ЛИТЕРАТУРА

1. **Matsch L., Rice W.** An asymptotic solution for laminar flow of an incompressible fluid between rotating disks.— Trans. ASME. Ser. E. J. Appl. Mech., 1968, vol. 35, N 3.
2. **Мисюра В. И.** Ламинарное течение несжимаемой жидкости между двумя вращающимися дисками.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 5.
3. **Kreith F., Viviand H.** Laminar source flow between two parallel coaxial disks rotating at different speeds.— Trans. ASME. Ser E. J. Appl. Mech., 1967, vol. 34, N 3.
4. **Pearson C. E.** Numerical solution for time dependent viscous flow between two rotating coaxial disks.— J. Fluid Mech., 1965, vol. 21, pt 4.
5. **Barret K. E.** Numerical study of the flow between rotating coaxial discs.— J. Appl. Math. and Phys., 1975, vol. 26, N 6.
6. **Adams R., Rice W.** Experimental investigation of the flow between co-rotating disks.— Trans. ASME. Ser. E. J. Appl. Mech., 1970, vol. 37, N 3.
7. **Мисюра В. И.** Экспериментальное исследование течения несжимаемой жидкости между двумя вращающимися дисками.— Изв. высш. учеб. заведений. Энергетика, 1977, № 5.
8. **Тихонов А. Н., Арсенин В. И.** Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979.
9. **Самарский А. А., Николаев Е. С.** Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука, 1978.
10. **Boyd K. E., Rice W.** Laminar inward flow of an incompressible fluid between rotating disks with full peripheral admission.— Trans. ASME. Ser. E. J. Appl. Mech., 1968, vol. 35, N 2.
11. **Шиляев М. И., Арбузов В. Н.** Начальный гидродинамический участок течения жидкости между вращающимися дисками.— В кн.: Методы гидроаэромеханики в приложении к некоторым технологическим процессам. Томск: изд. Томск. ун-та, 1977.

УДК 532.51 + 532.62

СТАЦИОНАРНЫЕ ДЛИННЫЕ ВОЛНЫ В ЖИДКОЙ ПЛЕНКЕ НА НАКЛОННОЙ ПЛОСКОСТИ

Ю. А. Буевич, С. В. Кудымов

(Свердловск)

Нелинейные уравнения, описывающие волновое течение тонкой жидкой пленки, получают обычно при помощи дополнительного предположения о характере распределения продольной компоненты скорости по толщине пленки. Такой подход реализован при использовании системы двух уравнений для расхода жидкости и отклонения толщины пленки от значения, соответствующего неволновому ламинарному течению, в [1—3]. В [4—6] единственное эволюционное уравнение для толщины пленки также получается при помощи метода типа обычного метода Кармана — Польгаузена. При этом неизбежно возникает вопрос о пределах применимости получаемых уравнений и о допускаемой ими точности описания волнового процесса. Для ответа на этот вопрос необходимо, очевидно, использовать прямые методы вывода эволюционного уравнения, предполагающие одновременное определение профиля скорости в пленке [7—9]. Ниже это сделано при небольших пленочных числах Рейнольдса для течения по наклонной плоскости (рассматривавшегося ранее в [6, 10, 11]). Одно из полученных уравнений применено к исследованию слабонелинейных стационарных бегущих волн. В отличие от прежних исследований стационарных режимов все параметры таких волн определены однозначно.

1. Течение в пленке. Введем безразмерные переменные и параметры

$$t = \frac{u_0}{\lambda} t', \quad x = \frac{x'}{\lambda}, \quad y = \frac{y'}{h_0}, \quad \begin{Bmatrix} v_x \\ v_y \end{Bmatrix} = \frac{1}{u_0} \begin{Bmatrix} v_x' \\ v_y' \end{Bmatrix}, \tag{1.1}$$

$$\varphi = \frac{h - h_0}{h_0}, \quad p = \frac{\mathrm{Re}}{\rho u_0^2} p', \quad \mathrm{Re} = \frac{u_0 h_0}{\nu}, \quad \varepsilon = \frac{h_0}{\lambda},$$

$$T = \frac{3\varepsilon^3 \mathrm{We}}{\cos\alpha}, \quad \mathrm{We} = \frac{\sigma}{\rho g h_0^2}, \quad u_0 = \left(\frac{\cos\alpha}{3} \frac{g}{\nu}\right)^{1/3} Q^{2/3}, \quad h_0 = \left(\frac{3}{\cos\alpha} \frac{\nu Q}{g}\right)^{1/3}.$$

Здесь штрихами обозначены соответствующие размерные переменные; α — угол наклона плоскости к вертикали; λ — характерный продольный масштаб; под u_0 и h_0 понимаются средние скорость и толщина пленки в неволновом режиме. Уравнения, определяющие движение, в переменных (1.1) запишутся в виде

$$(1.2)\qquad \varepsilon\,\mathrm{Re}\left(\frac{\partial v_x}{\partial t}+v_x\frac{\partial v_x}{\partial x}-\int\limits_0^y\frac{\partial v_x}{\partial x}dy\,\frac{\partial v_x}{\partial y}\right)=\frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2}+\varepsilon^2\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2}-$$

$$-\varepsilon\frac{\partial p}{\partial x}+3,\quad \varepsilon\,\mathrm{Re}\left(\frac{\partial v_y}{\partial t}+v_x\frac{\partial v_y}{\partial x}-\int\limits_0^y\frac{\partial v_x}{\partial x}dy\,\frac{\partial v_y}{\partial y}\right)=$$

$$=\frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2}+\varepsilon^2\frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2}-\frac{\partial p}{\partial y}-3\operatorname{tg}\alpha,\quad \frac{\partial v_y}{\partial y}=-\varepsilon\frac{\partial v_x}{\partial x}.$$

Граничные условия к (1.2) имеют вид при $y=0$

$$(1.3)\qquad v_x=v_y=0;$$

при $y=1+\varphi$

$$(1.4)\qquad \left(\frac{\partial v_x}{\partial y}+\varepsilon\frac{\partial v_y}{\partial x}\right)\left[1-\varepsilon^2\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2\right]-4\varepsilon^2\frac{\partial v_x}{\partial x}\frac{\partial\varphi}{\partial x}=0,$$

$$-p\left[1+\varepsilon^2\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2\right]-2\varepsilon\frac{\partial v_x}{\partial x}\left[1-\varepsilon^2\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2\right]-2\varepsilon\left(\frac{\partial v_x}{\partial y}+\varepsilon\frac{\partial v_y}{\partial x}\right)\frac{\partial\varphi}{\partial x}=$$

$$=\frac{T}{\varepsilon}\left[1+\varepsilon^2\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2\right]^{-1/2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2},\quad v_y=\varepsilon\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}+v_x\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right).$$

Дополнительно будем использовать следующее следствие уравнения неразрывности:

$$(1.5)\qquad \frac{\partial\varphi}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\int\limits_0^{1+\varphi}v_x dy=0.$$

Обычно уравнение (1.5) рассматривается вместе с проинтегрированным по толщине пленки первым уравнением из (1.2); иногда интеграл от v_x исключается из этой системы двух уравнений. В любом случае нужны сведения о зависимости v_x от y.

Ниже считаем параметр длинноволновости ε малым и решаем задачу (1.2)—(1.4) методом малого параметра. Для этого необходимо взять $\varepsilon\mathrm{Re}\ll\ll 1$, т. е. число Рейнольдса не должно быть слишком большим. Величина φ и параметры $\varepsilon\operatorname{tg}\alpha$ и T могут иметь в общем случае порядок единицы, что позволяет рассматривать течения жидкостей с высоким поверхностным натяжением по плоскостям, слабо наклоненным к горизонтальной, когда значительный вклад в волнообразование могут вносить гравитационные волны. (Например, для воды при $\cos\alpha\sim 1$ и $\mathrm{Re}\sim 1$ имеем $T\sim 10^4\varepsilon^3$, так что для реальных длинных волн параметр T вовсе не обязательно мал.)

Полагая

$$\begin{Bmatrix}v_x\\ v_y\end{Bmatrix}=\sum_{n=0}^{\infty}\varepsilon^n\begin{Bmatrix}v_x^{(n)}\\ v_y^{(n)}\end{Bmatrix},\quad p=\frac{p^*}{\varepsilon}+\sum_{n=0}^{\infty}\varepsilon^n p_n,$$

получаем решение следующей из (1.2)—(1.4) задачи нулевого приближения:

$$(1.6)\qquad v_x^{(0)}=\left(3+T\frac{\partial^3\varphi}{\partial x^3}\right)\left(1+\varphi-\frac{y}{2}\right)y,\quad v_y^{(0)}=0,$$

$$p^*=-T\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2},\quad p_0=3\operatorname{tg}\alpha\,(1+\varphi-y).$$

Учитывая в (1.2)—(1.4) члены порядка ε и используя (1.6), получаем и решаем задачу первого приближения. Здесь выпишем только выражение для $v_x^{(1)}$:

$$v_x^{(1)} = -\left[3\,\mathrm{tg}\,\alpha \frac{\partial \varphi}{\partial x}\eta + \mathrm{Re}\sum_{i=2}^{5}\frac{V_i}{i}\eta^i\right]y + \tag{1.7}$$
$$+\frac{3}{2}\,\mathrm{tg}\,\alpha\frac{\partial\varphi}{\partial x}y^2 + \mathrm{Re}\sum_{i=2}^{5}\frac{V_i}{i\,(i+1)}y^{i+1}.$$

В (1.7) введены следующие функции φ и ее производных:

$$V_2 = \frac{\partial F}{\partial t},\ V_3 = \frac{1}{2}\left(H\frac{\partial F}{\partial x} - T\frac{\partial^4\varphi}{\partial t\partial x^3}\right), \tag{1.8}$$
$$V_4 = -\frac{1}{3}TG,\ V_5 = \frac{1}{12\eta}TG,\ \eta = 1 + \varphi,$$
$$F = 3\varphi + T\frac{\partial^3\varphi}{\partial x^3}\eta,\ H = \left(3 + T\frac{\partial^3\varphi}{\partial x^3}\right)\eta,\ G = H\frac{\partial^4\varphi}{\partial x^4}.$$

Выражения для $v_x^{(0)}$ и $v_x^{(1)}$ в (1.6), (1.7) определяют профиль скорости в пленке в первом приближении по параметру длинноволновости. Этот профиль весьма существенно отличается от обычно постулируемого параболического.

2. Эволюционные уравнения. Вычисляя теперь интеграл в (1.5), имеем

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left[\left(1 + \frac{1}{3}T\frac{\partial^3\varphi}{\partial x^3}\right)\eta^3\right] - \varepsilon\frac{\partial}{\partial x}\left[\mathrm{tg}\,\alpha\frac{\partial\varphi}{\partial x}\eta^3 + \right. \tag{2.1}$$
$$\left. + \mathrm{Re}\left(\frac{5}{24}V_2 + \frac{3}{20}V_3\eta + \frac{7}{60}V_4\eta^2 + \frac{2}{21}V_5\eta^3\right)\eta^4\right] = 0,$$

причем величины V_i определены в (1.8).

Ограничиваясь исследованием слабонелинейных волн ($\varphi \ll 1$), из (2.1) легко получить разные частные варианты эволюционного уравнения. При этом очень важно сразу же учитывать соотношение между малыми параметрами ε и φ. Например, если $\varepsilon\,\mathrm{Re} \lesssim \varphi^2$, то при $\varepsilon\,\mathrm{tg}\,\alpha \sim 1$ и $T \sim 1$, заменяя в членах высшего порядка в (2.1) производную $\partial/\partial t$ на $-3\partial/\partial x$ в соответствии с линеаризованной формой (2.1) получим

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} + 3(1+\varphi)^2\frac{\partial\varphi}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left[(1 + 3\varphi + 3\varphi^2)\left(\frac{1}{3}T\frac{\partial^3\varphi}{\partial x^3} - \varepsilon\,\mathrm{tg}\,\alpha\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)\right] + \tag{2.2}$$
$$+ \varepsilon\,\mathrm{Re}\left(\frac{6}{5}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{15}{56}T\frac{\partial^5\varphi}{\partial x^5}\right) = 0.$$

Но полученные уравнения неприменимы, вообще говоря, при $\varepsilon\,\mathrm{Re} \sim \varphi$. Действительно, использование (2.2) с учетом членов третьего порядка по φ в этом случае означало бы превышение точности. Более того, в этом случае нет гарантии, что члены порядка $(\varepsilon\,\mathrm{Re})^2\varphi$, которые не учитываются в (2.1), на самом деле меньше оставленных там членов третьего порядка по φ и нулевого по ε. Указанные простые соображения в исследованиях пленочных течений весьма часто игнорируются.

В случае, когда $\varepsilon\,\mathrm{tg}\,\alpha \ll 1$ и $T \ll 1$, из (2.2) получаем уравнение

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} + 3(1+\varphi)^2\frac{\partial\varphi}{\partial x} + \varepsilon\left(\frac{6}{5}\mathrm{Re} - \mathrm{tg}\,\alpha\right)\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{1}{3}T\frac{\partial^4\varphi}{\partial x^4} = 0, \tag{2.3}$$

переходящее в хорошо известное, если пренебречь в нем членами порядка φ^3. Очевидно, что последнее адекватно, $(\varepsilon\,\mathrm{Re})^2 \ll \varphi \ll (\varepsilon\,\mathrm{Re})^{1/2}$. При нарушении первого неравенства наряду с членами порядка φ^2 надо учитывать и опущенные в (2.1)—(2.3) члены порядка $\varepsilon^2\varphi$, а при нарушении второго неравенства в (2.3) нельзя пренебрегать членами $\sim\varphi^3$.

3. Стационарный волновой режим. Для упрощения рассматриваем стационарные бегущие волны только при $\mathrm{tg}\,\alpha \lesssim 1$, $T \lesssim \varepsilon$. Как хорошо известно [12] (но не всегда учитывается в исследованиях волновых течений пленки), при анализе близкого к гармоническому волнового режима с точностью до членов порядка квадрата амплитуды основной гармоники в эволюционном уравнении нужно оставлять члены вплоть до третьего порядка по амплитуде. Поэтому используем уравнение в форме (2.3). Выбирая продольный масштаб тоже равным h_0 ($\varepsilon = 1$), перепишем (2.3) в виде

$$\text{(3.1)}\quad \frac{\partial\varphi}{\partial t} + 3(1+\varphi)^2\frac{\partial\varphi}{\partial x} + A\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + B\frac{\partial^4\varphi}{\partial x^4} = 0, \quad A = \frac{6}{5}\,\mathrm{Re} - \operatorname{tg}\alpha, \quad B = \frac{\mathrm{We}}{\cos\alpha}.$$

Если в системе устанавливается стационарный периодический режим, характеризуемый длиной волны λ, то справедливо представление

$$\text{(3.2)}\qquad \varphi = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Phi_n e^{in(\omega t - kx)}, \quad \omega = \Omega - i\gamma, \quad k = 2\pi\frac{h_0}{\lambda},$$

причем k, Ω и γ действительны, а условие действительности φ дает $\Phi_{-n} = \Phi_n^*$, где звездочка означает комплексное сопряжение. Ограничиваясь членами порядка $q = \Phi_1\Phi_{-1} = |\Phi_1|^2$, учитываем в (3.2) только гармоники с $|n| \leqslant 2$. Из (3.1), (3.2) получаем

$$\text{(3.3)}\qquad [i(\omega - 3k) + Bk^4 - Ak^2]\,\Phi_1 - 6ik\Phi_0\Phi_1 - 6ik\Phi_{-1}\Phi_2 - 3ik\Phi_{-1}\Phi_1^2 = 0,$$

$$[i(\omega - 3k) + 8Bk^4 - 2Ak^2]\,\Phi_2 - 3ik\Phi_1^2 = 0.$$

Отсюда следует

$$\text{(3.4)}\qquad i(\omega - 3k) + Bk^4 - Ak^2 + \left[\frac{18k^2}{i(\omega - 3k) + 8Bk^4 - 2Ak^2} - 3ik\right]q - 6ik\Phi_0 = 0.$$

Последнее уравнение определяет ω (а следовательно, Ω и γ) как функцию безразмерного волнового числа k и квадрата амплитуды q. При $q \to 0$ из (3.4) имеем знакомое дисперсионное соотношение, следующее из линейной теории (используем $\Phi_0 \sim q$). В рассматриваемом случае, учитывая малость q, запишем $\Omega = \Omega_1(k) + \Omega_2(k)q$, $\gamma = \Gamma_1(k) + \Gamma_2(k)q$.

Стационарному режиму отвечает, очевидно, равный нулю инкремент нарастания колебаний; отсюда следует первое уравнение $\gamma = 0$ для двух неизвестных k и q. Второе уравнение получим из требования, чтобы это значение соответствовало максимуму значения γ, рассматриваемого как функция k при фиксированном q [12]. Это требование эквивалентно также условию максимальности q, рассматриваемого как функция k. Таким образом, имеем два уравнения, определяющие k и q: $\Gamma_1(k) + \Gamma_2(k)q = 0$, $d\Gamma_1(k)/dk + d\Gamma_2(k)q/dk = 0$.

Вычисления можно упростить, заметив, что значение Ω слабо отличается от значения $\Omega_0 = 3k$, получающегося из линейной теории. Это позволяет пренебречь величиной $i(\Omega - 3k)$ в члене в (3.4), пропорциональном q, так что получаем с принятой точностью

$$\Gamma_1(k) = Ak^2 - Bk^4, \quad \Gamma_2(k) = 18(A - 7Bk^2)^{-1},$$

и уравнения для k и q приобретают вид

$$\text{(3.5)}\qquad q = (k^2/18)(A - Bk^2)(7Bk^2 - A),$$

$$(A - 2Bk^2)(7Bk^2 - A) + 7Bk^2(A - Bk^2) = 0.$$

Решение второго уравнения в (3.5) имеет вид

$$\text{(3.6)}\qquad k = \left(\frac{16 + \sqrt{172}}{42}\,\frac{A}{B}\right)^{1/2} \approx 0{,}833\left(\frac{A}{B}\right)^{1/2},$$

поэтому квадрат амплитуды

$$\text{(3.7)}\qquad q \approx 0{,}046A^3/B.$$

Полагая $\Phi_1 = \sqrt{q}$, что всегда можно сделать за счет соответствующего выбора начала отсчета времени или продольной координаты, из второго уравнения (3.3) получаем выражение для Φ_2. Величину Φ_0 определяем из условия, чтобы безразмерный расход жидкости в пленке и при наличии волн был равен своему заданному значению (единице в переменных (1.1)). В результате с прежней точностью с учетом (3.6), (3.7) получаем

$$\Phi_0 \approx -2q,\ \Phi_2 \approx 0{,}935B^{1/2}qi/A^{3/2} \approx 0{,}043A^{3/2}i/B^{1/2}. \tag{3.8}$$

Поэтому скорость волны, согласно (3.4), (3.8), имеет вид

$$c = \Omega/k = 3(1-3q) \approx 3(1-0{,}138A^3/B), \tag{3.9}$$

а величина φ записывается в следующей окончательной форме:

$$\varphi \approx -0{,}092\frac{A^3}{B} + $$
$$+ 0{,}429\frac{A^{3/2}}{B^{1/2}}\cos k(x-ct) + 0{,}086\frac{A^{3/2}}{B^{1/2}}\sin 2k(x-ct),$$

причем k и c определены в (3.6), (3.9).

Отметим, что k из (3.6) существенно отличается от значения $k_0 = (A/2B)^{1/2} \approx 0{,}707(A/B)^{1/2}$, следующего для волн максимального роста из линейной теории. Условие неустойчивости неволнового ламинарного режима имеет вид $A > 0$. При его выполнении реализуется «мягкий» тип нарушения устойчивости: с увеличением «надкритичности» A величина q монотонно увеличивается от нуля [12, 13]. Рассмотренный стационарный волновой режим оказывается полностью определенным в отличие, например, от результатов в [1, 2].

Условия $\varepsilon \ll 1$ и $q^{1/2} \ll 1$ имеют соответственно вид $(A/B)^{1/2} \ll 2\pi \sim 10^{1/2} - 10$ и $A(A/B)^{1/2} \ll 10^{1/2} - 10$. Условие $\varepsilon \lesssim q$, позволяющее (при $\mathrm{Re} \sim 1$) пренебрегать всеми членами, кроме линейных в пропорциональной ε части уравнения (2.3), преобразуется к форме $A^3/B \gtrsim (A/B)^{1/2}$, т. е. $A^{5/2} \gtrsim B^{1/2}$. Если при малой надкритичности A параметр B намного больше A^5 (как это должно быть для жидкостей с большим поверхностным натяжением или в условиях пониженной гравитации), следует учитывать и квадратичные по φ члены в указанной части. В заключение заметим, что попытки (см., например, [11, 14]) получить из анализа уравнения типа (3.1) коэффициенты для высших гармоник в (3.2) не имеют смысла, так как это равнозначно превышению точности указанного уравнения.

Поступила 22 XII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. **Капица П. Л.** Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости.— ЖЭТФ, 1948, т. 18, вып. 1.
2. **Шкадов В. Я.** Волновые режимы течения тонкого слоя жидкости под действием силы тяжести.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 1.
3. **Lee J.** Kapitsa's method of film flow description.— Chem. Engng Sci., 1969, vol. 24, N 8.
4. **Накоряков В. Е., Шрейбер И. Р.** Волны на поверхности тонкого слоя вязкой жидкости.— ПМТФ, 1973, № 2.
5. **Алексеенко С. В., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г.** Волнообразование при течении пленки жидкости по вертикальной стенке.— ПМТФ, 1979, № 6.
6. **Накоряков В. Е., Алексеенко С. В.** Волны на наклонно стекающей пленке жидкости.— В кн.: Волновые процессы в двухфазных средах. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1980.
7. **Roskes G. J.** Three-dimensional long waves on a liquid film.— Phys. Fluids, 1970, vol. 13, N 6.
8. **Lin S. P.** Finite-amplitude side-band stability of a viscous film.— J. Fluid Mech., 1974, vol. 63, pt 3.
9. **Иванский А. П.** О нелинейных волнах на вертикальной пленке жидкости.— ПМТФ, 1980, № 2.
10. **Непомнящий А. А.** Устойчивость волновых режимов в пленке, стекающей по наклонной плоскости.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 3.

11. **Цвелодуб О. Ю.** Стационарные бегущие волны па вертикальной пленке жидкости.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 4.
12. **Пономаренко Ю. Б.** Об одном виде стационарного движения в гидродинамике.— ПММ, 1964, т. 28, вып. 4.
13. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Механика сплошных сред. М.: Гостехтеориздат, 1954.
14. **Цвелодуб О. Ю.** Стационарные бегущие волны на вертикальной пленке жидкости.— В кн.: Волновые процессы в двухфазных средах. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1980.

УДК 532.517.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ВСПЛЫВАЮЩИХ ВИХРЕВЫХ КОЛЕЦ

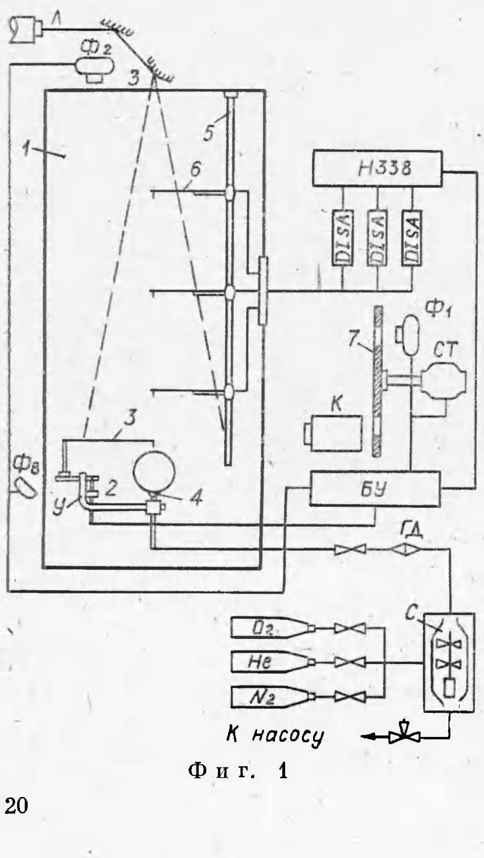
Б. И. Заславский, И. М. Сотников

(*Москва*)

Экспериментальное изучение динамики и внутренней структуры всплывающих вихрей-термиков начато еще в 50-х годах. Работы зарубежных ученых обобщены в [1]. В отечественной литературе вопросы, связанные с движением термиков, обсуждались в [2—5]. Экспериментальные данные, полученные как в первоначальных, так и в более поздних работах, не охватывают многих аспектов рассматриваемых явлений и в некоторых случаях противоречат друг другу. Цель данных исследований — изучить с возможно большей полнотой движение термиков при различных значениях начального дефицита веса. В предлагаемой работе приводятся описание установки и результаты проведенных на ней опытов.

1. Установка представлена на фиг. 1. В ее состав входят: герметичный бассейн *1* размерами $1{,}2\times1{,}2\times5$ м^3 с прозрачными боковыми стенками; устройство (У) для получения термиков; пневматическая и измерительная системы. В состав последней входят: термоанемометры (DISA), кино-(К) и фотокамеры, стробоскоп, а также аппаратура для визуализации картины движения термиков.

Устройство для получения термика состоит из патрубка с воронкообразным наконечником *4* для выдувания мыльного пузыря и пускового механизма, предназначенного для разрушения его оболочки.



Фиг. 1

Патрубок резиновым шлангом соединен с генератором дыма (Г$_д$) и далее со смесителем (С), куда из баллонов подавались гелий, азот, кислород. Парциальные давления каждого газа в смесителе измерялись с помощью манометра МВП-2,5, что позволяло определять плотность смеси с относительной погрешностью менее 1%.

Варьирование плотности в процессе исследований проводилось путем изменения долей гелия и азота. Доля кислорода во всех опытах была равна 2,5% по объему. Он добавлялся для подкрашивания табачным дымом подаваемой в мыльный пузырь смеси. Малое количество кислорода обеспечивало малую задымленность и, следовательно, небольшие относительные ошибки при окончательном определении начальной плотности термика.