

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБУЛЕНТНОСТИ С ПОМОЩЬЮ ДИФФУЗИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Ю. А. ИВАНОВ, С. Ю. КРАШЕНИННИКОВ

(Москва)

Метод диффузии транспортабельной субстанции является простым и надежным способом определения некоторых характеристик турбулентных пульсаций скорости. Наряду с простотой он имеет то преимущество перед широко распространенным термоанемометрическим методом исследования, что позволяет непосредственно определять характеристики турбулентности в лагранжевой системе координат, от которых, в свою очередь, зависит коэффициент турбулентного переноса субстанции в потоке. Поэтому при изучении турбулентных течений с точки зрения характеристик переноса использование диффузионного метода является необходимым. Кроме того, в настоящее время это практически единственный способ определения характеристик турбулентности высокотемпературных, неизотермических и неоднородных по составу потоков газа.

Недостатком метода является необходимость введения в поток насадков — источника диффундирующей субстанции и измерителя, что может отразиться на результатах измерений.

Для предсказания возможных искажений результатов опыта необходимы соответствующие сведения о взаимодействии турбулентного переноса с молекулярным, о воздействии на поток тел источников и т. д. Анализ влияния этих факторов и посвящена данная работа.

1. Связь результатов диффузионных измерений с характеристиками турбулентности потока устанавливается уравнением Тейлора [1, 2], полученным для источника бесконечно малого размера при отсутствии молекулярного переноса. Результаты проведенных опытов позволяют определить границы применимости соответствующих соотношений, а также в некоторых случаях внести необходимые поправки.

При диффузионных измерениях [2-4] в исследуемый поток вносится источник тепла или примеси, с помощью чувствительного элемента измеряется их распределение на различных удалениях вниз по потоку x . По интенсивности размывания примеси определяются характеристики турбулентного переноса в исследуемом потоке. Мерой размывания является величина дисперсии σ^2 .

Если θ — концентрация примеси или избыточная температура (по отношению к температуре потока), а y — поперечная координата, то величина σ определяется соотношением [2]

$$\sigma^2 = \left(\int_{-\infty}^{\infty} \theta y^2 dy \right) / \left(\int_{-\infty}^{\infty} \theta dy \right) \quad (1.1)$$

Связь измеряемой величины дисперсии с характеристиками турбулентности находится с помощью уравнения Тейлора [1, 2]

$$\sigma^2 = 2 \langle (v')^2 \rangle \int_0^t d\tau_1 \int_0^{\tau_1} R(\tau) d\tau \quad (1.2)$$

Здесь $R(\tau)$ — лагранжев коэффициент корреляции, v' — пульсация скорости, t , τ — время. Скобки $\langle \rangle$ обозначают осреднение по времени.

При условии $x = ut$ (u — средняя скорость) из (1.2) следуют обычно применяемые выражения для интенсивности поперечных пульсаций скорости ε

$$\varepsilon = v / u = \sigma / x, \quad v = \langle (v')^2 \rangle^{1/2} \quad (1.3)$$

при малых x и для коэффициента турбулентной диффузии D

$$D/u = 1/2 d\sigma^2 / dx \quad (1.4)$$

при больших x .

Экспериментально установлено, что в потоках с малыми градиентами средней скорости (течения за решетками, в трубах и т. п.) распределение концентрации примеси или температуры за источником удовлетворительно описывается кривой Гаусса

$$\theta(y) = \theta_m \exp(-y^2 / 2\sigma^2) \quad (1.5)$$

Это обстоятельство позволяет определять величины дисперсии с помощью простого соотношения

$$\sigma = 0.425b \quad (1.6)$$

где b — ширина профиля $\theta(y)$ при $\theta = 0.5\theta_m$ [°].

Формулы (1.3) и (1.4) обычно используются при обработке результатов диффузионных измерений, но, как и исходное соотношение (1.2), они не учитывают возможного влияния на величину измеряемой дисперсии возмущений потока за источником и эффектов молекулярного переноса. Неточному определению распределения примеси или температуры способствуют также конечные размеры измерительного элемента. В работах [3, 4] приводится оценка влияния на результаты измерений некоторых из перечисленных факторов; показано, что в ряде случаев это влияние может быть значительным.

2. Изучалась диффузия примеси (гелия) в потоке за осесимметричным источником и диффузия тепла за линейным источником.

Опыты с диффузией гелия проводились в турбулентном потоке воздуха в трубе диаметром 180 мм. Интенсивность турбулентных пульсаций в большинстве случаев, т. е. без постановки турбулизирующих решеток, была около 4—5%, а отношение D/u при скорости $u \approx 50$ м/сек составляло 0.16 мм. Гелий вводился в поток через трубочку, изогнутую таким образом, чтобы влияние аэродинамической тени за ней было сведено к минимуму.

Опыты по диффузии тепла проводились в потоке воздуха на выходе из сопла диаметром 50 мм с поджатием 5. Интенсивность турбулентных пульсаций не превышала 1%, а величина D/u при $u = 15$ м/сек составляла 0.006 мм.

Выбор моделей обусловлен особенностями методов диффузии тепла и примеси. В качестве источника тепла можно использовать тонкие, до 25—40 мк, проволочные нити, а измерения проводить миниатюрной термопарой с диаметром спая до 0.1 мм. Это позволяет определять характеристики турбулентности в потоке с низким уровнем пульсаций. Размеры же трубки — источника примеси и трубки-отборника проб газа обычно равны или превышают 0.5—1.0 мм, что ограничивает возможность применения метода диффузии примеси потоками с довольно высоким уровнем турбулентных пульсаций.

В опытах по диффузии примеси газ — примесь подавался из баллона, расход его устанавливался краном тонкой регулировки и контролировался с помощью мерной диафрагмы. Концентрация примеси в отбираемой пробе определялась по показаниям датчика типа теплового детектора, собранного по мостовой схеме. Сила тока в цепи датчика, давление и скорость протекания газа в его камерах поддерживались постоянными. Необходимость в специальной тарировке прибора не возникала, так как измеряемая концентрация примеси была невелика и тарировку можно было считать линейной.

Некоторые измерения проводились в зоне горения керосино-воздушной смеси. При этом водород и углекислый газ устранялись из отбираемой пробы соответственно дожиганием в электропечи и поглощением в растворе щелочи. Сажа улавливалась специальными фильтрами, вода и пары щелочи собирались в отстойниках и трубах с древесным углем. Надежность работы систем прибора контролировалась химическим анализом. Пробы газа прокачивались через прибор с помощью вакуум-насоса. Точность продольного перемещения насадков составляла ± 0.5 мм, поперечного — ± 0.05 мм.

Методика проведения опытов по диффузии тепла практически не отличалась от изложенной в [3]. Источником тепла служила нихромовая проволока, натягиваемая поперек потока с помощью стальных пружин-контактов на длине 50 мм. Нагрев нити осуществлялся от специального стабилизированного источника. Температура измерялась хромель-копелевой термопарой, холодный спай которой находился в невоз-

мушенном потоке. Показания термопары фиксировались с помощью зеркального гальванометра класса 0.2. Точность продольного перемещения термопары составляла ± 0.1 мм, а поперечного — ± 0.005 мм.

3. Ошибку при определении величины дисперсии, обусловленную влиянием конечных размеров измерителя или измерителя и источника (в случае диффузии инородной примеси) можно учесть простым расчетом. Допустим, что термопара или отборник обеспечивают линейное осреднение по всей ширине измерителя $2h$, т. е. измеряемая величина θ связана с истинной θ_0 соотношением

$$\theta(y) = \frac{1}{2h} \int_{y-h}^{y+h} \theta_0(y) dy$$

Тогда, задаваясь распределением $\theta_0(y)$ или $\theta(y)$, можно получить соотношение, связывающее величины измеряемой σ^2 и истинной σ_0^2 дисперсий. Для гауссова закона распределения примеси (1.5) эта связь выражается соотношением

$$\Phi\left(\frac{1}{\sigma_0^\circ}\right) = \frac{\sqrt{e}}{2} \left[\Phi\left(\frac{\sigma^\circ + 1}{\sigma_0^\circ}\right) - \Phi\left(\frac{\sigma^\circ - 1}{\sigma_0^\circ}\right) \right] \quad \left(\sigma^\circ = \frac{\sigma}{h}, \sigma_0^\circ = \frac{\sigma_0}{h}\right)$$

Здесь Φ — интеграл вероятности.

Решение этого уравнения может быть получено графически и аппроксимировано следующей зависимостью:

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 + 0.6h^2 \quad (3.1)$$

т. е. измерительный элемент вносит в измеряемую величину дисперсии аддитивное изменение, которое легко учесть, если известна величина h . Но размер измерительного элемента как из-за неточности сделанных предположений, так и из-за особенностей взаимодействия измерительного элемента и потока может не совпадать с величиной h .

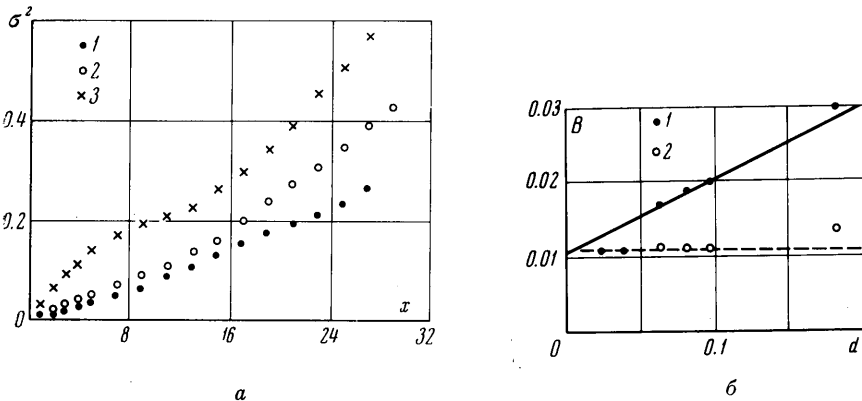
В опытах по диффузии тепла аддитивная поправка в (3.1) определялась каждый раз по измерениям вблизи источника из условия $\sigma_0^2 \rightarrow 0$ при $x \rightarrow 0$. Это было легко сделать, так как на малых удалениях от источника зависимость σ^2 от x была близка к линейной. Однозначной связи размера спая термопары с величиной h в опытах установить не удалось из-за заметного влияния на нее характеристик потока. Влияние на величину дисперсии при $x = 0$ размера источника тепла в этом случае не превышало по данным оценок 5% и поэтому в опытах не учитывалось.

Влияние на величину σ^2 размеров источника примеси можно оценить, используя обычное уравнение диффузии для круглого источника радиуса r с ровным полем концентрации на выходе. При заданных величинах σ_0 рассчитывались профили концентрации, по которым определялись значения σ . Одновременный учет влияния на σ размеров источника примеси (радиус r) и трубки-отборника (радиус r_0) показал, что при $\sigma > 2r$ и $r/r_0 \geq 1$ ошибка измерения σ из-за неучета размеров насадков не превышает 4–5%. В случае же $r/r_0 = 1$ влияние размеров насадков можно учесть с помощью выражения (3.1), где $h = 1.08r_0$.

4. Влияние возмущений потока за источником на распределение примеси и, соответственно, на величину σ^2 (здесь и в дальнейшем σ^2 будет означать дисперсию, полученную с учетом введенных выше поправок) рассмотрим применительно к определенным значениям величин x/d (d — диаметр трубки или нити) и x/L , где L — характерный масштаб турбулентных пульсаций, определяемый соотношением

$$L = u \int_0^{\infty} R(\tau) d\tau$$

Действительно, дисперсия σ^2 распределения тепла или примеси пропорциональна x^2 при $x/L < 1$ (соотношение (1.3)) и $\sim x$ при $x/L > 2 \div 3$ (соотношение (1.4)), а ширина следа за нитью или трубкой определяется относительным расстоянием x/d и параметрами потока (число Рейнольдса). Так, характерная ширина следа за плоским источником (нить) пропорциональна $x^{1/2}$, как и σ на большом удалении от источника,



Фиг. 1

поэтому эффект следа должен учитываться на любом удалении от источника. Ширина следа за осесимметричным источником (трубка) увеличивается пропорционально $x^{1/3}$, т. е. слабее, чем дисперсия на любом расстоянии от источника. В этом случае эффект следа при больших x/d может не проявляться. Следовательно, способ введения поправок, учитывающих возмущающее влияние источника, будет зависеть от типа течения и величин соотношений x/L и x/d .

В работе [3] для учета возмущающего влияния источника тепла проводились измерения за нитями различных диаметров и определялась зависимость измеряемой величины ϵ от диаметра проволоки. Истинное значение ϵ находилось экстраполяцией этой зависимости на нулевое значение диаметра. Поскольку постановка таких опытов каждый раз затруднительна, была предпринята попытка получить на основании измерений соотношения, позволяющие вычислять соответствующие поправки к измеряемым величинам.

На фиг. 1, а изображена зависимость дисперсии от расстояния за нитями различных диаметров (1—25, 2—96, 3—180 мк); на фиг. 1, б представлены величины $d\sigma^2/dx$ (мм), определяющие значение D/u — соотношение (1.4) на участке асимптотической зависимости $\sigma^2(x)$ при $x/L > 2$, кривая (1). По оси абсцисс отложен диаметр проволоки. На этой и других фигурах все линейные размеры даны в миллиметрах. Данные (1) получены по кривым фиг. 1, а.

Влияние следа за источником учитывалось по известному соотношению для турбулентного следа за цилиндром [5]

$$B_1 = d\sigma_1^2/dx = 0.064 c_1 d \quad (4.1)$$

вычитанием значений B_1 из измеренных величин $B = d\sigma^2/dx$. При этом предполагалось, что число Прандтля для следа равно 0.5 [2]. Результаты вычитания также представлены на фиг. 1, б, кривая (2). Полученные величины соответствуют значениям B в невозмущенном потоке и измеряемым за нитями диаметром 25 и 40 мк при ламинарном течении в следе ($N_{Re} < 45$). По-видимому, из-за существенного различия характерных масштабов пульсации в следе и потоке слабо взаимодействуют между собой и на достаточно больших удалениях от источника, превышающих $100d$, происходит сложение дисперсий.

На малых удалениях от источника при измерениях интенсивности пульсаций скорости ε связь дисперсии с расстоянием x можно приближенно описать следующей зависимостью:

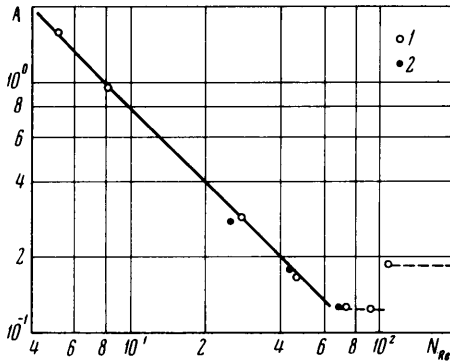
$$\sigma^2 = k_1 \varepsilon^2 x^2 + k_2 x d + k_3 (\chi / u) x \quad (4.2)$$

Соответствующие члены в правой части (4.2) обозначают вклад в размывание теплового следа турбулентных пульсаций в потоке, течения в следе за источником и молекулярной диффузии или теплопроводности (χ — коэффициент температуропроводности). Это выражение можно преобразовать к виду

$$\sigma^2 / x d = A + k_1 \varepsilon^2 x / d$$

$$A = k_2 + k_3 / N_{Pr} N_{Re} \quad (4.3)$$

Простая оценка показывает, что в условиях опытов при $\varepsilon \approx 0.01$, на удалениях от источника меньше 5 мм при использовании нитей диаметром 25—180 мк основной вклад в величину дисперсии будут давать члены, характеризуемые комплексом A . Это подтверждено



Фиг. 2

опытом; зависимость $\sigma^2(x)$ на малых удалениях от нити практически линейна. Определенная по этим данным величина комплекса A представлена на фиг. 2 как функция от числа Рейнольдса, характеризующего обтекание проволоочной нити ($N_{Re} = ud / \nu$). Число Рейнольдса варьировалось изменением диаметра проволоки от 25 до 180 мк и скорости потока: воздуха (1) — от 2.5 до 15 м/сек и фреона-12 (2) — 2.5 м/сек.

Фиг. 2 иллюстрирует наличие двух режимов течения [2, 5] в следе за линейным цилиндрическим источником: ламинарного при $N_{Re} < 45$ и турбулентного при $N_{Re} > 45$. Величина комплекса A имеет приблизительно следующие значения:

$$A = 5.6 / N_{Pr} N_{Re} \quad (k_3 = 56, k_2 = 0) \quad \text{при } N_{Re} < 45$$

$$A = 0.19 \quad (k_3 = 0, k_2 = 0.19) \quad \text{при } N_{Re} > 45$$

Этот результат позволяет получить оценочную формулу, связывающую относительную точность измерения интенсивности пульсаций $\varepsilon^{-1} \Delta \varepsilon$ с геометрическими параметрами

$$\varepsilon^2 x / d > A \varepsilon^2 / (\Delta \varepsilon)^2$$

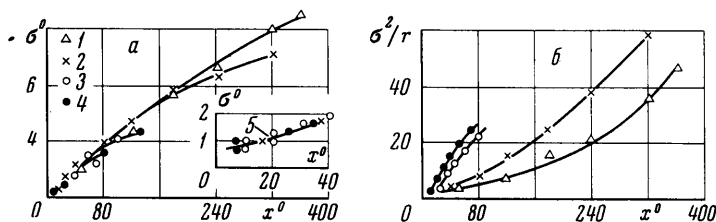
или для заданного значения $\Delta \varepsilon$

$$x / d > A / (\Delta \varepsilon)^2$$

С помощью этого соотношения можно вычислить удаление от источника, где можно пренебречь влиянием размера его d на определение интенсивности пульсаций ε при заданной погрешности $\Delta \varepsilon$. Так, например, для турбулентного режима течения в следе ($A = 0.19$) при $\Delta \varepsilon = 0.01$ (1%) должно быть $x / d > 0.19 \cdot 10^4$, что соответствует $x > 40$ мм при $d = 25$ мк. Следовательно, малые интенсивности турбулентных пульсаций скорости могут быть измерены с помощью теплового метода лишь при достаточно больших масштабах турбулентности L , так как необходимым условием таких измерений является $x < L$ (тогда справедливо соотношение (1.3)). Если удовлетворить этому невозможно, что, например, имеет место при измерениях на срезе малогабаритных сопел, соотношение (1.3) может быть использовано лишь для оценки величины ε по максимуму.

Возмущающее влияние источника примеси также определялось экспериментально. На фиг. 3, а представлены результаты измерения величин σ^2 на разных расстояниях x° ($\sigma^\circ = \sigma/r$, $x^\circ = x/r$) за различными источниками; точки 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям $r = 0.25, 0.5, 2.0, 4.0$ мм. Радиус отборников r_0 был равен 0.25 и 0.5 мм.

На удалении от источника $x^\circ > 30$ экспериментальные точки хорошо описываются кривой 5, определенной расчетом по (3.1) при $\sigma_0 = 0.045 x$



Фиг. 3

и $h = 1.08 r_0$. Расслоение зависимостей $\sigma^\circ(x)$ происходит при $x^\circ > 80$. Ограниченность области влияния источника примеси на $\sigma(x)$ связана, как отмечалось выше, с более быстрым вырождением осесимметричного следа, нежели плоского.

На фиг. 3, б показана зависимость от x° величины σ^2/r (мм). Кривые 1 и 2 при $x^\circ > 200$ имеют одинаковый наклон и могут быть использованы для определения параметров турбулентности по соотношению (1.4). В опытах с источниками $r = 2.0$ мм и $r = 4.0$ мм (кривые 3, 4) при больших x° измерений не проводилось.

5. Влияние на измеряемую величину σ скорости вдува примеси (гелия) определялось экспериментально.

Имеющиеся в литературе сведения [4, 6] о влиянии на результаты диффузионных измерений различия скоростей потока и примеси указывают на слабое воздействие этого фактора на скорость размывания струйки примеси при $x^\circ > 60$. В данной работе подобные измерения проводились и при меньших x° . Анализ полученных данных показывает, что с ростом скорости истечения примеси увеличение σ наблюдается лишь в случаях, когда число Рейнольдса, определенное по разности скоростей истечения примеси и потока, коэффициенту вязкости примеси и диаметру источника, превышает 2000—2500. При подаче гелия через трубку диаметром 1 мм это соответствует разности скоростей порядка 200 м/сек.

В ряде опытов гелий заменялся углекислым газом, при этом какого-либо заметного влияния различия плотностей не обнаружено.

В небольшом объеме исследовалось влияние на результат измерения σ разности скоростей потока и отбора проб смеси. При изменении скорости отбора проб газа от 0.5 до 2.0 и ($u \approx 50$ м/сек) измеренные значения σ оказались одинаковыми.

6. Вопрос о взаимодействии молекулярного и турбулентного переноса до сих пор не решен.

При малых временах диффузии общая дисперсия σ^2 , определяемая турбулентным и молекулярным переносом, в предположении их независимости описывается выражением [2]

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 + \sigma_1^2 \quad (6.1)$$

где σ_0^2 — дисперсия, обусловленная турбулентным, а $\sigma_1^2 = 2D_1\tau$ — молекулярным переносом, D_1 — коэффициент молекулярной диффузии.

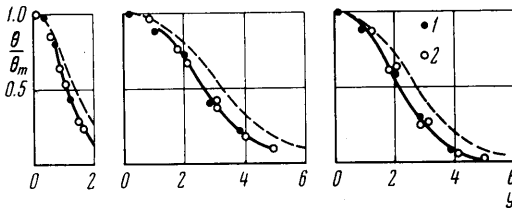
Считать независимыми эти процессы нельзя. В работе [7] экспериментально показано, что на больших расстояниях от источника величина σ^2 для примесей, отличающихся значениями коэффициента молекулярной диффузии (гелий, углекислый газ, нагретый воздух) не зависит от свойств примеси. Объяснение этих результатов дано

в работе [8]; предложенное в ней соотношение можно представить в виде

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 + 2D_1 \frac{x}{u} - \frac{v}{N_{Pr} u \epsilon \lambda} \sigma_0^2 \quad (6.2)$$

Здесь N_{Pr} — число Прандтля (Шмидта), λ — микромасштаб турбулентности, v — коэффициент вязкости.

Для определения вклада в размывание примеси молекулярного переноса были поставлены специальные опыты, которые проводились при температуре потока воздуха около 2000° абс. (которая достигалась организацией пламени на турбулизирующей решетке). Это способствовало увеличению коэффициента молекулярной диффузии приблизительно в 40—50 раз [9] и делало его значение сравнимым с коэффициентом турбулентной диффузии потока.



Фиг. 4

24 мм — при скорости потока $u \approx 50$ м/сек представлены на фиг. 4, результаты опытов по диффузии аргона — 1, гелия — 2. Разница между распределениями гелия и аргона, коэффициенты диффузии которых различаются в десять раз, должна быть существенной. Пунктиром показано распределение концентрации гелия, которое должно иметь место, если соотношение (6.1) справедливо. Результаты опытов свидетельствуют, что в случае турбулентного режима течения за источником влияние молекулярных эффектов на размывание примеси практически отсутствует.

Отметим, что с этим наблюдением согласуются и результаты измерения дисперсии в опытах по оценке возмущающего влияния теплового источника на небольших удалениях от него, которые представлены на фиг. 2. Как было отмечено, при достаточно больших значениях числа Рейнольдса (соответствующих турбулентному режиму течения в следе за нитью) величину коэффициента k_3 в соотношении (4.3), характеризующего вклад молекулярного переноса, можно считать равной нулю. Нужно сказать, что полученное в опытах значение $k_2 = 5.6$ при $N_{Re} < 45$ в 2.8 раза превышает его величину, соответствующую молекулярной диффузии ($k_2 = 2$). Это может быть связано как с наличием провала в профиле скорости в следе, так и с возможным влиянием турбулентных пульсаций в потоке. Для анализа этого эффекта необходимо проведение специальных опытов.

Поступило 30 VI 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Taylor G. I. Diffusion by continuous movements. Proc. London Math. Soc., Ser. A, 1921, vol. 10.
2. Хинце И. О. Турбулентность, ее механизм и теория. М., Физматгиз, 1963.
3. Трубочиков Б. Я. Тепловой метод измерения турбулентности в аэродинамических трубах. Тр. ЦАГИ, 1938, № 372.
4. Вестенберг А. А. Исследование турбулентности пламен методом диффузии гелия. Вopr. ракетн. техн., 1955, № 2.
5. Таунсенд А. А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
6. Прудников А. Г. Диффузионный метод измерения интенсивности турбулентности и коэффициента диффузии турбулентного потока. Сб. «О турбулентном горении гомогенной смеси», М., Оборонгиз, 1956.
7. Mickelsen W. R. Measurements of the effect of molecular diffusivity in turbulent diffusion. J. Fluid Mech., 1959, vol. 7, No. 3.
8. Saffman P. G. On the effect of the molecular diffusivity in turbulent diffusion. J. Fluid Mech., 1960, vol. 8, No. 2.
9. Ивакин Б. А., Суетин П. Е. Исследование температурной зависимости коэффициентов взаимной диффузии газов. Ж. техн. физ., 1964, т. 34, вып. 6.