

Результаты, отвечающие струе жидкости ДЭ (значения $\Pi_1 - \Pi_3$, Π_5 те же, что для рис. 3, учитывалось пять релаксационных мод) с $\sigma_0(0) = \rho_1 U_0^2 / 1,1$, показаны на рис. 6, где линия 1, полученная для $\sigma_0 = \text{const}$, практически совпадает с 1 рис. 5, 2 отвечает релаксации начального напряжения в соответствии с третьим равенством (3.14) и, естественно, отличается от 2 рис. 5, поскольку релаксация начального натяжения в струях жидкостей М (одномодовая модель) и ДЭ (многомодовая модель) идет по-разному; 3 — результаты для соответствующей струи ньютоновской жидкости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ентов В. М., Ярин А. Л. Динамика струй капельной жидкости. Препринт ИПМ АН СССР, 1979, № 127.
2. Ентов В. М., Ярин А. Л. Поперечная устойчивость струй капельной жидкости во встречном потоке воздуха.— ИФЖ, 1980, т. 38, № 5.
3. Ярин А. Л. Динамика изгибных возмущений струй нелинейно-вязких жидкостей, движущихся в воздухе.— ПМТФ, 1982, № 1.
4. Ярин А. Л. Численное исследование изгибной неустойчивости тонких струй капельных жидкостей.— ПМТФ, 1982, № 4.
5. Entov V. M., Yarin A. L. The dynamics of thin liquid jets in air.— J. Fluid Mech., 1984, v. 140.
6. Debye P., Daen J. Stability considerations of nonviscous jets exhibiting surface or body tension.— Phys. Fluids, 1959, v. 2, N 4.
7. Шульман З. П., Хусид Б. М. О распаде вязкоупругой струи.— В кн.: Тепло- и массоперенос: физические основы и методы исследований. Минск, 1979.
8. Хусид Б. М. Распад свободной струи вязкоупругой жидкости.— ПМТФ, 1982, № 1.
9. Астарита Дж., Марруччи Дж. Основы гидромеханики неньютоновских жидкостей.— М.: Мир, 1978.
10. Doi M., Edwards S. F. Dynamics of concentrated polymer systems. Part 3— The constitutive equation.— J. Chem. Soc. Faraday Trans., 1978, pt 2, v. 74, N 10.
11. Doi M., Edwards S. F. Dynamics of concentrated polymer systems. Part 4— Rheological properties.— J. Chem. Soc. Faraday Trans., 1979, pt 2, v. 75, N 1.
12. Graessley W. W. Some phenomenological consequences of the Doi— Edwards theory of viscoelasticity.— J. Polym. Sci., Polym. Phys. Ed., 1980, v. 18, N 1.
13. Menezes E. V., Graessley W. W. Nonlinear rheological behaviour of polymer systems for several shear-flow histories.— J. Polym. Sci., Polym. Phys. Ed., 1982, v. 20, N 10.
14. Doi M., Edwards S. F. Dynamics of concentrated polymer systems. Part 2— Molecular motion under flow.— J. Chem. Soc. Faraday Trans., 1978, pt 2, v. 74, N 10.
15. Ентов В. М. Об устойчивости капиллярных струй упруговязких жидкостей.— ИФЖ, 1978, т. 34, № 2.
16. Ентов В. М., Кордонский В. И. и др. Исследование распада струй реологически сложных жидкостей. Препринт Ин-та тепло- и массообмена АН БССР, 1980, № 2.

Поступила 14/X 1985 г.

УДК 536.253 + 532.529

К ВОПРОСУ О ФИЗИЧЕСКОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕРМИКОВ

Ю. А. Гостинцев, Ю. С. Матвеев, В. Е. Небогатов,
А. Ф. Солодовник

(Москва)

Для исследования процессов атмосферной конвекции, разработки безопасных методов эксплуатации и хранения взрывоопасных и токсичных смесей, ряда экологических проблем необходимо изучение нестационарных конвективных течений, возникающих при подъеме массы легкого газа в поле гравитационных сил (термик). Наибольший с практической точки зрения интерес представляют крупномасштабные турбулентные течения, общая сложность изучения которых обусловлена ограниченной возможностью получения непосредственных экспериментальных данных. В связи с этим особое значение приобретает изучение законов моделирования турбулентных термик.

Пусть в некоторый момент времени в открытом пространстве имеется свободный объем V_0 газа с плотностью ρ_0 , отличной от плотности окружающей среды ρ_a . Возникающее конвективное течение обусловлено действием силы $F = g(\rho_a - \rho_0)V_0$ — результирующей силы Архимеда и силы тяжести. Величина F для течений в нестратифицированной среде сохраняется во времени: $F = g \int_{V_\infty} (\rho_a - \rho(t))dV = g(\rho_a - \rho_0)V_0$, что явля-

ется следствием закона сохранения избыточного количества тепла для термика тепловой природы или массы легкого газа для концентрационного. Из входящих в задачу о динамике подъема плавучего облака размерных величин F (кг·м/с²), ρ_a (кг/м³), V_0 (м³), σ (м²/с), $\{\chi, D\}$ (м²/с), x (м), r (м), t (с) (σ и $\{\chi, D\}$ — кинематическая вязкость и коэффициент температуропроводности, диффузии, x и r — вертикальная и радиальная координаты какой-либо характерной точки облака, t — время), согласно П-теореме [1], можно записать

$$x = \Pi_0^{1/4} t^{1/2} f_1 \left(\frac{\sigma}{\Pi_0^{1/2}}, \frac{\{\chi, D\}}{\Pi_0^{1/2}}, \frac{V_0}{\Pi_0^{3/4} t^{3/2}} \right),$$

$$r = \Pi_0^{1/4} t^{1/2} f_2 \left(\frac{\sigma}{\Pi_0^{1/2}}, \frac{\{\chi, D\}}{\Pi_0^{1/2}}, \frac{V_0}{\Pi_0^{3/4} t^{3/2}} \right), \quad \Pi_0 = \frac{F}{2\pi\rho_a}.$$

Спустя некоторое время после начала движения, термик вследствие конвективного перемешивания с окружающей средой становится много больше своего начального размера, при этом параметр $V_0/(\Pi_0^{3/4} t^{3/2})$ может быть опущен из рассмотрения. Тогда для ламинарного конвективного подъема газа с отличной от окружающей среды плотностью при достаточно больших временах после начала движения

$$(1) \quad x = \Pi_0^{1/4} t^{1/2} f_1 \left(\frac{\sigma}{\Pi_0^{1/2}}, \frac{\{\chi, D\}}{\Pi_0^{1/2}} \right),$$

$$r = \Pi_0^{1/4} t^{1/2} f_2 \left(\frac{\sigma}{\Pi_0^{1/2}}, \frac{\{\chi, D\}}{\Pi_0^{1/2}} \right).$$

Если подъем облака происходит в турбулентном режиме, то вместо ламинарных коэффициентов переноса σ , χ , D следует использовать их турбулентные аналоги, которые уже не зависят от физических свойств среды и определяются самим течением [2]: $E = \nu \Pi_0^{1/2}$, $E_T = Pr_T \nu \Pi_0^{1/2}$, $E_D = Sc_T \nu \Pi_0^{1/2}$. Тогда для турбулентных термик

$$(2) \quad x = a \Pi_0^{1/4} t^{1/2}, \quad r = b \Pi_0^{1/4} t^{1/2}$$

(величины a и b зависят от констант ν , Pr_T , Sc_T).

Из (1) и (2) вытекает, что безразмерная скорость подъема термика $dx/dt/(\Pi_0^{1/4} t^{-1/2})$ одинакова для различных масштабов течения в турбулентном режиме и зависит от Π_0 в ламинарном режиме. Приведенные соотношения описывают законы подъема автомодельного термика, имеющего при $t = 0$ бесконечно малый размер и располагающегося в точке ($x = 0$, $r = 0$).

Проведены две серии экспериментов. В первой серии термик моделировался продуктами сгорания черного пороха. Навеска пороха помещалась в марлевом мешке на тонкой штанге и поджигалась. Подъем хорошо видимого облака нагретых продуктов сгорания фиксировался с помощью киносъемки. В лабораторных условиях эксперименты проводились с навесками 5, 10 и 20 г, поджигание производилось нагретой спиралью; в полевых условиях — с навесками в 3, 5 и 27 кг, а поджигание осуществлялось системой воспламенителей, симметрично расположенных на проволоочном каркасе по периферии заряда.

Запас плавучести облака продуктов сгорания n (кг) черного пороха (в допущении, что вся энергия порохового заряда переходит в тепло)

составляет $\Pi_0 = nQ_0g\beta/(2\pi\rho_a c_p) \approx 12,2n$ (M^4/c^2) ($Q_0=2800$ кДж/кг, $\beta \approx 1/300$ К, $g=9,81$ м/с², $\rho_a = 1,23$ кг/м³, $c_p = 1006$ Дж/(кг·град)).

При обработке экспериментов строился рабочий график — зависимость координаты верхней кромки облака x_k от $t^{1/2}$. Экстраполяция получаемого с некоторого момента времени линейного закона (автомодельная стадия подъема) до $t = 0$ дает положение виртуального источника x_0 . Окончательно строилась зависимость $(x_k + x_0)/\Pi_0^{1/4}$ от $t^{1/2}$. На рис. 1 приведены данные для зарядов 3, 5 и 27 кг (точки 1—3). Видно, что динамика подъема термиков в этих экспериментах описывается соотношением

$$(3) \quad x_k + x_0 \approx 4,35 \Pi_0^{1/4} t^{1/2},$$

что соответствует (2) при $a \approx 4,35$. Угол расширения облаков из-за влияния ветра удалось определить лишь в диапазоне $a/b = 0,18-0,21$.

На рис. 2 представлены данные по динамике подъема верхней кромки облаков ядерных взрывов мощностью 20 кт и 1 Мт [3, 4] (точки 1, 2), которые описываются той же зависимостью (3) ($\Pi_0 \approx 6,43 \cdot 10^6 W$, M^4/c^2 [5], где W — полная энергия ядерного взрыва в килотоннах тротилового эквивалента). Следовательно, соотношение (3) описывает динамику автомодельного подъема плавучего облака в развитом турбулентном режиме течения.

Значения величины a в экспериментах с малыми навесками пороха были меньшими и имели существенный разброс ($a = 3,5-4,2$) без видимой закономерности. Это может объясняться тем, что облака, образующиеся в результате сгорания небольшой навески пороха, существенно несимметричны. Эффективная величина плавучести облака, определяющая динамику подъема его верхней кромки, в этом случае составляет лишь часть полного запаса плавучести. Завышение же при обработке эксперимента величины Π_0 приводит к уменьшению a . Аналогичная ситуация была, по-видимому, и в опытах [6], где в среднем получено $a = 3,8$ и дан-

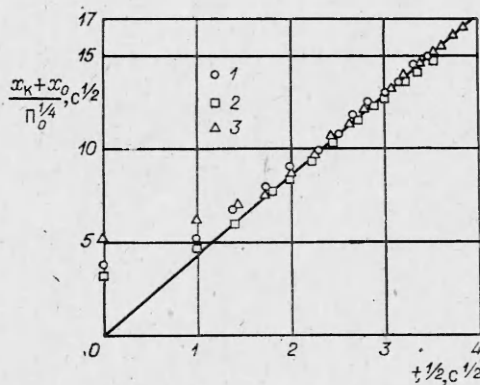


Рис. 1

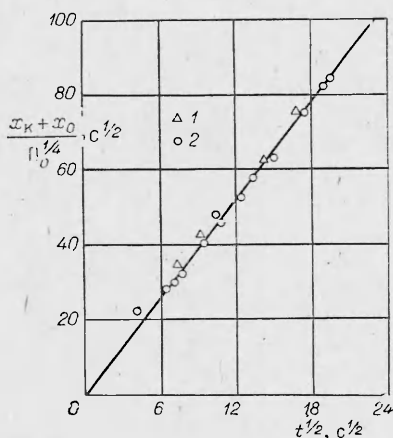


Рис. 2

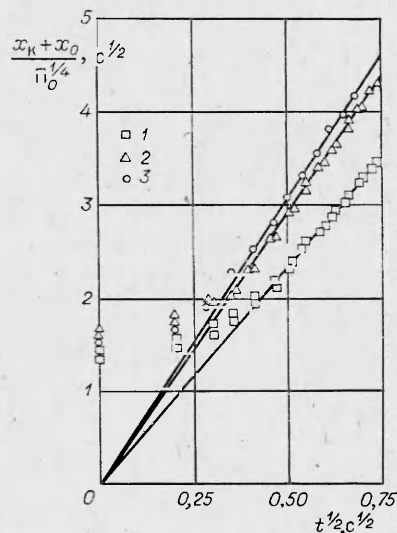


Рис. 3

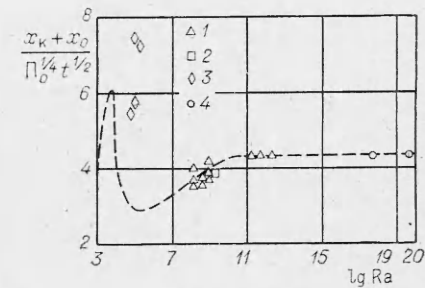
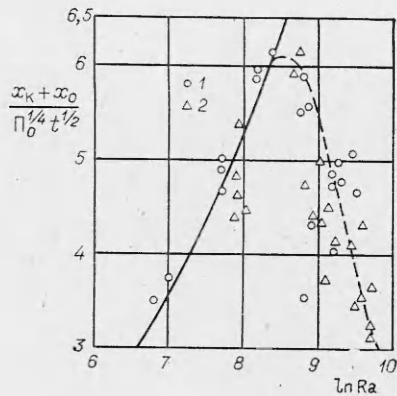


Рис. 4

Рис. 5

ные также имеют значительный разброс (термик моделировался выливанием порции тяжелой жидкости в легкую).

Во второй серии экспериментов изучалась динамика движения термика концентрационной природы. Мыльный пузырь, содержащий легкий газ (гелий или водород при комнатной температуре), прокалывался тонкой иглой. Визуализация возникающего при этом конвективного течения осуществлялась с помощью теневого прибора ИАБ-451. Размеры пузырей варьировались в пределах $R_0 = 1-4$ см.

На рис. 3 приведены полученные данные по динамике подъема верхней кромки термиков, образовавшихся после прокола мыльных пузырей с гелием различного размера ($R_0 = 14; 16; 17$ мм — точки 1—3). Видно, что имеет место автомодельный режим подъема с $x_k \sim t^{1/2}$, но угол наклона линейной зависимости для каждого начального размера пузыря свой, следовательно, соотношения (2) не выполняются.

В [5] на основании численного моделирования термиков показано, что для ламинарного режима течения функция f_1 из (1) зависит от параметров следующим образом:

$$(4) \quad f_1 \sim \left(\frac{\sigma \{\chi, D\}}{\Pi_0} \right)^{-1/4} \doteq Ra^{1/4}$$

($Ra = \Pi_0 / (\sigma \{\chi, D\}) = \Pi_0 \{Pr, Sc\} / \sigma^2$ — число Рэлея).

На рис. 4 представлены обработанные результаты опытов с мыльными пузырями. Значения функции $f_1 = (x_k + x_0) / (\Pi_0^{1/4} t^{1/2})$ находились для каждого эксперимента по автомодельному участку подъема термика. Точки 1 — He ($\Delta\rho_0/\rho_a = 0,862$, $Sc = 1,7$, $\sigma = 1,06 \cdot 10^{-4}$ м²/с), 2 — H₂ ($\Delta\rho_0/\rho_a = 0,93$, $Sc = 1,47$, $\sigma = 9,4 \cdot 10^{-5}$ м²/с), сплошная линия соответствует (4).

На рис. 5 сведены имеющиеся экспериментальные результаты по зависимости автомодельной координаты верхней кромки плавучих облаков от числа Рэлея, для которых известны необходимые параметры. Левая часть графика соответствует рис. 4, 1 — эксперименты с пороховыми навесками в 5, 10, 20 г и 3, 5, 27 кг ($Pr = 0,72$, $\sigma = 1,33 \cdot 10^{-5}$ м²/с); 2 — осредненные данные [6] ($Sc = 10^5$, $\sigma = 1,05 \cdot 10^{-4}$ м²/с, $\Pi_0 \approx 2,2 \cdot 10^{-4}$ м⁴/с²); 3 — эксперименты с мыльными пузырями [7] ($R_0 \approx 4,75 \cdot 10^{-2}$ м, $Sc = 1,1-1,7$, $\Pi_0 = (2-7) \cdot 10^{-4}$ м⁴/с²); 4 — подъем облаков ядерных взрывов в 20 кт и 1 Мт [3, 4] ($Pr = 0,72$, $\sigma = 1,33 \cdot 10^{-5}$ м²/с).

Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод о том, что свободное конвективное движение конечного объема жидкости или газа с отличной от окружающей среды плотностью при $Ra < 5 \cdot 10^3$ происходит в ламинарном, а при $Ra > 10^8$ в турбулентном режимах. В диапазоне $5 \cdot 10^3 < Ra < 3 \cdot 10^4$ скорость подъема облака уменьшается с увеличением запаса плавучести Π_0 (увеличением Ra), что, по-видимому, связано с перестройкой течения, характерной для переходного режима. При 3.

$\cdot 10^4 < Ra < 10^5$ в данных экспериментах выделить автомодельный участок подъема облака не удавалось, поэтому точки здесь отсутствуют. Для переходного режима течения характерна плохая повторяемость опытов и резкое изменение структуры течения при изменении начальных параметров. Этот факт отмечен и в [7], где описываются три наблюдаемых варианта течения. Выпадение точек 4 из полученной закономерности может быть объяснено особой тщательностью постановки и проведения опытов (герметизация камеры, автоматизация эксперимента), в результате чего авторам удалось расширить область ламинарного режима течения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике.— М.: Наука, 1967.
2. Гостинцев Ю. А., Солодовник А. Ф., Лазарев В. В. К теории аэродинамики, самовоспламенения и выгорания турбулентных термиков, вихревых колец и струй в свободной атмосфере.— ЖХФ, 1982, № 9.
3. Келлог У., Рапи Р., Гринфильд С. Ближнее выпадение продуктов атомного взрыва.— В кн.: Метеорология и атомная энергия. М.: ИЛ, 1959.
4. Glasstone G., Dolan J. The effects of nuclear weapons: Third Ed. U. S. Dept. Defense, 1977.
5. Гостинцев Ю. А., Солодовник А. Ф., Лазарев В. В., Шацких Ю. В. Турбулентный термик в стратифицированной атмосфере. Препринт ИХФ АН СССР.— Черно-голова, 1985.
6. Scorer V. S. Experiments on convection of isolated masses of buoyant fluid.— J. Fluid Mech., 1957, v. 2, pt 6.
7. Заславский Б. И., Сотников И. М. Экспериментальное исследование движения всплывающих вихревых колец.— ПМТФ, 1983, № 1.

Поступила 5/V 1985 г.

УДК 532.526

К УЧЕТУ ВЛИЯНИЯ ШЕРОХОВАТОСТИ ОБТЕКАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Е. А. Шквар

(Киев)

Во многих технических устройствах и технологии часто приходится иметь дело с турбулентными течениями на шероховатой поверхности. Возрастающий уровень требований к расчету характеристик современных конструкций вызывает все больший интерес к таким течениям, что стимулирует необходимость их изучения и создания приемлемой полуэмпирической теории.

Как известно [1—3], влияние шероховатости обтекаемой поверхности на характеристики турбулентного течения при их расчете с применением полуэмпирического подхода может быть учтено в формуле турбулентной вязкости ε по толщине сдвигового слоя y некоторой неотрицательной функцией y в виде $\varepsilon = \varepsilon(y + \Delta y)$. Из теории подобия и размерности [4, 5], а также результатов экспериментов [5—7] следует, что для характеристики влияния шероховатости может быть использован безразмерный комплекс $h^+ = hv_*/\nu$, где h — эквивалентная высота элементов песочной плотноупакованной шероховатости, к которой приводится [5] шероховатость любой геометрии и структуры; $v_* = \sqrt{\tau_w/\rho}$ — динамическая скорость; τ_w — значение касательного напряжения на поверхности; ρ — плотность жидкости; $\nu = \mu/\rho$ — кинематический коэффициент молекулярной вязкости; μ — динамический коэффициент вязкости.

Актуальна задача установления функциональной связи между параметрами $\Delta y^+ = \Delta y v_*/\nu$ и h^+ , поскольку h^+ содержит линейный размер h , характеризующий геометрию шероховатости. Известны различные подходы к определению этой связи. Так, в [1, 2] зависимость $\Delta y^+ = \Delta y^+(h^+)$ задается эмпирически. Более надежный подход предложен в [3, 8], суть которого состоит в определении функции $\Delta y^+(h^+)$ путем сравнения известных эмпирических соотношений для профиля скорости с аналогичными зависимостями, полученными теоретически при некоторых предположениях относительно распределений турбулентной вязкости и напряжения трения по толщине потока. Однако обобщение логарифмического закона распределения ско-