

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ УСКОРЕННОЙ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИФФУЗИИ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ СМЕШЕНИИ СПУТНЫХ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПОТОКОВ

А. И. МАЛЬЦЕВ

(Москва)

Проведено экспериментальное определение величины ускоренной молекулярной диффузии при турбулентном смешении спутных сверхзвуковых потоков в цилиндрической камере. Получено соотношение между величинами ускоренной молекулярной диффузии и суммарного турбулентного смешения, определяющее долю смешения до молекулярной однородности. Метод исследования оптико-диффузионный, не вносящий возмущения в поток.

Процесс молекулярного смешения при наличии турбулентных пульсаций в объеме происходит во много раз интенсивнее молекулярной диффузии при ламинарных течениях. В отличие от нее этот процесс принято называть ускоренной молекулярной диффузией [1].

Исследование ускоренной молекулярной диффузии представляет очевидный интерес, во-первых, с точки зрения теории, поскольку пока влияние турбулентности на молекулярную диффузию не поддается теоретическому определению. Во-вторых, смешение до молекулярной однородности является определяющим процессом при решении ряда прикладных задач, в частности диффузионного горения и излучения турбулентных струй. Для решения этих задач, возможно, окажется плодотворным применение полупырических методов, основанных на экспериментальном исследовании ускоренной молекулярной диффузии.

В настоящее время имеются отдельные результаты такого исследования, относящиеся к области однородной турбулентности [1] и к случаю спутных несжимаемых струй [2, 3]. Эти результаты указывают на значительную величину ускоренной молекулярной диффузии, которая по порядку величины сравнима с турбулентной диффузией.

В данной работе приведены результаты экспериментального определения величины ускоренной молекулярной диффузии для случая турбулентного смешения спутных сверхзвуковых потоков, проведенного с помощью оптико-диффузионного метода, предложенного А. Г. Прудниковым и примененного ранее в работах [2, 3]. Однако в отличие от этих работ методика получения данных в настоящей работе изменена и позволяет при меньшем числе допущений определять величину ускоренной молекулярной диффузии с большей точностью.

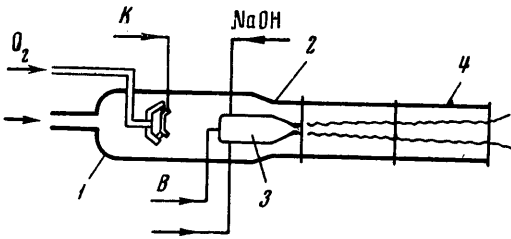
Сущность оптико-диффузионного метода состоит в следующем. Известно [4], что, попадая в среду с температурой $T > 1100^\circ \text{K}$, атомы Na интенсивно излучают видимый свет. Представим себе холодную газовую струю, «подкрашенную» атомами Na, вытекающую в спутный поток с температурой $T > 1100^\circ \text{K}$. Очевидно, что при условии полного отсутствия молекулярного обмена свечение атомов Na в струе не будет наблюдаться, поскольку все элементарные объемы, содержащие атомы Na, не изменят свой состав и температуру. Здесь и далее пренебрегаем изменением температуры газового объема за счет излучения. Таким образом, наблюдаемое в опытах свечение атомов Na связано с наличием смешения до молекулярной однородности, т. е. с процессом ускоренной молекулярной диффузии.

Эксперименты проведены в диапазоне начальных данных: $M_1 = 1.53 \div 2.4$, $T_{01} = 2100 \div 2250^\circ \text{K}$, $M_2 = 2.1 \div 2.78$, $T_{02} = 1450 \div 1680^\circ \text{K}$ (M_1 , T_{01} и M_2 , T_{02} — соответственно числа Маха и температуры торможения спутного потока и струи).

Схема установки, на которой проводились эксперименты, по определению величины ускоренной молекулярной диффузии, приведена на фиг. 1. Стрелками без обозначений показана подача воздуха, κ — керосина, ϵ — водорода. В газовом подогревателе I происходил подогрев спутного потока

вплоть до температуры $T_{01} = 2400^\circ \text{K}$. Подогреватель оканчивался сменным соплом 2, разгоняющим спутный поток до сверхзвуковой скорости. Диаметр сопла на выходе составлял 70 мм, числа M_1 были равны 1.53, 1.77, 2.4. Статическая температура спутного потока на выходе из сопла подогревателя всегда превышала величину 1100°K , создавая таким образом условия для свечения атомов Na, которыми была подкрашена внутренняя (первичная) сверхзвуковая струя.

Внутренняя сверхзвуковая струя образовывалась газами, вытекающими из сопла генератора 3. В генераторе осуществлялся подогрев газовой смеси



Фиг. 1

путем сжигания водорода в воздухе с одновременной подачей спиртового раствора $NaOH$. Выбор в качестве горючих компонентов водорода и спирта обеспечил минимальное паразитное свечение нагретой газовой смеси. Температура на выходе из сопла генератора не превышала 900°K и была недостаточной для свечения атомов Na. Наружная стенка генератора, являющегося центральным телом сопла подогревателя, была спрофилирована так, чтобы радиальная составляющая скорости спутного потока была минимальной. В отличие от подогревателя, который имел одну рубашку охлаждения, генератор имел две рубашки охлаждения — внешнюю и внутреннюю. Это позволило помимо хорошего охлаждения конструкции устранить теплопередачу от одного потока к другому. Наличие двух рубашек охлаждения не позволило, однако, сделать сопло генератора профилированным. Поэтому генератор оканчивался коническим соплом с диаметром выхода 20 мм. Эксперименты проводились с двумя генераторами, которые имели углы конусности сопла 15° и 10° , числа M_2 генераторов были равны соответственно 2.78 и 2.1. Сопло генератора имело практически острую кромку.

Режимы работы подогревателя и генератора подбирались такими, чтобы обеспечить минимальную нерасчетность истечения. При этом полнота сгорания в подогревателе и генераторе была не меньше 0.97. Для всех режимов работы число Рейнольдса, определенное по параметрам спутного потока, изменялось от $5 \cdot 10^5$ до 10^6 .

К срезу сопла подогревателя пристыковывались отсеки различной длины, которые образовывали цилиндрическую камеру 4. Система измерений была относительно простой. Производилось фотографирование фотокамерой и прибором Теплера газового потока на срезе камеры 4, длина которой изменялась путем установки разных отсеков.

Найдем связь между наблюдаемой в опытах интенсивностью свечения атомов Na и характеристиками смешения до состояния молекулярной однородности.

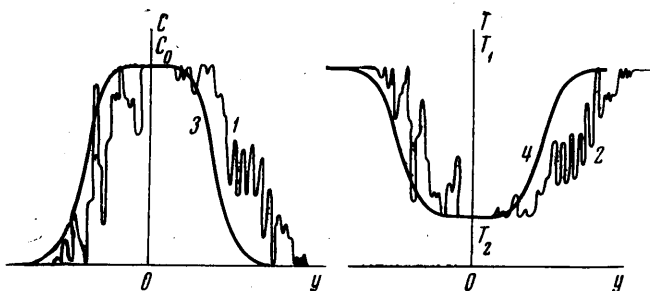
Предположим, что мысленно фиксируем мгновенное распределение концентрации $C(y)$ атомов Na и температуры $T(y)$ в произвольном сечении струи (кривые 1 и 2 на фиг. 2). Для простоты рассматривается случай плоскопараллельных потоков. Светимость атомов Na в каждой точке выбранного сечения в данный момент времени, согласно [4], определяется мгновенной концентрацией и температурой по формуле

$$I(y) = fC(y) \exp \frac{-h\nu}{kT(y)} \quad (1)$$

Здесь f — постоянная величина, сравнимая с единицей; h, k — постоянные Планка и Больцмана; ν — частота резонансного излучения Na (длина волны 5893 Å).

Таким образом, выражение (1) описывает мгновенное распределение интенсивности свечения Na в данном сечении.

Следуя работе [5], проведем мысленную операцию «пересортировки» микрообъемов, обладающих в данный момент концентрациями C и температурами T . Для этого разобьем мгновенные профили $C(y)$ и $T(y)$ на бесконечно малые полосы Δy (или, что то же, на микрообъемы) и располо-



Фиг. 2

жим их около оси внутренней струи $y = 0$ в новом порядке, соответствующем монотонному убыванию (возрастанию) концентрации (температуры), и таким образом, чтобы полученные профили были симметричными (что всегда можно сделать).

При условии подобия процессов переноса тепла и вещества порядок расположения полос (микрообъемов) для полученных мгновенных «отсортированных» профилей $C^*(y)$ и $T^*(y)$ (кривые 3 и 4 на фиг. 2) будет один и тот же. Будут одинаковыми также безразмерные профили $C^*(y)/C_0$ и $(T^*(y) - T_1)/(T_2 - T_1)$ при $L = 1$. Здесь L — число Льюиса, C_0 — начальная концентрация атомов Na, T_2 и T_1 — соответственно начальные температуры струи и спутного потока.

В результате такой мысленной «пересортировки» микрообъемы не изменят свой состав и температуру. Поэтому, несмотря на то что распределение интенсивности свечения Na для «отсортированных» профилей, определенной по формуле

$$I^*(y) = fC^*(y) \exp \frac{-h\nu}{kT^*(y)}$$

будет отличаться от физического распределения $I(y)$, суммарная интенсивность свечения атомов Na в сечении после проведения операции «сортировки» не изменится

$$I_{\Sigma} = \int_{-\infty}^{+\infty} I(y) dy = \int_{-\infty}^{+\infty} I^*(y) dy \quad (2)$$

Формула (2) отражает смысл проведения операции «пересортировки», который состоит в том, что при описании величины суммарной интенсивности свечения в данном сечении формально осуществляется переход от мгновенного случайного распределения температуры и концентрации $T(y), C(y)$, вклад в которое дает как турбулентная, так и ускоренная молекулярная диффузия, к некоторым «отсортированным» профилям $T^*(y), C^*(y)$, форма которых определяется уже только величиной ускоренной молекулярной диффузии.

Действительно, если бы молекулярное смешение в струе отсутствовало, то в результате мысленной операции «пересортировки» получились бы прямоугольные профили $C^*(y)$ и $T^*(y)$ и, как легко видеть, по формуле (2) интенсивность свечения была бы равна нулю. Поэтому отличие «отсортированных» профилей от прямоугольных целиком объясняется наличием ускоренной молекулярной диффузии, а «размытость» этих профилей характеризует ее величину.

Выражение для средней по времени суммарной физической интенсивности свечения атомов Na в данном сечении будет иметь следующий вид:

$$\langle I_z \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} f \left\langle C^*(y) \exp \frac{-h\nu}{kT^*(y)} \right\rangle dy \quad (3)$$

Подынтегральное выражение в формуле (3), которое есть среднее от произведения функций случайных величин, должно зависеть не только от средних значений случайных величин $\langle C^* \rangle$ и $\langle T^* \rangle$, но и от их пульсаций ΔC^* и ΔT^* . Рассмотрим вопрос о пульсациях температуры и концентрации.

Величина физической пульсации температуры и концентрации (которая может быть измерена датчиком в точке) определяется пульсациями в слоях молекулярного смешения, т. е. ΔC^* и ΔT^* , а также интенсивностью турбулентного перемещения объемов. Можно предположить, что основной вклад дает именно турбулентная диффузия, и в этом случае можно пренебречь пульсациями температуры и концентрации в слоях молекулярного смешения ΔT^* и ΔC^* по сравнению с величиной физических пульсаций (которая может быть, вообще говоря, значительна).

Из этого предположения следует, что

$$\left\langle C^*(y) \exp \frac{-h\nu}{kT^*(y)} \right\rangle = \langle C^*(y) \rangle \exp \frac{-h\nu}{k\langle T^*(y) \rangle}$$

На основании сказанного выше получаем связь между средней по времени суммарной физической интенсивностью свечения атомов Na в каждом сечении и осредненными «отсортированными» профилями концентрации $\langle C^*(y) \rangle$ и температуры $\langle T^*(y) \rangle$

$$\langle I_z \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} f \langle C^*(y) \rangle \exp \frac{-h\nu}{k\langle T^*(y) \rangle} dy \quad (4)$$

Определим функциональный вид профилей $\langle C^* \rangle$ и $\langle T^* \rangle$, перейдя к цилиндрическим координатам, соответствующим данной задаче. Распределение концентрации при молекулярной диффузии от точечного источника точно описывается вероятностной функцией Гаусса. Экспериментами показано, что если точечный источник находится в поле однородной турбулентности, то распределение осредненной по времени концентрации тоже описывается функцией Гаусса. Тогда естественно предположить, что «отсортированный» профиль концентрации также можно описать функцией Гаусса со своей дисперсией, характеризующей величину ускоренной молекулярной диффузии.

В случае смешения цилиндрической струи конечного размера распределение концентрации в произвольном сечении струи можно представить как суперпозицию распределений, полученных от точечных источников, на которые условно можно разбить сечение струи. Для каждого такого источника «отсортированный» профиль будем описывать, согласно сказанно-

му выше, цилиндрической функцией Гаусса

$$\Gamma(R, r, \theta) = \frac{1}{2\pi\sigma_i^2} \exp\left(-\frac{R^2 + r^2 - 2Rr \cos \theta}{2\sigma_i^2}\right)$$

Здесь r — радиус, проведенный из центра сечения до точечного источника; R — радиус, проведенный в произвольную точку сечения, θ — угол между ними; σ_i^2 — дисперсия распределения для отдельного источника.

Тогда «отсортированный» профиль концентрации (температуры) в рассматриваемом сечении выразится в виде интеграла от такой цилиндрической функции Гаусса по кругу радиуса a , который получится, если собрать вместе в данном сечении все молекулы вещества струи.

$$\frac{\langle C^* \rangle}{C_0} = \frac{\langle T^* \rangle - T_1}{T_2 - T_1} = \iint_0^a \Gamma(R, r, \theta) r dr d\theta \quad (5)$$

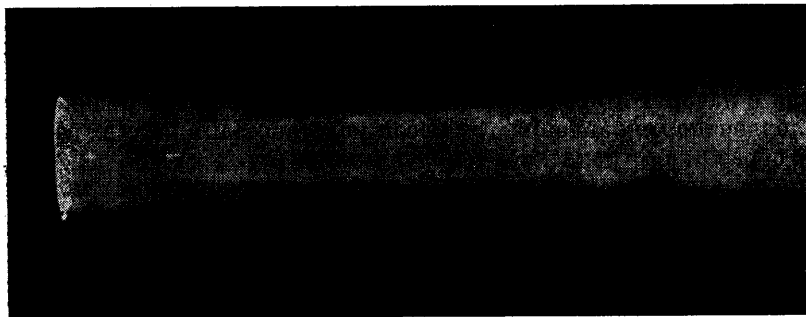
Выбирая некоторую среднюю для данного сечения величину дисперсии σ_*^2 и используя, что

$$\int_0^{2\pi} \exp \frac{Rr \cos \theta}{\sigma_*^2} d\theta = 2\pi J_0\left(\frac{irR}{\sigma_*^2}\right) \quad (6)$$

Где $J_0(\xi)$ — функция Бесселя нулевого порядка, получаем окончательную формулу для описания «отсортированных» профилей

$$\frac{\langle C^* \rangle}{C_0} = \frac{\langle T^* \rangle - T_1}{T_2 - T_1} = \frac{1}{\sigma_*^2} \int_0^a J_0\left(\frac{irR}{\sigma_*^2}\right) r \exp \frac{-(R^2 + r^2)}{2\sigma_*^2} dr \quad (7)$$

Величина дисперсии σ_*^2 характеризует степень «размытости» профилей $\langle C^*(r) \rangle$ и $\langle T^*(r) \rangle$, т. е. величину ускоренной молекулярной диффу-



Фиг. 3

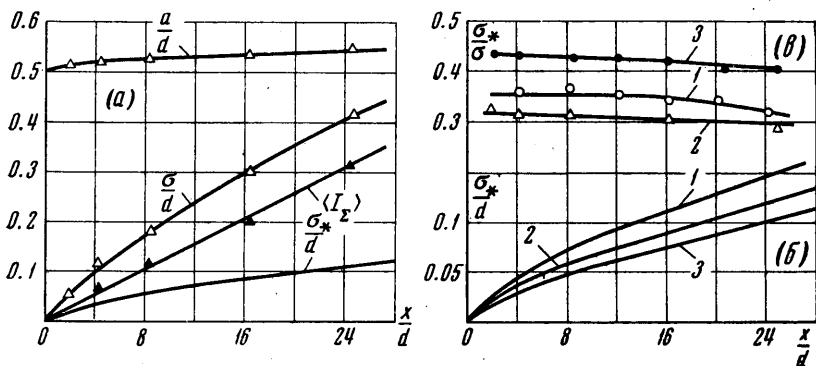
зии. Она равна нулю для начального прямоугольного профиля и совпадает с гауссовой дисперсией профиля $\langle C^*(r) \rangle$ на больших расстояниях от начала смешения.

Таким образом, при условии, что величина $a(x)$ известна, формулы (4), (7) связывают измеряемую в эксперименте суммарную среднюю по времени интенсивность свечения атомов Na с дисперсией σ_*^2 , которая отражает величину смешения до молекулярной однородности и которую будем называть дисперсией ускоренной молекулярной диффузии.

Конкретно определение величины σ_*^2 проводилось следующим образом: светящаяся струя на срезе камеры фотографировалась на фотоплен-

ку, которая затем маркировалась с целью определения ее фотометрических свойств. Пример полученных в опыте фотографий приведен на фиг. 3 (уменьшение в четыре раза). Все эксперименты проводились в области постоянства фотометрических характеристик фотоэмульсии.

Распределение интенсивности свечения атомов Na в сечении струи, соответствующем срезу камеры (уже проинтегрированное фотокамерой по оси ее установки) получалось после обработки негативов на микрофотомере и последующего пересчета, позволившего устранить фон слутного потока, аналогично тому, как это было сделано в работе [3]. Затем произ-



Фиг. 4

водилось графическое интегрирование такого распределения в сечениях, соответствующих разной длине цилиндрической камеры, и получалось распределение суммарной интенсивности свечения по длине камеры $\langle I_{\Sigma}(x) \rangle$. Далее для двух близких сечений x_1 и x_2 по полученной в эксперименте зависимости $\langle I_{\Sigma}(x) \rangle$ определялось отношение

$$\langle I_{\Sigma}(x_2) \rangle / \langle I_{\Sigma}(x_1) \rangle \quad (8)$$

согласно формулам (4) и (7). Затем предполагался линейный закон изменения $\sigma_*(x)$ на отрезке $[x_1, x_2]$ и коэффициент наклона функции $\sigma_*(x)$, начиная с начального сечения $x = 0$, определялся путем решения на ЭВМ трансцендентного уравнения (8) после подстановки в него выражения (7). Таким образом выстраивалась вся функция $\sigma_*(x)$.

Для определения относительной величины ускоренной молекулярной диффузии необходимые данные о суммарном смешении в условиях проводимого эксперимента были получены по методике работы [6]. При этом средние по времени физические профили концентрации и температуры также описывались вероятностными функциями вида (7) только с величиной дисперсии σ^2 , характеризующей величину суммарного смешения струй. Следуя [6], производилось фотографирование потока на срезе цилиндрической камеры прибором Тешлера и после обработки негативов и расчетов находилась величина дисперсии σ^2 . Одновременно определялась также функция $a(x)$, необходимая при расчете $\sigma_*(x)$.

В качестве примера на фиг. 4, а приведены распределение суммарной интенсивности свечения атомов Na по длине цилиндрической камеры $\langle I_{\Sigma}(x) \rangle$ и рассчитанная по этому распределению величина σ_* , а также определенные по методике работы [6] зависимости $\sigma(x)$ и $a(x)$. Данные приведены для следующей серии опытов:

$$M_1 = 1.53, \quad T_{01} = 2100^\circ \text{K}, \quad M_2 = 2.1, \quad T_{02} = 1680^\circ \text{K}, \quad R_1 = 10^\circ.$$

Относительная величина ускоренной молекулярной диффузии в общем турбулентном смешении определялась отношением σ_*/σ .

Точность расчета по описанной выше методике в основном определялась качеством фотоматериала, погрешностями фотометрии и графического интегрирования,

а также точностью метода работы [8]. В результате оценок было получено, что относительная ошибка при определении величины σ_*/σ не превышала 30%.

На фиг. 4, б приведены результаты экспериментального определения оптико-диффузионным методом величины ускоренной молекулярной диффузии для разных серий проведенных опытов. Приводим последовательно значения параметров M_1 , M_2 , T_{01} °К, T_{02} °К, определяющих каждую из кривых на фиг. 4, б: 1 (2.4, 2.78, 2250, 1450), 2 (1.53, 2.1, 2100, 1680), 3 (1.77, 2.78, 2100, 1450).

Установить зависимость величины дисперсии ускоренной молекулярной диффузии от перечисленных параметров в исследованном диапазоне их изменения не удалось.

Большой интерес представляет определение доли ускоренной молекулярной диффузии в суммарном смещении турбулентных потоков, которая характеризовалась отношением σ_*/σ . Такие данные приведены на фиг. 4, в. Отношение σ_*/σ незначительно уменьшается при увеличении расстояния от начала смешения и для проведенных серий опытов лежит в интервале (0.3 ÷ 0.45). Таким образом, доля ускоренной молекулярной диффузии при смешении спутных турбулентных сверхзвуковых потоков в цилиндрическом канале находится примерно в том же диапазоне, что и при смешении дозвуковых спутных струй [3] (где получен более широкий диапазон ее изменения 0.2—0.5). Было обнаружено также, что относительная величина ускоренной молекулярной диффузии σ_*/σ несколько увеличивается при уменьшении абсолютной величины турбулентного смешения.

Таким образом, результаты проведенных экспериментов указывают на то, что в данном случае существует прямая пропорциональная зависимость между величинами ускоренной молекулярной диффузии и турбулентного смешения (по меньшей мере на расстоянии до 30 калибров по диаметру сопла внутренней струи) и что коэффициент пропорциональности, определяемый отношением σ_*/σ , лежит в интервале 0.3—0.45, несколько увеличиваясь при уменьшении величины турбулентного смешения.

Необходимо заметить, что рассчитанные по экспериментальным данным значения σ_* , по-видимому, несколько занижены из-за наличия теплового пограничного слоя на внешней и внутренней стенках генератора, который должен приводить к уменьшению свечения атомов на начальном участке смешения.

В заключение автор благодарит Е. С. Щетинкова за постоянное внимание к работе.

Поступило 27 XI 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Townsend A. The diffusion behind a line source in homogeneous turbulence. Proc. Roy. Soc., Ser. A, 1954, vol. 24, No. 1159.
2. Замятина Н. А., Прудников А. Г. О скорости молекулярного смешения на начальном участке турбулентной струи. Изв. АН СССР, Энергетика и транспорт, 1965, № 3.
3. Прудников А. Г., Замятина Н. А. О скорости молекулярного смешения на основном участке турбулентной струи. Изв. вузов, Авиационная техника, 1966, № 3.
4. Митчел А., Земанский М. Резонансное излучение и возбужденные атомы. М.—Л., ОНТИБ, 1937.
5. Щетинков Е. С. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
6. Замятина Н. А., Навознов О. И., Павельев А. А. Экспериментальное определение поля температур осесимметричных спутных струй методом Теллера. Физика горения и взрыва, 1967, № 3.