ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՔԻՄԻԱԿԱՆ ԱՄՍԱԳԻՐ
АРМЯНСКИЙ ХИМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ
XXVIII, № 5, 1975

УДК 532.613.2

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ ВЕЩЕСТВ

С. М. ИСААКЯН

Ереванский филиал по автоматике Всесоюзного научно-исследовательского института текстильного и легкого машиностроения

Поступило 25 VI 1974

На основании обнаруженного подобия движения твердых шариков в вязкой жидкости и жидких шариков в газовой среде [3,4] с помощью теории гидродинамического подобия получена формула (17) для натяжения на контакте веществ, находящихся в любом фазовом состоянии. Она проверена справочными данными для контакта газа с жидкостью и собственными измерениями частот колебания для контакта с твердыми телами. Расхождение—5—6,%.

Табл. 1, библ. ссылок 8.

В литературе отсутствуют данные относительно натяжения на контакте твердых веществ с жидкими или газообразными средами. Отсутствуют также методы непосредственного измерения натяжения на поверхности твердых тел, если не считать электрохимический метод [1,2], относящийся к системе электрод—электролит.

В настоящей работе сделана попытка определения молекулярного натяжения на контакте твердых тел со средой, исходя из гидродинамического подобия падения шарообразных тел в вязкой среде при всех сочетаниях контактируемых материалов шара и среды.

В [3,4] было установлено, что падение шара в вязкой среде происходит по спиральной траектории, обусловленной колебанием и вращением шара.

Было установлено также [4], что частота колебания подчиняется закономерности

$$N_n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n(n^2-1)(n+2)T}{[(n+1)\rho_0 + n\rho]\, r^3}}, \tag{1}$$

полученной Рэлеем-Ламбом для колебания жидкого шара в газовой среде, где T — поверхностное натяжение на шаре; ρ_0, ρ — плотности материалов шара и среды; r — радиус шара; $n = 2, 3, 4...$ — порядок действующей гармоники.

Скорость падения шара v при малых числах Рейнольдса ($\mathrm{Re} = 0 - 32$) определяется зависимостью [4]

$$\mathrm{St} = 0{,}1585\, \mathrm{Re}^{0{,}8219}, \tag{2}$$

где $\mathrm{St} = \frac{l}{d} = \frac{v}{N_2 d}$ — число Струхаля (безразмерное); $\mathrm{Re} = \frac{vd}{\nu}$ — число Рейнольдса (безразмерное); ν — кинематический коэффициент вязкости среды, *см²/сек*; d — диаметр шара, *см*; $l = \frac{v}{N_2}$ — шаг колебания траектории падения шара, *см*.

Если скорость падения шара определить по формуле Стокса (при $\mathrm{Re} < 0{,}5$), то из зависимостей (1) и (2) можно определить молекулярное натяжение T на его поверхности.

Покажем, что зависимость $\mathrm{St} = f(\mathrm{Re})$ действительно моделирует падение шара в вязкой среде.

Строгим доказательством подобия гидродинамических процессов является тождественность дифференциальных уравнений и определяющих их начальных и граничных условий.

Если обтекание рассматриваемого шара вязкой жидкостью описывается уравнением Навье-Стокса

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (\bar{v}, \operatorname{grad}) \bar{v} = \bar{F} - \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} P + \nu \nabla^2 \bar{v}, \tag{3}$$

где t — время; $\bar{F}$ — вектор массовых сил, действующих в единице массы жидкости; ∇^2 — оператор Лапласа, то для подобного ему движения другой жидкости, обтекающей шар с другими параметрами, уравнением движения будет

$$\frac{\alpha_v}{\alpha_t} \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{\alpha_v^2}{\alpha_l} (\bar{v}, \operatorname{grad}) \bar{v} = \frac{\alpha_v}{\alpha_t} \bar{F} - \frac{\alpha_p}{\alpha_l \alpha_\rho} \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} P + \frac{\alpha_\nu \alpha_v}{\alpha_l^2} \nu \nabla^2 \bar{v}, \tag{4}$$

где

$$\alpha_l = \frac{l_2}{l_1}, \quad \alpha_t = \frac{t_2}{t_1}, \quad \alpha_v = \frac{v_2}{v_1}, \quad \alpha_\nu = \frac{\nu_1}{\nu_2} \quad \text{и т. д.} \tag{5}$$

представляют масштабные коэффициенты перехода геометрических, кинематических и динамических параметров задачи.

Умножив уравнение (4) на α_l/α_v^2, получим:

$$\frac{\alpha_l}{\alpha_v \alpha_t} \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (\bar{v}, \operatorname{grad}) \bar{v} = \frac{\alpha_l}{\alpha_t \alpha_v} \bar{F} + \frac{\alpha_p}{\alpha_v^2 \alpha_\rho} \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} P + \frac{\alpha_\nu}{\alpha_v \alpha_l} \nu \nabla^2 \bar{v}. \tag{6}$$

Чтобы уравнения (3) и (6) представляли подобные движения, необходимо, чтобы коэффициенты, появившиеся в уравнении (6), были равны таковым в уравнении (3), т. е.

$$\frac{\alpha_l}{\alpha_v \alpha_t} = 1, \tag{7}$$

$$\frac{\alpha_p}{\alpha_\rho \alpha_v^2} = 1, \tag{8}$$

$$\frac{\alpha_\nu}{\alpha_v \alpha_l} = 1. \tag{9}$$

При подстановке в (7), (8), (9) значений a_i по (5) нетрудно в (7) узнать число Струхаля, в (9)—Рейнольдса.

Для анализа критерия (8) подставим в него

$$dp = \Delta P = \frac{2T}{d}, \tag{10}$$

согласно формуле Лапласа, где ΔP — перепад давления на кривой жидкой пленке*.

Тогда критерий (8) выявится как удвоенное число Вебера

$$We = \frac{2T/\rho}{v^2 d}. \tag{11}$$

Видоизменением критерия Струхаля (7) подстановкой в него частоты колебания по формуле (1) получаем

$$\mathrm{St} = \frac{KT^{0,5}/(3\rho_0 + 2\rho)^{0,5}}{vd}, \tag{12}$$

которое в сущности представляет число Вебера в степени 0,5 (K—постоянная).

Заметим, что критериальное уравнение подобия $\mathrm{St} = f(\mathrm{Re})$ в данном случае соответствует требованию π-теоремы теории размерностей, гласящей о том, что число безразмерных критериев равно числу определяющих задачу независимых переменных—5, минус три. Следовательно, число безразмерных критериев—2.

Таким образом, правильно построенная зависимость $\mathrm{St} = f(\mathrm{Re})$ должна моделировать спиральное падение шара в вязкой среде. Считая за таковую формулу (2), исключим из нее скорость падения шара по Стоксу:

$$v = \frac{d^2(\rho_0 - \rho)g}{18\mu}, \tag{13}$$

где g—ускорение силы тяжести, *см/сек²*; μ—динамический коэффициент вязкости среды, *дин·сек/см²*.

Определим тот диаметр шарика, который в данной жидкости создает скорость, обеспечивающую, например, условие $\mathrm{Re}=0,3$. С этой целью умножим (13) на d и разделим на ν, получим

$$\mathrm{Re} = \frac{d^3 g\rho(\rho_0 - \rho)}{18\mu^2}, \tag{14}$$

откуда при $\mathrm{Re} = 0,3$

---

* Законность применения (10) к контакту твердое—жидкое подчеркнута Г. Гельмгольцем, а замена перепада давления ΔP его дифференциалом исходит из факта бесконечно малой толщины граничной пленки на контакте фаз [5].

$$d = \sqrt[3]{\frac{5{,}4\mu^2}{g\rho(\rho_0 - \rho)}}. \qquad (15)$$

Подстановкой (15) в (13) получаем

$$v = 0{,}171 \sqrt[3]{\frac{g\mu(\rho_0 - \rho)}{\rho^2}}. \qquad (16)$$

Для подобранного значения диаметра шарика (15), $Re=0{,}3$, частоты колебания по (1) определяем поверхностное натяжение T, удовлетворяющее (2):

$$T = 28{,}2\,(3\rho_0 + 2\rho) \sqrt[3]{\frac{\nu^4(\rho_0 - \rho)}{\rho}}. \qquad (17)$$

Выражение (17) не зависит ни от скорости падения шара, ни от его размера. Оно определяется физическими постоянными контактируемых материалов и должно быть верно для всех сочетаний контактируемых сред, кроме случая твердое— твердое.

Проверка (17) для системы жидкость—газ произведена по справочным данным и приводится в таблице*.

Таблица

Контакт	Плотность, *г/см*^{3}	*T, дин/см*		Примечание
		по (17)	измеренное	
Калий—воздух	0,86	102,0	95,0	[6, 7]
Вода—воздух	1,0	72,7	72,7	[6]
Свинец—воздух	11,34	398,0	394,0	[6, 7]
Ртуть—воздух	13,55	505,0	475,0	[6]
Золото—воздух	19,33	806,0	612—1018	[6, 7]

Натяжение на контакте твердое-жидкое проверено для стали с водой ($T=2{,}9$ *дин/см* [4]), кварца с водой ($T=0{,}74$ *дин/см* [8]) через частоты колебания: стального шарика в воде [4], воды в стальной трубе [4], кварцевого песка в воде [8] и др.

Расхождение значений T по формуле (17) с экспериментальными данными не превышает 5—6%. Оно складывается из допущений, заключающихся в исходных положениях, использованных при получении этой зависимости.

Несмотря на приближенность полученного результата, формула (17) удовлетворительно отражает величину молекулярного натяжения, действующего на контакте сред с разными физико-химическими параметрами.

* Металлы испытаны в жидком виде.

Она проста в употреблении и при отсутствии метода измерения натяжения на твердом теле является важным способом в количественной оценке явлений разных областей науки.

ՆՅՈՒԹԵՐԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԱՅԻՆ ԼԱՐՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՄԱՆ ՀԻԴՐՈԴԻՆԱՄԻԿ ԵՂԱՆԱԿ

Ս. Մ. ԻՍԱՀԱԿՅԱՆ

Մոլեկուլյար լարվածությունը հեղուկի և գազի մերձեցման մակերևույթում հայտնի է և ունի չափման մեթոդ։ Պինդ նյութի և այլ միջավայրերի միջև այն քանակապես չի գնահատված։ Նախկինում հաստատված էր, որ հեղուկ և պինդ գնդային մարմինների տատանումները միևնույն օրինաչափությանն են ենթարկվում, որտեղից բխեցրած էր նրանց դինամիկական նմանությունը։

Ներկա աշխատանքում ցույց է տված, որ այդ նմանությունը հուսալի կերպով արտահայտվում է $St = f(Re)$ *չափազուրկ առնչությամբ։ Այստեղից որոշված է ցանկացած նյութերի մերձեցման մակերևույթում մոլեկուլյար լարվածության չափը՝ (17) բանաձևով։ Այն ստուգված է պինդ մարմինների համար՝ տատանման հաճախականությամբ, հեղուկ-գազ առնչության համար՝ գրականության տվյալներով։*

A NEW METHOD FOR THE DETERMINATION OF SURFACE TENSION AT THE LIQUID-SOLID INTERFACE

S. M. ISAHAKIAN

It has been foond, that liquid-solid surface tension, as well as liquid-gas surface tension may be determined by formula (17) with a precision of 5—6%.

Formula (17) was obtained by means of the hydrodynamical similarity of oscillating solid and liquid spheres in a wiscous medium..

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. Я. Гохштейн,* Электрохимия, 2, 1318 (1966).
2. *А. Я. Гохштейн,* Зав. лаб., 32, 816 (1966).
3. *С. М. Исаакян, А. М. Гаспарян,* Изв. АН АрмССР. Сер. техн. наук, 18, 15 (1965).
4. *С. М. Исаакян,* ДАН Арм. ССР, 55, 17 (1972).
5. *И. С. Громека,* Очерк теории капиллярных явлений. Собр. соч., Изд. АН СССР, М., 1952, стр. 27.
6. Справ. химика, т. 1, 1963, стр. 27.
7. *Б. В. Белогуров,* ЖФХ, 34, 440 (1960).
8. *С. М. Исаакян,* ТОХТ, 7, 288 (1973).