

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВРЕМЕНИ ПРЕБЫВАНИЯ ГАЗА В ЗОНЕ РЕЦИРКУЛЯЦИИ

В. К. Баев, С. С. Воронцов, В. А. Забайкин, В. А. Константиновский
(Новосибирск)

Для изучения массообмена внешних потоков с зоной рециркуляции применен беззондовый оптический метод резонансного поглощения лазерного излучения метаном. Этот метод может использоваться вплоть до диссоциационного предела, наступающего при температуре 900 К.

Экспериментальная установка описана в [1]. Исследования проводились в плоской камере, представляющей собой канал прямоугольного сечения 60×40 мм и длиной 1080 мм, с уступом, высота которого составляла 40 мм (рис. 1). В боковые стенки могли вставляться кварцевые стекла.

На первом этапе эксперимента проверена возможность применить термоанемометр для определения времени пребывания газа в зоне рециркуляции. Использовалось его свойство реагировать на плотность и теплопроводность; в качестве трассирующего газа в зону рециркуляции вводился водород. Однако сильные пульсации существенно искажали сигнал и точность метода при сильной турбулентности была невысокой. Определение времени пребывания с точностью до 0,1 мс в работе [2] при отсечке подачи водорода за 0,5 мс и высоком уровне пульсаций, судя по приведенным осциллограммам, для турбулентного потока представляется сомнительной.

В настоящем исследовании времени пребывания газа в зоне рециркуляции применен метод резонансного поглощения лазерного излучения метаном [3]. Метод основан на близком совпадении излучения гелий-неонового лазера в ИК-области (3,39 мкм) и перехода $P(7)$ линии ν_3 молекулярной полосы поглощения метана. Метан вводился в зону рециркуляции малой примесью в качестве трассирующего газа. При быстром прекращении подачи метана можно было по изменению интенсивности проходящего лазерного излучения определить изменение парциальной плотности. Благодаря высокому коэффициенту поглощения метана, относительной простоте и бесконтактности метода он оказался удобным для измерений при сверхзвуковом обтекании уступа и высокой степени турбулентности в зоне рециркуляции.

Исходя из возможностей экспериментальной установки и используя выводы [4] о примерном постоянстве времени пребывания по всей зоне и малом влиянии направления вдува, трассирующий газ подавался перпендикулярно потоку с боковой стенки (см. рис. 1, а). Это позволило сделать клапан достаточно быстродействующим, при этом его габариты уже не были ограничивающим фактором. Время закрытия определялось

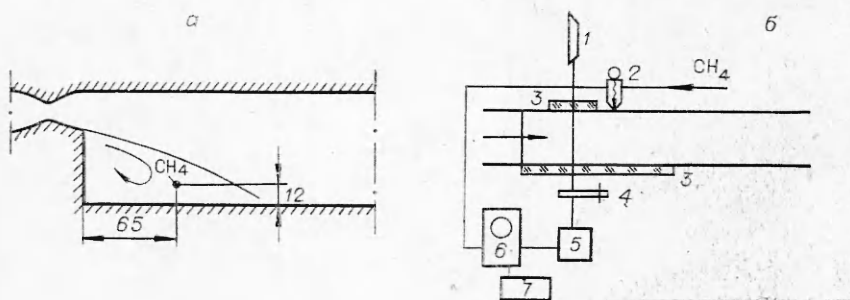


Рис. 1.

следующим образом. Напротив выходного отверстия клапана устанавливался зонд термоанемометра. Через клапан подавался воздух при отсутствии потока в канале. Датчик реагировал на скорость потока воздуха, выходящего из канала. При отсечке подачи скорость уменьшилась до нуля. За время закрытия клапана принималось время изменения сигнала, которое не превышало 10^{-4} с, что по крайней мере на порядок меньше времени пребывания.

Схема эксперимента представлена на рис. 1, б. Излучение лазера *I* проходило через зону рециркуляции, закрытую кварцевыми стеклами *З*, и регистрировалось ИК-приемником *Б*, в качестве которого применялся приемник на основе германия, легированного золотом, при температуре жидкого азота. Сигнал с приемника регистрировался на экране запоминающего осциллографа *Б*. Метан от баллона через редуктор и клапан *2* подавался в зону рециркуляции. Осциллограф запускался с помощью концевого выключателя, который срабатывал в период между началом движения штока клапана и полным его закрытием. В результате массообмена концентрация метана в зоне рециркуляции снижалась во времени, уменьшая тем самым поглощение излучения.

Как известно, при прохождении лазерного излучения через воздух с добавкой метана ослабление происходит по следующему закону:

$$I = I_0 \exp(-\rho l k), \quad (1)$$

где I_0 — полная интенсивность лазерного излучения; I — интенсивность излучения после прохождения через среду с добавкой метана; ρ — парциальная плотность метана; l — длина области поглощения; k — коэффициент поглощения, который в свою очередь зависит от температуры, давления, длины волны излучения и состава газа. Для определения I_0 — абсолютной величины амплитуды лазерного излучения при отсутствии метана применялся обтюратор, периодически перекрывавший луч лазера. Эта величина фотографировалась и измерялась до и после каждого эксперимента (рис. 2, б). Для отсчета времени фотографировался также калибровочный сигнал генератора осциллографа, а его частота проверялась цифровым частотомером. На рис. 2, а можно видеть характерный вид осциллограмм времени пребывания метана в зоне рециркуляции. Увеличение сигнала соответствует уменьшению концентрации метана.

По предварительным оценкам область режимных параметров лежит внутри исследованных областей (см. [1, 3, 6]), следовательно,

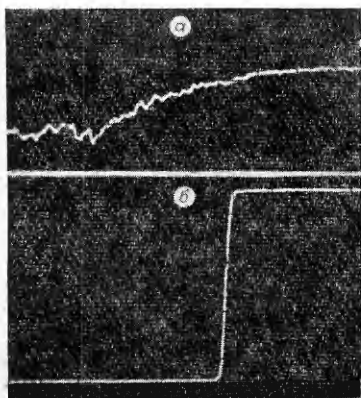


Рис. 2.

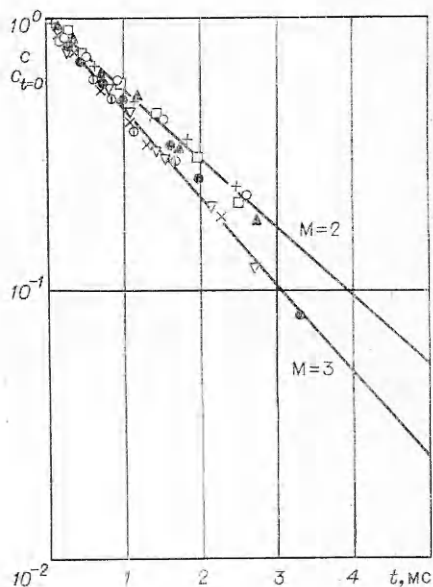


Рис. 3.

можно быть уверенным в применимости формулы (1) в нашем случае и записать зависимость парциальной плотности от интенсивности

$$\rho = 1/kl \cdot \ln(I_0/I).$$

Давление и температура могли меняться от эксперимента к эксперименту, но в каждом отдельном режиме они оставались постоянными, а значит и коэффициент поглощения оставался неизменным в каждом отдельном эксперименте. Длина пути поглощения во всех случаях составляла 40 мм. Поэтому взяв отношение плотности в какой-то момент времени t к начальной плотности при $t = 0$ (закрытие клапана), получим соотношение, в котором отсутствует зависимость от коэффициента поглощения:

$$\frac{\rho(t)}{\rho_{t=0}} = \frac{\ln \frac{I_0}{I(t)}}{\ln \frac{I_0}{I_{t=0}}}.$$

Таким образом, становится возможным определение изменения парциальной плотности (что в данном случае соответствует изменению концентрации c) в зависимости от времени.

В некоторых случаях наблюдался провал в ходе кривой поглощения интенсивности, который происходил из-за выбрасывания дополнительной порции метана в момент закрытия клапана. Однако во всех таких случаях график зависимости изменения концентрации от времени и полулогарифмическом масштабе давал прямую линию с одинаковым наклоном, поэтому закон изменения концентрации от времени оказывался экспоненциальным с одинаковым показателем.

Полученные результаты измерения времен пребывания показаны на рис. 3. Начальная концентрация принята за 100%. Эксперименты проводились при числах Маха M набегающего потока, равных 2 и 3. Число Рейнольдса изменялось в пределах от $0,85 \cdot 10^6$ до $2 \cdot 10^6$ для $M = 2$ и от $0,5 \cdot 10^6$ до $1,17 \cdot 10^6$ для $M = 3$, причем за характерный размер принимался размер сопла в выходном сечении, равный 20 мм. Для определения влияния возмущения, вносимого метаном, изменялся его относительный расход. Кроме того, замерялось донное давление. Массовый расход метана, отнесенный к расходу воздуха через сопло, менялся от $0,74 \cdot 10^{-4}$ до $5,8 \cdot 10^{-4}$ для $M = 2$ и от $3,4 \cdot 10^{-4}$ до $23,5 \cdot 10^{-4}$ для $M = 3$, причем в большинстве случаев не превышал $5 \cdot 10^{-4}$.

Таким образом, как и ожидалось, изменение концентрации описывается зависимостью

$$c = c_0 \exp(-t/t_{пр}).$$

Если принять, как делается в работах [4, 5], за время пребывания $t_{пр}$ время уменьшения концентрации в e раз, взяв начальную концентрацию за 100%, то получим, что для рассматриваемой геометрии при $M = 2$ $t_{пр} \approx 1,7$ мс, а при $M = 3$ $t_{пр} \approx 1,3$ мс (см. рис. 3).

Время пребывания не зависело от числа Рейнольдса в пределах $0,5 \cdot 10^6 - 2 \cdot 10^6$.

Можно предположить линейную зависимость $t_{пр}$ от h/u (h — характерный размер уступа, u — скорость обдува), как показано и для дозвукового течения [5]. В настоящей работе для исследованных чисел Маха $t_{пр}u/h \approx 21$. Однако этот вывод требует дополнительной проверки, так как очень большим было отношение размера уступа к высоте канала (2/3). Кроме этого, это справедливо, видимо, только для одной степени турбулентности набегающего потока. Так, в работе [2] $t_{пр}u/h \approx 26$.

Изменение относительного расхода подмешиваемого метана в достаточно широких пределах (до 8 раз) не влияло на $t_{пр}$ и достаточно слабо изменяло донное давление (в худшем случае изменение донного давле-

ния равнялось 8%, обычно же не превышало 1%). Это в свою очередь позволяет сделать вывод о слабом влиянии подмешиваемого газа (метана) на процесс массообмена.

Достаточно высокая повторяемость, хорошая монотонность кривой поглощения вместе с относительной простотой позволяет считать метод резонансного поглощения лазерного излучения метаном наилучшим для определения времени пребывания в холодных потоках (до 900 К).

Поступила в редакцию
30/1 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. В. К. Баев, Г. В. Климчик и др. ФГВ, 1976, 12, 3.
2. V. Zakka, R. Sinha, H. Medeski. AIAA Paper, 1970, N 70—111.
3. Р. Эмрих, Р. И. Солоухин. ФГВ, 1971, 7, 1.
4. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
5. Т. А. Бовина.— В сб.: Горение при пониженных давлениях и некоторые вопросы стабилизации пламени. М., Изд-во АН СССР, 1960.
6. В. А. Суюшев, Н. М. Алексеев, В. С. Бабкин. ФГВ, 1975, 11, 4.

О ТЫЛЬНОМ РАЗРУШЕНИИ ПЛАСТИН

В. С. Никифоровский, Е. В. Тетенов, Н. А. Фрейшист

(Новосибирск)

Работы [1—5] с помещенной в них библиографией дают представление о тыльном отколе в пластинах при динамических воздействиях. С откольным явлением приходится встречаться достаточно часто в машиностроительной и горной практике, когда имеет место взаимодействие волн напряжений с границами раздела сред и границами конструкций, со свободными поверхностями в массиве: контурами выработок, бортами карьеров, целиками и т. п. Правильная оценка характера и величины напряженного состояния вблизи таких границ дает возможность сохранить границы конструкций, контуры выработок или точно описать возможные разрушения. Основные особенности этого явления чаще всего обсуждаются на простейших одномерной или двумерной (плоской, осесимметричной) задачах. Эти же модели применяются в качестве основных экспериментальных схем для изучения прочностных характеристик материалов [6—8]. Однако эти модели дают ограниченные сведения о прочностных характеристиках материалов в динамическом диапазоне.

Недостаток экспериментальных данных часто «доопределяется» на основании точного или приближенного решения соответствующих задач или с помощью разнообразных оценок, допущений и предположений. Разрушение среды в окрестности свободных поверхностей при выходе на них волн напряжений не всегда ограничивается откольным; имеют место случаи более сложного разрушения типа растрескивания, начинающегося со свободной поверхности, или комбинированного типа. Такое разнообразие картин разрушения можно наблюдать, в первую очередь, в материалах, обладающих сравнительно большой прочностью внутри по сравнению с поверхностной (стекло). В настоящей работе на примере расчета динамического осесимметричного поля напряжений в упругой толстой пластине обсуждаются некоторые вопросы разрушения и прочности материалов.

1. Для численного решения задачи уравнения динамической теории упругости удобно взять в виде нормальной гиперболической системы [9]

$$\rho \cdot \frac{du}{dt} = \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + (\sigma_r - \sigma_\theta)/r + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z}, \quad (1)$$

$$\rho \cdot \frac{\partial w}{\partial t} = \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial r} + \tau_{rz}/r + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z},$$