

01;03

Механизм формирования краевого валика в высыхающей капле биожидкости

© А.В. Кистович,¹ Ю.Д. Чашечкин,¹ В.В. Шабалин²

¹ Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН,
119526 Москва, Россия

² Санкт-Петербургский научно-исследовательский институт уха, горла, носа и речи Федерального агентства по высокотехнологической медицинской помощи,
190013 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: chakin@ipmnet.ru

(Поступило в Редакцию 17 июня 2009 г.)

С использованием методов теоретической термогидромеханики построена модель формирования белкового валика на периферии высыхающей капли раствора биожидкости. В качестве основного механизма переноса вещества рассматривается температурная и концентрационная гравитационная конвекция, формирующая глобальное тороидальное течение с восходящей струйкой в центре, погружающейся жидкостью вдоль свободной поверхности и компенсационным центростремительным течением у дна. Расчеты формы поверхности белкового валика выполнены в двух случаях, в предположении о пропорциональности скорости осаждения материала концентрации или потоку вещества.

Введение

В последние годы большое внимание уделяется изучению процессов, происходящих при высыхании капли многокомпонентной жидкости на твердой горизонтальной поверхности. Открытая капля часто рассматривается как удобная модель самоорганизующейся системы с широким набором физико-химических процессов, свойства которых зависят от ее состава, материала подложки и внешних условий. Интерес к проблеме стимулируется и широким спектром приложений, в число которых входят технологии нанесения рельефных покрытий, производства микро- и наноструктур, медицинской диагностики и даже прогноза изменчивости окружающей среды. Многообразие процессов, протекающих в высыхающих каплях истинных и коллоидных растворов, взвесей и суспензий, затрудняет их количественное экспериментальное изучение и разработку математических моделей течений и процессов отложения растворенных веществ.

Среди основных процессов в высыхающих каплях принято выделять чисто гидродинамические, термодинамические, диффузионные изменения фазового состояния вещества на последних стадиях высыхания. Влияние диффузии на перенос вещества и разделение компонент проанализировано в [1]. Обзор базовых моделей самоорганизации биологических жидкостей приведен в [2]. Последовательность фазовых переходов в высыхающих каплях белково-солевых растворов, моделирующих биологические жидкости, рассмотрена в [3]. Богатый фактический материал, полученный при изучении текстур остатков („фаций“, по терминологии авторов) биологических жидкостей, приведен в [4]. Техническая сторона методики [4] состоит в том, что небольшой объем 5–10 м³ биожидкости (сыворотки крови, мочи, слюны и др.) подвергается процессу клиновидной дегидратации путем прямого испарения их водной компонен-

ты при комнатной температуре. Сравнивается текстура увеличенных изображений сухого остатка (полученных при различных коэффициентах увеличения, освещении белым или поляризованным светом, рентгеновскими лучами и т.д.) и ранее полученных образцов от заведомо здоровых людей. Диагностика ведется по появлению отдельных характерных признаков деталей (признаков) или общему изменению текстуры. Различие химического состава биожидкостей порождает многообразие картин сухих остатков, получаемых в режиме клиновидной дегидратации. При этом отдельные элементы обезвоженных структур формируются в различные временные периоды процесса испарения, который допускает разбиение на последовательные этапы: гидродинамический, гелеобразования и кристаллизации. Под гидродинамическим этапом понимается тот временной отрезок, когда биожидкость представляет собой слабый раствор входящих в ее состав веществ [5,6].

Важным и устойчиво повторяющимся элементом сухих остатков биожидкостей, содержащих белковые молекулы, является белковый валик, формирующийся на периферии высыхающей капли на гидродинамическом этапе, когда происходит испарение основной массы воды из раствора.

Цель настоящей работы состоит в разработке математической модели гидродинамического этапа испарения капли биожидкости, составляющей начальный этап процесса формирования картины сухого остатка.

1. Физическая модель испаряющейся капли

В общем случае биожидкости представляют собой раствор белков, небелковых органических и неорганических веществ в воде или физиологическом раство-

ре [4]. Белковая составляющая биожидкостей образована в основном альбуминами, иммуноглобулинами и в отдельных случаях — фибронектином. Иммуноглобулины и фибронектин относятся к группе криоглобулинов, которые при понижении температуры раствора ниже 37°C теряют растворимость и выпадают в осадок в течение 1–2 min [7]. Поскольку эксперименты с биожидкостями человека обычно проводятся при температуре 20–25°C [4], а время испарения капель в режиме клиновидной дегидратации колеблется в диапазоне от 30 min до 1 h, можно считать, что в исследуемых растворах белковая составляющая представлена лишь человеческим альбумином, а иммуноглобулины и фибронектин образуют осадок, равномерно распределенный по дну капли.

Дальнейшее упрощение модели связано с необходимостью проведения расчетов, позволяющих количественно оценить отдельные характеристики капель биожидкостей: их форму, размеры, величину температурного переохлаждения поверхности, оценить время испарения. Проведенные экспериментальные исследования процесса высыхания капель биожидкостей показали наличие двух режимов клиновидной дегидратации: испарение с фиксированным углом смачивания и с фиксированной границей фаз. Первый режим характерен для биожидкостей (слюна, слезная жидкость) с малой концентрацией растворенных веществ (менее 1%) [6]. Второй режим проявляется при высыхании крови, мочи, желчи и т. д., в которых концентрация растворенных веществ в совокупности может достигать 13% [6]. Оба режима включены в дальнейший анализ.

2. Расчет формы поверхности капли

Поскольку процесс испарения капли из биожидкости занимает достаточно протяженное время (десять минут), мгновенная геометрия капли рассматривается как статистическая характеристика. Предполагается, что аксиально симметричная капля находится на твердой горизонтальной поверхности под действием силы тяжести, направленной против оси z . Рассмотрение ведется в цилиндрической системе координат (r, φ, z) , расположенной в центре капли.

Учитывая продолжительность испарения, можно считать, что конвективные процессы в толще капли, порожденные испарением воды, достаточно медленные, и искажения формы поверхности $\xi(r, \varphi)$, обусловленными течениями внутри капли и неоднородностями плотности, можно пренебречь.

Задание давления в капле в виде суммы атмосферного давления p_0 , гидростатической добавки $\rho g(\xi - z)$ и возмущения p' , порожденного силами поверхностного натяжения, $p = p_0 + \rho g(\xi - z) + p'$, и использование квазистационарного приближения сводит систему гидродинамических уравнений и граничных условий [5], описывающих квазистатическое состояние капли в вы-

бранный момент времени, к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial p'}{\partial \varphi} = 0, \quad \frac{\partial p'}{\partial r} = -\rho g \xi_r', \quad \frac{\partial p'}{\partial z} = 0, \\ p' + \alpha \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r \xi_r'}{\sqrt{1 + \xi_r'^2}} \right) \Big|_{z=\xi} = 0, \\ \xi \Big|_{r=r_0} = 0, \quad \frac{\partial \xi}{\partial r} \Big|_{r=r_0} = -\operatorname{tg} \theta, \end{aligned} \quad (1)$$

где α — усредненный по площади поверхности капли коэффициент поверхностного натяжения на границе жидкость–воздух, ρ — средняя плотность биожидкости, r_0 и θ — радиус капли и краевой угол смачивания в выбранный фиксированный момент времени.

В (1) отсутствует уравнение непрерывности, поскольку для медленного испарения справедливо положить $\partial \rho / \partial t \approx 0$. Вместе с приближением $v \approx 0$ это обеспечивает автоматическое удовлетворение упомянутого уравнения.

Интегрирование уравнений движения и подстановка результата в граничные условия системы (1) приводит к задаче, определяющей форму поверхности капли

$$\begin{aligned} \frac{\xi}{a^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r \xi_r'}{\sqrt{1 + \xi_r'^2}} \right) = A, \\ \xi \Big|_{r=r_0} = 0, \quad \frac{\partial \xi}{\partial r} \Big|_{r=r_0} = -\operatorname{tg} \theta, \end{aligned} \quad (2)$$

где $a^2 = \frac{\alpha}{\rho g}$ — капиллярная постоянная, A — постоянная интегрирования.

Так как объем капли дается выражением

$$V = 2\pi \int_0^{r_0} r \xi dr,$$

умножение первого уравнения системы (2) на $2\pi r$ и интегрирование его в пределах $[0, r_0]$ определяет величину постоянной A соотношением

$$\pi A a^2 r_0^2 - 2\pi a^2 r_0 \sin \theta - V = 0. \quad (3)$$

Решение (2) при учете (3) задает форму поверхности капли

$$\xi(r) = \frac{a \operatorname{tg} \theta}{\lambda I_1(x_0)} (I_0(x_0) - I_0(x)), \quad x_0 = \frac{r_0}{a}, \quad x = \frac{r}{a}, \quad (4)$$

где I_n — модифицированная функция Бесселя, а радиус капли, ее объем и угол смачивания связаны соотношением

$$\pi a^3 x_0^2 \operatorname{tg} \theta I_0(x_0) - (2\pi a^3 x_0 \sin \theta - V) I_1(x_0) = 0. \quad (5)$$

Для режима испарения с фиксированным углом смачивания ($\theta = \operatorname{const}$) уравнение (5) определяет радиус

капли как функцию объема и угла. В случае фиксированной границы раздела фаз ($r_0 = \text{const}$) это уравнение определяет краевой угол по объему и радиусу капли.

Численные оценки геометрических характеристик капли для экспериментальных значений объема $V \in [0.01, 0.02] \text{ cm}^3$, различных углов смачивания $\theta \in [\frac{\pi}{60}, \frac{\pi}{6}]$ и радиусов $r_0 \in [0.5, 1.5] \text{ cm}$ показали, что для обоих режимов испарения каплю допустимо приближенно считать сегментом сферы радиусом $R = r_0 / \sin \theta$, площадь свободной поверхности определять соотношением $S \approx \pi r_0^2$ с относительной погрешностью не более 10^{-2} . При этом относительная погрешность оценки объема капли не превышает $5 \cdot 10^{-2}$.

3. Динамические характеристики испарения

Оценка динамических характеристик процесса испарения капель производится на основании принятого геометрического приближения. В основу расчетов положены соотношения для времени испарения t_* и текущего радиуса сферической капли $r_s(t)$, находящейся в воздухе с заданными термодинамическими характеристиками, предложенные в [8]

$$t_* = \frac{\rho_w r_{s0}^2}{2D(1-f)\rho_s}, \quad r_s(t) = r_{s0} \sqrt{1 - \frac{t}{t_*}}, \quad (6)$$

где ρ_w , $\rho_s = 1.7 \cdot 10^{-2} \text{ kg/m}^3$ — плотность воды и ее насыщенных паров при температуре $T = 20^\circ \text{C}$, $D = 2.2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ — коэффициент диффузии паров воды в воздухе, f — относительная влажность воздуха (в экспериментах $f \approx 0.65$ [4]), r_{s0} — начальный радиус капли.

Учет геометрии испарения капли (как сферического сегмента на подложке) и отношения площадей сегмента к полной площади сферы приводит к оценкам необходимых параметров

$$t_\varphi = \frac{\rho_w (3V_0/4\pi)^{4/3}}{D(1-f)\rho_s r_0^2} = \frac{9\rho_w (3V_0\theta_0/\pi)^{2/3}}{64D(1-f)\rho_s}, \quad t_\theta = 2t_\varphi,$$

$$r_\varphi = r_0 = \text{const}, \quad r_\theta(t) = r_0 \sqrt{1 - t/t_\theta}. \quad (7)$$

Здесь t_φ , t_θ и r_φ , r_θ — время испарения и текущий радиус капли в режимах с фиксированной границей фаз и краевым углом смачивания соответственно; V_0 , r_0 и θ_0 — начальные объем, радиус и угол смачивания капли.

Скорость испарения воды из капли $\mu(t)$ (расход) и ее текущий объем $V(t)$ задаются общими для обоих режимов соотношениями

$$\mu(t) = \frac{3\rho_w V_0}{2t_*} \sqrt{1 - \frac{t}{t_*}}, \quad V(t) = V_0 \left(1 - \frac{t}{t_*}\right)^{3/2}. \quad (8)$$

В процессе испарения капля теряет не только свою массу, но и внутреннюю энергию. Скорость теплоотдачи капли биожидкости составляет

$$Q(t) = q\mu(t), \quad (9)$$

где $q = 2.5 \cdot 10^6 \text{ J/kg}$ — удельная теплота парообразования воды при 20°C .

Средняя по поверхности плотность потока тепла через свободную границу капли определяется выражением

$$\mathbf{I}_T = \frac{Q(t)}{S(t)} \mathbf{n} = \frac{q\mu(t)}{S(t)} \mathbf{n}, \quad (10)$$

где $S(t)$ — площадь, \mathbf{n} — внешняя единичная нормаль к поверхности.

Поток тепла на границе приводит к охлаждению приповерхностной области, в результате чего в толще капли возникает температурный градиент. Так как толщина капли мала по сравнению с ее горизонтальными размерами (отношение не превышает 0.1 для расчетных данных), то допустима приближенная оценка вертикальной компоненты температурного градиента соотношением

$$\frac{dT}{dz} \approx -\frac{q\mu(t)}{c_p \chi S(t)} = -\frac{3bqV_0(1-t/t_*)^a}{4\pi c_p \chi t_* r_0^2}, \quad (11)$$

где $\chi \approx 1.5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ — коэффициент температуропроводности биожидкости, $c_p = 4.19 \cdot 10^3 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$ — ее теплоемкость при постоянном давлении. Для режима с фиксированной границей $b = 2$, $a = 1/2$, а для режима с фиксированным краевым углом $b = \sin^2 \theta / (1 - \cos \theta)$, $a = -1/2$.

Применимость (11) ограничена значениями времени, достаточно удаленными от момента t_* полного испарения воды, когда справедливо гидродинамическое описание процессов в капле. По этой причине расходимость (11) для режима с фиксированным краевым углом при $t = t_\theta$ не принимается во внимание.

Приближенная оценка распределения температуры поверхности капли дается соотношением

$$T_s(r, t) = T_b + \xi(r, t) \frac{dT}{dz} = T_b - \Delta T(r, t), \quad (12)$$

где T_b — температура предметного стекла, $\xi(r, t)$ — форма поверхности капли.

Для режима с фиксированной границей фаз

$$\Delta_\varphi T(r, t) = \frac{3qV_0^2}{\pi c_p \chi t_\varphi r_0^4} \frac{r_0^2 - r^2}{r_0^2} \left(1 - \frac{t}{t_\varphi}\right)^2, \quad (13)$$

а для режима с фиксированным краевым углом

$$\Delta_\theta T(r, t) = \frac{3 \sin \theta q V_0 \left(\sqrt{1 - r^2/r_\theta^2(t)} - \cos \theta\right)}{4\pi c_p \chi t_\theta (1 - \cos \theta) r_0}, \quad (14)$$

где $r_\theta(t)$ приведено в (7).

Численные оценки величины переохлаждения поверхности для объемов капель $V_0 \in [0.01, 0.02] \text{ cm}^3$ показали, что для режима с фиксированной границей фаз $\Delta_\phi T \leq 1.3^\circ$, а для режима с фиксированным краевым углом в диапазоне $\theta \in [\frac{\pi}{60}, \frac{\pi}{6}]$ имеет место $\Delta_\theta T \leq 0.3^\circ$.

Процесс испарения воды сопровождается не только охлаждением приповерхностного слоя, но и повышением концентрации растворенных веществ вблизи поверхности. В результате, как следует из проведенных оценочных расчетов, в высыхающей капле возникают градиент температуры с отрицательной радиальной составляющей и градиент концентрации примесей, у которого радиальная составляющая положительна. В поле силы тяжести горизонтальный градиент плотности приводит к абсолютной конвективной неустойчивости, формирующей восходящий в центре и нисходящий на периферии капли поток жидкости. Сечение возникающего тороидального течения приведено на рис. 1.

Второй возможный механизм порождения конвективного движения в капле — поверхностная конвекция (Марангони), обусловленная неоднородностью температуры поверхности и концентрации поверхностно-активных веществ (альбумина).

Согласно экспериментальным данным [9], относительное отклонение коэффициента поверхностного натяжения воды в условиях высыхания капли при вариациях температуры поверхности в пределах 1° не превышает 0.002. Это означает, что кривизна свободной поверхности капли испытывает относительные отклонения того же порядка. Так как в рамках модели сферического сегмента подобная погрешность пренебрежимо мала по сравнению с погрешностью сферического приближения, влиянием неоднородности температуры поверхности на конвективные процессы, протекающие в капле, необходимо пренебречь.

Растворенный в капле альбумин входит в число поверхностно-активных веществ, присутствие которых снижает поверхностное натяжение воды. В то же время зависимость коэффициента поверхностного натяжения σ проявляется лишь при концентрациях, меньших c_M в точке мицеллообразования [10], как это представлено на рис. 2.

Если первоначальная концентрация альбумина существенно выше c_M (что наблюдается в части биожидкостей [4]), то возникающие неоднородности распределения альбумина вблизи поверхности на гидродинамическом этапе слабо влияют на значение коэффициента поверхностного натяжения.

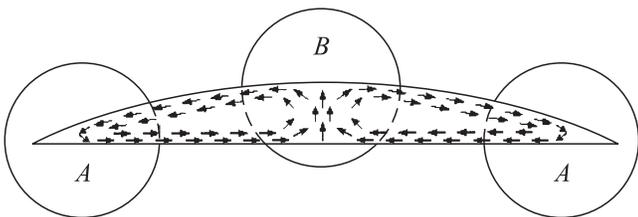


Рис. 1. Схема течения в испаряющейся капле.

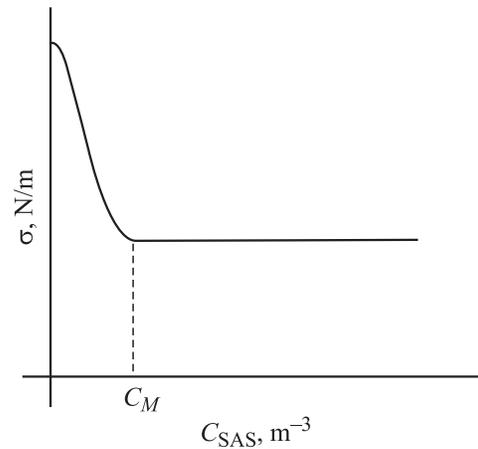


Рис. 2. Схематическая зависимость поверхностного натяжения σ от концентрации ПАВ.

Таким образом, интенсивность конвекции Марангони при высыхании белковых растворов (в частности, биожидкостей человека при проведении клиновидной дегидратации) пренебрежимо мала.

4. Модель формирования белкового валика

Как показывают опыты, наиболее устойчивыми и повторяющимися структурными элементами процесса дегидратации различных биожидкостей являются белковые отложения, формирующиеся в течение гидродинамического режима на периферии высыхающей капли [4].

В основу механизма формирования белкового валика на границе капли положена гипотеза об осадочном происхождении донных отложений альбумина. Приповерхностный слой, в котором концентрация альбумина выше, чем в остальной биожидкости, увлекаемый конвективным потоком, изображенным на рис. 1, попадает на периферию капли (область „А“ на рис. 1). В процессе адсорбции альбумина на границе с твердым телом формируются донные отложения белка, более интенсивные вблизи границы капли в области нисходящего конвективного потока. Одновременно с осаждением идет обеднение раствора, соответственно отложение белка происходит менее интенсивно в центре (область „В“), где преобладает восходящий поток, причем с меньшей концентрацией альбумина. В результате начинается формирование внешнего адсорбционного слоя на периферии. Дальнейшая адсорбция альбумина на динамически изменяющемся дне приводит к уменьшению концентрации белка в растворе. Молекулы соли, существенно меньшие по своим размерам полимерных молекул альбумина, не испытывают адсорбции на дне и постепенно вытесняются к центру испаряющейся капли.

Для оценки динамики донных отложений используется следующая модель их формирования. Пусть в какой-

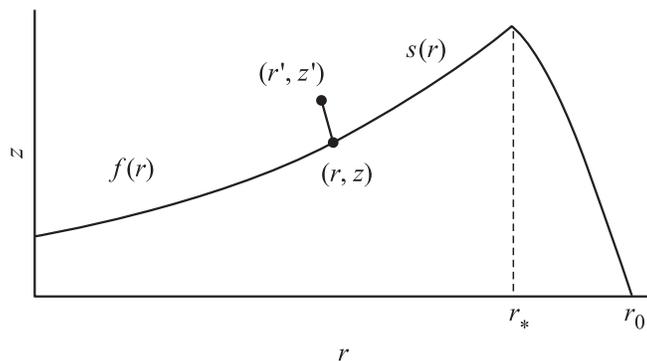


Рис. 3. Схема расчета отложения донных насосов альбумина.

то момент времени t форма дна определяется функцией $f(r, t)$, $r \in [0, r_*]$ (рис. 3). Оставшийся раствор также сосредоточен в указанной области. Форма отложений при $r \in [r_*, r_0]$ определяется предысторией процесса. Количество вещества $m(r, t)$, адсорбируемого поверхностью $f(r, t)$ в единицу времени в точке (r, z) , зависит по определенному закону от начальной концентрации $A(t)$ альбумина в точке $(r_*, f(r_*, t))$ и расстояния между этими точками

$$s(r, t) = \int_r^{r_*} \sqrt{1 + f_r'^2} dr.$$

Изменение во времени начальной концентрации $A(t)$ обусловлено процессами адсорбции белка и испарения жидкости.

В результате адсорбции нарастающие отложения альбумина за малый промежуток времени Δt „переводят“ точку (r, z) в точку (r', z') , определяемую соотношениями

$$r' = r - \frac{f_r' \mu(r, t) \Delta t}{\sqrt{1 + f_r'^2}},$$

$$z' = z + \frac{\mu(r, t) \Delta t}{\sqrt{1 + f_r'^2}} = f + \frac{\mu(r, t) \Delta t}{\sqrt{1 + f_r'^2}}. \quad (15)$$

Выражения (15) задают новую форму донных отложений в момент времени $t + \Delta t$. Построение последовательных поверхностей (15) начиная с момента времени $t = 0$, для которого $f(r, 0) = 0$, $r \in [0, r_0]$, определяет динамику отложений альбумина и форму образующегося валика.

Результат расчетов по формулам (15) определяется конкретным видом зависимости $m(r, t) = F(A(t), s(r, t))$.

Далее рассматривались два варианта роста отложений. В первом варианте количество адсорбируемого вещества определяется концентрацией альбумина в проходящем потоке жидкости в точке адсорбции. Во втором — плотностью потока альбумина. Метод ренормгруппы [11]

определяет явный вид этих зависимостей

$$m(r, t) = A(t) \exp(-\lambda s(r, t)), \quad (16a)$$

$$m(r, t) = \frac{A(t)}{1 + \lambda s(r, t) A(t)}, \quad (16b)$$

где λ — пространственная характеристика процесса (погонный коэффициент адсорбции).

Оценочные расчеты по формуле (16a) для $\lambda = 1.1$ и начальной концентрации $A(t)$, принимающей с ростом времени значения от 0.5 до 0.15, представлены на рис. 4. Пунктир отображает уровень донных отложений в разные фиксированные моменты времени. Штриховая кривая показывает положение границы формирующегося белкового валика. Стрелки указывают направление течения жидкости.

При расчете по формуле (16b) для тех же значений параметров λ и $A(t)$ получается картина, подобная приведенной на рис. 4. Но при этом формирующийся валик более протяжен в радиальном направлении, а толщина слоя белковых отложений в центре капли в несколько раз больше, чем в предыдущем варианте.

В более полной постановке необходимо учитывать и индуцированную конвекцию в прилегающем слое воздуха, которая может замедлять течение жидкости в приповерхностном слое, если молекулярный вес растворителя меньше молекулярного веса воздуха (водяной пар). Тогда над центром капли образуется всплывающий факел и подтекающий воздух движется вдоль ее поверхности к ее центру капли. Если испаряющееся вещество имеет больший молекулярный вес, чем воздух, то пар стекает

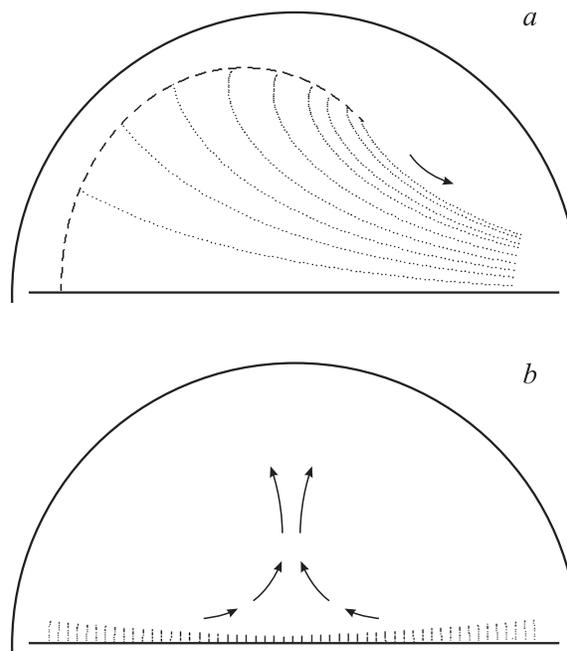


Рис. 4. Схема формирования осадка: *a* — на краю капли, когда скорость осаждения альбумина пропорциональна концентрации; *b* — в центре капли, скорость осаждения пропорциональна плотности потока альбумина.

вдоль поверхности к краям капли и ускоряет внутреннее течение.

Полученные картины белковых отложений качественно совпадают с экспериментально наблюдаемыми при высыхании биожидкостей и других многокомпонентных жидкостей. Так, при медленном высыхании растворов минеральных солей глобальное тороидальное течение обеспечивает преимущественный подвод материала к кристаллам, формирующимся на периферии капли.

Заключение

Проведенные оценки показывают, что гравитационная, тепловая и концентрационная конвекция играет важную роль в переносе вещества в жидкой фазе высыхающей капли биожидкостей, а также капель таких истинных и коллоидных водных растворов, которые характеризуются сравнительно медленной скоростью испарения растворителя, слабой зависимостью коэффициента поверхностного натяжения от концентрации и температуры, высокой теплоемкостью и сравнительно малой вязкостью. В такой капле устанавливается глобальная тороидальная циркуляция, при которой обедненный выпадающим веществом раствор равномерно подтекает к ее центру, всплывает, утяжеляется вследствие потери растворителя и стекает вдоль поверхности к кромкам капли, где и формируется валик из осаждаемого материала. Вследствие осаждения вещества плотность раствора, движущегося к центру капли, убывает, что способствует его всплытию в центре. Радиальное распределение толщины остатка указывает на преимущественную закономерность выпадения осадка. Валик оказывается более выраженным, когда скорость осаждения вещества пропорциональна его концентрации.

Работа выполнена при частичной поддержке Российской академии наук (Программа ОЭ-14 ОЭММПУ РАН „Динамика многокомпонентных и неоднородных жидкостей“) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-05-00473-а).

Список литературы

- [1] Тарасевич Ю.Ю., Аюпова А.К. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 5. С. 13–18.
- [2] Тарасевич Ю.Ю. // УФН. 2004. Т. 174. № 7. С. 779–790.
- [3] Яхно Т.А., Яхно В.Г., Санин А.Г., Санина О.А., Пелюшенко А.С. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 8. С. 100–108.
- [4] Шабалин В.Н., Шатохина С.Н. Морфология биологических жидкостей человека. М.: Хризопраз, 2001. 304 с.
- [5] Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
- [6] Уайт А., Хендлер Ф., Смит Э., Хилл Р., Леман И. Основы биохимии. М.: Мир, 1981. 1882 с.
- [7] Богомолов Б. Большая медицинская энциклопедия. М.: АСТ, 2007. 736 с.
- [8] Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. II. Термодинамика и молекулярная физика. М.: Наука, 1990. 592 с.
- [9] *Таблицы физических величин* / Под ред. акад. И.К. Кирикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
- [10] Адамсон А. Физическая химия поверхностей. М.: Мир, 1979. 568 с.
- [11] Ширков Д.В. // ТМФ. 1984. Т. 60. № 2. С. 218–223.