

электрическое поле, индуцированное объемным зарядом жидкости, достаточно мало.

Отметим, что ранее рассматривалась почти исключительно устойчивость состояний равновесия заряженной жидкости и было установлено, что во многих случаях электрическое поле оказывает дестабилизирующее воздействие.

Полученные результаты можно использовать, например, при оценке смены ламинарного и турбулентного режимов работы электрогидродинамических насосов и при анализе электрогидродинамического способа управления пограничным слоем в газе.

Авторы благодарят В. Н. Штерна за помощь в работе и полезные обсуждения.

Поступила 15 III 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Мелчер Дж. Р. Электрогидродинамика. — Магнитн. гидродинамика, 1974, № 2.
2. Остроумов Г. А. Взаимодействие электрических и гидродинамических полей. М.: Наука, 1979.
3. Гросу Ф. П., Болога М. К. Одномерные термогидродинамические течения слабопроводящей жидкости. — Магнитн. гидродинамика, 1974, № 1.
4. Рубашов И. Б., Бортников Ю. С. Электрогазодинамика. М.: Атомиздат, 1971.
5. Гогосов В. В., Полянский В. А. Электрогидродинамика: задачи и приложения, основные уравнения, разрывные решения. — В кн.: Механика жидкости и газа. Вып. 10, 1976.
6. Повх И. Л. Техническая гидродинамика. Л.: Машиностроение, 1976.
7. Гольдцтик М. А., Штерн В. Н. Гидродинамическая устойчивость и турбулентность. Новосибирск: Наука, 1977.

УДК 532.517.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЕРМИКОВ

Т. Н. Анохина, Б. И. Заславский, И. М. Сотников
(Москва)

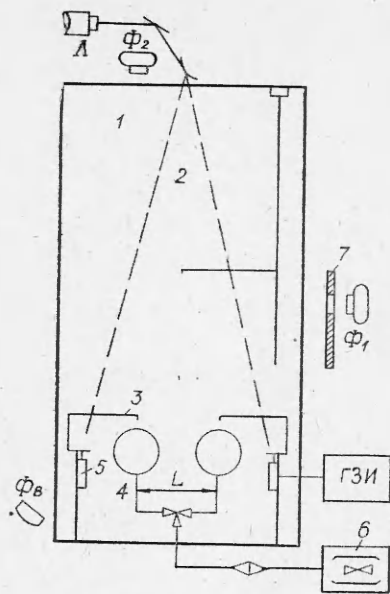
В работе приведены некоторые результаты исследований взаимодействия двух термиков, образовавшихся при подъеме первоначально шарообразных объемов газа, более легкого, чем внешняя среда. Как известно, такие термики в процессе подъема трансформируются в кольцевые вихри, причем легкий газ переходит в их тороидальные ядра [1—4]. В предлагаемой работе исследовались процессы взаимодействия на различных этапах такой трансформации.

1. Рассмотрим взаимодействие двух термиков. Предполагается, что они образовались в результате внезапного одновременного или разновременного возникновения двух равных свободных шарообразных объемов с эффективным радиусом R_0 , заполненных газом плотностью ρ_1 при плотности внешней атмосферы ρ_0 . Пусть L — расстояние между центрами объемов, τ — временной интервал, разделяющий моменты возникновения первого и второго термиков, H — высота, h — высота слияния термиков или их активного взаимодействия, g — ускорение свободного падения, $\xi = (\rho_0 - \rho_1)/\rho_0$ — относительный перепад плотности. Если пренебречь влиянием вязкости и предположить, что основными параметрами, определяющими рассматриваемое движение, являются дефицит веса $F = Q\xi g \rho_0$ [2], расстояние L и временной интервал τ , то на основании теории размерностей получим

$$(1.1) \quad h^0 = h^0(L^0, \tau^0), \quad T^0 = T^0(L^0, \tau^0), \quad \alpha = dR/dH;$$

$$(1.2) \quad h^0 = h/R_0, \quad T^0 = T \sqrt{\xi g/R_0}, \quad L^0 = L/R_0,$$

$$H^0 = H/R_0, \quad \tau^0 = \tau \sqrt{\xi g/R_0},$$



Ф и г. 1

систему результаты экспериментов и облегчает их интерпретацию. В связи с этим обработка экспериментальных данных проводилась согласно (1.2): по результатам опытов строились экспериментальные зависимости вида (1.1).

2. Для исследования использовалась установка (фиг. 1), основными частями которой являлись: камера 1 размером $1,2 \times 1,2 \times 5$ м; оптический нож 2, образованный лазерным лучом, веерообразно разведенным в вертикальной плоскости, проходящей через центры термик; фотокамера Φ_1 и стробирующее устройство 7, позволяющие на одном кадре получать кинограмму движения сечений ядер термик в плоскости оптического ножа; управляемые электрическими импульсами фотокамера Φ_2 и фотовспышка $\Phi_в$, предназначенные для получения кинограммы процесса взаимодействия термик в горизонтальных плоскостях; устройство для получения газовой смеси 6; устройство 4 для получения в заданные моменты и на заданном расстоянии двух термик. Более подробно описание установки дано в [4].

3. Методика экспериментов состояла в следующем. В смесителе 6 (см. фиг. 1) составлялась газовая смесь требуемой плотности (гелий, азот, 2—3% кислорода). Смесь через систему шлангов и кранов подавалась в пузыри из мыльной пленки. В процессе подачи смесь слегка (благодаря малому количеству кислорода в смеси) подкрашивалась дымом. Подъем термика начинался с момента разрыва пленки. Этот разрыв производился укрепленной на конце спицы 3 иглой при ее движении вниз. Движение начиналось в момент подачи иницирующего импульса на связанный со спицей электромагнит 5. Интервал времени между этим моментом и разрывом пленки не превышал 0,01—0,02 с. Промежуток времени τ между иницирующими импульсами задавался с помощью генератора задержанных импульсов.

В процессе подъема горизонтальные размеры термика увеличивались, что позволило путем изменения расстояния между центрами первоначальных объемов (см. фиг. 1) привести в активное соприкосновение термики на различных высотах (различных стадиях развития). Таким образом, запуская оба термика одновременно, удалось исследовать процесс их взаимодействия на различных высотах при параллельном движении, а вводя задержку τ и меняя начальное расстояние L — исследовать взаимодействие при формировании второго термика в поле скоростей, индуцированных первым. В процессе экспериментов фиксировались факты слияния

T — любое характерное время, например между началом движения и моментом слияния; α — угол раствора; R — радиус осевой окружности ядра вихря.

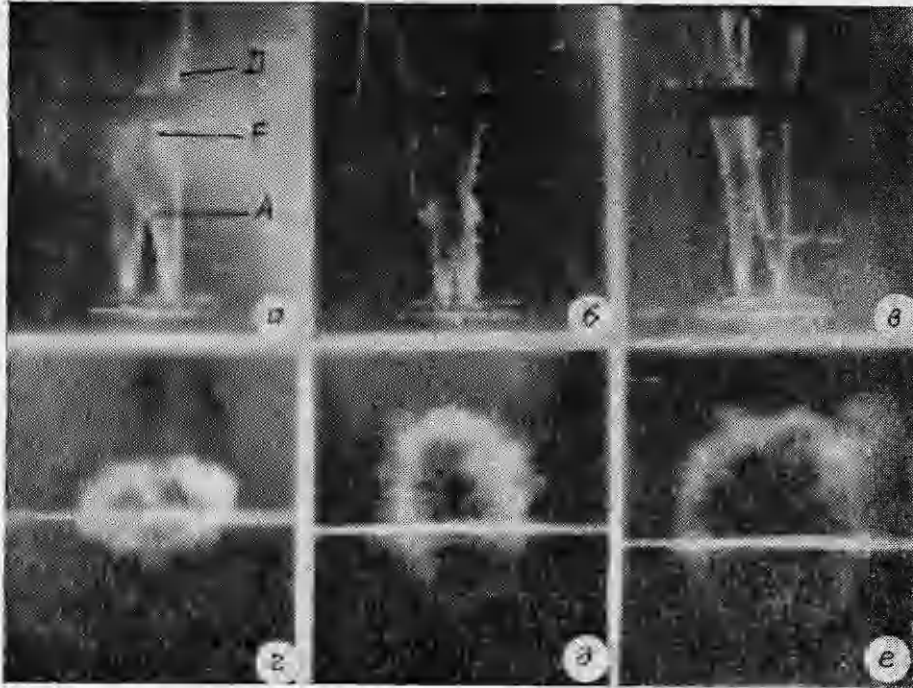
При таком подходе безразмерными параметрами, определяющими течение, являются L^0 , τ^0 , при $\tau^0 = 0$ — только L^0 . В последнем случае $h^0 = h^0(L^0)$, $T^0 = T^0(L^0)$. Явная зависимость уравнений движения и граничных условий задачи от ξ при этом исключается заменами переменных

$$t^0 = t \sqrt{\xi g / R_0}, \quad x_i^0 = x_i / R_0,$$

$$v_i^0 = v_i / \sqrt{\xi R_0 g} \dots$$

(x_i — координаты, v_i — проекции вектора скорости или любые характерные скорости).

Рассматриваемая модель, несмотря на то, что степень применимости ее к реальным течениям не установлена, позволяет привести в определенную



Ф и г. 2

или разрушения термиков при различных L и t . Измерялись высоты слияния h , временные интервалы T и параметры результирующего вихря.

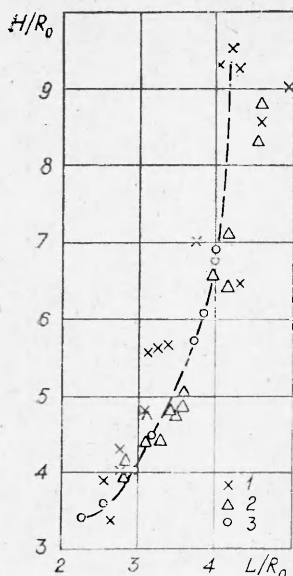
4. На фиг. 2 представлены фотографии, полученные с помощью фотоаппарата Φ_1 (а—в) и кинокамеры Φ_2 (г—е). Первые три снимка представляют кинограммы процессов взаимодействия двух одновременно полученных термиков при различных расстояниях L :

$$a - L \sim 4,4R_0 \text{ (220 мм), } \xi = 0,4;$$

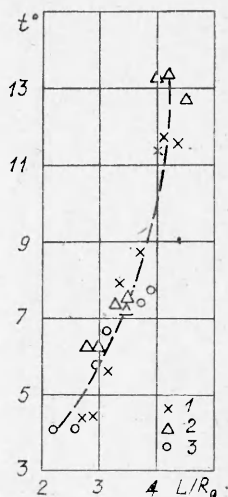
$$б - L \sim 2,4R_0 \text{ (120 мм), } \xi = 0,195;$$

$$в - L \sim 3,8R_0 \text{ (190 мм), } \xi = 0,83,$$

причем в первых двух случаях (а, б) термики слились с образованием одного кольцевого вихря, в третьем (в) — оттолкнулись и разошлись. На остальных трех снимках (г—е) представлены конфигурации ядер термиков (вид сверху) в момент слияния через 0,2 и 0,4 с. Эти кадры взяты из кинограммы процесса взаимодействия, полученной с помощью фотокамеры Φ_2 (см. фиг. 1) одновременно с кинограммой, представленной на фиг. 2, а, откуда видно, что после слияния в плоскости оптического ножа имело место волнообразное уменьшение видимого размера ядра (уменьшение R), образовавшегося в результате слияния термика. Такое «сжатие» имело место во всех случаях при слиянии термиков. Его природа выявляется с помощью кинограммы движения термиков в горизонтальных плоскостях. Как видно из фиг. 2, г (центральная светлая полоса — след оптического ножа), в момент слияния ядро имело вид эллипса с большой осью, расположенной вдоль линии, проходящей через центры термиков. Вид ядра сверху на следующей стадии движения, соответствующий точке F на боковой кинограмме (см. фиг. 2, а), представлен на фиг. 2, д. На следующем кадре (см. фиг. 2, е) показан вид ядра термика на заключительной стадии формирования (точка D на фиг. 2, а). В целом обе кинограммы показывают, что после слияния ядер одновременно с общим расширением результирующего термика имело место и быстро затухающее колебательное движение его ядра. Фактически хорошо просматривается первый полупериод. Причем начальная амплитуда этого колебания, по-видимому,



Ф и г. 3

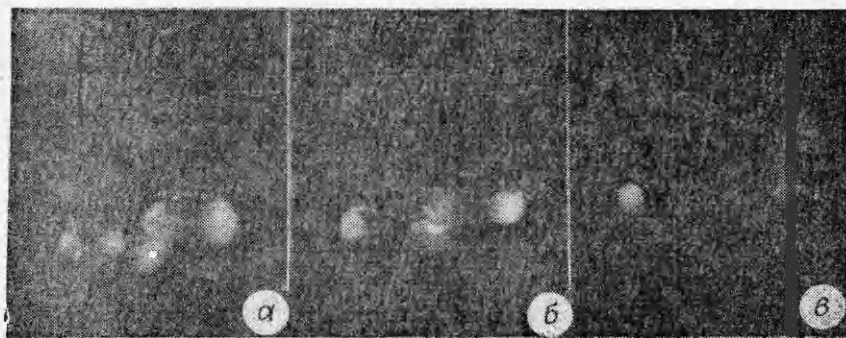


Ф и г. 4

Режимы взаимодействия, аналогичные показанному на фиг. 2, *в*, где два термика оттолкнулись и разошлись, обычно наблюдались в том случае, когда оси термиков в момент взаимодействия не параллельны, а составляли некоторый угол.

При обработке кинограмм измерялись высоты h слияния термиков и временные интервалы T между моментами их возникновения и слияния. В ряде опытов измерялись основные кинематические и геометрические параметры результирующего вихря. На фиг. 3, 4 представлены результаты измерений $h^0 = h^0(L^0)$ и $T^0 = T^0(L^0)$ для $\xi = 0,83; 0,403; 0,195$ (точки 1—3 соответственно). Достаточно точно измерить среднее значение отношения $dR/dH = \alpha$ для результирующего термика не удалось из-за его колебаний и быстрого распада. Эти значения заключены между 0,2—0,4 (обычно $0,25 \pm 0,03$).

5. Эксперименты с одновременно полученными термиками проводились как по приведенной выше методике, так и с использованием вместо фотокамеры Φ_1 и стробоскопа кинокамеры типа «Конвас». На фиг. 5 представлены три кадра (7-й, 10-й, 14-й) из кинограммы, полученной с помощью кинокамеры «Конвас». Частота съемки 25 кадр/с. Фотографировались так же, как и в первом случае, сечения тороидальных ядер термиков, визуализированные оптическим ножом. На фиг. 5, *а*, *б* зафиксированы моменты сближения и слияния двух термиков. Фиг. 5, *в* соответствует моменту, когда результирующий термик полностью сформировался. Слияние двух термиков имело место при значениях $\tau < \tau_{\max}(L^0)$



Ф и г. 5

близка к предельной, поскольку во многих случаях вихревые кольца в процессе колебательного движения разрушались.

Рассмотренная картина слияния наблюдалась при $L^0 \geq 3-5,5$. При $L^0 < 3$ взаимодействие носило существенно иной характер. Термики в этом случае взаимодействовали еще до окончания трансформации каждого из них в кольцевой вихрь. В процессе подъема они сближались, и в момент касания быстро образовывался единый кольцевой вихрь (см. фиг. 2, *б*). При этом отмеченные выше колебания ядра большой амплитуды не наблюдались.

ξ), где τ_{\max} — время задержки, при которой второй термик перестает догонять первый. Вблизи границы $\tau \approx \tau_{\max}(L^0, \xi)$ наблюдалось любопытное явление. Термики сначала сближались так же, как и в рассмотренном случае, но на расстоянии, приблизительно равном диаметру верхнего термика, сближение прекращалось. В дальнейшем оба термика выстраивались таким образом, что проекции центральных окружностей их тороидальных ядер на горизонтальную плоскость в течение всего исследуемого промежутка времени касались (внешнее касание) друг друга. Расстояние между плоскостями, в которых лежат эти окружности, оставалось постоянным на участке $5-10R_0$, траектории их совместного движения, затем начинало медленно увеличиваться.

6. Проведенные эксперименты показали, что существуют три режима взаимодействия рассматриваемых объектов: слияние в один всплывающий кольцевой вихрь, взаимное отталкивание и взаимное разрушение в процессе взаимодействия. Первый обычно наблюдается, когда оба термика по условиям иницирования и размерам достаточно близки. Если количество дыма в первоначальных объемах существенно разное, то при взаимодействии термиков во всех опытах имеет место быстрое и полное их разрушение.

Процессы слияния сформировавшихся (при $L \gg 3R_0$) и формирующихся ($L \leq 3R_0$) термиков существенно отличаются друг от друга. Если в первом случае общий характер рассматриваемого процесса, по-видимому, аналогичен (во всяком случае внешне) наблюдаемому при взаимодействии мигрирующих вихрей [5], то во втором его характер совершенно иной. Всплывающие термики в момент слияния трансформируются сразу в одно вихревое кольцо. Процесс такого взаимодействия протекает значительно быстрее (см. фиг. 2, б), и высота слияния здесь меньше зависит от L^0 , чем в первом случае, причем при таком взаимодействии отсутствуют также отмеченные выше колебания ядра.

Результаты измерений, представленные на фиг. 3, 4, относятся только к первому из перечисленных режимов. Представленные в координатах (1.2), они вполне однозначно концентрируются для всех ξ вокруг соответствующих кривых $h^0(L^0)$, $T^0(L^0)$, что является подтверждением предположения о несущественном влиянии сил вязкости на рассматриваемые движения и модели в целом.

Следует отметить, что последние утверждения основаны на опытах с термиками, характерные размеры которых не превышали 0,1—0,2 м при числах $5 \cdot 10^2 < Re < 4 \cdot 10^3$, причем относительная высота слияния h^0 не превышала 10. На основании экспериментов, результаты которых приведены в [4], при $H^0 \approx 12-14$ на развитие движения начинают влиять процессы обмена на границе ядра. В этом случае, очевидно, (1.1), как и вся модель, могут рассматриваться как некоторое приближение.

Авторы выражают благодарность С. А. Христиановичу, А. Т. Онуфриеву и М. Д. Щербину за внимание к работе и полезные обсуждения.

Поступила 24 XII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Онуфриев А. Т. Теория движения кольца под действием силы тяжести. Подъем облака атомного взрыва. — ПМТФ, 1977, № 2.
2. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкостях. М.: Мир, 1977.
3. Тарасов В. Ф. О движении всплывающего вихревого кольца. — В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 23. Новосибирск: изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1975.
4. Заславский Б. И., Сотников И. М. Экспериментальное исследование движения всплывающих вихревых колец. — ПМТФ, 1983, № 1.
5. Oshima Y., Kambe T. and Asaka S. Interaction of two vortex rings moving along a common axis of symmetry. — J. Phys. Soc. Japan, 1975, vol. 38, N 4.