

01;03

Волновое течение вертикального ривулета

© С.П. Актершев, С.В. Алексеенко

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск
E-mail: sergey-aktershev@mail.ru

Поступило в Редакцию 4 сентября 2014 г.

Проведено численное моделирование трехмерных возбужденных волн на поверхности прямого вертикального ривулета. В численных расчетах впервые получены характеристики линейных и нелинейных регулярных волн в зависимости от частоты возбуждения. Показано, что дисперсионные зависимости ривулетного и пленочного течения существенно различаются. Выявлены некоторые особенности волновых режимов ривулетного течения.

Такой тип пленочного течения, когда жидкость стекает в виде множества струек, принято называть ручейковым или ривулетным течением, а отдельную струйку, ограниченную 2 контактными линиями, — ривулетом. Особое внимание к ривулетному течению обусловлено его прикладным значением, поскольку такое течение реализуется в различных аппаратах энергетики и химической технологии (абсорберах, ректификационных колоннах, испарителях), предназначенных для интенсификации процессов теплообмена. По сравнению с однородной пленкой жидкости динамика ривулета имеет ряд особенностей (наличие подвижных контактных линий, гистерезис угла смачивания, меандрирование и т.п.), поэтому теоретическое описание ривулетного течения является довольно трудной проблемой, а информация об этих особенностях получена в основном из экспериментов. Впервые волновая структура ривулета с прямыми контактными линиями экспериментально исследовалась в [1,2] при стекании жидкости по нижней части наклонного цилиндра и в [3] — по вертикальной пластине. В этих работах были изучены стационарные нелинейные волновые режимы, обнаружены новые виды волн, проведено сопоставление с известными характеристиками двумерного пленочного течения.

Большинство теоретических работ посвящено стационарным безволновым ривулетам (например, [4,5]), а теоретическое описание волн в ривулетах в литературе практически отсутствует. В данной работе

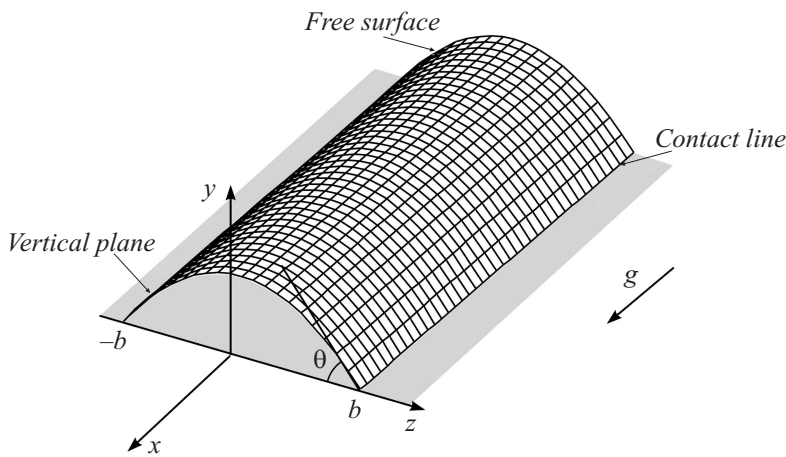


Рис. 1. Схема течения ривулета на вертикальной пластине.

впервые проведено численное моделирование возбужденных волн на поверхности прямого ривулета, стекающего по вертикальной плоской пластине. Расчеты проведены в широком диапазоне частоты возбуждения для различных значений угла смачивания. На рис. 1 показана схема течения тонкого слоя жидкости в виде ривулета постоянной ширины $2b$. В предположении, что толщина слоя h много меньше длины волны λ и полуширины ривулета b , трехмерные волны описываются системой уравнений модели [6], которые выведены в приближении пограничного слоя и в безразмерных переменных имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{6}{5} \left(\frac{\partial}{\partial x} \frac{q^2}{h} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{qm}{h} \right) &= \frac{3}{\text{Re}_m} \left(h - \frac{q}{h^2} \right) + hWe \frac{\partial \Delta h}{\partial x}, \\ \frac{\partial m}{\partial t} + \frac{6}{5} \left(\frac{\partial}{\partial z} \frac{m^2}{h} + \frac{\partial}{\partial x} \frac{qm}{h} \right) &= hWe \frac{\partial \Delta h}{\partial z} - \frac{3m}{\text{Re}_m h^2}, \\ \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\partial m}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \tag{1}$$

Масштабом расстояния является толщина невозмущенного слоя жидкости на оси симметрии ривулета h_0 , масштаб скорости — $u_m = gh_0^2/3\nu$,

4* Письма в ЖТФ, 2015, том 41, вып. 1

времени — $t_m = h_0/u_m$, расхода — $q_m = gh_0^3/3\nu$. Здесь $q(z) = \int_0^h u dy$,

$m(z) = \int_0^h w dy$ — расходы жидкости на единицу ширины, u, w — компоненты скорости в направлениях Ox, Oz , $\Delta h = \partial^2 h/\partial x^2 + \partial^2 h/\partial z^2$ — кривизна поверхности жидкости, $Re_m = hg_0^3/3\nu^2$ — число Рейнольдса, $We = (3Fi/Re_m^5)^{1/3}$ — число Вебера, $Fi = \sigma^3/\rho^3 g\nu^4$ — число Капицы, σ — коэффициент поверхностного натяжения, ρ — плотность, ν — кинематическая вязкость жидкости. Параметр h_0/b определяет угол смачивания на контактной линии $\theta = \arctg(2h_0/b)$.

Применительно к ривулетному течению уравнения (1) следует дополнить граничными условиями на контактной линии $h(x, b, t) = q(x, b, t) = m(x, b, t) = 0$ и условиями симметрии $m|_{z=0} = 0, \partial h/\partial z|_{z=0} = \partial q/\partial z|_{z=0} = 0$. Для невозмущенного (безволнового) течения ривулета решение уравнений (1) имеет вид

$$h = h_s(z) = 1 - z^2/b^2, \quad q = q_s(z) = h_s^3(z), \quad m = 0. \quad (2)$$

Волновые режимы ривулетного течения получены решением уравнений (1) с начальными условиями (2) конечноразностным методом. Волны генерировались на входе расчетной области, где задавались синусоидальные колебания расхода: $q(0, z, t) = q_s(1 + Q_a \sin 2\pi ft)$ (Q_a, f — заданные амплитуда и частота возбуждения). В зависимости от частоты возбуждения амплитуда волны растет или затухает вниз по потоку. Все расчеты сделаны для условий экспериментов [3], где использовались 2 жидкости с разными физическими свойствами: водный раствор этилового спирта (ВРЭС, $\sigma = 31 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}^2, \rho = 925 \text{ kg/m}^3, \nu = 2.65 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}, Fi^{1/3} = 427$) и водоглицериновый раствор (ВГР, $\sigma = 72.1 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}^2, \rho = 1060 \text{ kg/m}^3, \nu = 1.98 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}, Fi^{1/3} = 1280$). Проведенные для ВГР и ВРЭС 2 массива расчетов соответствуют сделанному в [3] разделению всех опытных данных на случаи „малого“ ($\theta = 6^\circ$) и „большого“ ($\theta = 23^\circ$) контактного угла.

В случае $Q_a \ll 1$ возмущения расхода q и толщины пленки h распространяются в виде линейных синусоидальных волн, экспоненциально растущих (или затухающих) вниз по потоку:

$$q = q_s + A(z) \sin(k(x - Ct)) \exp(\beta x), \quad h = h_s + B(z) \sin(k(x - Ct)) \exp(\beta x). \quad (3)$$

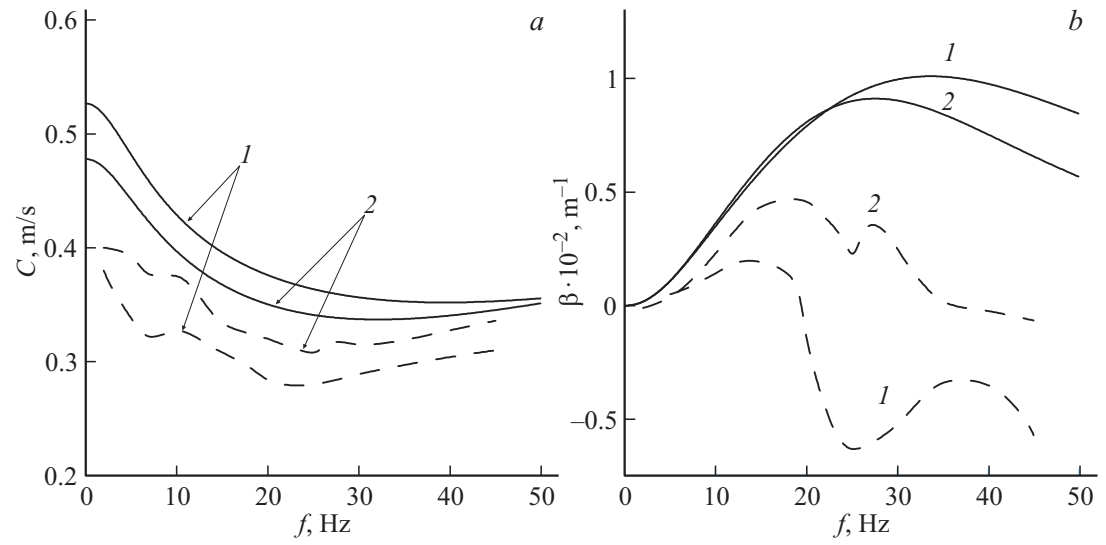


Рис. 2. Фазовая скорость (а) и пространственный инкремент (б) линейных волн в зависимости от частоты при $Re_m = 25$. Сплошные линии — пленка, штриховые линии — ривулет (1 — ВРЭС, 2 — ВГР).

Здесь $k = 2\pi h_0/\lambda$ — волновое число, β — пространственный инкремент, C — фазовая скорость волны, которые зависят от частоты возбуждения. По результатам расчетов линейных волн на участке их экспоненциального роста были построены дисперсионные зависимости $C(f)$ и $\beta(f)$. Длина волны определялась как расстояние между соседними пиками при $z = 0$, а фазовая скорость — по перемещению пиков. Пространственный инкремент определялся по отношению амплитуд колебаний расхода A_1, A_2 для 2 значений координаты x_1, x_2 по формуле

$$\beta = \ln(A_2/A_1)/(x_2 - x_1). \quad (4)$$

На рис. 2 показаны фазовая скорость и пространственный инкремент линейных волн в зависимости от частоты, рассчитанные для ВРЭС-ривулета ($b = 2 \cdot 10^{-3}$ м) и ВГР-ривулета ($b = 10^{-2}$ м) при $Re_m = 25$. Там же для сравнения приведены дисперсионные зависимости, рассчитанные для двумерных волн в пленке. На рис. 2, *a* видно, что для ривулетного течения зависимости $C(f)$ качественно подобны соответствующим зависимостям для пленочного течения. Пространственный инкремент (рис. 2, *b*) значительно меньше, а частотный диапазон неустойчивости более узкий, чем для пленочного течения (для ВРЭС-ривулета возмущения растут в диапазоне 3–19 Hz, для ВГР-ривулета — в диапазоне 4.4–35 Hz). Отметим неожиданную особенность ривулетного течения: кривые $\beta(f)$ имеют 2 максимума, между которыми расположен минимум. Для ВГР второй максимум лежит на частоте 27 Hz (инкремент положительный), а для ВРЭС — на частоте 37 Hz (инкремент отрицательный). Наличие 2 максимумов на зависимости $\beta(f)$ совершенно не характерно для пленочного течения и, видимо, является отличительной чертой ривулетного течения. Вопрос о физическом механизме этой особенности требует дальнейшего исследования.

При значениях Q_a в диапазоне 0.1–0.3 волны теряют синусоидальную форму уже вблизи входа. На рис. 3, *a* показана низкочастотная волна, которая имеет форму ступеньки (ВГР, $Re_m = 10$, $f = 1$ Hz). Существование волн ступенчатой формы, по-видимому, является характерной особенностью ривулетного течения. В случае пленочного течения возбужденные волны ступенчатой формы быстро разрушаются с образованием последовательности солитоноподобных пиков [7].

Нелинейные волны, развиваясь вниз по потоку, на некотором расстоянии от входа становятся установившимися. На рис. 3, *b* показано развитие волн среднечастотного диапазона (ВРЭС, $Re_m = 10$, $f = 10$ Hz).

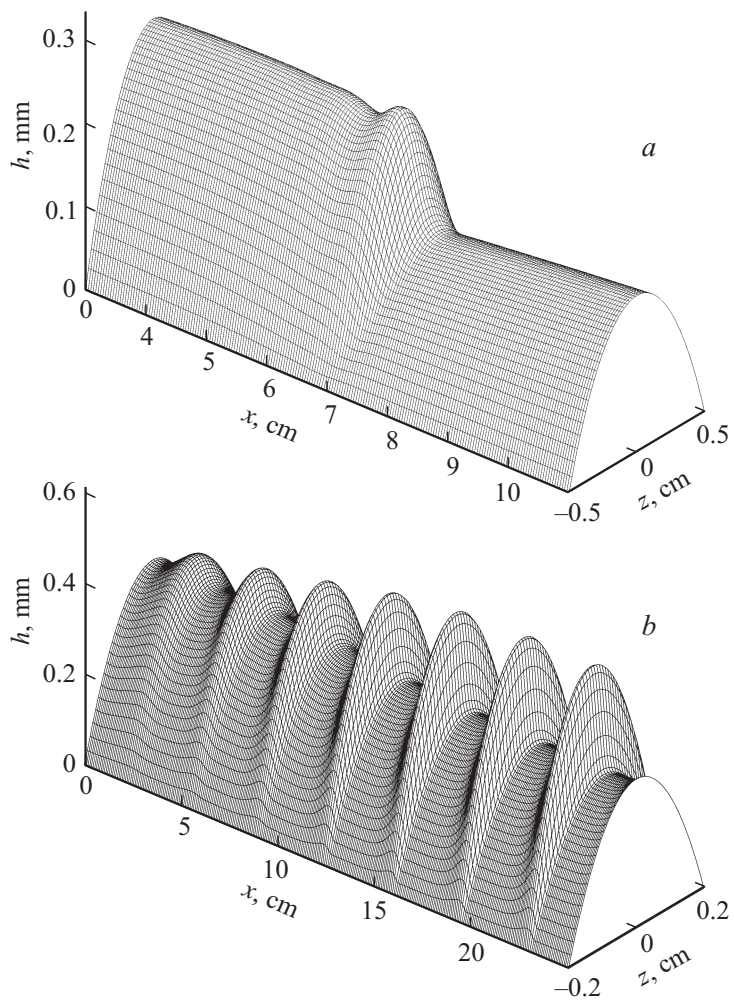


Рис. 3. Волновые поверхности ривулета при $Re_m = 10$; a — ВГР, $f = 1$ Hz; b — ВРЭС, $f = 10$ Hz.

Для средних частот развитая трехмерная волна имеет вид лопатки с крутым передним и пологим задним склонами. Расчеты для ВГР-ривулета показали, что при низких и средних частотах впереди основного пика имеется развитый капиллярный предвестник, а при высоких частотах (а для ВРЭС-ривулета при любой частоте) капиллярный предвестник не развивается. При низких частотах для ВГР-ривулета на участке развития волн наблюдается интересная особенность: на заднем склоне основного пика (который соответствует частоте возбуждения f) формируются промежуточные пики меньшей амплитуды. Из-за различия в скорости распространения основных и промежуточных пиков происходит их взаимодействие, в результате которого основные пики поглощают не успевшие развиться промежуточные пики.

В заключение отметим, что для анализа применимости используемой модели к волновому течению ривулета необходимо провести сравнение результатов систематических расчетов с имеющимися экспериментальными данными.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (номер проекта 14-29-00093).

Список литературы

- [1] *Alekseenko S.V., Markovich D.M., Shtork S.I.* // Phys. Fluids. 1996. V. 8. P. 3288.
- [2] *Alekseenko S.V., Antipin V.A., Bobylev A.V., Markovich D.M.* // Exp. Fluids. 2007. V. 43. N 2–3. P. 197.
- [3] *Алексеенко С.В., Бобылев А.В., Гузанов В.В., Маркович Д.М., Харламов С.М.* // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17. № 3. С. 371. [*Alekseenko S.V., Bobylev A.V., Guzanov V.V. et al.* // Thermophysics and Aeromechanics 2010. V. 17. N 3. P. 345.]
- [4] *Towell G.D., Rothfeld L.B.* // AIChE J. 1966. V. 12. N 5. P. 972.
- [5] *Perazzo C.A., Gratton J.* // J. Fluid Mech. 2004. V. 507. P. 367.
- [6] *Демехин Е.А., Шкадов В.Я.* // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 5. С. 21. [*Demekhin E.A., Shkadov V.Ya.* // Fluid Dynamics. 1984. V. 19. N 5. P. 689.]
- [7] *Alekseenko S.V., Nakoryakov V.Ye., Pokusaev B.G.* // AIChE. J. 1985. V. 31. P. 1446.