

**НЕКОТОРЫЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ  
ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ С ТЕПЛОМАССОПОДВОДОМ  
В ИМПУЛЬСНОЙ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЕ**

*В. К. Баяев, В. В. Шумский, М. И. Ярославцев  
(Новосибирск)*

1. Экспериментальные исследования в гиперзвуковых потоках воздуха на моделях с впрыском горючих — воспламенение и горение, а также сложное взаимодействие набегающего потока с зоной химической реакции — требуют не только выдерживания критериев подобия, характерных для аэродинамического эксперимента (чисел  $M$ ,  $Re$ ,  $St$ ,  $We$  и др.), но и воспроизводства натуральных значений давления  $p$  и температуры  $T$ , так как условия воспламенения, особенно самовоспламенения, скорости химических реакций, а следовательно, и тепловыделение во времени и пространстве, существенным образом зависят от  $p$  и  $T$  [1—3].

Необходимость выдерживания у обдуваемого моделью воздуха высоких значений  $p$  и  $T$ , присущих гиперзвуковым течениям, чрезвычайно усложняет эксперимент из-за больших расходов высокоэнтальпийного воздуха и трудностей измерений при высоких температурах. Оба эти фактора заставляют уменьшать время испытания, что в конечном счете приводит к идее использования для испытания газодинамических моделей с горением высокоэнтальпийных установок кратковременного режима. Одной из первых попыток в этом направлении явилось испытание в ударной трубе при  $M_n \approx 11$  газодинамической модели с горением водорода [4]. Несмотря на малое время режима ( $\sim 3$  мс), в этой работе удалось измерить ряд параметров в тракте модели. Однако 3 мс недостаточно ни для исследования рабочего процесса, ни тем более для исследования силовых характеристик, так как время установления пограничного слоя и течения в отрывных зонах составляет несколько миллисекунд [5], а переходные процессы в моделях с горением могут занимать десятки миллисекунд [6].

Малое время режима и принципиальная особенность ряда высокоэнтальпийных установок кратковременного действия типа импульсных труб, связанная с падением в течение эксперимента значений  $p$  и  $T$ , требуют тщательной проработки всех вопросов технологии испытания газодинамических моделей с горением. В [7] рассмотрены особенности работы системы подачи горючих сред в модели, измерения сопротивления  $X$  и других важных параметров, в том числе распределения давления и тепловых потоков по поверхностям газодинамических моделей. В [7] показано, что разработанные методы позволяют получать надежную количественную информацию при испытаниях в кратковременном режиме разнообразных моделей с горением. Проведенные в [7—9] методические исследования явились основой для дальнейшего продолжения работ с целью получения окончательного ответа на вопрос о возможности применения высокоэнтальпийных установок кратковременного действия (время режима — десятки миллисекунд) для изучения рабочего процесса в газодинамических моделях с тепломассоподводом.

2. Выполненные в подобных установках исследования впрыска этилового спирта, воды, керосина, борорганических соединений [10, 11] позволили расширить рассмотренный в предыдущих работах диапазон исследований по характеристикам проникновения струй в сверх- и гиперзвуковой поток газа (см., например, [12]) в область высоких параметров торможения. Проведенные в [10] опыты позволили заключить, что в интервале температур торможения  $T_0 = 1500 \div 2400$  К ( $T = 400 \div 1150$  К для  $M = 2,4 \div 3,7$ ) механизм распыла рассмотренных жидкостей, впрыскиваемых нормально в поток воздуха над пластиной, определяется, как и при низких температурах набегающего воздуха ( $T = 60 - 200$  К), только аэродинамическим дроблением струи. Это связано с тем, что значительной  $T_0 \leq 2400$  К,  $T \leq 1150$  К недостаточно для испарения на начальном участке значительной части капель жидкости (находящейся до момента

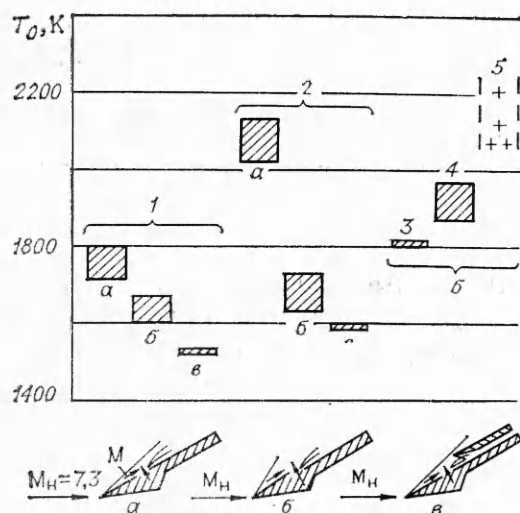


Рис. 1. Границы самовоспламенения. а) пластина; б) пластина с уступом; в) пластина с козырьком; 1 — водород; 2 — борорганическая жидкость 100%; 3 — смесь 50% борорганической жидкости и 50% керосина; 4 — смесь 25% борорганической жидкости и 75% керосина; 5 — керосин.

впрыска при комнатной температуре), что могло бы привести к уменьшению глубины проникновения. Нагрев же капель без их испарения не влияет на характеристики проникновения: в диапазоне  $T = 60 \div 1150$  К результаты по глубине проникновения струи жидкости в сверхзвуковой поток газа, ширине факела распыла и по длине выхода его на

асимптоту хорошо согласуются между собой и подчиняются закономерностям, установленным в [12] для холодного воздуха.

На рис. 1 представлены границы самовоспламенения водорода и жидких веществ в сверхзвуковом потоке воздуха [13, 14]. Для случая, когда впрыск происходил через отверстие, находящееся на поверхности пластины с размерами  $190 \times 90$  мм на расстоянии 80 мм от передней кромки, и для водорода, и для борорганической жидкости самовоспламенение начиналось сразу от устья инжектора, хотя для имевших место в экспериментах значениях  $p$ ,  $T$  и  $M = 2,4$  длина зоны индукции составляла 10—80 см. Это свидетельствует о том, что в данных условиях определяющую роль играют отрывные зоны, в частности зона отрыва пограничного слоя перед местом впрыска.

Для уменьшения температуры торможения  $T_{0c}$ , при которой происходит самовоспламенение горючих веществ, на расстоянии 10 мм по потоку вперед от места впрыска устанавливался дополнительный клин, за счет чего образовывался уступ высотой 10 мм (см. рис. 1, б). Значения  $T_{0c}$  уменьшились: для водорода на  $\sim 100$  К, для борорганической жидкости на  $\sim 350$  К. Образование с помощью скачка, падающего на факел распыла, не только зоны отрыва течения, но и локальной области с повышенными  $p$  и  $T$  (за счет клина, устанавливаемого над пластиной по всей ее ширине (рис. 1, в)), приводит к дальнейшему уменьшению  $T_{0c}$ . Из рис. 1 видно, что хотя значения  $T_{0c}$  для борорганической жидкости в сверхзвуковом потоке над пластиной значительно больше, чем у водорода, искусственное образование даже небольших зон с обратным течением и повышенными  $p$  и  $T$  может заметно улучшить условия самовоспламенения жидкости.

При впрыске керосина через пластину с уступом самовоспламенение не зафиксировано ни в одном опыте вплоть до  $T_0 = 2200$  К. Этот факт количественно объясняется сравнением кривых времени индукции  $\tau_u = f(T, p)$  для рассмотренных горючих веществ [14]. В смеси керосина с борорганической жидкостью самовоспламеняется борорганическая жидкость, поэтому с уменьшением ее доли в смеси  $T_{0c}$  увеличивается.

Весьма важным для обеспечения самовоспламенения представляется не только наличие отрывных зон и мест с локальным повышением  $p$  и  $T$ , но и возможность образования ударных волн (УВ) в истекающей смеси горючего с воздухом [15]. Причем создание условий для образования таких волн позволяет обеспечить устойчивое воспламенение горючего газа при температурах, значительно меньших  $T_{0c}$  для этого горючего газа в воздухе. Так, в [15] рассмотрены условия, при которых происходит самовоспламенение водорода в воздухе с начальной температурой обоих газов  $20^\circ\text{C}$ . Физическая картина такого «аномального» самовос-

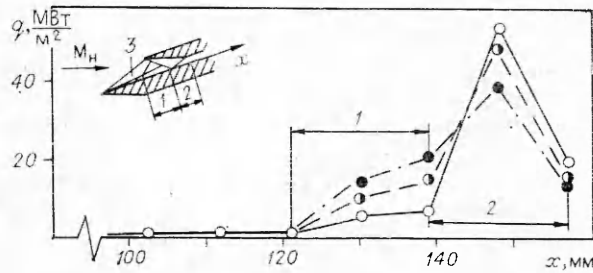
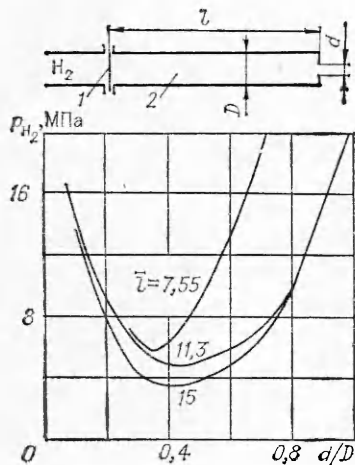


Рис. 3. Удельные тепловые потоки к поверхности пластины.

1 — в области отрыва пограничного слоя; 2 — в области падения скачка; 3 — течение на клине за косым скачком,  $M = 5.4$ ,  $Re \cdot 10^{-6}$ :  $\circ$  — 1,2;  $\bullet$  — 1;  $\bullet$  — 0,8.

Рис. 2. Границы самовоспламенения.

пламенения следующая. После разрыва диафрагмы 1 (рис. 2) по камере 2 распространяется УВ, сжимая находящийся в ней воздух. В районе контактной поверхности могут создаться условия (по давлению, температуре, составу), достаточные для самовоспламенения смеси водород — воздух. Образовавшиеся внутри камеры в районе контактной поверхности продукты сгорания после истечения через отверстие  $d$  воспламеняют следующую за ними струю водорода. На рис. 2 приведены границы самовоспламенения водорода, истекающего после разрыва диафрагмы в камеру длиной  $l = l/D$  в зависимости от  $d/D$  при  $D = 8$  мм. Здесь  $p_{H_2}$  — давление водорода перед диафрагмой до ее разрыва. Область самовоспламенения лежит выше соответствующей кривой. Из рис. 2 видно, что рассматриваемая система позволяет устойчиво воспламенять холодный водород в окружающем воздухе при сравнительно умеренных значениях  $p_{H_2} = 6 \div 8$  МПа.

На рис. 3 приведены удельные тепловые потоки  $q$  в области взаимодействия пограничного слоя и падающего косого скачка в случае обтекания пластины воздухом при  $M_n = 11$ . Значения  $Re$  вычислены по параметрам в области 3 и длине 0,14 м — от носика пластины до начала области взаимодействия. Величина  $q$  в зоне падения скачка уплотнения увеличивается в  $\sim 130$  раз по сравнению с удельными тепловыми потоками при обтекании пластины невозмущенным потоком. Данные опыта иллюстрируют уровень тепловых потоков в зонах отрыва пограничного слоя на поверхностях сжатия воздухозаборных устройств при обтекании их гиперзвуковым потоком воздуха.

3. Изучение отдельных стадий рабочего процесса (вырыска, распыла, самовоспламенения) в высокоэнтальпийных установках кратковременного режима на сравнительно простых моделях типа плоской пластины, использовавшейся в [8, 10, 11, 13, 14], позволило перейти к рассмотрению совокупности процессов в каналах сложной формы.

На рис. 4 приведена схема газодинамического тракта модели, а также зависимость относительных площадей этого тракта от координаты  $x$ . Эксперименты выполнены при  $M_n = 7.7 \div 7.9$  [6, 16, 17]. Диапазон пара-

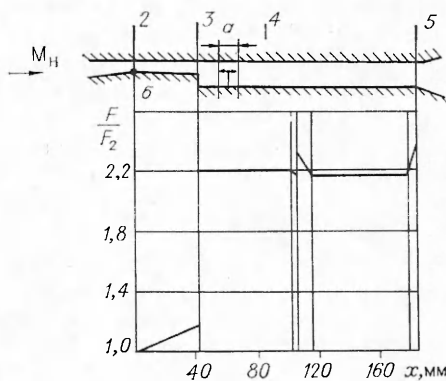


Рис. 4. Схема газодинамического тракта модели.

метров набегающего на модель воздуха:  $p_{0н} = 70 \div 7$  МПа,  $T_{0н} = 2250 \div 970$  К,  $p_n = 110 \div 20$  гПа,  $T_n = 220 \div 80$  К. Изменение параметров набегающего воздуха в течение времени режима  $\tau = 50 \div 55$  мс (типичное для импульсных труб) приведено в [10]. Конструктивно модель оформлялась в виде половины осесимметричного [17] (когда изучался рабочий процесс) или осесимметричного тела — в случае измерения силовых характеристик [6, 16]. При этом геометрия внутреннего тракта сохранялась неизменной. Водород подавался через инжектора в зоне  $a$  посередине высоты камеры сгорания либо навстречу потоку при коэффициентах избытка воздуха  $\alpha = 1,1 \div 3$ , либо по потоку при  $\alpha = 0,2 \div 1,3$ .

Использование воздухозаборного устройства без поднутрения обечайки, т. е. с большим внутренним сжатием, объясняется тем, что в импульсной установке реализуется волновой механизм запуска [18]. Благодаря этому удается выполнить обечайку достаточно тонкой с небольшим волновым сопротивлением, что важно при выделении из измеряемой весами полной силы той ее части, которая приложена только к внутренним поверхностям модели — внутренней тяги.

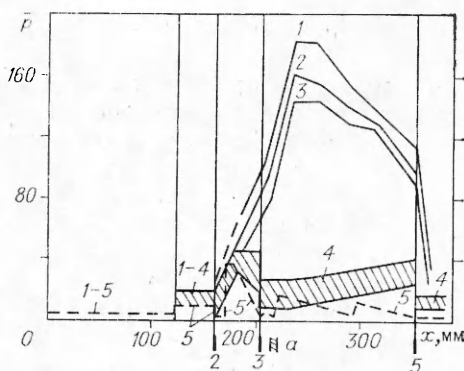
Воздухозаборное устройство без поднутрения с одно- или двухскачковым центральным телом работало в запущенном состоянии при относительной площади  $f_2 = F_2/F_0 \geq 0,18 \div 0,19$ , где  $F_2$  — площадь капала в сечении 2,  $F_0$  — площадь входа в модель. Анализ экспериментальных данных и результатов двумерных расчетов течения в канале модели показал, что на работу воздухозаборного устройства в запущенном состоянии влияли два фактора: положение места падения на центральное тело отраженного от обечайки головного скачка относительно угловой точки  $b$  и уменьшение числа  $Re$  в течение режима. Оба фактора связаны с отрывом пограничного слоя на центральном теле в районе горла диффузора. Падение отраженного от обечайки скачка выше точки  $b$  по потоку и уменьшение  $Re$  до значений, при которых пограничный слой здесь становится ламинарным, приводят к тому, что последний не выдерживает градиента давления при переходе через систему скачков, что вызывает резкое увеличение отрывной зоны в районе угловой точки. Проходя в горло, такой отрыв перекрывает проходное сечение и срывает утеkanie воздуха в модель. Для рассмотренных конфигураций входных устройств это происходило при  $f_2 \leq 0,18 \div 0,19$ . Поскольку, чем меньше  $f_2$ , тем выше тяговые характеристики внутреннего тракта модели [19], дальнейшие опыты со сжиганием в модели водорода проводились при минимально возможном для данной конфигурации воздухозаборного устройства значении  $f_2 = 0,19$ .

4. В газодинамических трактах, схема которых приведена на рис. 4, реализовывался двухрежимный процесс теплообмена, смысл которого заключается в следующем [20]. Отношение площадей поперечного сечения на выходе и входе в камеру сгорания ( $KС$ ), т. е. степень расширения камеры сгорания  $F_k = F_2/F_5 > 1$ . Если относительный подогрев рабочего тела  $T_{05}/T_{0н}$  в канале модели достаточно велик, то на начальном участке  $KС$  происходит переход от сверхзвукового течения к дозвуковому и подвод тепла осуществляется в среднем к дозвуковому потоку. Если отношение  $T_{05}/T_{0н}$  такое, что теплообмен не в состоянии удержать скачок (псевдоскачок) в  $KС$ , то тепло будет подводиться в среднем к сверхзвуковому потоку: в одном канале могут реализовываться два режима теплообмена. Какой из них будет реализован, зависит от величин  $M_n$ ,  $T_{05}/T_{0н}$ ,  $F_k$  и уровня гидравлических потерь. В [6, 16, 17] исследовалась работа двухрежимной  $KС$  на режиме подвода тепла к дозвуковому потоку.

При  $M_n = 7,3 \div 7,9$  на входе в  $KС$   $M_2 = 4 \div 4,6$ . Для этих чисел Маха переход в канале от сверхзвукового к дозвуковому течению происходит в псевдоскачке [21—24]. Для газодинамических моделей начальный участок камеры сгорания, где располагается псевдоскачок, важен с точки зрения влияния ее на работу воздухозаборного устройства. Если повышение давления в  $KС$  будет передаваться вверх по потоку за сечение

Рис. 5. Распределение статического давления по центральному телу модели.

а) зона инжекторов. 1—3 —  $\alpha = 0,9$ ; 4 — без подачи водорода при различных  $Re$  и  $\bar{T}_w = T_w/T_{0н} = 0,13, \pm 0,32$  ( $T_w \sim 300$  К — температура стенки); 5 — двумерный расчет с  $\kappa = 1,4$ .



2 на поверхности сжатия, то она влияет на работу модели, так как передача возмущений на поверхности сжатия приводит, как правило, к срыву втекания воздуха в модель. Если же возмущения не передаются выше сечения 2, то КС не влияет на работу модели.

На рис. 5 приведено распределение относительного давления  $\bar{p} = p/p_n$  по длине модели. Для опытов с горением приведены распределения давления при различных  $T_{05}/T_{0н}$ :  $T_{0н} = 1170, 1100$  и  $1075$  для кривых 3—1 соответственно. Кривая 1 — предельная: при дальнейшем увеличении относительного подогрева происходил срыв втекания воздуха с резким уменьшением расхода и срывом горения водорода в КС.

Поскольку псевдоскачок имеет определенную длину, то для работы модели важна длина начального участка КС  $l_{2-4}$ : от сечения 2 до места окончания интенсивного повышения давления в канале (условно сечение 4 на рис. 4). Ряд конфигураций начального участка КС не обеспечивал возможности сжигания водорода без срыва втекания воздуха в модель. Осуществление только одного мероприятия — увеличение  $l_{2-4}$  (благодаря чему место интенсивного повышения давления смещалось вниз по потоку от сечения 2) позволило сжигать водород без нарушения втекания воздуха в модель. Реально какие-то возмущения передаются на поверхности сжатия без нарушения втекания. Об этом свидетельствуют и кинограммы обтекания и то, что после перемещения головы псевдоскачка до сечения 2 (при увеличении относительного подогрева рабочего тела) еще возможно некоторое увеличение относительного подогрева без срыва (см. рис. 5, 1, 2). В [22] этот эффект назван фиксацией псевдоскачка. Однако то, что этот «запас» по относительному подогреву невелик, свидетельствует о том, что значение  $l_{2-4}$  при работе в области предельных относительных подогревов рабочего тела должно быть по крайней мере не меньше протяженности псевдоскачка.

Торможение на начальном участке КС крайне неравномерно по высоте канала. Измерение тепловых потоков к центральному телу и обечайке показало, что торможение воздушного потока в области центрального тела начинается ближе к сечению 2, чем у обечайки. Сажевые отпечатки на стенках показывают большую неравномерность потока и по длине окружности начального участка: торможение на нем не соответствует классической картине течения в псевдоскачках, имеющей место в каналах круглого или квадратного сечений, а ближе к тому (неравномерному), который наблюдается в прямоугольных каналах с большим отношением сторон [24, 25].

При  $\alpha < 0,5$  датчики давления фиксировали на участке  $l_{2-4}$  колебательный процесс, который объясняется взаимодействием отрывной зоны в районе угловой точки б и псевдоскачка, «выталкиваемого» вперед из камеры сгорания за счет теплоподвода. Причины возникновения колебаний с низкой и промежуточной частотой в каналах с уступом рассмотрены в целом ряде исследований, например в [26, 27].

Хотя срыв втекания воздуха в модель в разных опытах и происходил при разных  $\alpha, \tau, T_{0н}$ , но значение комплекса  $\beta \sqrt{T_{05}/T_{0н}}$  в момент срыва было одно и то же для разных опытов ( $\beta = (m_{H_2} + m_B)/m_B, m_{H_2}, m_B$  — массовые расходы водорода и воздуха). Для  $F_K = 1,88 \div 2,2$  величина этого комплекса в момент срыва всегда была значительно меньше

той, которую этот комплекс должен иметь в случае термического запыриания КС. Это свидетельствовало, что для всех испытанных конфигураций КС срыв происходил не из-за термического запыриания. Причиной срыва служило то, что зона, в которой происходил переход течения от сверхзвукового к дозвуковому вследствие теплоподвода, находилась слишком близко от сечения 2.

Таким образом, при сжигании горючего в режиме дозвукового горения на начальном участке КС имеет место сложная совокупность газо- и термодинамических процессов, весьма чувствительная к геометрическим и режимным параметрам.

5. Измерение давлений и тепловых потоков по длине внутреннего тракта моделей подтвердило принятую в [20] для расчета тяговых характеристик схему течения в двухрежимной КС: при имевших место значениях  $F_{\text{к}}$ , относительных подогревах рабочего тела и уровне гидравлических потерь на выходе из КС реализовывалось течение с  $M_3 \sim 1$ ; подвод тепла происходил к дозвуковому потоку с минимальным значением числа  $M \approx 0,5$ , которое соответствовало месту максимального давления, ниже инжекторов по потоку.

При сжигании водорода в стенке внутреннего тракта модели при  $T_w \sim 300$  К теряется  $\sim 20\%$  тепла. Причем в диапазоне  $\alpha = 1,3 \div 0,5$ ,  $T_{\text{он}} = 1600 \div 1000$  К относительное количество тепла, теряемое в стенке модели, не зависит ни от  $\alpha$ , ни от  $T_{\text{он}}$ , что свидетельствует о следующем:

— определяющими в тепловых потерях в стенке внутреннего тракта при сжигании водорода являются потери в КС;

— в диапазоне  $\alpha = 0,5 \div 1,3$  полнота сгорания  $\xi$  примерно одинакова.

На рис. 6 приведена полнота сгорания в тракте модели, полученная двумя независимыми способами. Оба способа дают близкие и достаточно высокие значения  $\xi = 0,8$  для  $T_{\text{н}} = 80 \div 140$  К (с учетом тепла, теряемого в стенке модели).

Первые порции водорода поступали в модель, когда в КС уже установился сверхзвуковой поток воздуха. Теплоподвод за счет сжигания водорода приводит к смене сверхзвукового течения в камере на дозвуковое. Время, необходимое для этого, составляло 20—28 мс (в ряде опытов, характеризующих высокими  $T_{\text{он}}$  и, следовательно, низкими  $T_{05}/T_{\text{он}} = f(\tau)$ , смены режима теплоподвода не наблюдалось). Однако дальнейшие опыты показали, что большая часть этого переходного процесса связана с падением физических параметров набегающего на модель воздуха в течение времени работы установки. При постоянных параметрах набегающего воздуха, что обеспечивалось за счет применения в высокоэнтальпийной установке мультипликатора давления (см. ниже), время переходного процесса составляло всего несколько миллисекунд, т. е. затянутый процесс перехода, наблюдавшийся в опытах на импульсной установке, был следствием особенностей установки, а не физических явлений, сопровождающих процесс смены режима теплоподвода. Этот факт свидетельствует о сильном влиянии давления и температуры на условия сжигания в модели водорода в режиме самовоспламенения. На это же указывает и погасание пламени сразу же после срыва втекания воздуха,

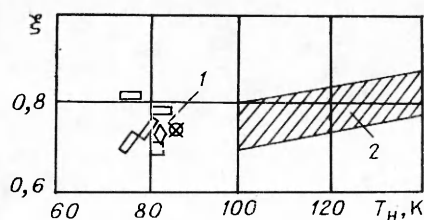


Рис. 6. Полнота сгорания.

1 — по измерению давлений и тепловых потоков ( $\alpha = 0,5 \div 1,3$ ); 2 — по результатам весовых измерений.

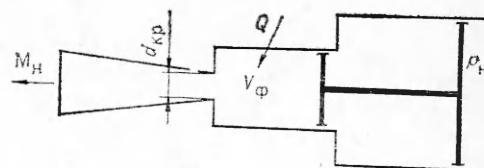


Рис. 7. Схема высокоэнтальпийной установки с мультипликатором давления.

который сопровождается почти ступенчатым падением давления в КС в  $\sim 4$  раза.

Опыты с измерением при  $\alpha = 1,7 \div 3$  тяги модели и выделением из нее внутренней тяги показали, что экспериментальные силовые характеристики внутреннего тракта соответствуют расчетным, вычисленным по методике [20].

6. Положительные результаты исследований, полученные при  $M_n = 7,3 \div 7,9$  в высокоэнтальпийной установке ИТ-301 в газодинамических моделях с горением водорода, поставили вопрос, нельзя ли уменьшить  $M_n$  за счет размеров модели? Такая конструкция с диаметром входа в воздухозаборник с  $d_0 = 23$  мм испытана при  $M_n = 4,9$  [28] в импульсной установке ИТ-301. Результаты этих исследований показали, что все особенности рабочего процесса и силовых характеристик, выявленные в опытах при  $M_n = 7,3 \div 7,9$ , наблюдаются и при  $M_n = 4,9$  на модели с  $d_0 = 23$  мм.

7. Эксперименты в установке ИТ-301 при  $M_n = 4,9 \div 7,9$  показали и отрицательные стороны испытания газодинамических моделей с горением при падающих параметрах набегающего воздуха. Во-первых, затягивается переходный процесс смены режимов теплоподвода (а в ряде опытов при повышенных  $T_{0н}$  смена режима теплоподвода невозможна). Во-вторых, при использовании в качестве горючего веществ с худшими, чем у водорода кинетическими и реакционными характеристиками, имеются трудности со сжиганием этих веществ. При достаточно высоких значениях  $p$  и  $T$ , имевших место в первые миллисекунды работы импульсной установки, удавалось осуществить их самовоспламенение. С уменьшением параметров торможения в ходе режима новых значений  $p$  и  $T$  уже недостаточно для эффективного сжигания этих веществ. В этом случае нужны неизменные во времени параметры набегающего воздуха. С этой целью была создана установка, в которой постоянство  $p_{0н}$  и  $T_{0н}$  обеспечивалось за счет мультипликатора давления [29].

Схема установки приведена на рис. 7. После разряда конденсаторной батареи и подвода в изохорном процессе тепла  $Q$  включается в работу поршневая система, которая поддавливает воздух по мере истечения его из форкамеры, обеспечивая тем самым «полку» параметров воздуха в течение режима работы установки. Их типичные значения для объема форкамеры  $V_f(0) = 9,3$  дм<sup>3</sup> приведены на рис. 8. Здесь  $Re_m$  — число  $Re$  на 1 м;  $w_n$  — скорость набегающего потока. Видно существование «полки» в течение 120—130 мс. Вообще же за счет сочетания давления накачки воздуха в форкамеру, значений  $Q$ ,  $d_{кр}$  и давления со стороны большого поршня мультипликатора  $p_m$  можно получить наперед заданное и в широком диапазоне изменение параметров потока в течение режима.

8. В этой установке при  $M_n = 5$  изучались тягово-экономические характеристики внутреннего тракта модели [28].

На рис. 9 приведен коэффициент внутренней тяги модели в зависимости от  $T_n$  и  $\bar{F}_k$  для водорода при  $\alpha = 1$ . Сплошные линии — расчет по [20], символы — эксперимент. Для  $\bar{F}_k = 2,85$  приведены две расчетные кривые: 6 — соответствует сгоранию водорода в модели с  $\xi = 0,7$ , 5 — с  $\xi = 0,8$ . Видно, что экспериментальные данные лежат между кривыми 5 и 6, т. е. подвод тепла в опытах соответствовал  $\xi = 0,75 \div 0,8$ . Если принять во внимание, что во внутреннем тракте модели для условий ее испытания в установке с постоянными параметрами набегающего воздуха терялось 15—20% тепла, выделяющегося при горении с  $\alpha = 1$ ,  $\xi = 1$ , то физическая полнота сгорания водорода достаточно высока — не менее 0,9—0,95. Большие величины  $\xi$  в данных опытах при  $M_n = 5$  по сравнению со значениями  $\xi$  в модели на рис. 4 при  $M_n = 7,3 \div 7,9$  связаны с двумя причинами: более равномерным распределением водорода по поперечному сечению КС и более высоким давлением в КС. В опытах с  $M_n = 7,3 \div 7,9$  давление в камере сгорания составляло  $0,05 \div 0,5$  МПа, в опытах с  $M_n = 5$  —  $1,8 \div 4$  МПа в зависимости от  $\bar{F}_k$ . Высокая физическая полнота сгорания ( $\xi = 0,9 \div 0,95$ ) имела место для всего апробированного в экспериментах диапазона  $\bar{F}_k = 2,85 \div 1,96$ .

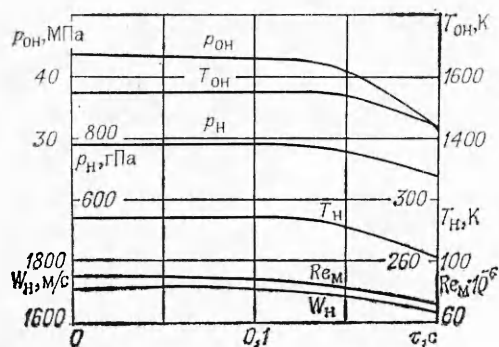


Рис. 8. Параметры набегающего на модель воздуха;  $V_{\phi}(0) = 9,3 \text{ дм}^3$ ,  $d_{кр} = 10 \text{ мм}$ ,  $M_H = 5$ .

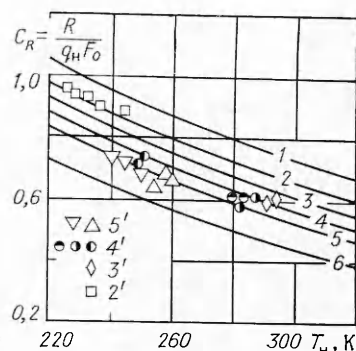


Рис. 9. Коэффициент внутренней тяги.  
 $\bar{F}_k$ : 1 — 1,54; 2, 2' — 1,96; 3, 3' — 2,24; 4, 4' — 2,57; 5, 5', 6 — 2,85.

Кривая 1 на рис. 9 соответствует минимально возможной степени расширения камеры сгорания  $F_k = 1,54$  при следующих условиях:  $T_H = 220 \text{ К}$ ,  $\xi = 0,8$ , коэффициент восстановления полного давления, связанный только с гидравлическими потерями в КС, на участке 2—5,  $\sigma = 0,9$ . Таким образом, кривая 1 характеризует предельные значения  $C_R$ , которые могут быть получены при испытаниях данной модели в высокоэнтуальпийной установке при потере в стенки 15—20% тепла от выделяющегося при сгорании водорода. Видно, что уже при  $\bar{F}_k = 1,96$   $C_R$  близки к максимально возможным.

Опыты с  $F_k = 2,85$  и  $2,57$  проводились при подаче всего водорода в первом поясе (угол наклона инжекторов к оси  $\phi_1 = 135^\circ$ ) [28]. Однако при  $F_k = 2,24$  данная схема вдува не обеспечивала нормальной работы: сразу после подачи первых порций водорода происходил срыв втекания воздуха в модель. Поэтому при  $F_k = 2,24$  водород вводился через два пояса при  $\phi_1 = \phi_2 = 135^\circ$ :  $\sim 1/3$  водорода в первом поясе, остальное — во втором. При такой схеме вдува модель работала с  $\alpha = 1$  все время работы установки с внутренней тягой, соответствующей кривой 3 на рис. 9. Но для  $F_k = 1,96$  и эта схема была неудовлетворительна: при  $F_k = 1,96$  и  $\phi_1 = 135^\circ$  весь водород должен был подаваться во втором поясе. Однако в этом случае  $\xi = 0,5 \div 0,6$ , так как оставшейся длины КС уже не хватало для эффективного сжигания водорода. Переход на вдув водорода через первый пояс с  $\phi_1 = 45^\circ$  позволил в случае  $\bar{F}_k = 1,96$  работать с  $\xi = 0,8$  (см. рис. 9. 2). Однако при таком способе подачи в ряде опытов с  $\bar{F}_k = 1,96$  наблюдался в течение некоторой части режима помпаж входного устройства.

Таким образом, физическая картина течения на начальном участке КС, выявленная при  $M_H = 7,3 \div 7,9$  на модели с  $d_0 = 72 \text{ мм}$ , полностью проявилась в опытах с  $M_H = 5$  при уменьшении  $\bar{F}_k$ . Существенное повышение давления в КС при уменьшении  $\bar{F}_k$  — основная причина, вызывающая срыв втекания воздуха при перемещении псевдоскачка вперед по потоку. Пока голова псевдоскачка (или вытесняемые им зоны отрыва) не выходит на поверхности сжатия воздухозаборного устройства, втекание воздуха в модель расчетное. Перераспределение подачи горючего по длине КС при уменьшении  $F_k$  и служило для предотвращения выхода псевдоскачка на поверхности сжатия, обеспечивая размещение его на начальном участке КС.

В случае  $\bar{F}_k = 1,69$  нормальная работа модели обеспечивалась только при подаче всего горючего во втором поясе с  $\phi_2 = 45^\circ$ . Но при этом  $\xi = 0,5 \div 0,6$ .

Проведенные опыты показали, что при работе КС на режиме подвода тепла к дозвуковому потоку принципиально возможно уменьшение  $\bar{F}_k$  до минимального значения, определяемого газотермодинамикой течения.



Для этого требуется обеспечить условия размещения псевдоскачка на начальном участке КС с тем, чтобы начало псевдоскачка не выходило на поверхности сжатия.

9. В данном обзоре фрагментарно освещены наиболее важные вопросы реализации рабочего процесса в газодинамических трактах с тепломассоподводом в условиях кратковременности обтекания высокоэнтальпийным потоком воздуха. Более подробное изложение некоторых исследований, а также целый ряд других интересных явлений, не вошедших в настоящий обзор из-за ограничений по его объему, содержится в обобщающих выше работах [6—10, 13—17, 20, 28, 29].

Эти исследования показали, что импульсные аэродинамические трубы — вполне надежный инструмент для исследования газодинамических моделей с тепломассоподводом. Рабочий процесс в газодинамическом тракте (сжатие воздуха в воздухозаборном устройстве, взаимодействие зоны химической реакции со сверхзвуковым потоком воздуха) следит за изменяющимися параметрами набегающего на модель потока — характерные времена составляющих элементов рабочего процесса в газодинамических моделях значительно меньше характерного времени изменения параметров рабочего режима трубы. Главным результатом исследований, выполненных на разнообразных моделях с горением при  $M_n = 5 \div 8$ , является экспериментальное доказательство возможности организации высокоэффективного рабочего процесса в сложных каналах небольшой длины при гиперзвуковых скоростях обдувающего модели воздуха, что позволяет получать достаточно высокие характеристики внутреннего тракта моделей, а также проводить сравнение расчетных методов с результатами эксперимента.

Тем самым показана и перспективность применения высокоэнтальпийных установок кратковременного режима для изучения разнообразных процессов в газодинамических моделях с горением.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Р. И. Курзинер. Реактивные двигатели для больших сверхзвуковых скоростей полета. М.: Машиностроение, 1977.
2. В. К. Баев, В. И. Головичев, П. К. Третьяков и др. Горение в сверхзвуковом потоке. Новосибирск: Наука, 1984.
3. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М.: Наука, 1965.
4. I. T. Osgerby, H. K. Smithson, D. A. Wagner. AIAA Paper, 1969, 827; AIAA J. 1970, 8, 9; J. Aircraft 1971, 8, 4.
5. M. S. Holden. AIAA J. 1971, 9, 11.
6. В. К. Баев, В. В. Шумский, М. И. Ярославцев.— В кн.: Газодинамика течений в соплах и диффузорах. Новосибирск, 1982.
7. В. К. Баев, В. В. Шумский, М. И. Ярославцев. Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1984, 1, 4.
8. В. В. Шумский.— В кн.: III Всесоюз. школа по методам аэрофизических исследований. Секция 2. Новосибирск, 1982.
9. С. В. Белоусов, В. В. Голод, Ю. А. Пронин и др.— В кн.: Методы и техника аэрофизических исследований. Новосибирск, 1978.
10. В. К. Баев, Б. В. Бошнятов, Ю. А. Пронин и др. ФГВ, 1981, 17, 3.
11. М. К. Гладышев, В. А. Горелов, В. С. Королев. Уч. зап. ЦАГИ, 1978, 1.
12. А. Г. Прудников, М. С. Волюнский, В. Н. Сагалович. Процессы смесеобразования и горения в воздушнореактивных двигателях. М.: Машиностроение, 1971.
13. В. К. Баев, Б. В. Бошнятов, Ю. А. Пронин и др.— В кн.: Газодинамика горения в сверхзвуковом потоке. Новосибирск, 1979.
14. В. К. Баев, Ю. А. Пронин, В. В. Шумский. ФГВ, 1982, 18, 4.
15. В. К. Баев, В. В. Шумский, М. И. Ярославцев. ФГВ, 1983, 19, 5.
16. В. К. Баев, В. В. Шумский, М. И. Ярославцев. ПМТФ, 1983, 1.

17. В. К. Баев, В. В. Шумский, М. И. Ярославцев. ПМТФ, 1985, 5.
  18. А. И. Лашков, А. А. Никольский. Инж. журн., 1962, 2, 1.
  19. В. В. Затолока, В. И. Звезгинцев, В. В. Шумский. Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1978, 2, 8.
  20. Ю. А. Сарен, В. В. Шумский.— В кн.: Газодинамика течений в соплах и диффузорах. Новосибирск, 1982.
  21. Основы газовой динамики/Под ред. Г. Эммонса. М.: ИЛ, 1963.
  22. В. Г. Гурьев, А. К. Трифонов. Уч. зап. ЦАГИ, 1980, 4.
  23. В. Л. Зимонт, В. Н. Острась.— В кн.: Идеи Ф. А. Цандера и развитие ракетно-космической науки и техники. М.: Наука, 1983.
  24. В. А. Кузьмин.— В кн.: Газодинамика двигателей летательных аппаратов. Вып. 1. Казань, 1978.
  25. М. Г. Кгалхерман, В. М. Мальков, Н. А. Рубан. ПМТФ, 1984, 6.
  26. W. H. Clark. AIAA Paper, 1980, № 1117.
  27. D. A. Smith, E. E. Zukoski. AIAA Paper, 1985, № 1248.
  28. В. К. Баев, В. В. Шумский, М. И. Ярославцев. ПМТФ, 1984, 1.
  29. А. С. Антонов, В. К. Баев, В. А. Дмитриев и др.— В кн.: IV Всесоюз. школа по методам аэрофизических исследований. Новосибирск, 1986.
-