, необходим последовательный анализ процессов, происходящих как непосредственно во время осаждения, так и при консолидации осадка. Поскольку решающую роль в образовании DRM играет коагуляция частиц и размер образующихся при этом флоккул [Shcherbakov and Shcherbakova, 1983; Tauхе et al., 2006], то прежде всего необходимо исследовать процесс слипания частиц в агрегаты при их осаждении на дно водоема и роль образующихся флоккул в образовании DRM, что и является целью настоящей работы.

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Первой теоретической моделью образования DRM была модель индивидуальной частицы [Nagata, 1965], в которой рассматривалось оседание сферической частицы радиуса r в условиях, когда единственным фактором, мешающим ориентировке ее магнитного момента m по направлению B , является вязкость воды $\eta \approx 10^{-3}$ Pa s. В этом случае характерное время поворота m по направлению B есть $\tau_r = 8\pi\eta r^3/mB$. Используя соотношение $m = Iv$, где $v = (4\pi/3)r^3$ – объем, I_0 – намагниченность частицы, получим

$$\tau_r \approx 6\eta/I_0 B. \quad (1)$$

Как следует из (1), даже при $B \approx 50 \mu T$ и $I_0 > 100$ A/m (столь малую намагниченность могут нести зерна гематита или магнитомягкого многодоменного магнетита) сила вязкого трения преодолевается за доли секунды, т.е. частицы даже с очень слабой намагниченностью практически мгновенно успевают полностью сориентироваться по полю при условии $r < 100$ мкм. Иными словами, при любом мыслимом размере частиц в осадке и глубине бассейна H величина I_{ro} должна быть близка к I_{sat} . Этот вывод противоречит как палеомагнитным данным, так и большинству результатов, полученных методом переосаждения, поскольку намагниченность как искусственных, так и естественных (керна морских и озерных отложений) осадков даже в самых верхних слоях, с влажностью в 90% и выше, далека от насыщения [Barton, 1980; Katari and Bloxham, 2001].

Стало быть, если продолжать придерживаться концепции индивидуальной частицы, то нужно допустить, что в процессе осаждения на нее должны действовать мощные дезориентирующие факторы, которыми могут служить, в первую очередь, термические возбуждения [Collinson, 1965; Храмов, 1968], благодаря которым магнитный момент каждой частицы находится в состоянии локального термодинамического равновесия. Это означает, что его средняя по времени величина определяется функцией Ланжевена $\bar{m} = mL(mB/k_B T)$, где k_B – постоянная Больцмана, T – температура, которую в дальнейшем будем принимать равной 300 К. Отсюда видно, что термофлуктуации эффективны лишь при условии $mB < k_B T$, т.е. они хаотизируют лишь мелкую однодоменную (ОД) фракцию магнетитовых зерен размером до 60 нм.

В качестве дезориентирующего фактора могут рассматриваться и гидродинамические силы, приводящие к вращению зерна при осаждении за счет асимметрии (пропеллерности) его формы. Как показано в работе [Черноус, Шербаков, 1980], эти силы могут привести к лишь определенной дезориентации m оседающей частицы, выражающейся, главным образом, лишь в некотором завышении наклона. Из всего сказанного следует, что модель изолированно оседающей частицы следует признать несостоятельной. Этот вывод можно подкрепить и известными эмпирическими фактами, заключающимися в том, что результат переосаждения одного и того же осадочного материала значительно зависит как от применяемого метода (разовый или порционный), так и от солёности воды, чего никак не могло бы быть в случае справедливости модели изолированно оседающей частицы.

В качестве альтернативы в работе [Shcherbakov and Shcherbakova, 1983] предложена флоккуляционная модель (развита позже в работах [Katari and Tauхе, 2000; Katari et al., 2000; Katari and Bloxham, 2001; Tauхе et al., 2006]), в основе которой лежит тот факт, что частицы, осаждающиеся в водоеме, сталкиваются друг с другом и образуют конгломераты. Поскольку кластеры содержат, в основном, немагнитные частицы, то их эффективная намагниченность I резко падает, что приводит к увеличению времени ориентации магнитного момента кластера m_{cl} по направлению внешнего магнитного поля B . Далее, конгломерат падает на дно намного быстрее отдельной частицы, следовательно, оба эти фактора могут привести к тому, что за время осаждения суммарный момент кластера не успеет сориентироваться и I_{ro} окажется $\ll I_s$.

Слипание частиц в результате столкновений обеспечивается силами Ван-дер-Ваальса, магнитные же частицы могут связываться и магнитными силами. Следует различать тепловую и кинематическую коагуляцию [Фукс, 1955]. В первом случае столкновения частиц происходят из их броуновского движения, во втором – из направленного движения частиц относительно друг друга. Одним из вариантов кинематической коагуляции является гравитационная, когда крупные частицы при своем оседании подбирают более медленно оседающие мелкие зерна.

Согласно [Фукс, 1955; Смирнов, 1991], скорость ассоциации двух частиц радиусов r и R при тепловой коагуляции есть

$$\gamma_{hr} = \frac{2k_B T (r + R)^2}{3\eta r R}. \quad (2)$$

Для монодисперсного материала $r = R$ характерное время образования пары частиц $\tau_{br} = 1/(\gamma_{br} n_p) = \frac{3\eta}{8k_B T n_p}$, где n_p – концентрация частиц в суспензии. (Вообще говоря, величина γ_{hr} требует введения поправки на коэффициент прилипания α [Фукс, 1955], но к этому вопросу мы вернемся ниже.)

При гравитационной коагуляции частица радиуса R оседает со стоксовской скоростью $u(R) = \Delta\rho g / 6\pi\eta R$ через слой более мелких частиц радиуса $r < R$ и плотности n_p , движущихся со скоростью $u(r)$. Здесь $\Delta\rho = \rho_s - \rho_w \approx 2 \text{ г/см}^3$, ρ_s – плотность частиц, ρ_w – плотность воды, g – ускорение свободного падения. Как легко видеть, среднее время захвата мелкой частицы более крупной есть

$$\tau_{gr} = [\pi(R+r)^2 n_p |u(R) - u(r)|]^{-1} \quad (3)$$

[Shcherbakov and Shcherbakova, 1983]. Отсюда отношение $\tau_{gr}/\tau_{br} \approx k_B T / 2\Delta\rho g r R^3$, т.е. тепловая коагуляция превалирует при $R \leq 0.5$ мкм.

Коагуляция приводит к тому, что как в естественных, так и в искусственных условиях (пересаживание) на дно опускаются конгломераты частиц. Поскольку возникающие при коагуляции агрегаты имеют фрактальную структуру, их физико-химические и гидродинамические свойства заметно отличаются от свойств сплошных частиц того же размера и анализ их свойств требует отдельного исследования.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для анализа свойств кластеров, образующихся в процессе осаждения, нами было выполнено численное моделирование возникающих при этом структур. Простейшая из возможных моделей кластеризации – частица-кластерная DLA-модель (Diffusion Limited Aggregation) [Witten, Sander, 1981], в которой предполагается, что частицы, совершающие броуновское движение, в результате столкновения с одной из частиц кластера, находящегося в центре сферы, прилипают к нему за счет сил Ван-дер-Ваальса. В этой модели в центр сферы радиуса $R_0 \gg r$ помещается сферическая частица, затем на поверхности сферы появляется идентичная ей частица, которая начинает броуновское движение внутрь сферы и в конце концов слипается с центральной частицей и т.д. Если же в результате броуновского движения какая-либо частица выходит за сферу, то в следующий момент на поверхности сферы возникает другая частица, со-

вершающая броуновское движение до момента столкновения с кластером, и т.д., пока число частиц, составляющих кластер, не достигнет заданного числа N . Броуновское движение моделируется как случайное смещение вдоль произвольного направления с амплитудой. Временной интервал Δt , входящий в эту формулу, рассчитывается как время, при котором амплитуда σ равна радиусу частицы r . Модель DLA идеально подходит для тестирования численных моделей, поскольку известно, что для нее фрактальная размерность $d = 2.5$. В наших расчетах получено $d = 2.44 \pm 0.13$, в соответствии с этим требованием.

В более сложной кластер-кластерной CCA-модели (Cluster Cluster Aggregation) [Meakin, 1983; Kolb, Botet, Jullien, 1983] все N частиц радиуса r первоначально случайно распределяются внутри некоторого объема с относительной объемной концентрацией c и в результате броуновского движения сталкиваются друг с другом и слипаются в кластеры. Так как кластеры также подвержены броуновскому движению, то изначально образуется большое число кластеров малых размеров, которые затем объединяются в кластеры больших размеров. Поскольку в результате перемещений частица или кластер могут выйти за грань куба, то при расчетах применяются периодические условия, когда объект, выходящий за грань куба, появляется на противоположной грани. Броуновское движение кластеров моделируется так же, как и для DLA-модели, но с заменой r на радиус

гирации $R_g = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (r_i - r_c)^2}$, характеризующим размер кластера. Здесь r_c – радиус-вектор центра масс, n – число частиц в кластере, r_i – радиус-вектор i -той частицы (учитываются только частицы, принадлежащие данному кластеру).

Результаты расчетов по кластер-кластерной модели агрегации существенно отличаются от DLA-модели. Полученные кластеры в результате случайной агрегации кластеров с различным числом частиц имеют более рыхлую и ветвистую структуру (рис. 1), а в ряде случаев структура конечного кластера настолько нерегулярна и анизотропна, что рассчитать величину фрактальной размерности становится невозможным (рис. 2). Среднее значение величины фрактальной размерности для CCA-модели (в тех случаях, когда это можно было сделать), полученное нами, составляет $d = 1.83 \pm 0.23$, т.е. существенно ниже, чем для DLA-модели, что находится в хорошем соответствии с результатами, представленными в монографии [Смирнов, 1991].

Сложность нашей задачи заключается в учете, помимо броуновского движения и сил Ван-дер-Ваальса, также сил гравитации $\mathbf{F}_T^i = \Delta\rho V_i g$ и маг-

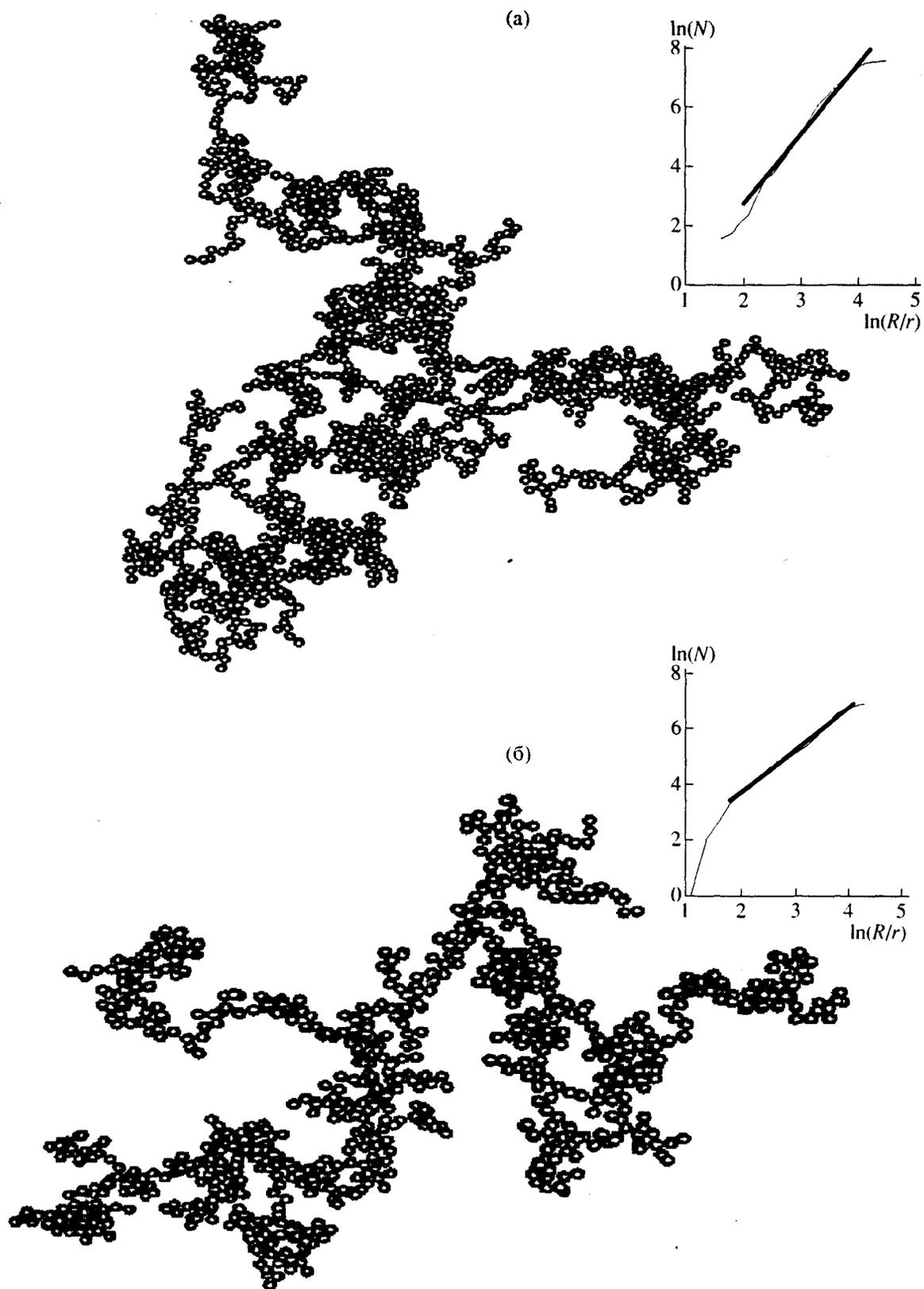


Рис. 1. Конфигурация кластера в ССА-модели с учетом броуновского движения и сил Ван-дер-Ваальса: (а) – число частиц $N = 2000$, радиус частиц $r = 0.3$ мкм, $c = 0.1\%$. На вставке представлена log-log зависимость числа частиц как функция нормированного расстояния (R/r) от центра масс кластера. Наклон прямолинейного участка этой кривой дает фрактальную размерность $d = 2.34$; (б) – $N = 1000$, радиус частиц $r = 0.3$ мкм, $c = 0.1\%$, $d = 1.5$.



Рис. 2. Результаты расчетов ССА-модели с учетом броуновского движения, сил Ван-дер-Ваальса, стоковской скорости осаждения и магнитостатического взаимодействия. $N = 2000$, $r = 0.1$ мкм, $c = 0.1\%$, число магнитных частиц (на рисунке представлены черным цветом) $0.05 N$.

нитостатического взаимодействия \mathbf{F}_{ms}^i и стоковского трения $6\pi\eta\mathbf{u}^i$. Для отдельно взятой частицы баланс этих сил имеет вид: $\mathbf{F}_T^i + \mathbf{F}_{ms}^i = 6\pi\eta r_i \mathbf{u}^i$, где \mathbf{u}^i – вектор скорости частицы, v_i – ее объем. Для кластера можно применить эту же формулу, но с заменой r_i на радиус гирации R_g , отсюда скорость осаждения кластера под действием силы гравитации $u(R_g) = (\Delta\rho g / 6\pi\eta R_g) \sum_{i=1}^n v_i$, где n – число частиц, составляющих кластер. Тогда для одинаковых частиц радиуса r , с учетом соотношения $n \approx (R_g/r)^d$, получим

$$u(R_g) = 2\Delta\rho g r^2 (R_g/r)^{d-1} / 9\eta. \quad (4)$$

Отсюда $u \propto R_g^{d-1}$ и при $d \approx 1.83$ (ССА-модель) имеем $u \propto R_g^{0.83}$, что очень близко к эмпирическому соотношению $u \propto R_g^{0.78}$, найденному в [Gibbs, 1985] и используемому в работах [Katari, Tauхе et al., 2006] для расчета времени ориентации магнитного момента кластера.

Сила магнитостатического взаимодействия рассчитывалась как $\mathbf{F}_{ms}^i = \text{grad}(E_{ms}^i)$, где энергия магнитостатического взаимодействия i -й частицы

$$E_{ms}^i = -\mathbf{m}_i \cdot (\mathbf{B} + \mathbf{B}_{int}^i). \quad (5)$$

Поле взаимодействия в диполь-дипольном приближении имеет вид $\mathbf{B}_{int}^i = \sum_{j \neq i}^{N_m} \frac{3(\mathbf{m}_j \cdot \mathbf{r}_{ij})\mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}^5} - \frac{\mathbf{m}_j}{r_{ij}^3}$, где N_m – число магнитных частиц, r_{ij} – расстояние между i -той и j -той частицами. Начальные направления магнитных моментов частиц \mathbf{m}_i задавались случайным образом. Для упрощения расчетов кластер рассматривался как единая магнитная частица, с магнитным моментом $\mathbf{m}_c = \sum_{i=1}^{n_m} \mathbf{m}_i$. Здесь n_m – число магнитных частиц, входящих в данный кластер, а в качестве расстояния между кластерами бралось расстояние между их центрами масс.

Расчет магнитостатического взаимодействия осложняется тем обстоятельством, что магнитные моменты частиц изменяются во времени в силу их пространственного перемещения и вращения. Поэтому мы ограничились приближением среднего поля, полагая, что магнитный момент каждой частицы находится в состоянии локального термодинамического равновесия. Формально такое приближение осуществляется через замену в (5) вектора \mathbf{m}_i на $m_i \mathbf{b}_i L[m_i(B + B_{int}^i)/k_B T]$, где \mathbf{b}_i – единичный вектор в направлении $\mathbf{B} + \mathbf{B}_{int}^i$, а $L(x)$ – функция Ланжевена. Справедливость этого приближения видна из следующих рассуждений. Установление локального термодинамического равновесия осуществляется за счет процессов броуновского вращения, характерное время которого $\approx 2\pi\tau^3/k_B T$ [Фукс, 1955] и практически совпадает с интервалом Δt , маркирующим элементарный акт броуновского движения в наших численных расчетах. Таким образом, приближение среднего поля в нашем случае означает попросту усреднение по нескольким шагам Монте-Карло, что вполне достаточно для наших целей. Заметим, что это рассуждение справедливо и для кластеров с заменой r_i на R_x и m_i на m_{cl} .

Моделирование процесса осаждения с учетом сил гравитации и магнитостатики заключалось в том, что через каждый интервал Δt проводился новый расчет баланса сил и вычислялась скорость движения каждого объекта. С этой скоростью частицы и кластеры двигались прямолинейно до следующей коррекции, перед которой они дополнительно испытывали случайное смещение по вышеописанной схеме. Расчеты ССА-модели с учетом стоковской скорости осаждения дали $d = 1.81 \pm 0.31$, что несущественно отличается от результата, полученного для чистой ССА-модели.

Можно ожидать, что при высокой концентрации магнитных частиц магнитостатическое взаимодействие приведет к образованию кластеров, содержащих преимущественно магнитные частицы, как это предполагалось в работах [Shcherbakov and Shcherbakova, 1983; Шашканов и др., 2003; Белоконь, Нефедов, 2004]. Действительно, слипание магнитных частиц в силу дальнедействующего характера магнитных сил идет в $\Gamma \approx (m^2/r^3 kT)^{1/3} = (16\pi^2 \rho^2 r^3 / 9kT)^{1/3}$ раз быстрее, чем при тепловой диффузии [Фукс, 1955]. Отсюда видно, что преимущественное слипание магнитных частиц происходит лишь при относительной концентрации ферромагнитных частиц в породе, превышающей $1/\Gamma$. Физически это обусловлено тем, что при сближении таких частиц на достаточно малое расстояние $r < r_{ms}$ энергия их магнитостатического взаимодействия начинает превышать тепловую, что и обуславливает их дальнейшее сближение. Критический радиус r_{ms} определяется из

условия $m^2/r_{ms}^3 = kT$. Подставляя теперь r_{ms} в формулу (2) вместо R , мы и получаем вышеприведенную оценку для Γ . Для ОД частиц магнетита размера ≈ 50 нм их намагниченность I_0 равна спонтанной намагниченности магнетита $I_s \approx 5 \times 10^5$ А/м, что дает $\Gamma \approx 20$. С увеличением r выше ОД предела падает и намагниченность частицы I . Полагая для грубых оценок, что произведение $I^2 r^3 = \text{const}$, придем к той же оценке $\Gamma \approx 20$, т.е. образование пары магнитных частиц более вероятно, нежели образование пары из магнитной и немагнитной частиц лишь при относительной концентрации ферромагнитных частиц в породе, превышающей несколько процентов. Поскольку в осадочных породах такие концентрации магнитной фракции практически не встречаются, то можно предположить, что слипанием магнитных частиц в процессе осаждения в естественных условиях и в большинстве опытов по переосаждению можно пренебречь.

Для проверки этого положения нами было выполнено численное моделирование при условии, что осадок состоит из частиц магнетита и немагнитных частиц с $r = 0.2$ мкм и $c = 0.1\%$ (рис. 2). Расчеты показали, что магнитные частицы действительно слипаются, но даже при числе магнитных частиц, достигающем до 30% от полного числа частиц в ансамбле, частицы магнетита в небольших промежуточных кластерах слипаются в группы по (2–3), реже (4–5) частиц, а далее в процессе образования кластеров больших размеров образования новых цепочек из частиц магнетита уже не происходит. Иными словами, магнитные частицы в процессе коагуляции отнюдь не образуют цепочек или отдельных кластеров, а относительно равномерно небольшими группами распределяются среди немагнитных частиц. Этот результат дает дополнительный аргумент в пользу того, что цепочки магнетитовых частиц, находимых в морских осадках, действительно имеют биогенное происхождение, а не являются результатом притяжения магнитных частиц друг к другу за счет магнитостатического взаимодействия.

Рисунок 3 представляет результаты моделирования структуры осадка, образующегося в суспензии при непрерывном поступлении материала в осадок. В начальный момент времени 2000 частиц были распределены равномерно по узкому и глубокому параллелепипеду размером $R \times R \times (n^*R)$, $R \gg r$, параметр $n^* \gg 1$ характеризует глубину сосуда. Параметры R и n^* подбирались таким образом, чтобы, во-первых, относительная объемная концентрация частиц всегда была 0.1%; во-вторых, для более крупных частиц задавалась большая высота параллелепипеда, чтобы частицы успели объединиться в кластеры до их падения на дно. В наших расчетах дно сосуда располагалось на глубинах $h = 1796$ мкм ($r = 0.5$ мкм), 2550 мкм ($r = 0.75$ мкм),

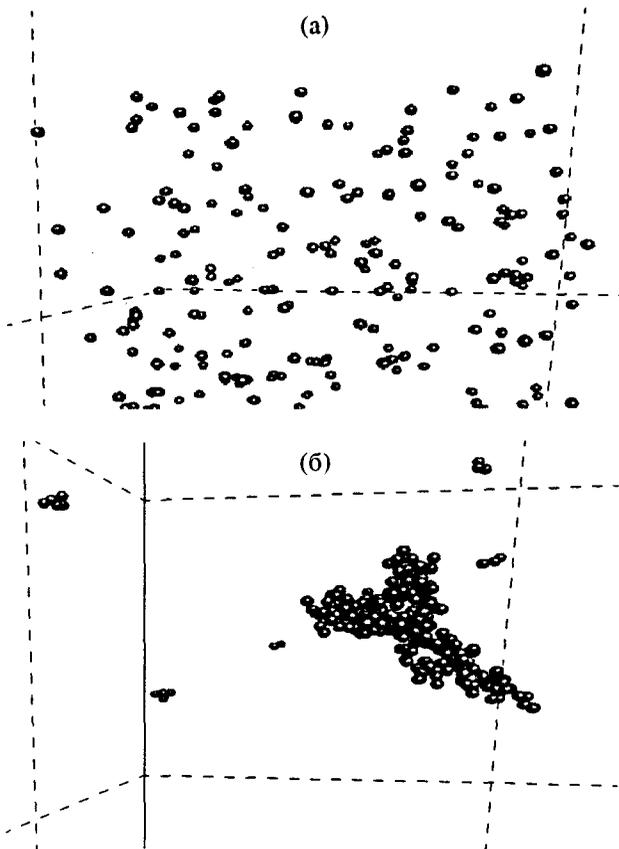


Рис. 3. Моделирование процесса осаждения с применением ССА-модели, $r = 0.5$ мкм, $c = 0.1\%$: (а) конфигурация вблизи поверхности; (б) вблизи дна сосуда на глубине 0.1 см, где почти все частицы сосредоточены в кластере из 204 частиц с $d = 1.58$.

4330 мкм ($r = 1.0$ мкм), 8313 мкм ($r = 1.5$ мкм), 13750 мкм ($r = 2.0$ мкм), 27120 мкм ($r = 3.0$ мкм). Взамен осевших частиц на верхней грани в случайной точке генерировались новые частицы, с тем чтобы число частиц в ансамбле сохранялось, имитируя условия стационарного во времени осаждения на дно бассейна. На стенках параллелепипеда задавались периодические условия аналогично тому, как это делалось для ССА-модели. Рисунок 3а показывает распределение частиц вблизи поверхности водоема, где они еще не успели объединиться в пары и тем более кластеры. В то же время, подавляющее большинство частиц опускались на дно уже включенными в кластеры, включающими при $r = 0.5$ мкм десятки и даже сотни частиц (рис. 3б).

Среднее число частиц в кластерах \bar{n} , естественно, резко падает при увеличении r , составляя вблизи дна $\bar{n} \approx 30$ для частиц радиусом 0.5 мкм, $\bar{n} \approx 6$ ($r = 2$ мкм) и $\bar{n} \approx 4$ ($r = 3$ мкм). На рис. 4 представлена зависимость \bar{n} от глубины осаждения x для $r = 0.5$ мкм (сплошная линия). Как и следовало

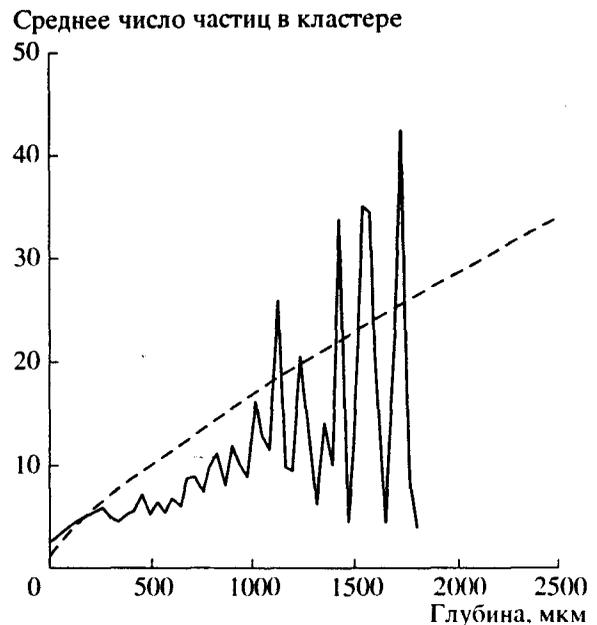


Рис. 4. Зависимость среднего числа частиц в кластере \bar{n} от глубины осаждения x . $r = 0.5$ мкм, $c = 0.1\%$, $N = 2000$. Сплошная линия – результат численного моделирования по ССА-модели. Пунктир – результат расчета $\bar{n}(x)$ по уравнению (9).

ожидать, для каждого конкретного численного эксперимента \bar{n} испытывает сильные флуктуации с глубиной, но в целом наблюдается тенденция к линейному росту $\bar{n}(x)$.

Для дальнейшего сделаем еще одно важное замечание. Реальные осадки обладают большой полидисперсностью, при этом магнитные частицы в большинстве своем представлены мелкой субмикронной фракцией. Как следует из (2), соединение мелкой и крупной частиц осуществляется \approx в R/r раз быстрее, нежели слипание пары одинаковых частиц, откуда можно заключить, что уже на самом первом этапе оседания магнитные частицы теряют индивидуальность, входя в ассоциации с более крупными немагнитными частицами. Как показали результаты нашего численного моделирования на основе модели ССА с учетом стоксовской скорости осаждения, для $R/r = 3$ уже после 2–3 столкновений почти все мелкие частицы оказываются поглощенными крупными.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА КОАГУЛЯЦИИ ПРИ ОСАЖДЕНИИ

Для простоты анализа примем, что кластеры состоят из частиц одинакового размера r . Определенное обоснование этому дает результат предыдущего раздела, согласно которому мелкие частицы эффективно поглощаются более крупными.

ми в самом начале процесса осаждения. Тогда процесс слипания частиц и их агрегатов в результате броуновского движения может быть описан уравнением Смолуховского в интегральной форме [Жюльен, 1989]:

$$\frac{\partial N(n, t)}{\partial t} = -N(n, t) \int_0^{\infty} \gamma(n, k) N(k, t) dk + \frac{1}{2} \int_0^n \gamma(n-k, k) N(n-k, t) N(k, t) dk. \quad (6)$$

Здесь под $N(n, t)$ понимается плотность кластеров (т.е. их число в единице объема), содержащих n частиц в момент времени t , γ – скорость ассоциации. Тогда $N(t) = \sum_n N(n, t)$ есть плотность всех кластеров, а $N_0 = \sum_n nN(n, t)$ – плотность всех частиц, независимо от того, принадлежат ли они кластеру или находятся в свободном состоянии. Отсюда среднее число частиц в кластере $\bar{n}(t) = \sum_n nN(n, t)/N(t) = N_0/N(t)$. Отметим, что в случае $\gamma = \text{const}$ уравнение (6) имеет аналитическое решение, при этом среднее число частиц в кластере возрастает линейно со временем.

С учетом оседания частиц и кластеров под действием силы тяжести частную производную по времени в правой части (6) следует заменить на полную производную и добавить в константу скорости ассоциации член, описывающий гравитационную коагуляцию. Тогда (6) можно переписать в виде:

$$\frac{\partial f(n, t, x)}{\partial t} + u(n) \frac{\partial f(n, t, x)}{\partial x} = -f(n, t, x) N_0 \left[\int_0^{\infty} \gamma(n, k) f(k, t, x) dk + \frac{1}{2} \int_0^n \gamma(n-k, k) f(n-k, t, x) f(k, t, x) dk \right]. \quad (7)$$

Здесь $f(n, t, x) = N(n, t, x)/N_0$ – нормированная на N_0 плотность кластеров, $u(n) = 2\Delta\rho g r^2 n^{(d-1)/d} / 9\eta$ – скорость оседания кластера. Скорость ассоциации $\gamma(n, k) = \gamma_{br}(n, k) + \gamma_{gr}(n, k)$, где $\gamma_{br}(n, k) = \frac{2k_B T [R_g(n) + R_g(k)]^2}{3\eta R_g(n) R_g(k)}$ – скорость ассоциации за счет броуновского движения, полученная простым обобщением формулы (2), а $\gamma_{gr} = 1/(N\tau_{gr}) = \frac{2\pi\Delta\rho g r^4 (n^{1/d} + k^{1/d})^2 |n^{(d-1)/d} - k^{(d-1)/d}|}{9\eta}$ есть скорость гравитационной коагуляции.

В естественных условиях время падения агломератов на дно, рассчитанное по формуле $t_f = h/u(R_g)$, при глубине бассейна $H = (10-10^5)$ см и $r = (0.5-$

10) мкм не превышает нескольких лет, что намного меньше характерного времени изменения волюметрических характеристик и/или скорости осаждения осадочного материала. В этом случае можно пренебречь производной по времени в (7) и принять, что на всем расстоянии от дна до поверхности бассейна устанавливается квазистационарная ф.р. $f(n, x)$, подчиняющаяся уравнению:

$$u(n) \frac{df(n, x)}{dx} = N_0 \left[-f(n, x) \int_0^{\infty} \gamma(n, k) f(k, x) dk + \frac{1}{2} \int_0^n \gamma(n-k, k) f(n-k, x) f(k, x) dk \right] \quad (8)$$

с начальным условием $f(n, 0) = f_0(n)$. Отметим, что решение этого уравнения имеет инвариант $U = \int_0^{\infty} u(n) n f(n, x) dn = \text{const}$, выражающий постоянство числа частиц, проходящих в единицу времени через любую поверхность $x = \text{const}$.

Принимая во внимание, что $N_0(4\pi/3)r^3 = c_0$, где c_0 – относительная объемная концентрация материала на поверхности бассейна, получим:

$$\frac{df(n, X)}{dX} = \frac{1}{n^{(d-1)/d}} \left[-f(n, X) \int_0^{\infty} s(n, k) f(k, X) dk + \frac{1}{2} \int_0^n s(n-k, k) f(n-k, X) f(k, X) dk \right]. \quad (9)$$

Здесь редуцированная константа ассоциации

$$s(n, k) = (n^{1/d} + k^{1/d})^2 \times \left[\frac{1}{(nk)^{1/d}} + \frac{3}{4a} |n^{(d-1)/d} - k^{(d-1)/d}| \right]. \quad (10)$$

безразмерная координата

$$X = ac_0 x/r, \quad (11)$$

а параметр

$$a = 9k_B T / 4\pi r^4 \Delta\rho g \quad (12)$$

(с точностью до множителя порядка единица совпадающий с отношением τ_{gr}/τ_{br}) характеризует доминирование броуновского ($a > 1$) или гравитационного ($a < 1$) типа коагуляции. Для ориентировки заметим, что при $r = (0.1-10)$ мкм параметр a меняется в диапазоне от 10^4 до 10^{-4} , в соответствии с вышеприведенными оценками преобладания броуновской или гравитационной коагуляции при $r < 1$ мкм или $r \geq 1$ мкм соответственно.

Результаты численного решения (9) представлены на рис. 4 – рис. 6 для $f_0(n) = \exp(-n)$. Точность решения контролировалась расчетом инварианта

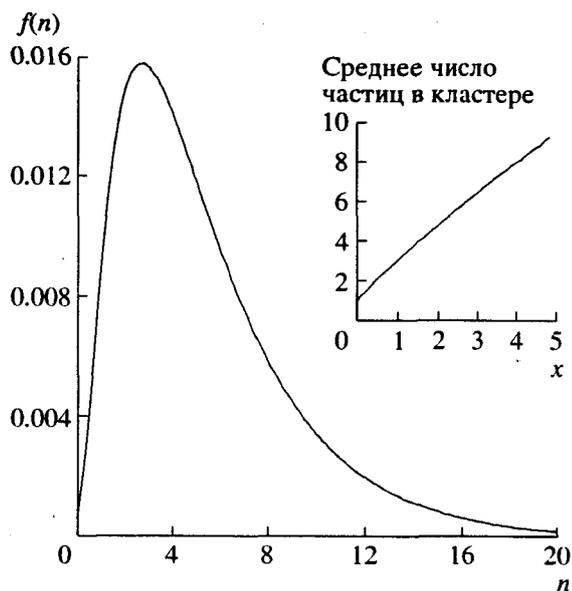


Рис. 5. Результат численного решения (9) для начальной ф.р. $f(n, 0) = \exp(-n)$ при $r = 0.5$ мкм для $X = 5$. На врезке представлена зависимость $\bar{n}(X)$.

U , который во всех примерах, представленных ниже, не изменялся более чем на 0.1% от начального значения. Для простоты расчета фрактальная размерность d принималась равной 2, что незначительно отличается от средней величины $d = 1.83$, найденной при численном моделировании. Рис. 4 демонстрирует зависимость \bar{n} от глубины осаждения x для частиц радиусом 0.5 мкм, относительной объемной концентрацией $c = 0.1\%$ и числа частиц $N = 2000$. Как видно, между численным решением уравнения (9) (пунктир) и результатом прямого численного моделирования процесса осаждения (сплошная линия) наблюдается удовлетворительное согласие. Рис. 5 и рис. 6 показывают, что монотонная на поверхности (экспоненциальная) ф.р. $f_0(n)$ трансформируется с глубиной в немонотонную, с максимумом при некотором n_{\max} . При этом среднее значение частиц в кластере \bar{n} увеличивается с глубиной по закону, близкому к линейному, однако для крупных частиц радиусом $r = 3$ мкм (рис. 6) скорость роста $\bar{n}(X)$ заметно растет с ростом r . Это объясняется тем, что в этом случае доминирует гравитационный тип коагуляции, при котором константа ассоциации $s(n, k)$ резко увеличивается при росте n и k .

Для перевода безразмерной координаты X в реальную глубину x необходимо иметь оценку величины c_0 . Для этого заметим, что c_0 связана с концентрацией материала в придонном слое осадка $c_{\text{тор}} \approx (0.01-0.05)$ через соотношение

$$c_{\text{тор}}/c_0 \approx u/u_{\text{деп}}, \quad (13)$$

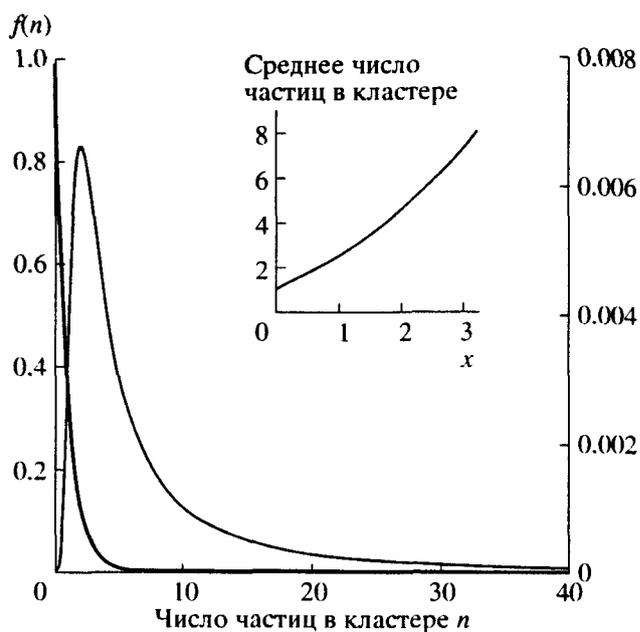


Рис. 6. То же, что и на рис. 5, но для $r = 3$ мкм, $c = 0.001$.

где u скорость оседания материала при $X = 0$, $u_{\text{деп}}$ – скорость образования осадка в данном водоеме, которая варьирует в интервале от $\sim 10^{-8}$ в озерах до $\sim 10^{-12}$ в морях и океанах (см/сек). Примем для простоты, что на поверхность поступают частицы одинакового радиуса r , тогда $u = 2\Delta\rho gr^2/9\eta$, тогда при оседании материала с $r = 0.5$ мкм в озера имеем $c_0 \sim 10^{-6}$, а при оседании в пелагические зоны океанов с малой скоростью осадконакопления $c_0 \sim 10^{-10}$. Соответственно, для озер реальная глубина x и безразмерная координата X связаны соотношением $x \sim 20X$ (см), а для глубоководных морей и океанов $x \sim 2X$ (км).

В то же время для условий переосаждения тонкодисперсного материала типичная скорость накопления осадка на дне $u_{\text{ред}} \sim 10^{-5}$ см/сек и, стало быть, $c_0 \sim 10^{-3}$, что дает $x \sim 0.02X$ (см). Экстраполируя зависимость $\bar{n}(X)$, приведенную на вставке к рис. 6, получим, что на дно сосуда глубиной $h \sim 10$ см (что соответствует параметру $X \sim 500$) опускаются конгломераты, состоящие из сотен и тысяч частиц. Такая же оценка справедлива и для условий глубоководных озер с $h \sim 100$ м. В то же время для слишком мелких пресноводных водоемов и глубоководных морских осадков с низкой скоростью образования осадка процесс коагуляции оказывается мало эффективным – согласно нашим оценкам, в этом случае образуются лишь кластеры, состоящие в лучшем случае из десятков и сотен частиц. Если же первоначально приносимый на поверхность водоема материал состоит из более крупных частиц с $r = 3$ мкм, то эф-

фективность агломерации резко падает (рис. 6), и теперь даже для условий переосаждения $c_0 \sim 10^{-3}$ образуются флоккулы, состоящие в лучшем случае из десятков и сотен частиц, а в естественных условиях столь крупнозернистый материал практически не успевает коагулировать.

Для оценки скорости процесса поглощения отдельных частиц кластерами нами было выполнено численное решение уравнения (9) при $r = 0.5$ мкм для случая бимодальной начальной ф.р $f_0(n) = \{\exp[-5(1-x)^2] + \exp[-5(9-x)^2]\}/C$, где C – нормировочный множитель. Как видно из рис. 7, уже на глубине $X = 0.42$ почти все отдельные частицы оказались поглощенными кластерами и система приблизилась к монодисперсной, с числом частиц в кластерах $n = (9-11)$. Любопытно отметить, что, одновременно с этим, столкновения этих кластеров друг с другом привели к возникновению более крупных агломератов с $n = (18-19)$.

ДИСКУССИЯ

Существенный вывод из вышеприведенного анализа заключается в том, что процесс осаждения подчиняется своего рода принципу масштабной инвариантности. Действительно, как следует из (11), ф.р. $f(n, x)$ инвариантна при одновременном изменении глубины бассейна H , концентрации исходного материала на поверхности c_0 (но при постоянстве параметра a и исходного размера частиц r) таким образом, что произведение

$$Hc_0 = \text{const.} \quad (14)$$

Физически это свойство следует из того, что эффективность коагуляции прямо пропорциональна концентрации c_0 частиц (объектов) в поверхностном слое водоема. Очевидно, это обстоятельство необходимо учитывать в экспериментах по переосаждению, поскольку выполнение соотношения (14) есть необходимое (но не достаточное!) условие подобия процессов осаждения, происходящих в естественных и лабораторных условиях. Подчеркнем, что подобие процессов осаждения материала в естественных водоемах и его переосаждения в лаборатории может быть выполнено лишь при (квази)непрерывном поступлении предварительно диспергированного осадочного материала в сосуд, предназначенный для переосаждения. Так, при популярном способе разового переосаждения спектр размеров флоккул, прибывающих на дно сосуда, очевидным образом меняется со временем в сторону уменьшения размеров, что выражается в хорошо известном явлении расслоения полученного осадка на грубую (внизу) и тонкую (вверху) фракции. В любом случае концентрация твердой фазы в поступающем материале не должна превышать 0.1%, поскольку при $c \approx 1\%$ вышеприведенный анализ вообще теряет смысл, так как осадок быстро разделяется на верхний

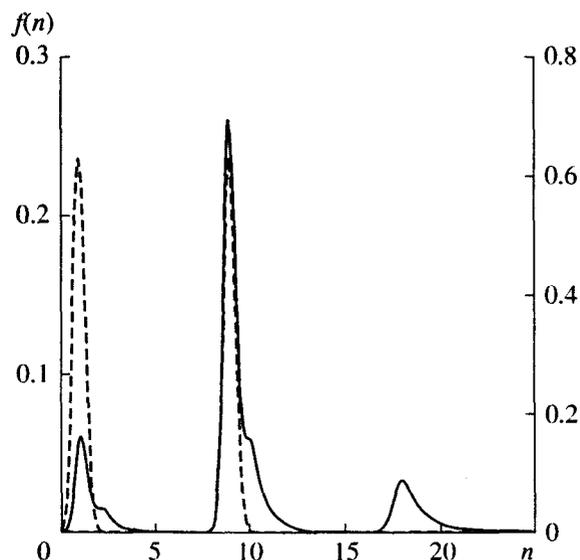


Рис. 7. Функция распределения $f(n)$ кластеров по числу частиц в них на поверхности бассейна (пунктир, шкала $f(n)$ справа) и на глубине $X = 0.42$ (сплошная линия).

слой, содержащий практически чистую воду и медленно оседающую гелеобразную массу, частицы которой связаны в единый каркас, так что стадия свободного оседания частиц и кластеров на подложку в этом случае вообще не реализуется и процесс осаждения следует описывать в рамках реологии вязкоупругих сред. При квазинепрерывном же способе переосаждения заливки следует выполнять как можно чаще с тем, чтобы предыдущая заливка еще не успела заметно осесть, приближаясь тем самым к условиям непрерывного переосаждения. Условие (14) подобия процесса флокуляции при осаждении и переосаждении можно с помощью (13) представить в более наглядном виде:

$$\frac{u_{\text{red}}}{u_{\text{dep}}} = \frac{H}{h}. \quad (15)$$

Из (15) следует, что для выполнения условий подобия необходимо выбирать материал для переосаждения из возможно более глубоких водоемов и переосаждать его по возможности в невысокие сосуды. Так, при переосаждении материала, взятого из озера со скоростью осадконакопления $u_{\text{dep}} = 0.3$ мм/год с глубины $H = 100$ м в сосуд высотой $h = 10$ см требуется скорость переосаждения $u_{\text{red}} = 1$ мм/сутки, что технически возможно, но и в этом случае для получения слоя осадка толщиной в 1 см нужно продолжать эксперимент в течение 10 дней. В то же время удовлетворить принципу подобия при работе с морскими осадками при $H \approx (1-5)$ км и $u_{\text{dep}} \approx (0.1-1)$ мм в 100 лет уже намного сложнее, поскольку при этом скорость поступле-

ния материала в сосуд должна быть на (1–2) порядка меньше.

На самом деле в выражение (12) для параметра a следует внести поправку на коэффициент прилипания β при столкновениях, для чего в первом приближении можно положить $a = \beta 4\pi r^4 \Delta\rho g / 9kT$ [Фукс, 1955]. Этой поправкой можно пренебречь, если осаждение происходило в соленой воде и принять в этом случае $\beta = 1$, но в дистиллированной воде эффективность прилипания мала, так что в этом случае поправка может быть существенна. Отсюда следует, что при проведении опытов по переосаждению необходимо, прежде всего, подобрать соответствующий природным условиям ионный состав воды. Сам по себе факт резкой зависимости величины I_0 от условий осаждения и солености воды хорошо известен и неоднократно обсуждался в литературе [Щербакова, 1986; Большаков, Куражковский, 1988; Katari and Tauxe, 2000; Tauxe et al., 2006].

Возвращаясь теперь к задаче о приобретении намагниченности кластерами, возникающими в процессе оседания исходного материала, напомним, что в соответствии с вышесказанным, к моменту присоединения какой-либо частицы к кластеру она уже практически полностью сориентирована по внешнему полю. Далее рассмотрим две крайние модели, имея в виду лишь оценочные умозаключения.

1). Вектор \mathbf{m} любой частицы полностью сохраняет свое направление и после ее соединения с кластером или другой частицей и эта тенденция сохраняется на всех стадиях флокуляции. В этом случае образование флокул не влияет на намагниченность осадка: ее по-прежнему можно описывать в рамках модели изолированных частиц.

2). Каждое столкновение хаотизирует вектор полного магнитного момента кластера \mathbf{m}_{cl} и процесс ориентации начинается снова. Поскольку на практике встречаются в основном осадки, в которых частицы не слишком мелки, ограничимся случаем $r \geq 0.5$ мкм, когда доминирует гравитационная коагуляция. Так как характерное время между столкновениями есть τ_{gr} , то фактором, определяющим их роль в хаотизации \mathbf{m}_{cl} , служит отношение τ_{gr}/τ_r . Обобщая (3) на случай столкновения кластеров, найдем $\tau_{gr} = \frac{9\eta}{2\pi\Delta\rho g N R_g^2 r^2 (R_g/r)^{d-1}}$, где N – концентрация кластеров на заданной глубине. Тогда, с учетом (1), (4) и соотношения $n \approx (R_g/r)^d$, получим условие эффективности столкновений в виде:

$$\frac{\tau_{gr}}{\tau_r} \approx \frac{BI\bar{n}}{\Delta\rho c_0 g r \left(\frac{r}{R_g}\right)^{4+d}} \approx \frac{BI}{\Delta\rho c_0 g r (\bar{n})^{4/d}} < 1. \quad (16)$$

Как говорилось выше, для относительно крупных частиц с $r \geq 0.5$ мкм параметр $a < 1$. В этом случае уравнения (10) и (11) редуцируются к $s(n, k) = \frac{3(n^{1/d} + k^{1/d})^2 [r^{(d-1)d} - k^{(d-1)d}]}{4}$ и $X = c_0 x/r$ соответственно. В дополнение допустим, ввиду малого числа магнитных частиц в осадке, что каждый кластер содержит не более (1–3) таких частиц, так что $I \approx I_0 (r/R_g)^3$.

Для дальнейшего необходимо конкретизировать величину намагниченности отдельной частицы I_0 . Как уже отмечалось, мелкие частицы субмикронного размера, к которым как раз относится магнитная фракция, эффективно поглощаются более крупными частицами в самом начале процесса осаждения. Об этом же говорят и результаты расчета эволюции бимодальной ф.р. (рис. 7), которые ясно показывают, что на первом этапе агломерации двухмодовая ф.р. становится монодисперсной. Из сказанного можно заключить, что в результате коагуляции магнитные частицы входят в состав зерен на (2–4) порядка большего объема, агломерацию которых мы здесь и рассматриваем. Соответственно, намагниченность I_0 такой составной частицы заведомо намного ниже намагниченности входящей в нее частицы магнетита (титаномагнетита). Для определенности положим, что магнитная частица имеет ОД размер с объемом $\approx (10^{-2} - 10^{-4})$ объема частицы-хозяина радиуса (0.5–1) мкм, что приводит к $I_0 \sim (10^2 - 10^3)$ А/м.

С другой стороны, как показали приведенные выше численные расчеты для $r = 0.5$ и $r = 3$ мкм (рис. 5 и рис. 6), для грубых оценок можно положить $\bar{n} \approx X = c_0 x/r$ и получить неравенство (16) в

виде $\frac{BI}{\Delta\rho c_0 g r (c_0 x/r)^{4/d}} < 1$. Рис. 8 представляет

диаграмму (x, r) , на которой сверху от линии $BI/\Delta\rho c_0 g r (c_0 x/r)^{4/d} = 1$ находится область глубин x (для данной концентрации c_0), удовлетворяющих неравенству (16). Как видно из этого рисунка, при переосаждении ($c_0 \approx 10^{-3}$) хаотизация через столкновения становится эффективной уже на первых сантиметрах ниже поверхности воды, в то время как для условий осаждения в озера или прибрежные моря ($c_0 \approx 10^{-6}$) – начиная лишь с 200 м или выше, т.е. в реальности это условие трудно осуществимо.

С точки зрения приведенных выкладок, столь разные результаты экспериментов различных авторов, упомянутые во Введении, могут объясняться тем, насколько часто сталкиваются кластеры друг с другом при осаждении. Если начальная концентрация материала, приготовленного для переосаждения, велика и во время осаждения успевают образоваться достаточно большие кластеры, то возможно осуществление ситуации, описанной в пункте 2) с образованием результирующей намагниченности намного ниже намагниченности

О ФЛОККУЛЯЦИОННОМ МЕХАНИЗМЕ

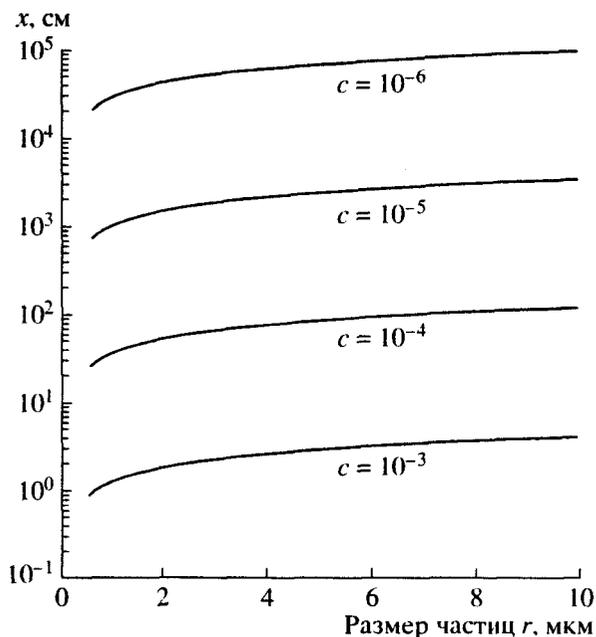


Рис. 8. Диаграмма (x, r).

насыщения. Напротив, при большом разбавлении материала и, в особенности, при применении поверхностно активных веществ, препятствующих слипанию частиц, возможно осуществление ситуации по сценарию модели изолированных частиц с образованием намагниченности даже в полях $\approx V_E$, близкой к M_s . Аналогичный результат, полученный при измерении намагниченности суспензий [Shive, 1985], имеет очевидное объяснение в том, что суспензия содержала только магнитные частицы и, стало быть, образующиеся кластеры имели большую намагниченность.

ВЫВОДЫ

При переосаждении тонкодисперсного материала с размером частиц ≤ 1 мкм на дно сосуда опускаются конгломераты, состоящие из сотен и тысяч частиц. Эта оценка справедлива и для условий глубоководных озер и прибрежных бассейнов с относительно высокой скоростью осадконакопления. Для мелких пресноводных водоемов, как и для морских осадков с низкой скоростью образования осадка, процесс коагуляции оказывается мало эффективным – в этом случае образуются кластеры, состоящие в лучшем случае из десятков частиц.

Если же первоначально приносимый на поверхность водоема материал состоит из крупных частиц с $r \geq 3$ мкм, то эффективность агломерации резко падает, поскольку в естественных условиях столь крупнозернистый материал не успевает коагулировать. Для океанических осадков в силу очень малой концентрации поступающего на

поверхность материала коагуляция и хаотизация векторов намагниченности частиц и кластеров через столкновения практически не играют роли.

Таким образом, вопрос о причинах того, что намагниченность естественных осадков, как правило, далека от насыщения, остается открытым. Вместе с этим заметим, что вышеизложенные оценки могут оказаться чересчур пессимистичными, если при попадании в осадочный бассейн частицы уже объединены в группы, а учет дополнительной диффузии за счет мелкомасштабных гидродинамических течений и прочих факторов может значительно увеличить размер падающих флоккул и усилить роль столкновений.

Альтернативное объяснение имеющемуся экспериментальному материалу, не связанное с процессами осаждения и флокуляции, состоит в том, что величина I_m определяется, главным образом, процессами, протекающими при контакте осевшей частицы с подложкой и дальнейшей консолидации осадка, т.е. предыстория просто не имеет значения и память о DRM стирается при дальнейшей жизни осадка. Учитывая все сказанное, для вынесения действительно обоснованного суждения о механизме образования и величине DRM, а тем более и pDRM, кроме теоретического анализа, настоятельно необходимы прямые экспериментальные данные. К сожалению, та намагниченность, которая обычно измеряется в опытах по переосаждению, несет в себе, по определению, и DRM и pDRM и намагниченность, возникшую при контакте осевшей частицы с подложкой. Для разделения этих процессов необходимы эксперименты по непрерывной временной фиксации величины намагниченности, возникающей как непосредственно в суспензии в процессе осаждения, так и при формировании консолидированного осадка.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 06-05-64585.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Белоконь В.И., Нефедев К.В. Ошибка наклона ориентационной намагниченности и кластерная теория ориентационного намагничивания осадков // Физика Земли. 2(Ю5). № 9. С. 93-96.
- Большаков А.С., Куражковский А.К). Ионный состав воды и намагниченность осадков // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1989. № 5. С. 118-126.
- Жюльн Р. Фрактальные агрегаты. УФН. 1989. Т. 157 (2). С. 339-357.
- Нагати Т. Магнетизм горных пород. М.: Мир. 1965. 348 с.
- Храмом А.П., Гончаров Г.И., Комиссарова Р.А. и <)/>. Палеомагнитология / Под ред. А.Н. Храмова. Л.: Недра. 1982. 312 с.
- Смирнов Б.М. Физика фрактальных кластеров. М.: Наука. 1991. 136 с.

- Черноус М.А., Щербаков В.П.* Роль гидродинамических факторов в образовании осадочной намагниченности // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1980. № 1. С. 120–124.
- Фукс Н.А.* Механика аэрозолей. М.: Изд. АН СССР. 1955. 351 с.
- Храмов А.Н.* Ориентационная намагниченность тонкодисперсных осадков // Изв. АН СССР. Сер. Геофиз. 1968. № 1.
- Шашканов В.А., Дубровина Л.Ю., Дубровин П.В., Данилкин Е.В., Смирнов А.В.* Механизмы формирования ориентационной магнитной анизотропии осадков. Процессы седиментационного намагничивания и характерные изменения магнитного поля и климата Земли в прошлом. Магадан: СВКНИИ ДВО РАН. 2003. С. 47–57.
- Щербакова В.В.* О влиянии методики переосаждения на характеристики остаточной намагниченности переосажденных образцов. Тонкая структура геомагнитного поля. М.: ИФЗ. 1986. С. 123–128.
- Barton C.E., McElhinny M.W., Edwards D.J.* Laboratory studies of depositional DRM. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society.* 1980. V. 61. P. 355–377.
- Carter-Stiglitz B., Valet J.-P., LeGoff M.* Constraints on the acquisition of remanent magnetization in fine-grained sediments imposed by redeposition experiments. *Earth Planet. Sci. Lett.* 2006. V. 245. P. 427–437.
- Collinson D.W.* Depositional remanent magnetization in sediments // *J. Geophys. Res.* 1965. V. 70. № 18. P. 4663–4668.
- Elimelech M., Gregory J., Williams W.* Particle deposition and Aggregation: measurement, modeling, and simulation // Oxford: Butterworth Heinemann Ltd. 1995.
- Gibbs R.* Estuarine flocs: their size, settling velocity and density // *J. Geophys. Res.* 1985. V. 90. P. 3249–3251.
- Katari K., Tauxe L., King A.* reassessment of post depositional remanent magnetism: preliminary experiments with natural sediments // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2000. V. 183. P. 147–160.
- Katari K., Tauxe L.* Effects of surface chemistry and flocculation on the intensity of magnetization in redeposited sediments // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2000. V. 181. P. 489–496.
- Katari K., Bloxham J.* Effects of sediment aggregate size on DRM intensity: a new theory // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2001. V. 186(1). P. 113–122.
- Kim A.S., Stolzenbach K.D.* Aggregate formation and collision efficiency in differential settling // *J. Colloid and Interface Science.* 2003.
- Kolb M., Botet R., Jullien R.* Scaling of Kinetically Growing Clusters // *Phys. Rev. Lett.* 1983. V. 51. P. 1123.
- Meakin P.* Formation of Fractal Clusters and Networks by Irreversible Diffusion-Limited Aggregation // *Phys. Rev. Lett.* 1983. V. 51. P. 1119.
- Witten T.A., Sander L.M.* Diffusion-Limited Aggregation, a Kinetic Critical Phenomenon // *Phys. Rev. Lett.* 1981. V. 47. P. 1400.
- Tauxe L., Steindorf J.L., Harris A.* Depositional remanent magnetization: Toward an improved theoretical and experimental foundation // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2006. V. 244. P. 515–529.
- Shcherbakov V., Shcherbakova V.* On the theory of depositional remanent magnetization in sedimentary rocks // *Geophys. Surv.* 1983. V. 5. P. 369–380.
- Shcherbakov V.P., Shcherbakova V.V.* On the physics of acquisition post-depositional remanent magnetization // *Phys. Earth Planet. Int.* 1987. V. 46. P. 64–70.
- Shive Peter N.* Alignment of magnetic grains in fluids // *Earth and Planetary Science Letters.* 1985. V. 72. P. 117–124.