

Причем наибольшие значения силы трения сосредоточены в верхней части цилиндра 1. Далее по мере формирования спутного следа величина силы трения на цилиндрах 2 и 3 уменьшается.

На основании выше сказанного можно сделать следующие выводы:

- асимметрия невозмущенного потока вязкой жидкости возникает вблизи передней критической точки на поверхности цилиндра и изменяется в спутном следе в зависимости от радиуса кривизны стенки;
- для всех схем обтекания цилиндров потоком вязкой жидкости характерно уменьшение скорости течения вблизи стенки;
- результаты численного моделирования согласуются с данными экспериментальных исследований [2, 3];

В дальнейших исследованиях приведенные результаты планируется использовать для обоснования технического решения по очистке пристенного слоя суспензии в сепарационных устройствах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кривошеков В.И. К расчету гидродинамических параметров противоточного гидроциклона с очисткой на базе турбулентно-диффузионной модели / В.И. Кривошеков // Збагачення корисних копалин: Наук.-техн. зб. – 2010. – Вип. 43(84). – С. 61 – 80.
2. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя / Г. Шлихтинг. – М.: Наука, 1974. – 711 с.
3. Schlichting H. Experimentelle Untersuchungen zum Rauheitsproblem / H. Schlichting // Ing. – Arch. 7, 1 – 34 (1936); NASA TM 823 (1937).
4. Вихори Гьортлера над увігнутою поверхнею вхідної частини вихрової камери / В.В. Бабенко, А.В. Воскобійник, В.А. Воскобійник, В.М. Турик // Прикладна гідромеханіка. – 2007. – 9, № 2-3. – С. 25 – 36.
5. Swearingen J. D. The growth and breakdown of streamwise vortices in the presence of a wall / J. D. Swearingen, R. F. Blackwelder // J. Fluid Mech. – 1987. – 182. – P. 255 – 290.
6. Кривошеков В.И. Кинетический подход к выводу уравнений движения двухфазной среды в сепарационных аппаратах / В.И. Кривошеков // Обогащение руд. – 2001. – №6. – С.23-26.

УДК 532.5:536.2

Д-р техн. наук В.П. Надутый,
канд. физ-мат. наук В.И. Елисеев,
канд. техн. наук В.И. Луценко
(ИГТМ НАН Украины)

УСТОЙЧИВОСТЬ ПЕРЕТЯЖКИ ЖИДКОСТИ МЕЖДУ ДВУМЯ ПОВЕРХНОСТЯМИ

У рамках моделі ідеального середовища визначені умови втрати стійкості перетяжки рідини між двома твердими поверхнями. Коректність отриманих співвідношень підтверджена експериментами.

SUSTAINABILITY OF THE LIQUID BRIDGE BETWEEN TWO SURFACES

The conditions of loss of sustainability of the liquid bridge between two solid surfaces were determined on the base of model of an ideal medium. The correctness of this relationship is confirmed by experiments.

При динамическом воздействии на горную массу при обезвоживании (колебания фильтрующих сеток, ударные нагрузки, вращения барабанов) происходит отделение одной частицы от другой, при этом между частицами образуются

жидкие мостики (перетяжки), которые оказывают сопротивление разъединению частиц. Это сопротивление и является капиллярной составляющей сил аутогезии влажного сыпучего материала и определяет в большой степени его прочность [1]. Длина таких перетяжек зависит от количества влаги в сыпучем слое. При достаточном удалении частиц друг от друга происходит разрыв перетяжки, после чего частицы становятся автономными. В результате этого расстояние между частицами растет, увеличивается порозность сыпучего материала, и влага получает лучшую возможность для выхода из пористой среды. Вследствие этого представляет интерес определить то расстояние между частицами, при котором происходит разрыв перетяжки. Перетяжка представляет собой тонкий слой жидкости, который удерживается между частицами поверхностными силами. Разрыв этого мостика происходит по законам устойчивости.

Исследование устойчивости жидкости восходит к фундаментальным работам Рэлея [2], который сформулировал задачу и определил условия неустойчивости струй идеальной жидкости. Далее, в многочисленных работах по устойчивости, например, [3-5] сформулированные принципы использовались при определении устойчивости различных струйных течений.

В данной работе, используя теорию устойчивости, определим длину перетяжки, при которой происходит ее разрыв. В основу положим модель идеальной жидкости, которая широко используется в подобных работах. В [6] была рассмотрена задача о поведении перетяжки в квазиравновесном состоянии, в которой были определены силы, удерживающие частицы. Найдем теперь условия распада перетяжки.

Основные уравнения. Важным отличием данной задачи от устойчивости струй является ограниченность пространства существования перетяжки (наличие твердых стенок), вследствие чего задача в строгой постановке должна рассматриваться в рамках модели вязкой жидкости. Однако, учитывая, что устойчивость рассматриваемого слоя определяется в основном поверхностным натяжением, а вязкие силы только замедляют процесс распада, поэтому для определения условий устойчивости перетяжки используем математический аппарат несжимаемой идеальной жидкости, вследствие чего уравнения динамики перетяжки, схема которой изображена на рис. 1 будут иметь следующий вид

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial^2 x} + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) = 0, \quad u = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad v = \frac{\partial \varphi}{\partial r}, \quad (1)$$

$$\frac{p}{\rho} + \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{u^2 + v^2}{2} = Const, \quad (2)$$

$$p_R - p_a = -\sigma \left\{ \frac{\partial^2 R / \partial x^2}{\left[1 + (\partial R / \partial x)^2 \right]^{3/2}} - \frac{1}{R \left[1 + (\partial R / \partial x)^2 \right]^{1/2}} \right\}, \quad (3)$$

где t - время; x, r - система координат; u, v компоненты скоростей, соответствующие осям x, r ; φ - потенциал скорости; p - давление; ρ - плотность жидкости; σ - коэффициент поверхностного натяжения; R - радиус поверхности перетяжки; p_R, p_a - давления на поверхности перетяжки, соответственно с внутренней и внешней стороны.

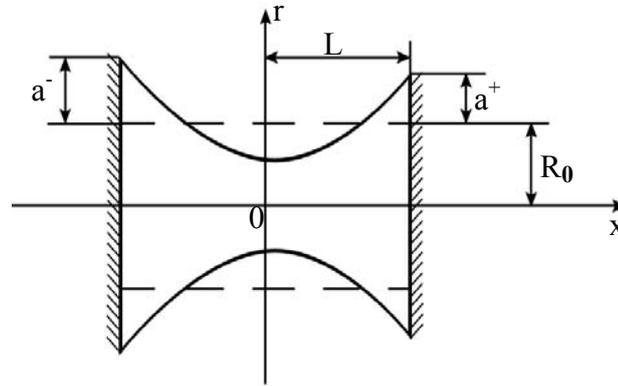


Рис. 1 - Схема перетяжки

В выписанной системе первое уравнение является уравнением для потенциала скорости; второе – интеграл Лагранжа – Коши; третье – условие Лапласа на свободной поверхности жидкости. К этим уравнениям необходимо добавить кинематическое условие на поверхности и условие непротекания на твердых поверхностях:

$$v_R = \frac{\partial R}{\partial t} + u_R \frac{\partial R}{\partial x} , \quad (4)$$

$$u(x)|_{x=\pm L} = 0 . \quad (5)$$

Система (1) – (5) представляет собой замкнутую задачу о динамике перетяжки. Перепишем ее в безразмерном виде, используя безразмерные величины $\zeta = \frac{x}{L}$, $n = \frac{r}{R(\tau, \zeta)}$, $\tau = \frac{t}{T}$ и масштабы L - (продольный масштаб), R_0 - (поперечный масштаб), $R(\tau, \zeta) = R_0 \cdot a(\tau, \zeta)$; $T = \left(\frac{\rho L^3}{\sigma} \right)^{1/2}$

$$\left(\frac{R_0}{L} \right)^2 a^2 \left\{ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \zeta^2} + \left(2 \frac{a'^2}{a^2} - \frac{a''}{a} \right) n \frac{\partial \varphi}{\partial n} + \frac{a'^2}{a^2} n^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial n^2} \right\} + \frac{\partial}{\partial n} \left(n \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right) = 0 , \quad (6)$$

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right|_{n=1} = \frac{R_0^2}{T} a \left[a' + a' \frac{T}{L^2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \zeta} - \frac{a'}{a} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right) \right]_{n=1}, \quad (7)$$

$$\left\{ \frac{a''}{\left[1 + (R_0 a' / L)^2\right]^{3/2}} - \frac{L^2}{R_0^2} \frac{1}{a \left[1 + (R_0 a' / L)^2\right]^{1/2}} \right\} - \frac{\rho}{\sigma T R_0} \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = Const. \quad (8)$$

Решение уравнений. Стационарный случай. Для определения устойчивости перетяжки необходимо найти стационарное решение, поэтому положим, что $\varphi = \varphi_S(\zeta, n) + \varphi_N(\tau; \zeta, n)$, $a = a_S(\zeta) + a_N(\tau; \zeta)$, где первые слагаемые относятся к стационарному решению при этом $\varphi_S(\zeta, n) = 0$, вторые – к нестационарному. В стационарном случае будем иметь

$$\left\{ \frac{a''}{\left[1 + (R_0 a' / L)^2\right]^{3/2}} - \frac{L^2}{R_0^2} \frac{1}{a \left[1 + (R_0 a' / L)^2\right]^{1/2}} \right\} = Const. \quad (9)$$

Для определения решения (9) воспользуемся асимптотическим методом и положим, что $a = 1 + a_1$. Если ограничиваться линейным приближением, т.е. двумя членами, то для a_1 получим простое выражение

$$a_1 = G_1 + A_S \sin(\lambda \zeta) + A_C \cos(\lambda \zeta), \quad (10)$$

при этом, удовлетворяя соответствующим углам смачивания, для постоянных A_C и A_S будем иметь

$$A_S = \frac{L}{R_0} \frac{(\operatorname{tg} \theta_- + \operatorname{tg} \theta_+)}{2\lambda \operatorname{Cos} \lambda}, \quad A_C = \frac{L}{R_0} \frac{(\operatorname{tg} \theta_- - \operatorname{tg} \theta_+)}{2\lambda \operatorname{Sin} \lambda}, \quad (11)$$

где $\lambda = (L/R_0)^{1/2}$, $\operatorname{tg} \theta_{\pm} = \pm 1/\operatorname{tg} \alpha$, α - угол смачивания (знак \pm соответствует значениям при $\zeta = \pm 1$), для симметричной перетяжки $A_S = 0$. Постоянная G_1 определяется в одной из точек $\zeta = \pm 1$ при условии, что $a_1 = 0$ в этой точке. Если в качестве R_0 брать значение радиуса в точке $\zeta = -1$, то

$$G_1 = \frac{\operatorname{tg} \theta_+}{\operatorname{Sin}(2\lambda)} - \frac{\operatorname{Cos}(2\lambda)}{\operatorname{Sin}(2\lambda)} \operatorname{tg}(\theta_-). \quad (12)$$

Нестационарное решение. В нестационарном случае, используя также линейное приближение можно получить точное решение задачи, однако, уходя от

простых, но громоздких преобразований, используя интегральный метод, получим приближенное более простое выражение. Домножим уравнение (6) на n и проинтегрируем от 0 до 1, тогда с учетом уравнения (7) получим

$$\left(\frac{R_0}{L}\right)^2 (1+2a_1) \left\{ \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \zeta^2} - a_1'' [\varphi_R - 2\bar{\varphi}] \right\} = \frac{R_0^2}{T} (1+a_1) \left(a_N + 2 \frac{T}{L^2} a_1' \frac{\partial \varphi_R}{\partial \zeta} \right), \quad (13)$$

где $\bar{\varphi} = \int_0^1 n \varphi_N dn$, φ_R - значение φ_N при $n=1$ (в уравнении (13) опущены

стационарные члены во втором приближении). Положим теперь, что $\varphi_N = Cn^2$, тогда

$$\frac{1}{4} \left(\frac{R_0}{L}\right)^2 (1+2a_1) \left\{ \frac{\partial^2 C}{\partial \zeta^2} - 2a_1'' C \right\} + \frac{R_0^2}{T} (1+a_1) \left(a_N + 2 \frac{T}{L^2} a_1' \frac{\partial C}{\partial \zeta} \right) = 0. \quad (14)$$

Для a_N из (9) будем иметь

$$\frac{\sigma}{\rho} \left\{ \frac{\partial^2 a_N}{\partial \zeta^2} + \frac{L^2}{R_0^2} \frac{a_N}{(1+a_1)^2} \right\} - \frac{L^2}{R_0 T} \frac{\partial C}{\partial \tau} = 0 \quad (15)$$

Уравнения (14), (15) являются уравнениями для определения устойчивости перетяжки, поверхность которой определяется как $1+a_1$, где a_1 представлена выражением (10) с постоянными (11), (12). Решение этих уравнений представим в виде $a_N = \exp[(\gamma_0 + \gamma_1)\tau](X_0 + X_1)$, $C = \exp[(\gamma_0 + \gamma_1)\tau](Z_0 + Z_1)$. Собирая члены первого и второго порядка после подстановки этих решений в уравнения (14), (15), получим уравнения для определяемых параметров:

в первом приближении

$$\frac{1}{4} \left(\frac{R_0}{L}\right)^2 \frac{\partial^2 Z_0}{\partial \zeta^2} + \frac{R_0^2}{T} \gamma_0 X_0 = 0, \quad (16)$$

$$\frac{\sigma}{\rho} \left[\frac{\partial^2 X_0}{\partial \zeta^2} + \frac{L^2}{R_0^2} X_0 \right] - \frac{L^2}{R_0 T} \gamma_0 Z_0 = 0; \quad (17)$$

во втором приближении

$$\frac{1}{4} \left(\frac{R_0}{L} \right)^2 \left\{ \frac{\partial^2 Z_1}{\partial \zeta^2} - 2a_1'' Z_0 \right\} + \frac{1}{2} \left(\frac{R_0}{L} \right)^2 a_1 \frac{\partial^2 Z_0}{\partial \zeta^2} + \frac{R_0^2}{T} \left(\gamma_0 X_1 + \gamma_1 X_0 + 2 \frac{T}{L^2} a_1' \frac{\partial Z_0}{\partial \zeta} \right) + \frac{R_0^2}{T} a_1 \gamma_0 X_0 = 0 \quad (18)$$

$$\frac{\sigma}{\rho} \left\{ \frac{\partial^2 X_1}{\partial \zeta^2} + \frac{L^2}{R_0^2} X_1 - 2 \frac{L^2}{R_0^2} a_1 X_0 \right\} - \frac{L^2}{R_0 T} (\gamma_0 Z_1 + \gamma_1 Z_0) = 0 \quad (19)$$

При определении устойчивости будем рассматривать симметричные и антисимметричные возмущения.

Симметричные возмущения. Уравнениям (16), (17) с граничными условиями (5) удовлетворяют решения вида

$$Z_0 = B_0 \cos(\chi_k \zeta), \quad X_0 = D_0 \cos(\chi_k \zeta), \quad \chi_k = \kappa \pi, \quad \kappa = 1, 2, \dots \quad (20)$$

где B_0 и D_0 - некоторые постоянные. Исключая одно из них получим

$$\gamma_0^2 = \frac{\chi_k^2}{4\lambda} (\lambda^2 - \chi_k^2). \quad (21)$$

Из него следует, что для жидкого цилиндра, ограниченного двумя плоскостями, условие устойчивости - $Re(\gamma_0) < 0$ выполняется при

$$\lambda = \frac{L}{R_0} < \pi \quad (22)$$

При условии (22) γ_0 имеет только мнимую часть, т.е. по цилиндру могут распространяться незатухающие возмущения, которые в линейном приближении не приводят к распаду мостика. В случае, когда $\lambda = L/R_0 > \pi$ ($\kappa = 1$) γ_0 становится положительной, что указывает на рост возмущений, который и приводит к распаду цилиндра. Этот результат хорошо известен в современной литературе (см., например, [7]). Рассмотрим теперь уравнения (18), (19) которые определяют условие устойчивости перетяжки, т.е. жидкого слоя с углами смачивания. Если в эти уравнения подставить Z_0 и X_0 , то можно получить следующее уравнение вида

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial^4 Z_1}{\partial \zeta^4} + \frac{L^2}{R_0^2} \frac{\partial^2 Z_1}{\partial \zeta^2} + 4 \frac{\gamma_0^2 \rho}{\sigma} \frac{L^4}{R_0 T^2} Z_1 = \\
& = -4 \frac{\gamma_0 \rho}{\sigma} \frac{L^2}{T} \left\{ B_\Gamma - \frac{\sigma}{\gamma_0 \rho} \frac{T}{R_0^2} [\lambda^2 - \chi_k^2] A_\Gamma \right\} \text{Cos}(\chi_k \zeta) - \\
& - 4 \frac{\gamma_0 \rho}{\sigma} \frac{L^2}{T} \left[B_C^+ - \frac{\sigma}{\gamma_0 \rho} \frac{T}{R_0^2} (\lambda^2 - \beta_+^2) A_C^+ \right] \text{Cos}(\beta_+ \zeta) - \\
& - 4 \frac{\gamma_0 \rho}{\sigma} \frac{L^2}{T} \left[B_C^- - \frac{\sigma}{\gamma_0 \rho} \frac{T}{R_0^2} (\lambda^2 - \beta_-^2) A_C^- \right] \text{Cos}(\beta_- \zeta) - \quad , \quad (23) \\
& - 4 \frac{\gamma_0 \rho}{\sigma} \frac{L^2}{T} \left[B_S^+ - \frac{\sigma}{\gamma_0 \rho} \frac{T}{R_0^2} (\lambda^2 - \beta_+^2) A_S^+ \right] \text{Sin}(\beta_+ \zeta) - \\
& - 4 \frac{\gamma_0 \rho}{\sigma} \frac{L^2}{T} \left[B_S^- - \frac{\sigma}{\gamma_0 \rho} \frac{T}{R_0^2} (\lambda^2 - \beta_-^2) A_S^- \right] \text{Sin}(\beta_- \zeta)
\end{aligned}$$

где $\beta_+ = \lambda + \chi_k$, $\beta_- = \lambda - \chi_k$,

$$A_\Gamma = -\frac{\chi_k^2}{4\gamma_0\lambda^2}(\gamma_1 - \gamma_0 G_1)B_0, \quad B_\Gamma = \frac{L^2}{R_0 T} \left(\gamma_1 + \frac{\lambda}{2} \frac{\chi_k^2}{\gamma_0} G_1 \right) B_0,$$

$$A_C^+ = \frac{1}{8} \frac{R_0^2}{L^2} B_0 [\chi_k^2 + 8\lambda\chi_k - 2\lambda^2] A_C, \quad B_C^+ = \frac{1}{4} \frac{\sigma}{\gamma_0 \rho} \frac{T}{R_0^2} \chi_k^2 B_0 A_C,$$

$$A_C^- = \frac{1}{8} \frac{R_0^2}{L^2} B_0 [\chi_k^2 - 8\lambda\chi_k - 2\lambda^2] A_C, \quad B_C^- = \frac{1}{4} \frac{\sigma}{\gamma_0 \rho} \frac{T}{R_0^2} \chi_k^2 B_0 A_C,$$

$$A_S^+ = \frac{1}{8} \frac{R_0^2}{L^2} B_0 [\chi_k^2 + 8\lambda\chi_k - 2\lambda^2] A_S, \quad B_S^+ = \frac{1}{4} \frac{\sigma}{\gamma_0 \rho} \frac{T}{R_0^2} \chi_k^2 B_0 A_S,$$

$$A_S^- = \frac{1}{8} \frac{R_0^2}{L^2} B_0 [\chi_k^2 + 8\lambda\chi_k - 2\lambda^2] A_S, \quad B_S^- = \frac{1}{4} \frac{\sigma}{\gamma_0 \rho} \frac{T}{R_0^2} \chi_k^2 B_0 A_S.$$

Решение этого уравнения ищем в виде

$$\begin{aligned}
Z_1 = & A_1 \text{Sin}(\chi_k \zeta) + B_1 \text{Cos}(\chi_k \zeta) + \gamma_1 C_1 \zeta \text{Sin}(\chi_k \zeta) + \\
& + D_{1C}^+ \text{Cos}(\beta_+ \zeta) + D_{1C}^- \text{Cos}(\beta_- \zeta) + D_{1S}^+ \text{Sin}(\beta_+ \zeta) + D_{1S}^- \text{Sin}(\beta_- \zeta) \quad , \quad (24)
\end{aligned}$$

где $2\chi_k[\lambda^2 - 2\chi_k^2]C_1 = -8\frac{\gamma_0\rho}{\sigma}\frac{L^4}{R_0T^2}\left[\gamma_1 + \frac{1}{8}\frac{\chi_k^2}{\gamma_0\lambda}(\lambda^2 + \chi_k^2)G_1\right]B_0,$

$$D_{C,S}^{\pm} = -4\frac{\gamma_0\rho}{\sigma}\frac{L^2}{T}\left[4\frac{\gamma_0^2\rho}{\sigma}\frac{L^4}{R_0T^2} - \beta_{\pm}^2\left(\frac{L^2}{R_0^2} - \beta_{\pm}^2\right)\right]^{-1}\left[B_{C,S}^{\pm} - \frac{\sigma}{\gamma_0\rho}\frac{T}{R_0^2}\left(\frac{L^2}{R_0^2} - \beta_{\pm}^2\right)A_{C,S}^{\pm}\right].$$

Из условия (5) следует, что

$$\begin{aligned} k\pi A_1 &= -[\beta_+ D_{1S}^+ + \beta_- D_{1S}^-] \text{Cos} \lambda, \\ k\pi\gamma_1 C_1 &= [\beta_+ D_{1C}^+ + \beta_- D_{1C}^-] \text{Sin} \lambda, \end{aligned} \quad (25)$$

тогда

$$\gamma_1 = -\frac{1}{32}\left(\frac{\sigma}{\gamma_0\rho}\right)^2 \frac{T^2}{R_0^2 L^2} \left[\frac{L^2}{R_0^2} - 2(k\pi)^2\right] \frac{\text{Cos} \lambda}{\text{Sin} \lambda} (\text{tg} \theta_- - \text{tg} \theta_+). \quad (26)$$

Антисимметричные возмущения. Решения в нулевом приближении в этом случае представим, как

$$Z_0 = B_0 \text{Sin} \left[\left(\frac{\pi}{2} + \kappa\pi \right) \zeta \right], \quad X_0 = D_0 \text{Sin} \left[\left(\frac{\pi}{2} + \kappa\pi \right) \zeta \right], \quad \kappa = 1, 2, \dots, \quad (27)$$

при этом

$$\gamma_0^2 = \frac{1}{4} \left(\frac{\pi}{2} + \kappa\pi \right)^2 \frac{R_0}{L} \left[\left(\frac{L}{R_0} \right)^2 - \left(\frac{\pi}{2} + \kappa\pi \right)^2 \right], \quad \kappa = 1, 2, \dots \quad (28)$$

Из этого выражения видно, что для жидкого цилиндра, условие устойчивости - $Re(\gamma_0) < 0$ выполняется при

$$\frac{L}{R_0} < \frac{\pi}{2}. \quad (29)$$

Продельывая те же вычисления, получим, что

$$\gamma_1 = -\frac{1}{32}\left(\frac{\sigma}{\gamma_0\rho}\right)^2 \frac{T^2}{R_0^2 L^2} \left[\frac{L^2}{R_0^2} - 2(k\pi)^2\right] \frac{\text{Cos} \lambda}{\text{Sin} \lambda} (\text{tg} \theta_- + \text{tg} \theta_+). \quad (30)$$

Из проделанного анализа видно следующее: для антисимметричных возмущений перетяжка менее устойчива, т.е. она теряет устойчивость при меньших относительных длинах ($L/R_0 > \pi/2$), чем в случае симметричных возмущений.

Чтобы оценить насколько результаты, проведенного теоретического анализа, соответствуют реальным условиям были проведены тестовые эксперименты. Два стеклянных шарика диаметром $12 \cdot 10^{-3}$ м смачивались определенным объемом воды и затем отводились в стороны друг от друга с помощью винтового устройства до момента разрыва перетяжки. Через определенные промежутки времени делались фотографии. Затем по фотографии предшествующей моменту разрыва приближенно определялись длина и диаметр перетяжки и вычислялось их отношение. Наиболее типичные примеры перетяжек приведены на рис. 2. На этом рисунке перетяжки изображены в моменты времени предшествующие разрыву.

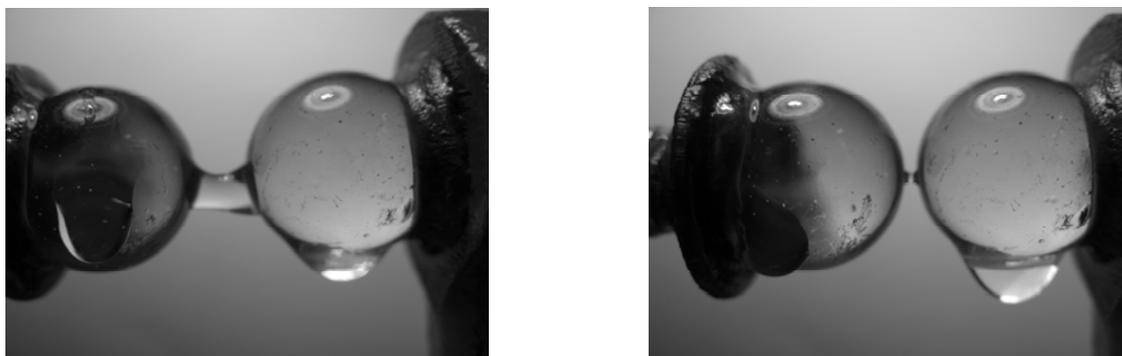


Рис. 2 - Примеры перетяжек жидкости.

Величина отношения L/R в экспериментах колебалась от 1.2 до 1.92. Как видно из приведенных рисунков форма перетяжки заметно отличается от формы кругового цилиндра с плоскими основаниями, поэтому и длина и радиус перетяжки измерялись со значительными погрешностями. Так, например, для эксперимента, изображенного на левой части рис. 2, величина отношения L/R при различных измерениях колебалась в пределах от 1.46 до 1.92. Теория дает значение 1,57. Учитывая это, в целом, по всем экспериментам можно сделать вывод, что полученные теоретические зависимости показывают удовлетворительное согласование с экспериментальными данными.

Зная оценки значений размеров перетяжки в момент потери устойчивости можно с использованием данных работы [1] определить максимальную силу, стягивающую частицы.

Полученные результаты дают некоторую теоретическую основу для определения мощности вибрационных аппаратов при создании условий более оптимального обезвоживания рудной массы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зимон, А.Д. Аутогезия сыпучих материалов / А.Д. Зимон, Е.И. Андрианов. - М.: Металлургия, 1978. - 288 с.
2. Стрэт, Дж. В. (Лорд Рэлей) Теория звука / Дж. В. Стрэт. - Т. 2. - М.-Л.: ОГИЗ, 1944. - 476 с.

3. Шкадов, В. Я. Некоторые методы и задачи теории гидродинамической устойчивости: научные труды / В.Я. Шкадов. – М.: МГУ ин-т механики, 1973. - № 25. – 192 с.
4. Распыливание жидкостей [Текст] / Ю. Ф. Дитяткин, Л. А. Клячко, Б. В. Новиков, В.И. Ягодкин. - 2-е изд., доп и перераб. - М.: Машиностроение, 1977. - 207 с.
5. Соковишин, Ю. А. Теория струй несмешивающихся жидкостей / Ю.А. Соковишин, В.И. Елисеев, В.И. Коровкин. - Л.: ЛГУ, 1990. - 184 с.
6. Определение условий равновесного состояния частицы, висящей на перетяжке жидкости / В. П. Надутый, В. И. Елисеев, В. И. Луценко, И. П. Хмеленко // Науковий вісник національного гірничного університету. – Днепропетровск, 2008. - № 10. - С. 46-49.
7. Саранин, В. А. Равновесие жидкостей и его устойчивость. Простая теория и доступные опыты / В.А. Саранин. - М.: Институт компьютерных исследований, 2002. – 144 с.

УДК 622.794.3:622.74.3

Канд. техн. наук А.И. Шевченко
(ИГТМ НАН Украины)

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЕЗВОЖИВАНИЯ МИНЕРАЛЬНОГО СЫРЬЯ С ПОМОЩЬЮ НИЗКОЧАСТОТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ НА НЕПОДВИЖНОЙ ПРОСЕИВАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

Наведено результати досліджень зневоднювання матеріалу з допомогою низькочастотних звукових коливань на нерухомій просіваючій поверхні. Встановлено залежності вологості матеріалу від частоти звуку, рівня звуку, тривалості зневоднення та питомого навантаження.

RESEARCH OF DEHYDRATION OF MINERAL RAW MATERIALS BY MEANS OF LOW-FREQUENCY ACOUSTIC FLUCTUATIONS ON THE MOTIONLESS SIFTING SURFACE

Results of researches of dehydration of a material by means of low-frequency sound fluctuations on a motionless sifting surface are resulted. Dependences of humidity of a material on frequency of fluctuations of a sound, level of a sound, duration of dehydration and specific loading are established.

Для интенсификации процессов обогащения минерального сырья перспективными являются способы, основанные на физических воздействиях, среди которых важное место занимают вибрационные и акустические [1-11].

Механические колебания используют для интенсификации технологических процессов более полувека. Широко применяют вибрационную технику для решения различных задач обогащения минерального сырья. В последние десятилетия ведутся широкие исследования по использованию акустических колебаний для интенсификации таких технологических процессов, как промывка, классификация, обезвоживание и др. [1].

В отличие от вибрационной акустическая техника позволяет получать высокие значения колебательной скорости и ускорения в больших технологических объемах обрабатываемых сред. С середины шестидесятых годов ведутся исследования по применению низкочастотных звуковых и инфразвуковых колебаний в технологии обогащения совместно с разработкой акустических источников промышленного типа.