

Для $\varepsilon^2 > n/m > \varepsilon$ режим погасания закрытой системы реализуется в ограниченной области (см. [1], рис. 2). Поэтому Da^+ имеет точку окончания (кривые 2, 3 на рис. 3, б), соответствующую пересечению $\{Se_0, \mu_0\}$ границы режимов. В зависимости от соотношений ε и n/m Da^+ может либо иметь максимум (кривая 2 на рис. 3, б), либо монотонно возрастать (кривая 3 на рис. 3, б).

Разбиение плоскости параметров Se_0, μ_0 зависит от соотношения Da и Da^+ . Для $\kappa(\mu)$, где $Da > Da^+$, существует интервал значений параметров (см. рис. 2, 1, 2), при которых реализуется автоколебательный режим превращения (кривая 3 на рис. 3, а). Из (3) для границ A_s, A_F области автоколебательных режимов получим (см. рис. 1)

$$\begin{aligned} \eta_s/Da \varphi_1(\eta_s) &= R_v, \quad \eta_F/Da \varphi_1(\eta_F) = R_n, \\ \kappa_s &= \tilde{\kappa}_v/\varphi_1(\eta_s), \quad \kappa_F = \tilde{\kappa}_n/\varphi_1(\eta_F), \\ \mu_s &= \tilde{\mu}_v\varphi_2(\eta_s)/\varphi_1(\eta_s), \quad \mu_F = \tilde{\mu}_n\varphi_2(\eta_F)/\varphi_1(\eta_F). \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь кривые $\{\kappa_s, \mu_s\}, \kappa_F$ соответствуют верхней и нижней границам A_s, A_F . Выше границы A_s (см. рис. 1) система переходит в ВСП (кривая 1 на рис. 3, а), ниже A_F — в НСП (кривая 2 на рис. 3, а). В зависимости от соотношений Da и $(Da^+)_{\max}$ область автоколебательных режимов может состоять либо из одной зоны при $Da > (Da^+)_{\max}$ (A_s, A_F на рис. 1), либо из двух зон при $Da < (Da^+)_{\max}$ — (A'_1, A'_2 на рис. 1). Рис. 1 и 3 иллюстрируют численное совпадение границ, определяемых из (6) и непосредственным интегрированием системы (1).

Поступила в редакцию 11/1 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Б. Боровиков, У. И. Гольдшлегер, И. А. Буровой. ФГВ, 1984, 20, 1.
2. В. Г. Абрамов, А. Г. Мержанов. ТОХТ, 1975, 9, 6, 867.

ГАЗОДИНАМИКА ГОРЕНИЯ ГАЗОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В ПОЛУЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ ПРИ СБРОСЕ ДАВЛЕНИЯ В НЕЗАГАЗОВАННЫЙ СМЕЖНЫЙ ОБЪЕМ

*Н. А. Стрельчук, А. В. Мишуев, А. Г. Никитин,
Н. В. Орахелашвили
(Москва)*

Известно, что при разделении замкнутого или полузамкнутого объема на два отсека перегородкой с отверстием или при соединении двух камер с помощью перепускного канала и поджигании газовой смеси в камере I (при загазованности обеих камер) давление в незагазованной камере II (рис. 1) становится заметно выше, чем в первой [1—4]. Это относится как к замкнутым объемам с одним соединяющим их отверстием, так и к объемам, имеющим еще отверстия, соединяющие их с атмосферой [4].

На практике встречаются случаи, когда второй отсек не загазован. При этом его рекомендуется использовать для разгрузки, т. е. для уменьшения давления в камере I, в том случае, когда отверстия, соединяющие первый отсек с атмосферой, малы для обеспечения безопасной величины давления при взрывном горении в нем смеси. Однако эксперимент показал, что давление в двух отсеках оказывается на порядок выше, чем ожидалось.

Для объяснения этого нетривиального эффекта проведены экспериментальные исследования. Их целью являлось выяснение физической

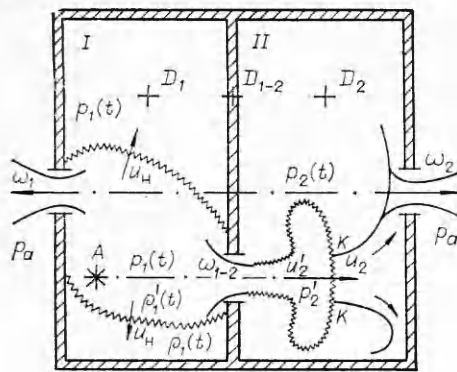


Рис. 1.

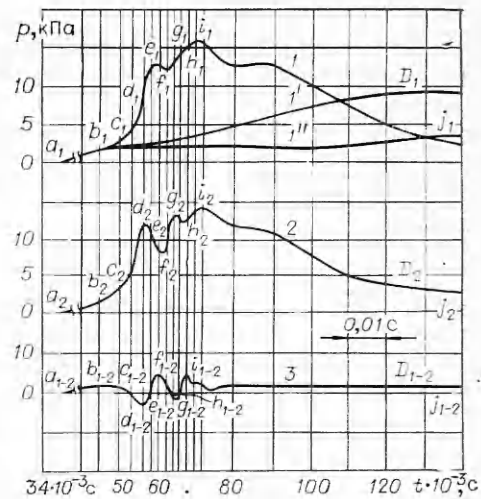


Рис. 2.

картины процесса, изучение газодинамики горения в двухкамерной системе, а также выявление основных факторов, влияющих на процесс. В качестве модели использовалась кубическая камера объемом 100 л, разделенная пополам перегородкой с отверстием ω_{1-2} и одновременно соединяющаяся с атмосферой через отверстия площадью ω_1 и ω_2 (см. рис. 1). В большинстве опытов площади всех отверстий составляли $\omega_1 = \omega_2 = \omega_{1-2} = 49 \text{ см}^2$.

В качестве газа использовали пропан. Во время подачи газа и смешения его с воздухом с помощью вентилятора в течение 2 мин отверстия ω_1 и ω_{1-2} были закрыты. Вторая камера заполнена воздухом, отверстие ω_2 всегда открыто. За сотые доли секунды до поджигания смесей отверстия ω_1 и ω_{1-2} автоматически открывались.

На рис. 2 представлены характерные осциллограммы, полученные с помощью индуктивных датчиков давления D_1 и D_2 , установленных в первой и второй камерах соответственно. На внутренней перегородке располагался дифференциальный датчик D_{1-2} , измеряющий текущую разность давлений между первой и второй камерами.

Осциллограммы, приведенные на рис. 2, относятся к случаю: концентрация газа $C = 4,2\%$ (приблизительно стехиометрическая смесь), $\omega_1 = \omega_2 = \omega_{1-2} = 49 \text{ см}^2$, объемы камер I и II $V_1 = V_2 = 50 \text{ л}$. Точка зажигания A (зажигание осуществлялось с помощью электрической искры) в этой серии опытов находилась на оси перепускного отверстия ω_{1-2} на расстоянии 16,5 см от него (см. рис. 1).

Для выявления влияния смежной камеры на характер изменения давления в камере I проводился опыт, когда перепускное отверстие между камерами оставалось закрытым ($\omega_{1-2} = 0$), а отверстие в атмосферу увеличивалось на величину перепускного отверстия, т. е. $\omega_1 = \omega_2 = 98 \text{ см}^2$. Осциллограмма этого процесса горения в объеме I соответствует кривой 1'' на рис. 2. Из сравнения кривых 1 и 1'' (1 — случай, когда камеры соединены отверстием $\omega_{1-2} = 49 \text{ см}^2$) видно, что по величине и характеру изменения давления процессы существенно различны. Это означает, что соединение камеры I с незагазованной камерой II приводит к интенсификации горения в загазованной камере I. Одновременно повышение давления наблюдается и в незагазованном отсеке.

Рассмотрим картину горения газозвушной смеси при наличии смежного незагазованного отсека. Участок $a_1 b_1$ кривой 1 на рис. 2 соответствует прохождению фронта пламени от точки зажигания A до перепускного отверстия ω_{1-2} . В связи с тем, что избыточное давление в камере II ниже, чем в первой (см. кривую 2, участок $a_2 b_2$ и кривую 3, участок a_{1-2}, b_{1-2}), происходит перетекание несгоревшей смеси из первой камеры во вторую. Скорость истечения из перепускного отверстия

$u_2(t)$ зависит от текущего перепада давления между отсеками $p_2(t) - p_1(t)$. В нашем случае она достигает ~ 100 м/с.

Оценочные расчеты показывают, что ко времени t_b подхода фронта пламени к перепускному отверстию (точка b) в камере II образуется заряд смеси в виде струи, доходящей до противоположной стенки. Происходит также частичное перемешивание смеси с воздухом второй камеры. Достигнув отверстия ω_{1-2} , фронт пламени со скоростью $u_2(t_b)$ проскакивает во вторую камеру. При этом скорость истечения продуктов u_2' сгорания приблизительно в $\sqrt{\epsilon}$ раз больше, чем несгоревших газов $u_2(t_b)$, где $\epsilon = \rho_1/\rho_1' = 5 \div 7$ — степень расширения продуктов сгорания; ρ_1, ρ_1' — плотность несгоревших и сгоревших газов. Отметим, что скорость движения пламени во второй камере на два порядка выше скорости распространения пламени в первой и составляет более 100 м/с.

Поскольку $u_2' > u_2$, в струе на границе $K-K$ (см. рис. 1), разделяющей холодную и горячую часть струи, возникает давление торможения, близкое по величине к давлению в первой камере $p_1(t)$. Это приводит к некоторому ускорению движения границы «горячего и холодного» потоков $K-K$. Однако эта скорость остается ниже, чем u_2 , т. е. $u_2 < u_{K-K} < u_2'$. В результате в зоне контакта горячего и холодного газов будет наблюдаться растекание горячих газов и образование характерной конфигурации в виде гриба, являющегося кольцевым вихрем. Этот процесс зафиксирован на кинолентку. Быстрое увеличение поверхности горения в струе и повышенная турбулентность, обуславливающая турбулентный режим горения, приводит к тому, что скорость выделения энергии в камере II становится существенно выше, чем в первой, где горение происходит в ламинарном режиме со скоростью u_n . Поэтому скорость нарастания давления во второй камере (участок $b_2 - c_2$) становится выше, чем в камере I (участок $b_1 - c_1$). В точке c давление в двух камерах выравнивается (см. рис. 2, I, точка c_{1-2}).

Перетекание горячих газов из камеры I в II в момент t_c , т. е. при $p_2(t_c) = p_1(t_c)$, прекратится ($u_2'(t_c) = 0$). Однако скорость нарастания давления в камере II остается выше, чем в I. Это объясняется тем, что кольцевой вихрь, поджигающий несгоревшую смесь во второй камере, продолжает существовать. Его параметры перестают зависеть от u_2' . По этой причине давление во второй камере становится выше, чем в первой (см. участок cd на трех осциллограммах), и поток газов между камерами меняет свое направление. Газы теперь истекают из второй камеры в первую, где будет происходить турбулизация горения еще несгоревших порций газа. В первой камере, так же как и во второй, возникает кольцевой вихрь. В момент времени t_d (см. рис. 2, точки d_1, d_2, d_{1-2}) перепад давления между второй и первой камерами достигает максимума. После этого $\left(\frac{dp}{p dt}\right)_I > \left(\frac{dp}{p dt}\right)_{II}$. В камере II будет наблюдаться так-

же кратковременное падение давления (см. участок $d_2 e_2 f_2$). Это вызвано тем, что потеря энергии с газом, истекающим через отверстия ω_2 и ω_{1-2} , становится больше выделения энергии от сгорания смеси.

Следует иметь в виду, что истечение через отверстия продуктов сгорания снижает давление больше, чем истечение холодных газов. В момент времени t_e (см. рис. 2, точки e_1, e_2, e_{1-2}) давление между камерами выравнивается, после чего давление в первой камере становится выше, чем во второй. Далее начнется истечение газов из первой во вторую камеру (участок $e_1 f_1 g_1, e_2 f_2 g_2, e_{1-2} f_{1-2} g_{1-2}$). В камере II снова возникает кольцевой вихрь, турбулизирующий еще не успевшую сгореть смесь. В результате на участке $f_2 g_2$ будет наблюдаться резкий скачок. Однако давление во второй камере становится выше, чем в первой, только на короткий промежуток времени, так как к этому времени свежей горючей смеси в ней недостаточно (см. участок $g_{1-2} h_{1-2}$).

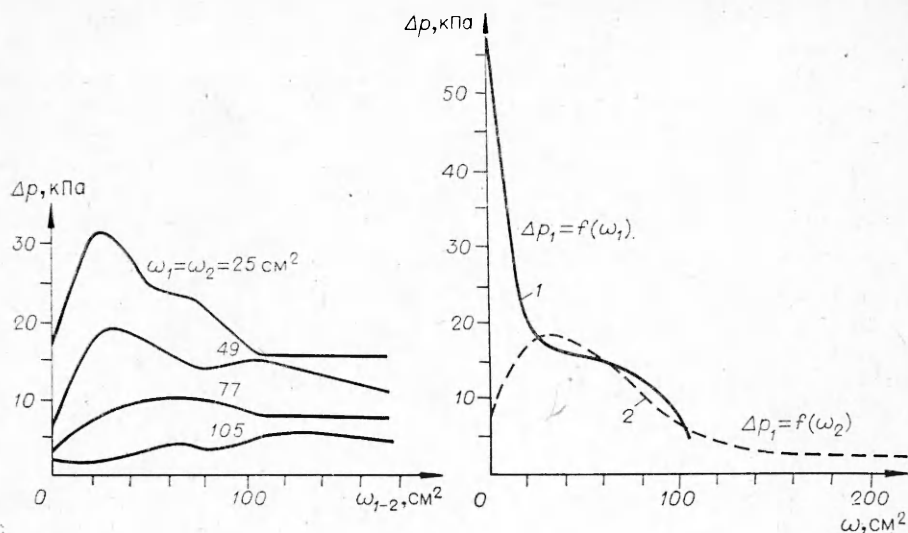


Рис. 3.

В камере *I* горение продолжается, поэтому текущее давление в ней становится выше, чем в камере *II*, в которой давление теперь за счет перетекания газов следует тому же характеру, что и в камере *I* (см. кривые i_1j_1 , i_2j_2 , $i_{1-2}j_{1-2}$).

Итак, установлено, что наличие смежного незагазованного отсека приводит к резкой интенсификации горения в двухкамерной системе, сопровождающейся знакопеременным перетеканием газов между камерами. На рассматриваемой модели проведено несколько серий экспериментов с целью выявления различных факторов на параметры процесса. Перейдем к краткому изложению некоторых результатов. Осциллограмма 1' на рис. 2 соответствует случаю $\omega_{1-2} = 0$ и $\omega_1 = 49 \text{ см}^2$.

Интерес представляет определение влияния места зажигания *A* (см. рис. 1) на характер процесса. Установлено, что удаление точки *A* от перепускного отверстия увеличивает максимальное давление в камерах. При размещении точки зажигания в непосредственной близости у перепускного отверстия избыточное давление снижается практически до нуля.

На рис. 3, *a* представлена экспериментальная зависимость максимального избыточного давления в первой камере Δp_1 от величины площади перепускного отверстия ω_{1-2} при различных величинах площадей отверстий ω_1 и ω_2 , соединяющих камеры с атмосферой. Как и следовало ожидать, максимум кривой $\Delta p_1 = f(\omega_{1-2})$ будет наблюдаться при определенной величине ω_{1-2} . При дальнейшем увеличении ω_{1-2} , хотя и будет увеличиваться поверхность горения во второй камере, скорость струи u_2 , а следовательно, и скорость турбулентных пульсаций, определяющих скорость горения в струе и кольцевом вихре, будут заметно снижаться. При этом снижение скорости турбулентного горения сказывается на Δp_1 в большей мере, чем на увеличении боковой поверхности струи и кольцевого вихря. Естественно, при достаточно больших ω_{1-2} двухкамерная система превращается в однокамерную, т. е. кривая $\Delta p_1 = f(\omega_{1-2})$ имеет асимптоту.

На рис. 3, *б* представлены экспериментальные зависимости $\Delta p_1 = f(\omega_1)$ при $\omega_{1-2} = \omega_2 = 49 \text{ см}^2$ (1) и $\Delta p_1 = f(\omega_2)$ при $\omega_1 = \omega_{1-2} = 49 \text{ см}^2$ (2). Кривая $\Delta p_1 = f(\omega_1)$ характеризуется физической картиной явления. Зависимость же $\Delta p_1 = f(\omega_2)$ интересна тем, что максимум давления в камере будет не при закрытом отверстии ω_2 . Это объясняется тем, что при $\omega_2 = 0$ текущий перепад давления между двумя камерами уменьшается за счет роста давления в камере *II*. При достаточно больших ω_2 камера *II* начинает вести себя как атмосфера, сброс газов в которую всегда приводит к снижению давления в камере *I*. Кривые на рис. 3 проведены

по экспериментальным точкам, каждая из которых является средней из трех значений.

В исследованиях получены также данные о влиянии на процесс горения концентрации горючей смеси.

Принципиальный интерес представляет сравнение процесса взрывного горения в камерах при полной загазованности камер *I* и *II*. Максимальное давление на участке *bcdefgi* (см. рис. 2) при полной загазованности камер незначительно (в 1,6—2,1 раза) превышает максимальное давление в камерах при незагазованной камере *II*. Вместе с тем давление в стадии медленного горения (участок *i—j*) при этом будет заметно выше, а время процесса больше. Можно ожидать усиления эффекта в том случае, если загазованность первого объема превышает стехиометрическую (перетекание приводит не только к росту скорости горения, но и полного количества выделяемого тепла).

Принципиально картина явления похожа на форкамерное зажигание. Однако при больших объемах и относительно больших значениях времени перетекания газа вряд ли можно ожидать проявления каких-либо специфических эффектов радикалов и активных центров. Полное количественное рассмотрение процесса потребовало бы сложных трехмерных газодинамических расчетов.* Ограничимся очень грубыми оценками давления.

При горении в первом отсеке без перетекания во второй для поддержания постоянного атмосферного давления нужно, чтобы в отверстие ω_1 вытекал поток несгоревшего газа со скоростью $u_1 = S u_n (\varepsilon - 1) / \omega$. Принимая $u_n = 30$ см/с, $\varepsilon = 7$, $S = 4\pi R^2$, $R = 25$ см, $\omega_1 = 50$ см², найдем $u_1 = 3 \cdot 10^4$ см/с. При такой скорости, приблизительно равной скорости звука, динамический напор составит ~ 50 кПа. Этому вполне соответствует тот факт, что давление в камере повышается на величину менее 50 кПа.

Разумно согласуется эта прикидка и с тем, что скорость истечения при $\omega_{1-2} = 50$ см² составляет порядка нескольких сотен метров в секунду. К моменту окончания горения в отсеке *I* масса содержащихся в ней продуктов горения порядка 20% исходной, при этом $\sim 40\%$ вытекло в атмосферу и 40% во второй объем.

Сгорание газов в отсеке *II* можно считать мгновенным, отсюда получается, что величина максимального избыточного давления $\sim 0,4(\varepsilon - 1) = 0,25$ МПа. При всей грубости оценки эти результаты разумно согласуются с опытом.

На основании рассмотренного можно сделать вывод, что наличие смежной незагазованной камеры, сообщающейся с основной через перепускное отверстие, оказывает решающее влияние на характер горения газозвдушной смеси в обеих камерах. Оно становится высокотурбулентным. Между камерами устанавливается перепад давления, приводящий к знакопеременному перетеканию смеси из одной камеры в другую. Давление в камерах становится в 4—15 раз выше, чем при отсутствии смежной камеры и соединении основной камеры с атмосферой отверстием суммарной площади. Кроме того, характер процесса изменения давления в камерах зависит от соотношений площадей отверстий, места их расположения, места зажигания и концентрации топлива.

*Поступила в редакцию 1/III 1983,
после доработки — 14/VI 1983*

ЛИТЕРАТУРА

1. П. К. Сенагин, В. С. Бабкин.— В кн.: Пожарная профилактика. М.: ВНИИПО МВД СССР, 1982.
2. N. F. Astbury, H. W. West, H. R. Hodginson. Proc. British Ceramic Society, 1973, 21, 195.
3. S. I. Alexander, N. Taylor. Proc. British Ceramic Society, 1973, 21, 221.
4. H. Heinrich H. Sehadenprisma, 1975, 4, 69.