

Расчеты и испытания проведены для воздуха при стандартных атмосферных условиях на уровне моря и $\tau = 25$ мксек. Соответствие экспериментальных точек тем или иным расчетным кривым показано на фиг. 1. На фиг. 2 приведены результаты расчета, проделанного в работе [3] по методике, основанной на использовании при больших t теории плоских сечений.

Данным 1-7 на фигурах соответствуют следующие значения параметров f (см²) и F/f : 1 - 0.6, 20; 2 - 0.6, 10; 3 - 0.1, 14; 4 - 0.1, 7; 5 - 0.3, 130; 6 - 0.02, 500; 7 - 0.02, 250.

Не обсуждая степень точности того или другого способа расчета, можно отметить лишь существенно меньшую трудоемкость применения предлагаемой методики и качественное согласие принятой схемы с картиной течения, следующей из фотографии работы [3].

Приведенные выше критерии подобия (4) также могут оказаться полезными при обработке экспериментальных результатов. На фиг. 3 дан пример обработки результатов испытаний, нанесенных на фиг. 1 и 2 (режимы соответствуют третьей формуле (9), результаты расчета по которой показаны сплошной линией).

Поступила 13 I 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. Нагревание газа под действием мощного светового импульса. ЖЭТФ, 1965, т. 48, вып. 5.
2. Коган М. Н., Михайлов В. В. Об автомодельных решениях при выделении энергии в потоке газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 6.
3. Pirri A. N. Theory for momentum transfer to a surface with high-power laser. Phys. Fluids, 1973, vol. 16, No. 9.

УДК 536.24.08

ОСРЕДНЕННЫЕ ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПОЛЯ В ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЯХ НАД ЛОКАЛИЗОВАННЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ТЕПЛА

В. Д. ЗИМИН, П. Г. ФРИК

(Пермь)

Описана модификация теневого метода, позволяющая измерять трехмерные осредненные поля показателя преломления в турбулентных потоках. Метод применен для измерения температурного поля в турбулентном конвективном факеле. В качестве источника тепла использовалась медленно вытекающая из круглого отверстия струя нагретой жидкости. Результаты измерений сравниваются с асимптотическими зависимостями для свободновосходящих конвективных потоков [1].

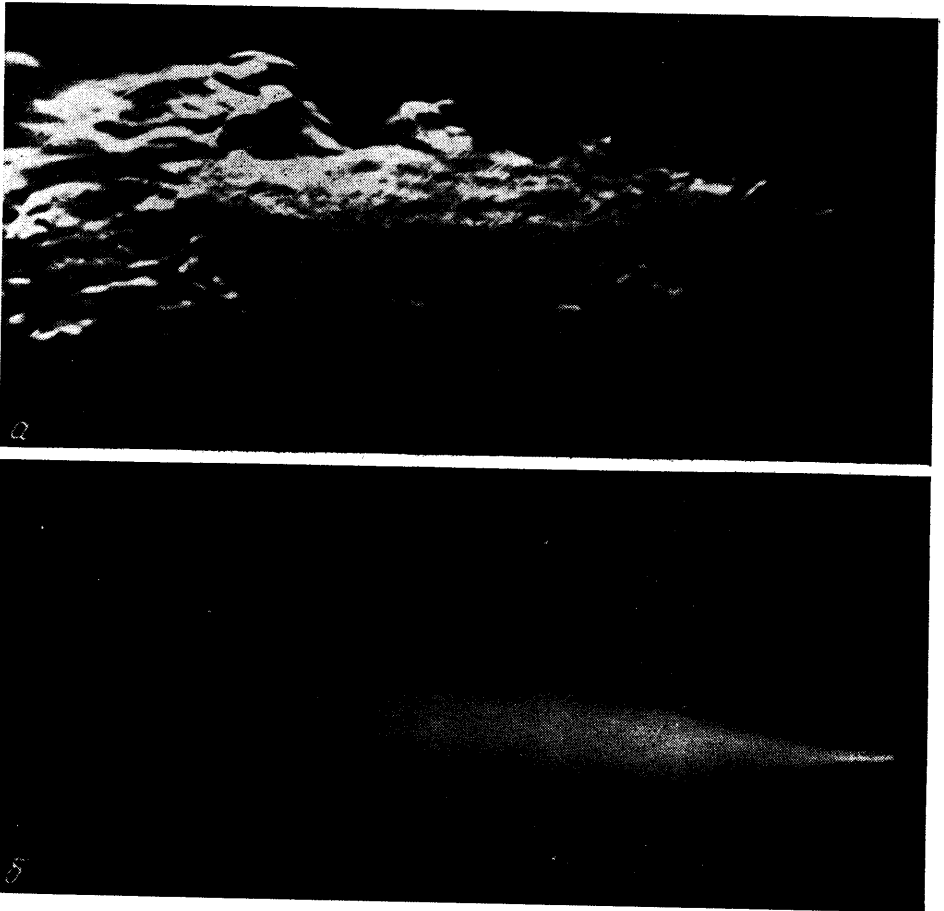
В неравномерно нагретой жидкости при не слишком больших перепадах температуры поля показателя преломления и температуры подобны. Трехмерные распределения показателя преломления в турбулентных потоках можно измерять, используя теневые методы. Для восстановления трехмерного поля по результатам теневых измерений необходимы данные, соответствующие нескольким направлениям просвечивания. Расчет проводится для отдельных плоских сечений с использованием формулы обращения двумерного преобразования Радона [2]. В теневых методах измеряются полные угловые отклонения лучей в прошедшей оптическую неоднородность световой волне [3]. Формула, связывающая локальные значения показателя преломления $n(x, y, z)$ с угловыми отклонениями лучей $\varepsilon(\alpha, y_0, z)$, линейна по ε и после осреднения сохраняет свой первоначальный вид [4]

$$(1) \quad \langle f(x, y, z) \rangle = -\frac{n_0}{2\pi^2} \int_0^\pi d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\langle \varepsilon(\alpha, y_0, z) \rangle}{y_0 - y \sin \alpha} dy_0$$

Здесь $f(x, y, z) = n(x, y, z) - n_0$, n_0 — показатель преломления невозмущенной среды, (x, y, z) — система координат, связанная с оптической неоднородностью, (x_0, y_0, z) — система координат, связанная с зондирующей волной, α — угол между осями x и y_0 . Зондирующая волна распространяется вдоль оси x_0 .

При использовании фотометрического метода щели и ножа [5] теневой прибор можно настроить так, что во всем интервале изменения ε интенсивность света в пло-

скости изображения будет линейной функцией угловых отклонений лучей. В этом случае, используя интегрирующее свойство фотоэмульсии, операцию осреднения можно выполнить на стадии регистрации теневой картины. Время экспозиции τ подбирается равным интервалу осреднения, а общий уровень интенсивности света в плоскости изображения подбирается так, чтобы общая экспозиция $I\tau$ соответствовала динамическому диапазону используемого фотоматериала. Нелинейность характеристической кривой фотоэмульсии не является препятствием для выполнения операции



Фиг. 1

осреднения, так как величина $I\tau$, пропорциональная $\langle \epsilon \rangle$, вычисляется по результатам фотометрирования теневых снимков с учетом характеристической кривой.

В статистически осесимметричном потоке распределение $\langle \epsilon \rangle$ одинаково для всех направлений просвечивания, перпендикулярных оси симметрии, поэтому для полного восстановления поля показателя преломления достаточно данных одного просвечивания. Введем цилиндрическую систему координат (r, ψ, z) с осью z , направленной вдоль оси симметрии. Учитывая, что $\langle f \rangle$ не зависит от ψ , а $\langle \epsilon \rangle$ — от α , и изменяя порядок интегрирования в формуле (1), после интегрирования по α находим

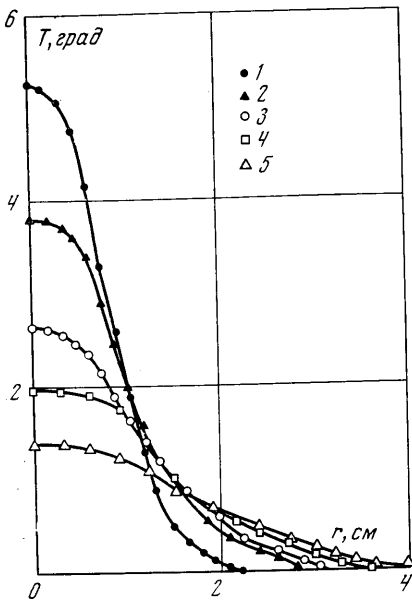
$$(2) \quad \langle f(r, z) \rangle = -\frac{n_0}{\pi} \int_r^{\infty} \langle \epsilon(y_0, z) \rangle (y^2 - r^2)^{-1/2} dy_0$$

Формула (2) использовалась для расчета осредненных температурных полей в горизонтальных сечениях конвективного факела. Отметим, что формула (2) может быть получена путем осреднения соответствующей формулы для осесимметричных потоков [5], однако мгновенные распределения температуры в турбулентном факеле

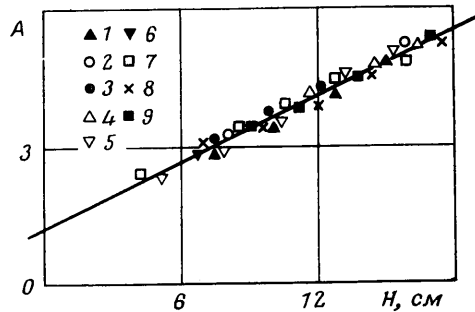
не обладают осевой симметрией и поэтому приведенный вывод представляется более корректным.

Эксперименты с конвективным факелом проводились в дистиллированной воде, заполняющей прямоугольный контейнер. В двух противоположных стенках контейнера, выполненных из листов текстолита размером 60×60 см, были встроены плоскопараллельные стеклянные окна диаметром 22 см. Расстояние между стеклами равнялось 30 см. На расстоянии 10 см от дна контейнера помещался источник тепла.

Наблюдение и фотографирование теневых картин проводилось с помощью теневого прибора ИАВ-451. Регистрировались угловые отклонения лучей в горизонтальном направлении. В фокальной плоскости коллиматора устанавливалась горизонтальная равномерно освещенная щель шириной 0,5—3 мм, а в фокальной плоскости приемной части прибора — нож Фуко с вертикальной кромкой. Общий уровень освещенности теневой картины регулировался шириной щели, а ее длина подбиралась такой, чтобы максимальные значения угловых отклонений лучей для данного режима конвекции вызвали смещение изображения щели на половину ее длины. В этом случае достигался максимальный контраст теневой картины при сохранении линейной зависимости $I(y_0, z) = I_0 + ke(y_0, z)$. Однако при длительных экспозициях контраст осредненной теневой картины получался настолько низким, что определение вариаций интенсивности по результатам фотометрирования снимков оказывалось невозможным.



Фиг. 2



Фиг. 3

Падение контраста связано с наличием постоянного фона I_0 , необходимого для регистрации знака ϵ . Пульсации ϵ в конвективном факеле значительно превышают $\langle \epsilon \rangle$, поэтому при удовлетворительном контрасте мгновенных теневых снимков контраст осредненной картины получается низким. Его удастся повысить до желаемой величины при регистрации положительных (ϵ_+) и отрицательных (ϵ_-) значений ϵ на отдельных кадрах. Для этого изображение осветительной щели полностью перекрывается ножом Фуко вначале слева, а затем справа. Постоянный фон при этом исчезает, а диапазон измеряемых угловых отклонений возрастает вдвое. Так как $\langle \epsilon \rangle = \langle \epsilon_+ \rangle + \langle \epsilon_- \rangle$, $I_+ = k\epsilon_+$, $I_- = -k\epsilon_-$, то среднее значение ϵ пропорционально $I_+ - I_-$.

Если на теневой картине осесимметричного потока каким-либо образом обозначить ось симметрии, то для расчета $\langle \epsilon \rangle$ достаточно иметь один снимок, например, с $\langle \epsilon_+ \rangle$. Зависимость для $\langle \epsilon_- \rangle$ получается поворотом картины для $\langle \epsilon_+ \rangle$ на 180° вокруг оси симметрии. Описанный прием позволяет определить $\langle \epsilon \rangle$ с обычной для фотометрического теневого метода точностью [5].

Примеры теневых снимков турбулентного конвективного факела приведены на фиг. 1, а — экспозиция 30 мсек, б — осредненная теневая картина ($\tau = 2$ мин). Источником тепла служила струя нагретой жидкости, медленно вытекающая из круглого отверстия диаметром 4 мм. Мощность источника изменялась от 200 до 800 вт. При получении осредненных картин на том же снимке фотографировалась эталонная неоднородность — собирающая линза с фокусным расстоянием 200 см. Линза экспонировалась независимо от теневой картины, что позволяло изменением экспозиции варьировать масштаб градуировочной кривой вдоль оси ϵ . Теневые снимки обрабатывались на регистрирующем микрофотометре. Кривые почернения для нескольких горизонтальных сечений факела и диаметрального сечения линзы вводились в ЭВМ. На

фиг. 2 приведены результаты расчета профилей температуры по формуле (2) для мощности тепловыделения $Q=92$ кал/сек и расстояний H от источника равных: 1 — 5.1, 2 — 7.65, 3 — 10.2, 4 — 12.75, 5 — 15.3 см.

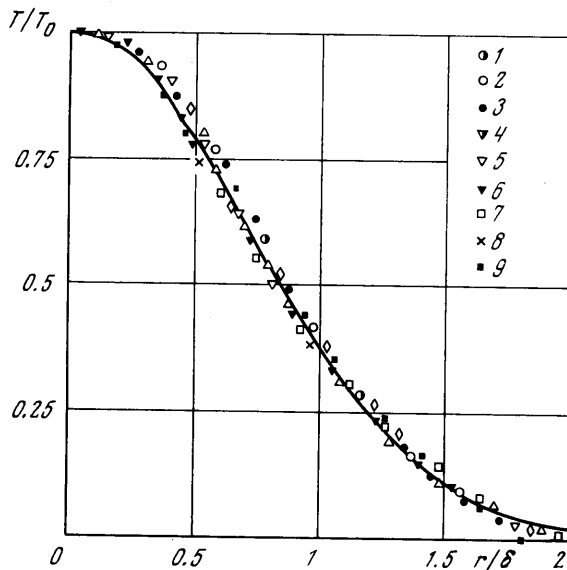
На достаточно больших расстояниях от источника тепла осредненное поле температуры в осесимметричном турбулентном факеле описывается асимптотической формулой [1]

$$(3) \quad T(r/z) = (Q\rho c)^{2/3} (g\beta)^{-1/3} z^{-5/3} \varphi(r/z)$$

Здесь ρ , c , β — плотность, теплопроводность и коэффициент объемного расширения жидкости. Вид функции φ определялся экспериментально в [6–8]. Безразмерные профили температуры хорошо аппроксимируются зависимостью

$$(4) \quad \varphi(r/z) = \varphi_0 \exp\{-a(r/z)^2\}$$

Значения констант в формуле (4) по данным, приведенным в [6], составляют: $\varphi_0=11$, $a=71$. Во всех трех работах эксперименты проводились с воздухом. Экспери-



Фиг. 4

менты с конвективным факелом в воде описаны в работе [8], но найти константы φ_0 и a по данным этой работы не удается.

Степенная зависимость температуры от вертикальной координаты наблюдается только при определенном положении начала координат относительно источника тепла. Так как точка отсчета координаты z заранее неизвестна, то для ее нахождения строится график зависимости величины $A=T_0^{-3/5}Q^{2/5}$ от расстояния до источника тепла (фиг. 3). Величина Q принимала следующие значения: 1—48, 2—52.8, 3—79, 4—86, 5—91.6, 6—145, 7—98.5, 8—116, 9—166 кал/сек. Линейная зависимость A от H на фиг. 3 означает, что $T_0 \sim Q^{2/5}z^{-5/3}$. Точка пересечения прямой с осью абсцисс, определяющая начало отсчета координаты z , расположена на 5 см ниже источника тепла. По наклону прямой было найдено значение константы $\varphi_0=7$.

Для определения константы a был построен универсальный профиль температуры в горизонтальных сечениях факела. В качестве единиц измерения были взяты значения температуры на оси факела T_0 и радиус прогретой области δ в данном сечении. Величина δ определялась из соотношения

$$(5) \quad \pi\delta^2 T_0 = 2\pi \int_0^{\infty} T(r) r dr$$

Универсальный профиль температуры приведен на фиг. 4. Точки, относящиеся к различным тепловым режимам, обозначены так же, как и на фиг. 3. Сплошной ли-

нии соответствует зависимость

$$(6) \quad T = T_0 \exp\{-0.965(r/\delta)^2\}$$

Величина δ пропорциональна z и не зависит от мощности источника. Отношение δ/z , найденное по данным эксперимента, равно 0.11 ± 0.006 , откуда $a=80$.

Проведенные эксперименты показали, что при небольшой модификации фотометрический теневой метод можно использовать для получения количественных результатов при измерениях осредненных температурных полей в турбулентных потоках.

Поступила 21 VI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. Предельные законы свободно-восходящих конвективных потоков. ЖЭТФ, 1937, т. 7, № 12.
2. Гельфанд И. М., Граев М. И., Виленкин Н. Я. Интегральная геометрия и связанные с ней вопросы теории представлений. М., Физматгиз, 1962.
3. Васильев Л. А. Теневые методы. М., «Наука», 1968.
4. Зимин В. Д., Фрик П. Г. Теневой метод исследования трехмерных неоднородностей. Оптика и спектроскопия, 1976, т. 40, № 6.
5. Скотников М. М. Теневые количественные методы в газовой динамике. М., «Наука», 1976.
6. Turner J. S. Buoyant plumes and thermals. Ann. Rev. Fluid Mech., vol. 1. Palo Alto, Calif., Ann. Revs., 1969.
7. Schmidt W. S. Turbulente Ausbreitung eines Stromes erhitzter Luft. Z. angew. Math. Mech., 1941, Bd 21, Nr 5, 6.
8. Pryputniewicz R. J., Bowley W. W. An experimental study of vertical buoyant jets discharged into water of finite depth. Trans. ASME, Ser. C, 1975, vol. 97, No. 2.

УДК 536.25

КОНВЕКЦИЯ В ЗАМКНУТОЙ ПОЛОСТИ, ПОДОГРЕВАЕМОЙ СНИЗУ, ПРИ НАРУШЕНИИ УСЛОВИЙ РАВНОВЕСИЯ

Е. Л. ТАРУНИН

(Пермь)

В замкнутой области при строго вертикальном градиенте температуры (подогрев снизу) возможно равновесие жидкости [1]. Существует дискретная последовательность критических чисел Рэлея R_i , при которых это равновесие теряет устойчивость относительно малых характеристических возмущений. Наличие различных конечных возмущений, неизбежно присутствующих в эксперименте, приводит к тому, что строгое равновесие при $R < R_1$ отсутствует. В связи с этим возникает вопрос о влиянии возмущения на режим конвекции вблизи критических точек [2, 3]. В [2] исследован случай, когда полость подогревается не строго снизу, в [3] — случай, когда возмущение равновесия вызвано медленным движением верхней границы области. В работах [2, 3] возмущение имело структуру первого критического движения, и поэтому результаты этих работ качественно совпадают.

В данной работе рассматривается возмущение температуры на горизонтальных участках границы, которое создает возмущение двухвихревой структуры, соответствующее второй критической точке R_2 . Подобный вид возмущения характерен для экспериментов, в которых теплопроводные свойства жидкости и стенок полости различны. Нелинейные режимы конвекции исследуются численно методом сеток.

Находится решение задачи о тепловой конвекции для функции тока ψ и температуры T в плоской области квадратного сечения

$$(1) \quad \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \Delta \varphi + G \frac{\partial T}{\partial x}$$

$$(2) \quad \Delta \psi + \varphi = 0, \quad G = \frac{g\beta\Theta a^3}{\nu^2}$$