

паров октогена (пик с  $m/e = 75$ ) в продуктах разложения в условиях высокого темпа нагрева позволяет считать правильным постулированное в [4, 5] предположение о существовании процесса испарения нитроаминна и быстрой реакции распада его паров в узкой зоне вблизи поверхности горения. Подтвердить это предположение могли бы результаты исследования температурного профиля в волне горения октогена и данные по температуре поверхности, которые, однако, в литературе отсутствуют.

Поступила в редакцию 19/1 1983

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М.: Наука, 1966.
2. C. F. Price, T. J. Boggs e. a. AIAA-Paper. N79-164, 1979.
3. M. W. Beckstead, R. L. Derr, C. F. Price. 13-th Symp. (Internat.) on Combustion. The Comb. Inst., 1974.
4. M. Benreuvен, L. H. Caveny a. o. 16-th Symp. (Internat.) on Combustion. The Comb. Inst., 1977.
5. M. Benreuvен, L. H. Caveny. AIAA J., 1981, 19, 10, 1276.
6. A. I. B. Robertson. Trans. Farad. Soc., 1949, 45, 85.
7. R. N. Rogers, G. W. Daub. Anal. Chem., 1973, 45, 3, 596.
8. F. H. Pollard, R. M. H. Wyatt. Trans. Farad. Soc., 1949, 45, 760.
9. О. П. Коробейничев, А. Г. Терещенко.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем. Черноголовка, 1977.
10. О. П. Коробейничев, Л. В. Куйбида и др. Автоматизированный масс-спектрометрический комплекс для исследования структуры пламен и проведения термического анализа. Препринт, № 11. Новосибирск, Институт химической кинетики и горения СО АН СССР, 1981.
11. F. Volk, H. Schubert. Explosivstoffe, 1968, 2.
12. American Petroleum Institute. Research Project 44. Mass-spectral Data. N. Y., 1952.
13. B. Syryanarayana, R. I. Graybush, I. R. Autera. Chem. Indus., 1967, 30, 2177.

### ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ДЛИНЫ ДИФФУЗИОННЫХ ПЛАМЕН ГАЗООБРАЗНЫХ ТОПЛИВ В СПУТНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

Ю. М. Аннушкин, Е. Д. Свердлов

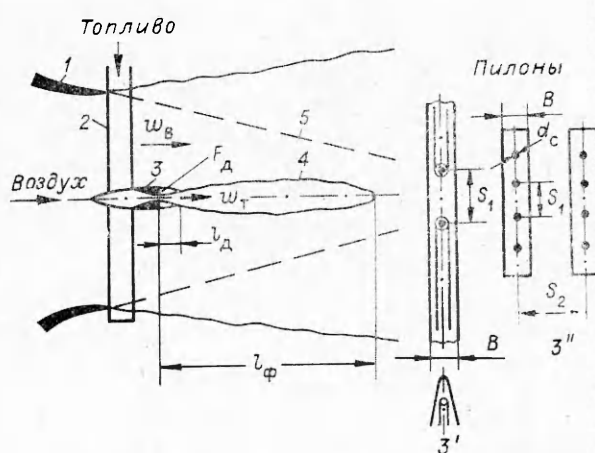
(Москва)

Горение газообразных топливных струй в спутном потоке окислителя — наиболее часто встречающийся в практике вид горения, широко применяемый в различных областях техники. Однако существующие теоретические методы расчета аэродинамики факела в спутном потоке (например, [1—6]) достаточно сложны и находятся в противоречии между собой при влиянии на длину факела относительной скорости спутного воздуха, не учитывают или учитывают не в полной мере влияние ряда определяющих параметров [7].

Как показано в [7], в условиях обеспечения устойчивости факела при стабилизации пламени прикромочными зонами рециркуляции увеличение относительной скорости спутного воздуха приводит к существенному уменьшению длины зоны горения. В этих случаях наряду с влиянием относительной скорости воздуха  $m_b = w_b/w_t$  ( $w_b$  — скорость спутного воздуха,  $w_t$  — скорость истечения топлива) основным параметром, определяющим смещение и закономерности изменения длины пламени является относительная площадь прикромочного уступа  $F_d = F_d/F_c$  ( $F_c$  — площадь топливного сопла) [7]. Однако до настоящего времени отсутствуют систематические экспериментальные исследования закономерностей влияния относительной скорости спутного воздуха при различных значениях относительной площади кромок сопел (прикромочного уступа); что затрудняет создание экспериментально обоснованных методов расчета

Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — аэродинамическое сопло; 2 — пилон для подачи газообразного топлива; 3 — одиночное сопло; 3' — пилон с несколькими соплами, расположенными в ряд, с варьируемым расстоянием между сопел  $S_1$ ; 3'' — два рядом стоящих пилона с расстоянием между ними  $S_2$ ; 4 — факел; 5 — ромб равных скоростей.



конструкций фронтных устройств и камер сгорания различных энергетических систем.

Как правило, устройства подачи газообразного топлива в поток окислителя представляют многоструйные системы [8], топливные сопла которых располагаются в потоке воздуха на пилонах. Для обеспечения эффективного горения необходимо распространение пламени на соседние струи топлива (т. е. по всему фронтному устройству) и исключение сильного взаимодействия горящих струй, приводящего к слиянию факелов.

Экспериментальное исследование влияния относительной площади кромок топливных сопел (или пилонов) на закономерности изменения длины пламени в спутном потоке окислителя для одиночного сопла или многосоплового фронтного устройства, а также выявление условий обеспечения надежного распространения пламени на все струи топлива, истекающие из фронтного устройства, было основной целью данной работы.

Экспериментальная установка для решения поставленных задач представлена на рис. 1. В аэродинамическом сопле диаметром 160 мм варьировали скорость потока воздуха до 300 м/с. На его срезе устанавливали один или несколько пилонов, через которые к топливным соплам подавали газообразное топливо (водород или метан). Топливные сопла имели широкие прикромочные уступы для обеспечения развитых зон рециркуляции, где происходила стабилизация пламени. В V-образных пилонках устанавливали одно или несколько сопел с варьируемым расстоянием между ними  $S_1$ , изменяемым с помощью координатника. При установке в воздушный поток ряда пилонов параллельно друг другу варьировали расстояние между осями сопел пилонов  $S_2$ .

Струю топлива поджигали электроразрядом с напряжением 6,5 кВ, после чего систему зажигания из потока убирали. Скорости воздуха и топлива определяли по перепадам давления и измеренным расходам

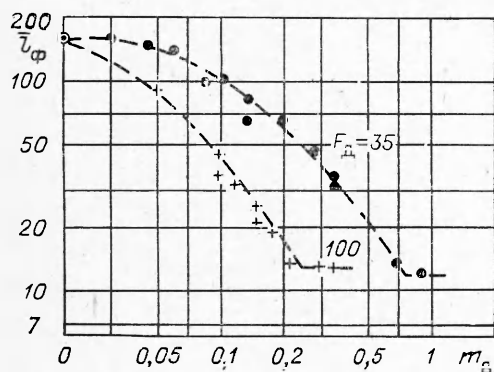


Рис. 2. Влияние относительной площади кромок сопел и относительной скорости спутного воздуха на длину факела водорода;  $\rho_a = 14,5$ .

газов по мерным соплам, установленным в магистралях подачи газов. На срезе аэродинамического сопла интенсивность турбулентности воздушного потока, измеренная диффузионным способом, составляла 0,12—0,13. Длину пламени  $l_\phi$  определяли фотографированием факела в затемненном помещении фотоаппаратом АНФ-21М. Факел пламени размещался в ромбе равных скоростей за аэродинамическим соплом. Как показано в [7],  $l_\phi$ , определенная фотографическим методом, для водорода и метана характеризует длину зоны выгорания топлива, определенную химическим анализом.

Результаты экспериментальных исследований свидетельствуют о том, что при увеличении относительной площади прикромочного уступа  $\bar{F}_d$  и относительной скорости спутного воздуха повышается степень влияния  $F_d$  на уменьшение пламени (рис. 2). Пламя укорачивается до тех пор, пока не сократится до размера длины зоны рециркуляции  $l_d$ , составляющей приблизительно два размера ширины стабилизатора, после чего горение осуществляется полностью в рециркуляционной зоне примерно постоянной длины ( $l_\phi \approx l_d/d_c \approx 2B/d_c$ ). Так, например, при  $\bar{F}_d = 100$  с увеличением  $m_b$  от нуля до 0,2 длина пламени водорода сокращается на порядок, а при  $\bar{F}_d = 35$  в том же диапазоне  $m_b$  — примерно в 2 раза.

Впервые на существенное уменьшение длины пламени водорода при увеличении  $m_b$  указано в работе [9], однако ни в этой, ни в последующих работах не было обращено должного внимания на влияние относительной площади кромок сошла и степени турбулентности спутного воздуха, существенно интенсифицирующих смешение и горение [7].

Закономерности изменения длины факела пламени, приведенные на рис. 2, реализуются при истечении топлива из одиночного сопла или из группы пронцаемой для воздуха решетки сопл при достаточно больших относительных расстояниях между осями струй, когда каждый из факелов смешивается со спутным воздухом без заметного слияния. Допустимое сближение сопл, исключающее слияние факелов в одном пилоне или сопл соседних пилонов можно определить при наличии рециркуляции из условия обеспечения среднего коэффициента избытка воздуха в сечении смыкания границ струй  $\alpha \geq 1$ . В этом случае допустимое сближение сопл определяется теоретическим соотношением

$$\bar{S} \geq \bar{S}^* = 2 \frac{L_0}{\sqrt{\rho_b}} \sqrt{\frac{1}{[2,8(1+L_0)-1]m_d+1}} + 1, \quad (1)$$

где  $S = S/B$ ;  $m_d = m_b \bar{F}_d$ ;  $L_0$  — стехиометрический коэффициент топлива;  $\rho_b = \rho_b/\rho_t$  — относительная плотность воздуха. Соотношение (1) достаточно хорошо подтверждается экспериментом (рис. 3) при определении  $S_1$  и  $S_2$  в схемах с одним или несколькими параллельными пилонами.

В случае  $S_1 \geq S^*$ ,  $S_2 \geq S^*$  выполняются закономерности изменения длины факела, приведенные на рис. 2, как для пилонов, кромки которых располагаются в одной плоскости ( $h/B = 0$ ) (см. рис. 3, II), так и в схеме с эшелонированием пилонов (см. рис. 3, III) при  $h/B = 2,5$ . При  $\bar{S} < \bar{S}^*$  факелы соседних струй сливаются и происходит вытягивание общего пламени в пределе до  $l_{\phi \max} = l_{\phi t} \sqrt{N_c}$  (где  $N_c$  — число сопл в группе) при

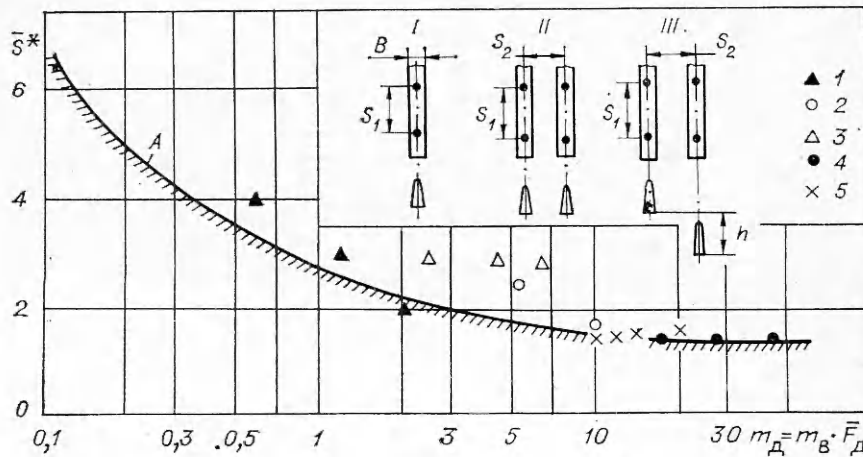
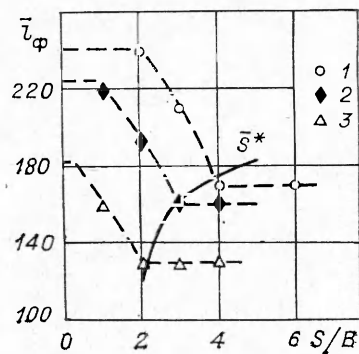


Рис. 3. Допустимое сближение сопл в пилонах  $\bar{S}^*$  (I, 3) и пилонов друг к другу  $\bar{S}_2^*$  (2, 4, 5), исключающее заметное слияние факелов. Топливо — водород.

1, 3 — схема I; 2, 4 — схема II; 5 — схема III.  $B/d_c = 3,3$  (1), 5 (2), 6,7 (3), 7 (4), 2,5 (5).

Рис. 4. Изменение длины факела при сближении сопел в пилоне. Водород,  $N_c = 2$ ,  $B/d_c = 10/3$ ;  $F_d = 10$ ;  $S^*$  — расчет по (1),  $m_b = 0,05$  (1),  $0,108$  (2) и  $0,185$  (3).



$\bar{S} \leq 0,5\bar{S}^*$  (рис. 4). Очевидно, что располагать сопла в блоке с расстоянием  $S < S^*$  нецелесообразно, так как при этом существенно уменьшается или вообще исключается преимущество многосоплового блока во фронтовом устройстве, для высокой эффективности горения в котором требуется весьма большое количество сопел [8].

Увеличение относительного расстояния между соплами в одном пилоне при некотором относительном расстоянии  $S_1^0/d_c$  прекращает переброс пламени от сопла к соплу по зоне рециркуляции за пилоном. Это расстояние зависит от относительной скорости спутного воздуха и в условиях опытов ( $p = 100$  кПа,  $T_b^* = T_r^* = 300$  К,  $B = 10$  мм) изменяется от 10 до 20 соответственно для  $m_b = 0,05 \div 0,35$  (рис. 5, а).

В случае  $S_2/B > S_2^0/B$  (рис. 5, б) пламя не распространяется на соседние пилоны. Для реализации воспламенения необходимы дополнительные пламяпереносчики (газодинамические связи) (см. рис. 5, б, позиция А), выполненные в виде V-образных пилонов, вдоль которых при  $S_2/d_c > S_1^0/d_c$  устанавливаются дополнительные сопла подпитывающие топливом зону рециркуляции за пламяпереносчиком.

Из сопоставления зависимостей рис. 3 и 5 следует, что в одном пилоне можно выполнить одновременно условия обеспечения неслияния факелов и самопроизвольного распространения пламени, что реализуется при  $\bar{S}^* \cdot \frac{B}{d_c} < \frac{S_1}{d_c} < \frac{S_1^0}{d_c}$ . Между пилонами также можно реализовать

самопроизвольное распространение пламени и неслияние факелов, если  $\bar{S}^* < S/B < S_2^0/B$ , но если  $\bar{S}_2^*$  достаточно большое, то удовлетворить условиям  $S/B < S_2^0/B$  во всем диапазоне  $m_d$  трудно. В этом случае целесообразно применять решетку пилонов, в торцах которых при  $S_1/d > S^* \cdot B/d$  располагаются дополнительные сопла.

Анализ и обобщение опытных данных для группы факелов при условиях отсутствия между ними сильного взаимодействия ( $S/B > S^*$ ) проведен для полностью развитого турбулентного течения в зоне рециркуляции при числе Рейнольдса  $Re = \rho_b w_b / \mu_b \cdot \delta > 10^4$  (здесь  $\delta$  — толщина кромки сопла и  $\delta = (B - d_c)/2$  — для пилона). Это условие выполнялось в большинстве проведенных опытов (так как скорости воздуха в экспериментах были достаточно большими).

При развитом турбулентном течении в зоне рециркуляции расход воздуха, эжектированного в эту зону (без учета эжекционного влияния

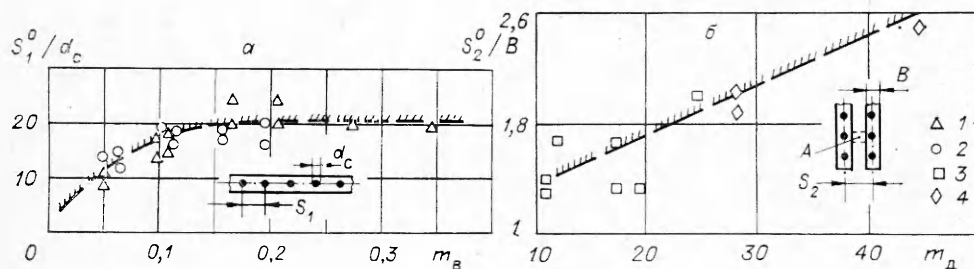


Рис. 5. Максимальные расстояния между соплами ( $S_1^0/d_c$ ) и между пилонами ( $S_2^0/B$ ), при которых реализуется переброска пламени. Водород,  $T_b = T_r = 300$  К;  $B/d_c = 10/3$  (1),  $10/1,5$  (2),  $15/3$  (3),  $21/3$  (4).

топливной струи), может быть определен соотношением [10]

$$G_{в.д} = k_1 \rho_d w_B F_d, \quad (2)$$

где  $\rho_d$  — плотность газа в зоне рециркуляции;  $k_1$  — константа. Тогда часть топлива истекающего из сопла, сгоревшая в зоне рециркуляции за счет эжекции его в эту зону составит

$$G_{т.д} = G_{в.д} / \alpha_d L_0. \quad (3)$$

Из (2) и (3) доля топлива, сгоревшая в зоне рециркуляции, может быть представлена соотношением

$$\bar{G}_{т.д} = G_{т.д} / G_{т\Sigma} = k_1 \frac{\rho_d}{\hat{\rho}_B} \cdot \frac{\rho_B w_B F_d}{\rho_T w_T F_c} \cdot \frac{1}{\alpha_d L_0}. \quad (4)$$

С учетом того, что молекулярные массы воздуха и сгоревшего газа в зоне рециркуляции различаются мало, соотношение (4) можно представить окончательно в виде

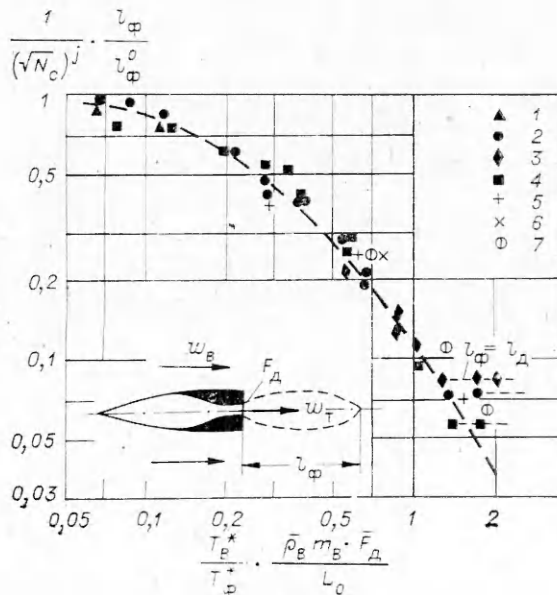
$$\bar{G}_{т.д} = k_1 \frac{1}{(\alpha_d \cdot T_d / T_\Phi)} \frac{T_B}{T_\Phi} \cdot \frac{\bar{\rho}_B \bar{F}_d}{L_0},$$

где  $T_\Phi$  — максимальная температура на фронте пламени.

Принимая во внимание, что величина комплекса  $\alpha_d \cdot T_d / T_\Phi \approx \text{const}$ , можно заключить, что параметром, определяющим долю топлива, сгоревшую в зоне рециркуляции для различных топлив, является комплекс  $T_B / T_\Phi \cdot \bar{\rho}_B \bar{m}_B \bar{F}_d / L_0$ , который в условиях стабилизированного горения определяет закономерности изменения длины диффузионно-кинетического факела пламени.

Обработка опытных данных по длинам факелов водорода и метана, полученная в диапазоне  $F_d = 10 \div 100$  при  $\rho_B = 1,72 \div 14,5$  и  $m_B = 0 \div 3$  при истечении газового топлива из одиночного сопла и группы сопел с  $N_c = 4 \div 38$ , показана на рис. 6. Видно, что относительное уменьшение длины факела пламени может быть описано практически единой кривой.

Для одиночного сопла и для группы сопел в случае индивидуальности смешения каждой из струй (при  $\bar{S} \gg S^*$ ) индекс  $j$  на рис. 6 полагается равным нулю. Для группы сопел с сильным взаимодействием, когда  $\bar{S} \leq 0,5 S^*$ ,  $j = 1$ , так как происходит увеличение длины пламени до  $l_{\Phi \max} = \bar{l}_{\Phi 1} \cdot \sqrt{N_c}$ . Закономерности влияния  $F_d$  и  $m_B$  на одиночный факел и слившийся из группы факелов идентичны. В слившемся факеле при  $\bar{S} < 0,5 \bar{S}^*$  полностью исключается преимущество по сокращению длины



факелов при истечении топлива из многосоплового блока по сравнению с одиночным эквивалентным (равным по площади) соплом, вследствие чего применять блоки с соплами, не удовлетворяющими условиям  $\bar{S} > S^*$ , нецелесообразно.

Рис. 6. Обобщенная зависимость относительного изменения длин факелов различных газообразных топлив от определяющего комплексного параметра;  $T_B = 300$  К. Одиночные факелы и групповые пламена при  $\bar{S} \geq S^*$  ( $j = 0$ ); водород:  $F_d = 10$  (1), 35 (2), 100 (3). Метан:  $F_d = 35$  (4); групповые пламена (при  $\bar{S} \leq 0,5 S^*$  ( $j = 1$ ),  $F_d = 45$ ): 5 —  $N_c = 4$ ,  $d_c = 3$  мм, 6 —  $N_c = 10$ ,  $d_c = 2$  мм, 7 —  $N_c = 38$ ,  $d_c = 1$  мм.

При обработке данных максимальная температура горения на фронте пламени принята по экспериментальной зависимости [11] как функция теплонапряженности факела: для водорода  $T_{\phi} = 2100$  К, для метана  $T_{\phi} = 1700$  К.

Длина факела газообразного топлива  $l_{\phi}^0$  при  $\bar{m}_b = 0$  может быть рассчитана по простейшему приближенному соотношению [7]

$$\bar{l}_{\phi}^0 = \bar{l}_{\phi} / \bar{u}_c \approx 18 \frac{1 + L_0}{\sqrt{\rho_b}}$$

В практических задачах длину факела горения газообразного топлива в спутном потоке можно оценить по теоретическому обобщению опытных данных (см. рис. 6), справедливость которого показана в достаточно широком диапазоне начальных условий смешения для углеводородного топлива (типа метана) и водорода.

Приведенные выше экспериментальные исследования и их анализ позволяют сделать следующие выводы.

1. В условиях стабилизации диффузионного факела на широких кромках топливных сопел относительная площадь этих кромок  $\bar{F}_d$  при условиях стабилизированного горения топливной струи в спутном потоке окислителя существенным образом влияет на закономерности смешения и диффузорного горения. С увеличением  $\bar{F}_d$  при росте относительной скорости спутного потока происходит интенсификация смешения и сокращение длины пламени.

2. Влияние  $\bar{F}_d$  на длину факела пламени в широком диапазоне ее изменения ( $10 < \bar{F}_d < 100$ ) для различных высокоэнергетических топлив обобщается единой зависимостью, которая может быть рекомендована для использования в практике проектирования фронтных устройств энергетических установок, работающих на газообразных топливах.

3. Полученные закономерности справедливы как для одиночных, так и для группы факелов при условии их автономного смешения или полного слияния.

*Поступила в редакцию 14/1 1983*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. К. Баев, П. П. Кузнецов, И. А. Могильный и др. ФГВ, 1974, 10, 4.
2. В. Б. Рутовский. Изв. вузов. Авиационная техника, 1976, 1.
3. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. М.: Энергия, 1968.
4. Турбулентное смешение газовых струй/Под ред. Г. Н. Абрамовича. М.: Наука, 1974.
5. С. И. Аверин, П. Д. Семикин. Изв. вузов. Черная металлургия, 1965, 10.
6. В. Р. Кузнецов, А. Б. Лебедев, А. Н. Секундов и др. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, 1.
7. Ю. М. Аннушкин, Г. Ф. Маслов. ФГВ, 1980, 16, 1.
8. Ю. М. Аннушкин. ФГВ, 1981, 17, 4.
9. A. Ferri. Roy. Aeron. Soc., 1967, 68, 647.
10. G. Winterfeld. Zs. Flugwissenschaften, 1962, 10, 168.
11. Ю. М. Аннушкин, Е. Д. Свердлов. ФГВ, 1981, 17, 6.