

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ВНЕШНЕГО СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА НА СТАБИЛИЗАЦИЮ ПЛАМЕНИ ЗА ДОННЫМ СРЕЗОМ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ТЕЛА

В. К. Баев, А. В. Локотко, П. К. Третьяков

(Новосибирск)

Одним из способов стабилизации пламени в сверхзвуковом потоке является стабилизация его зонами рециркуляции, возникающими за плохообтекаемыми телами.

Простейшим случаем является стабилизация пламени за донным срезом осесимметричного тела, обтекаемого равномерным сверхзвуковым потоком гомогенной топливовоздушной смеси. В этом случае характеристики стабилизации аналогичны таковым для дозвукового потока, по крайней мере для небольших чисел M [1]. Приближение картины течения к реальной, с точки зрения практики, вызывает необходимость исследования стабилизации пламени при вдуве топлива через донный срез (различными способами) и в условиях, когда внешний поток не является равномерным и неограниченным.

В работе [2] проведены исследования стабилизации пламени при различных способах вдува при числе $M=2,1$. Было показано, что способ вдува на пределы устойчивого горения влияет слабо, причем предельный вдув составил $\bar{G} = (3 \div 4) \cdot 10^{-3}$. В работах [3, 4] отмечено влияние структуры внешнего потока, а именно повышение донного давления [3] и образование второй зоны рециркуляции [4] при взаимодействии скачков уплотнения с ближним следом. Уровень абсолютного давления в зоне рециркуляции, особенно при низких температурах торможения основного потока и при относительно небольших поперечных размерах тела, является важным фактором с точки зрения скоростей химических реакций и, следовательно, стабилизации пламени.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования стабилизации пламени за осесимметричным телом при вдуве водорода через донный срез при обтекании его сверхзвуковым потоком, имеющим структуру перерасширенной струи. Исследования проведены в аэродинамической трубе, имеющей рабочую часть типа камеры Эйфеля при степенях нерасчетности $n=0,3 \div 1,0$. Расчетное число Маха сопла $M=3,0$. Температура торможения $T_0=250^\circ \text{K}$.

Модель представляла собой конус, переходящий в цилиндр (рис. 1) и устанавливалась по оси сопла. При степенях нерасчетности $n=0,3 \div 0,6$ течение характеризуется наличием конического скачка уплотнения, присоединенного к кромке сопла. По мере повышения давления в форкамере наклон конического скачка изменяется вследствие изменения n . На нерасчетных режимах происходит взаимодействие скачка уплотнения с поверхностью модели или ближним следом. Это взаимодействие существенным образом влияет на распределение давлений и картину течения, что иллюстрируется рис. 2, 3. В условиях эксперимента степень нерасчетности и давление в форкамере p_0 были связаны однозначно, поэтому на рис. 2 даны две шкалы по оси абсцисс.

Как известно, при определенной интенсивности падающего на поверхность скачка уплотнения возможен отрыв пограничного слоя и возникновение вихревой зоны. Представляет интерес случай, когда вихревая зона на поверхности цилиндрической части модели соединяется с рециркуляционным течением за донным срезом. Это явление наблю-

далось в условиях эксперимента, начиная с $p_0 \approx 4,8$ ат. На рис. 3, б приведена фотография течения с шелковинками, иллюстрирующая смыкание рециркуляционных течений. При этом $p_d > p_6$. При $p_0 \approx 5,4$ ат конический скачок внешнего потока попадает в зону рециркуляционного течения за донным срезом. Отрыв же пограничного слоя на поверхности модели существует до $p_0 \approx 5,8$ ат. При $p_d/p_6 = 2,5$ исчезает отрыв, что согласуется с данными, приведенными в [5] для критического перепада давлений при $M=3,0$ (см. скачкообразное падение p_6 на рис. 2 при $P_0=5,7$ ат и теплеровский фотоснимок на рис. 3, з).

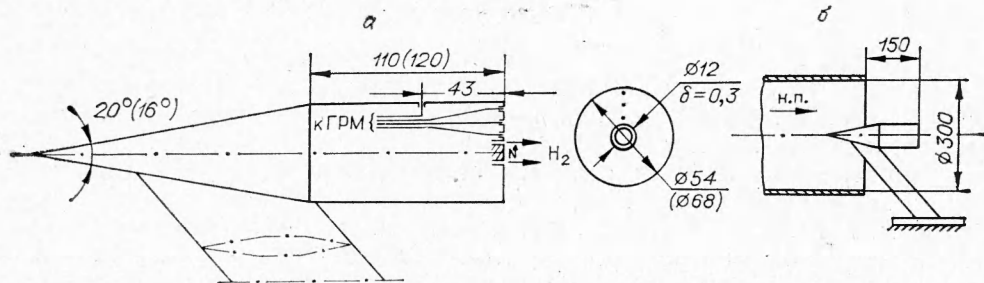


Рис. 1. Схема (а) и положение модели относительно среза сопла (б).

Взаимодействие конического скачка внешнего потока с зоной рециркуляции (при дальнейшем повышении p_0) сказывается на величине донного давления. Резкое уменьшение p_d при $p_0 \approx 6,3 \div 6,4$ ат свидетельствует о перемещении конического скачка вниз по потоку за пределы рециркуляционного течения (см. рис. 3, д).

Опыты с горением проводились на модели, показанной на рис. 1. Водород подавался через кольцевую щель, воспламенение осуществлялось электроразрядной свечой, установленной в донном срезе модели. На боковой поверхности модели и на донном срезе в трех точках по радиусу проводились измерения давления. Донное давление по радиусу сохранялось постоянным (в пределах точности измерений на ГРМ-2).

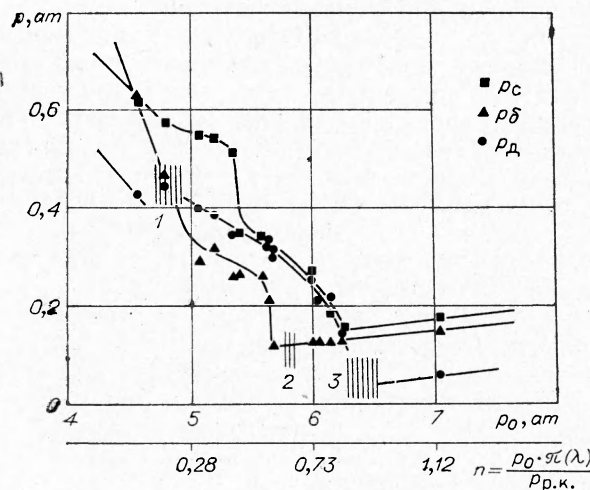


Рис. 2. Изменение давлений на срезе сопла, боковой поверхности и донном срезе модели от давления в форкамере трубы:

1 — начало соединения вихревой зоны на боковой поверхности модели с зоной рециркуляции за донным срезом; 2 — конец существования вихревой зоны на боковой поверхности модели; 3 — выход конического скачка уплотнения из зоны рециркуляции за донным срезом.

На всех режимах течения, когда вихревая зона, обусловленная отрывом пограничного слоя на поверхности модели, соединялась с рециркуляционным течением за донным срезом, зона горения начиналась на цилиндрической части модели. Фотография пламени для этого случая приведена на рис. 4, а. Конфигурация пламени определяется изменением направления течения при прохождении потока воздуха через «отрывной» скачок уплотнения (участок 1—2) и конический скачок внешнего течения (участок 2—3). Следует отметить, что на этих режимах предельный вдув водорода $G = 6 \cdot 10^{-3}$,

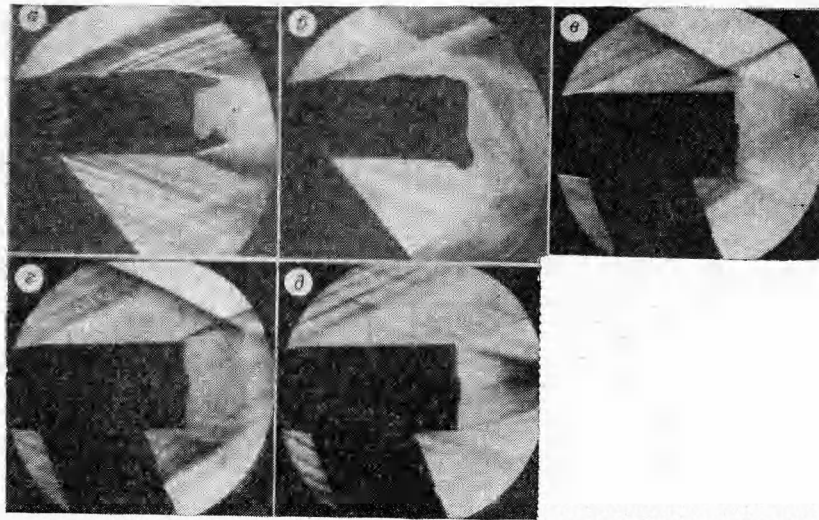


Рис. 3. Картина обтекания модели.

Равномерный неограниченный поток: а — модель с шелковинками \varnothing 54 мм, д) — модель \varnothing 68 мм; неравномерный поток: б, в — отрыв на боковой поверхности модели, г — взаимодействие конического скачка с зоной рециркуляции в донной области.

ограниченный возможностями системы подачи, к срыву пламени не приводил ($\bar{G} = \frac{G_{H_2}}{\rho_0 u_0 F_M}$, где G_{H_2} — расход водорода, кг/с, ρ_0 — плотность, кг/м³, u_0 — скорость набегающего на модель потока воздуха, м/с, F_M — площадь поперечного сечения модели, м²).

Наличие горения приводило к повышению давления на донном срезе и на боковой поверхности. На рис. 5 приведено относительное изменение этих давлений от \bar{G} . Во время опытов расход водорода сохранялся постоянным. Отмеченная на рис. 5 заштрихованная область соответствует горению вблизи поверхности модели. При этом давление на боковой поверхности по абсолютной величине меньше давления на донном срезе.

Необходимо сделать следующее замечание. При повышении давления в форкамере пламя стягивается с поверхности модели вниз по потоку. Для фиксированного p_0 увеличение расхода вдуваемого водорода приводило к перемещению пламени по поверхности модели вверх по потоку. Это можно объяснить увеличением донного давления при горении, которое передается по пограничному слою на модели и вызывает перемещение «отрывного» скачка навстречу потоку. Размер вихревой зоны увеличивается и фронт пламени следует за «отрывным» скачком.

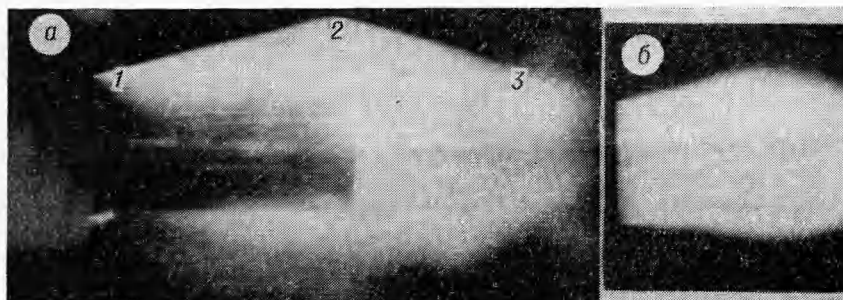


Рис. 4. Горение вблизи боковой поверхности модели (а) и в донном следе (б).

На рис. 4, б приведена фотография пламени для случая, когда конический скачок внешнего потока взаимодействовал с ближним следом, оказывая влияние на донное давление и не вызывая отрыва пограничного слоя на поверхности модели. Горение сказывается только на повышении давления на донном срезе. Изменение давления от расхода вдуваемого водорода представлено на рис. 6. Бедный срыв пламени наступает при $\bar{G}=0,5 \cdot 10^{-3}$.

Известно [4], что при горении протяженность зоны рециркуляции увеличивается приблизительно в $1,5 \div 2,0$ раза. Это несколько затягивает

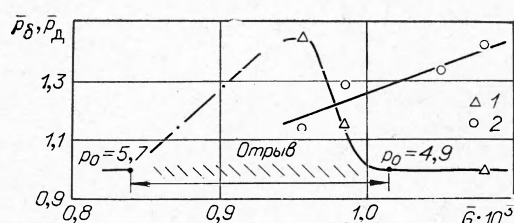


Рис. 5. Влияние относительного расхода \bar{G} при горении вблизи боковой поверхности модели:

$$1 - \bar{p}_\delta = \frac{p_\delta \text{ с горением}}{p_\delta \text{ без горения}}$$

$$2 - \bar{p}_d = \frac{p_d \text{ с горением}}{p_d \text{ без горения}}$$



Рис. 6. Влияние относительного расхода \bar{G} при горении в ближнем следе ($P_0 \approx 6,3$ ат). Точки $\frac{p_d \text{ с горением}}{p_c}$

выход конического скачка внешнего течения (при повышении p_0) из области рециркуляционного течения. В момент выхода скачка происходит резкое уменьшение донного давления. Наступает срыв пламени. Таким образом, стабильное горение при $M=3,0$ в проведенных опытах существовало только при условии, когда скачок уплотнения не выходил за пределы рециркуляционной области.

Поступила в редакцию
29/III 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Winterfeld. WGLR — Meeting, Bad Godesberg, Germany, 1966.
2. L. H. Townend, J. Reid. В сб. «Supersonic flow, chemical processes and radiative transfer». Oxford and others, 1964.
3. Chapman By Dean R. Report 1051, Ames aeronautical laboratory Moffett field, Calif; Chapman By Dean R. NACA TN 2137, 1950.
4. G. Winterfeld. AGARD, 1968, 34.
5. Г. Н. Абрамович. Прикладная газовая динамика. М., «Наука», 1969.