

Газодинамика **стартовых** **комплексов**

Составитель слайдов: Языков А.В.

Использованы материалы Хотулёва В.А.

Рассматриваемые вопросы

- .Газодинамическое проектирование
- .Определение тепловых и акустических нагрузок при старте
- .Экспериментальная отработка газодинамики старта

Литература

1. Бирюков Г.П., Бут А.Б., Хотулёв В.А., Фадеев А.С. Газодинамика стартовых комплексов — М.: Рестарт, 2012 — 364с.:ил.
2. Основы теории тепловых ракетных двигателей. Теория, расчет и проектирование: учебник /А.А. Дорофеев. — 3-е изд., перераб. и доп. —М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2014. — 571,[5] с. : ил.

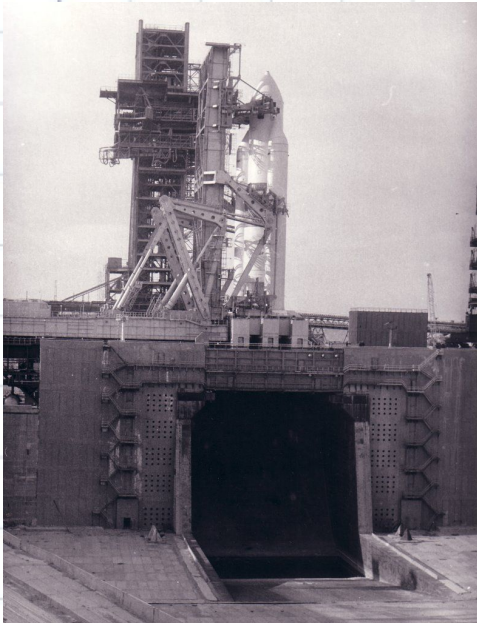
Агрегаты стартового комплекса



Рисунок:http://maxpark.com/static/u/article_image/14/06/25/tmpxAnW9i.jpeg



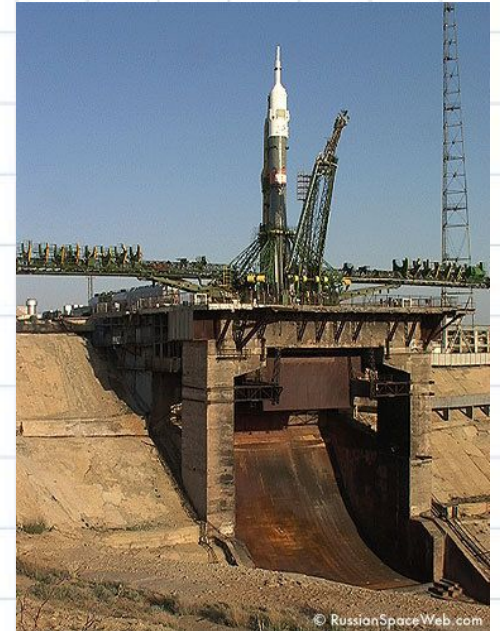
Газодинамическая схема стартового оборудования



<http://static.panoramio.com/photos/large/14726517.jpg>



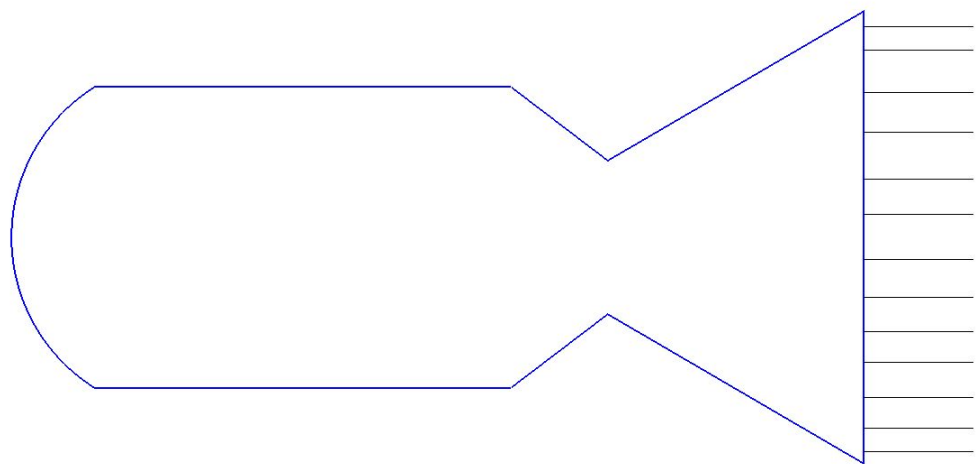
<http://www.federalspace.ru/media/gallery/big/162/1323670371.jpg>



<http://static.panoramio.com/photos/large/5236003.jpg>

Комплекс средств и схемных решений, которые обеспечивают снижение нагрузок на ракету и стартовое сооружение, составляет газодинамическую схему старта

Влияние струи. Тяга ракеты



$$R_a = G \cdot V + (P_a - P_{вн}) F_a$$

$$G = F_a \cdot V_a \cdot \rho_a$$

R_a — тяга РД;

G — массовый расход
через срез сопла;

V_a — скорость на срезе
сопла;

P_a — давление на срезе
сопла;

$P_{вн}$ — внешнее давление;

F_a — площадь сечения
среза сопла;

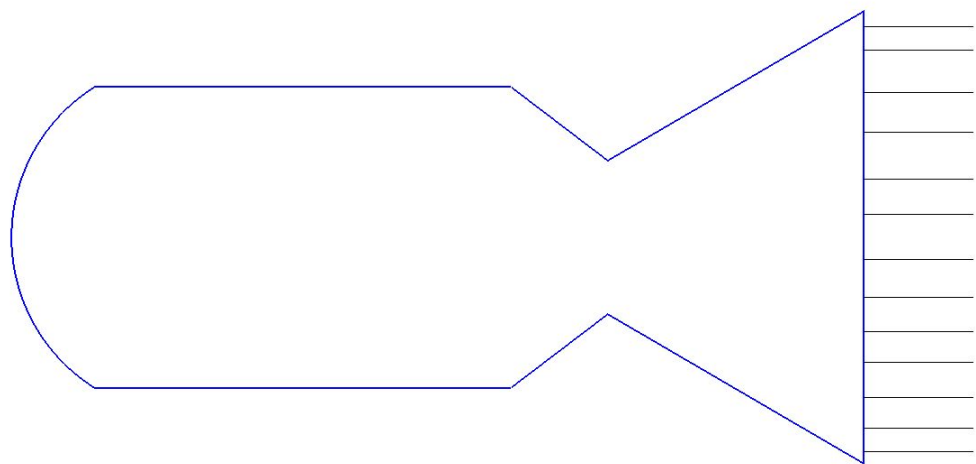
ρ_a — плотность газа на
срезе сопла.

Тяги ракет с ЖРД

- "Союз" - 350...400тс
- "Зенит" - 740тс
- "Энергия" - 3700тс (5x740тс)
- "Н-1" - 4500тс
- "Сатурн-5" - 3400тс



Влияние струи. Мощность струи



R_a — тяга РД;

V_a — скорость на срезе сопла;

$$W = R_a \cdot V_a$$

Воздействие на стартовое сооружение

- Силовое воздействие
- Тепловое воздействие
- Акустическое воздействие



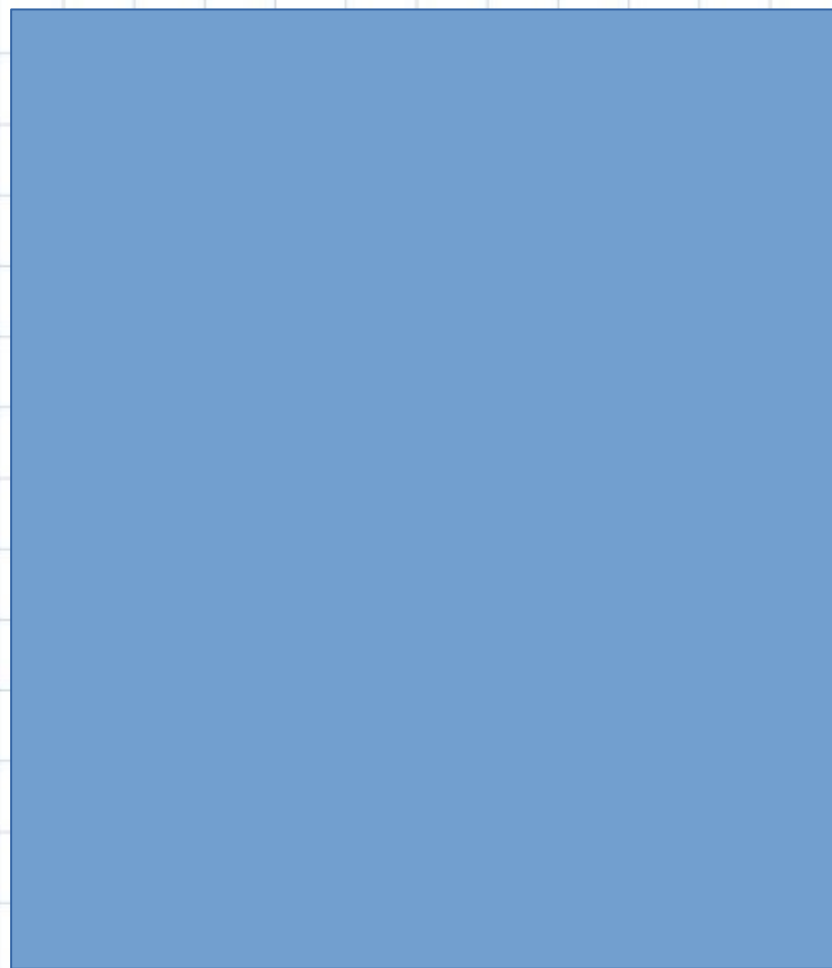
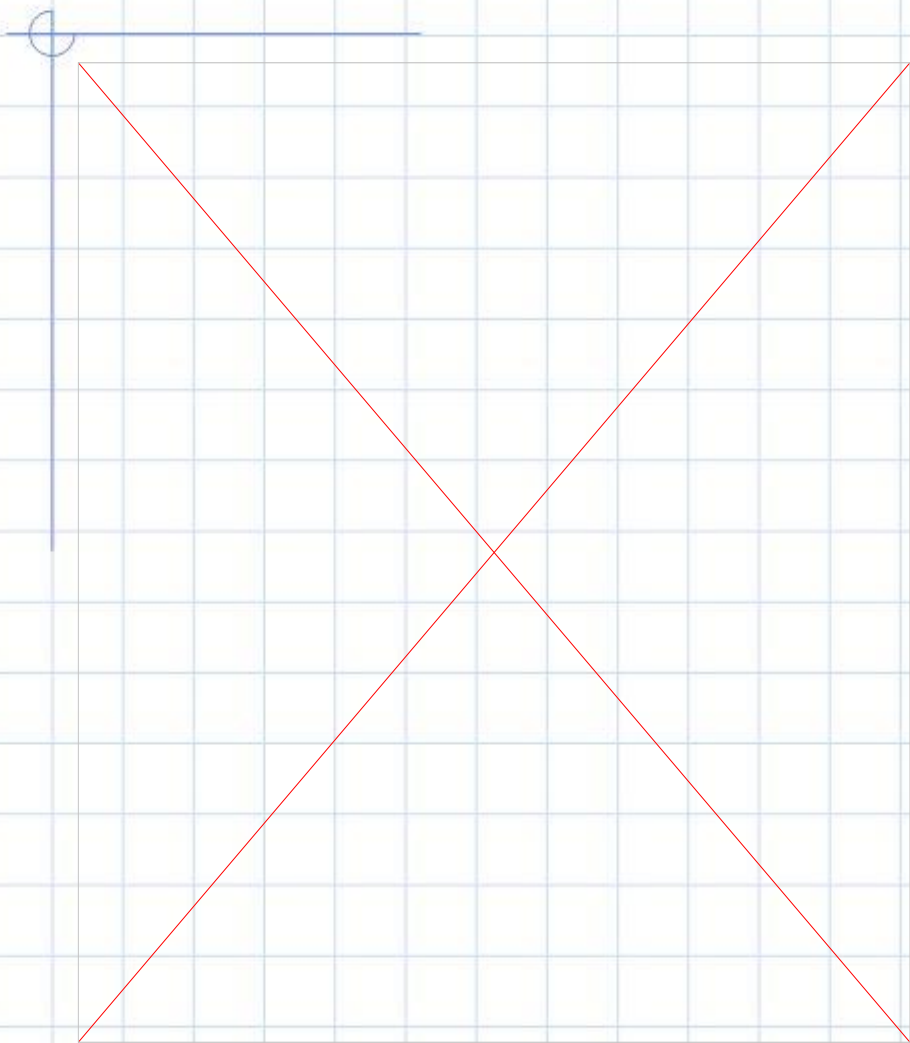
Рисунок: Пуск РКН «Союз-У» с ТГК «Прогресс М-20М». 28 июля 2013 г. federalspace.ru

Силовое воздействие



Рисунок: Пуск РН «Протон-М» с РБ «Бриз-М» и КА «Телстар-14Р» 20.05.2011. federalspace.ru

Тепловое воздействие



Эжекционное воздействие разряжения

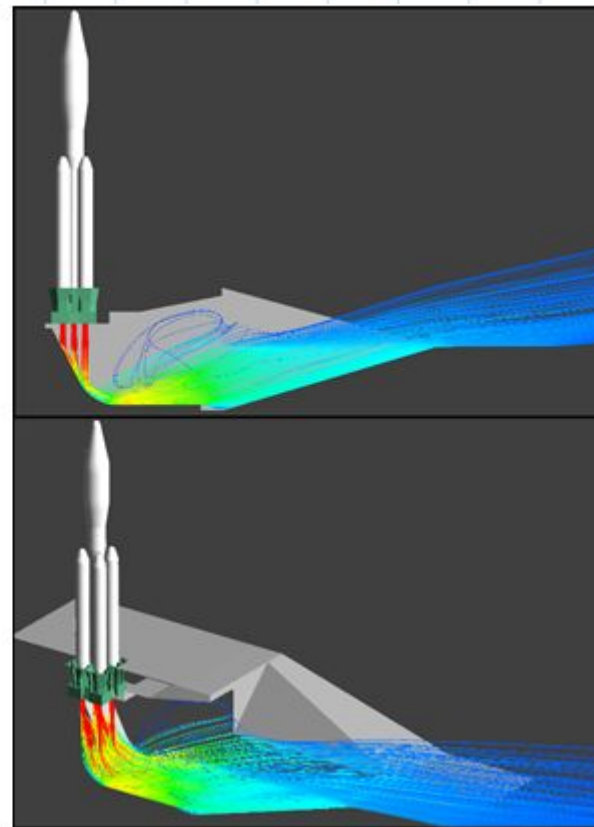
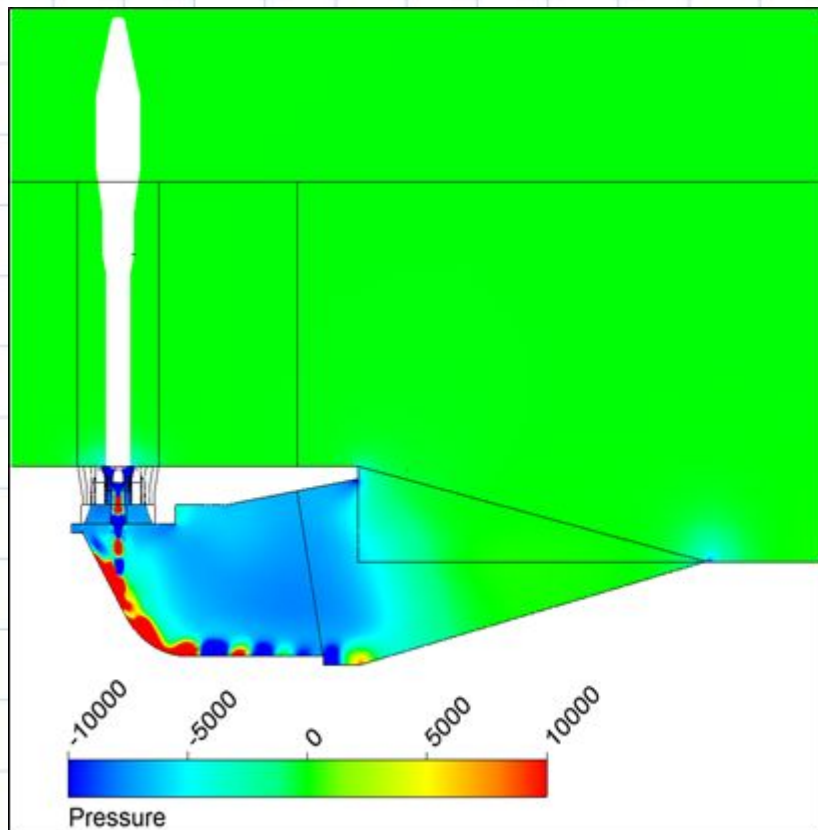
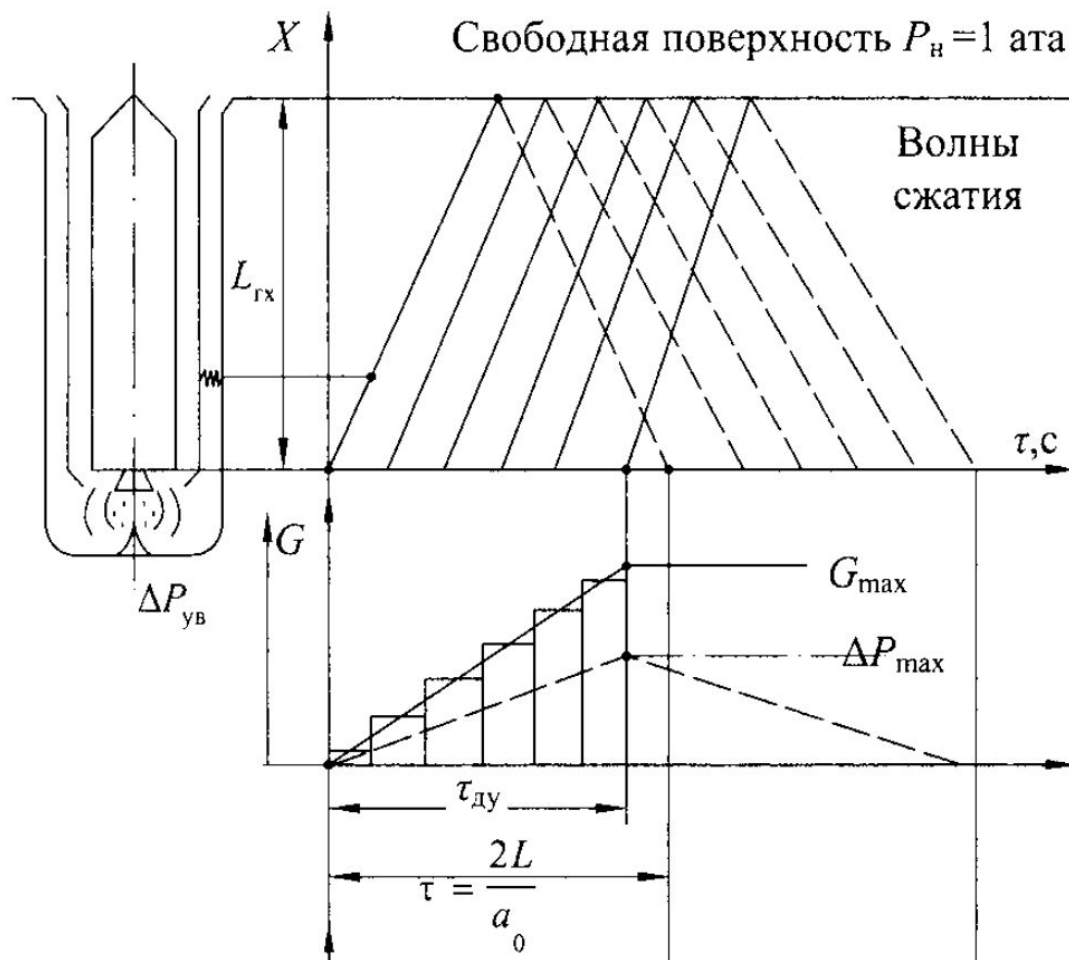


Рисунок: Меркулов Е.С., Хлыбов В.И., Кравчук М.О., Кудимов Н.Ф., Сафронов А.В. "Результаты расчетно-экспериментальных исследований газодинамики блочных струй продуктов сгорания и процессов эжекции в проеме пускового стола при старте" XXXIX АКАДЕМИЧЕСКИЕ ЧТЕНИЯ ПО КОСМОНАВТИКЕ 2015

Ударно-волновые процессы



Акустическое воздействие

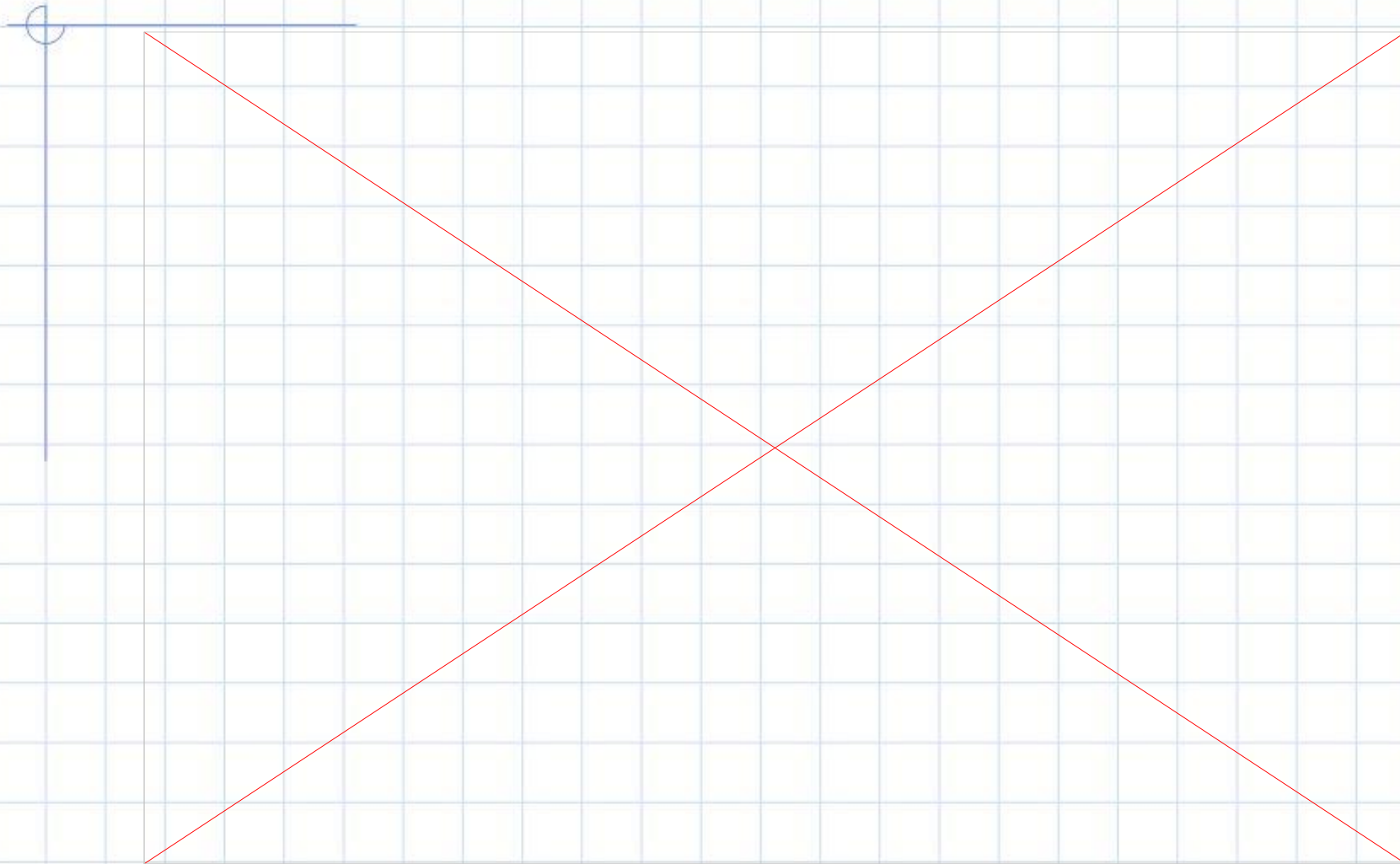


Рисунок: Хотулёв В.А.. "Применение и совершенствование в современных стартовых комплексах научно-технических решений, внедренных при старте ракет Главного конструктора С.П. Королёва" XXXI АКАДЕМИЧЕСКИЕ ЧТЕНИЯ ПО КОСМОНАВТИКЕ 2007

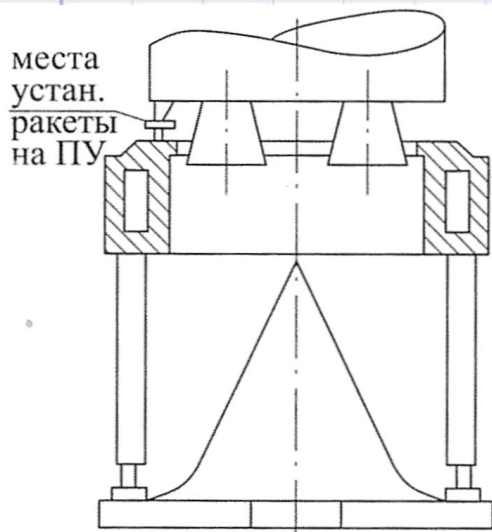
Газодинамические схемы открытых стартов

1. «Открытый» пусковой стол с газоотражателем
Космос, Циклон-2, Рокот
2. Однолотковый отражатель
Циклон-3, Союз, Зенит, Энергия-УКСС, Ангара, Руть-М
3. Двухлотковый отражатель с газоходом
Сатурн-5, Шаттл, Морской старт, Протон
4. Трехлотковый отражатель с газоходом
Н-1, Энергия-Буран, Ариан-5

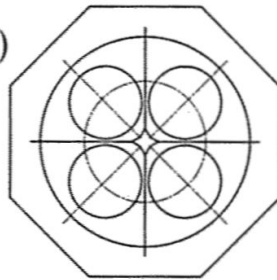
Открытый пусковой стол с газоотражателем на поверхности

Пусковой стол

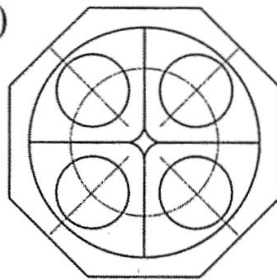
Компоновка и профили граней отражателя



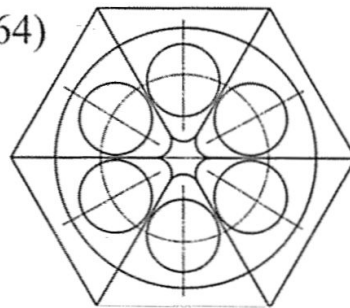
изд. 2(65)



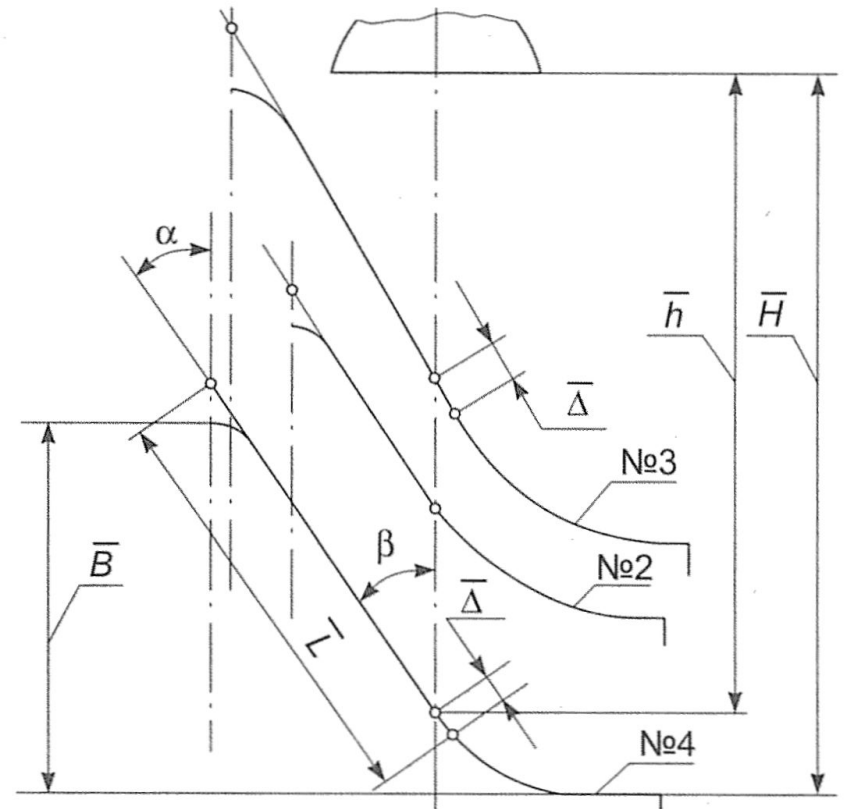
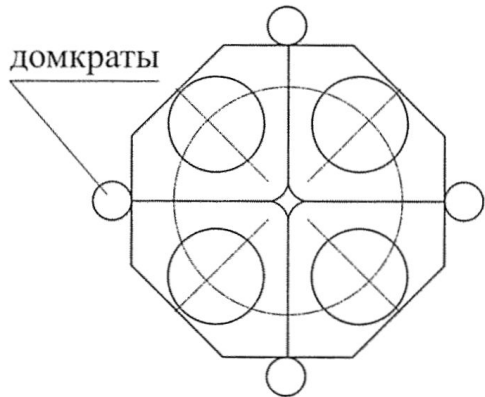
изд. 3(75)



изд. 4(64)



домкраты

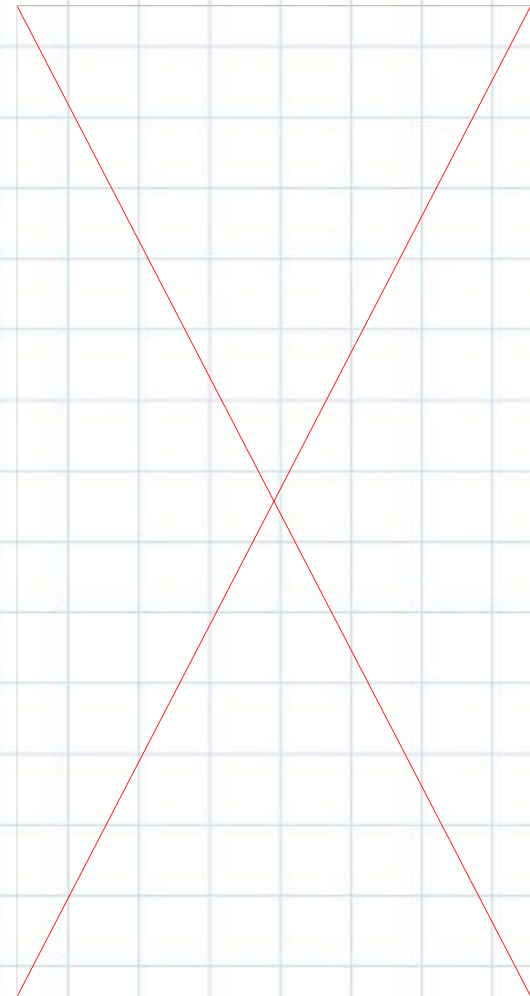


Открытый пусковой стол с газоотражателем на поверхности

РКН "Космос"



РКН "Циклон-2"

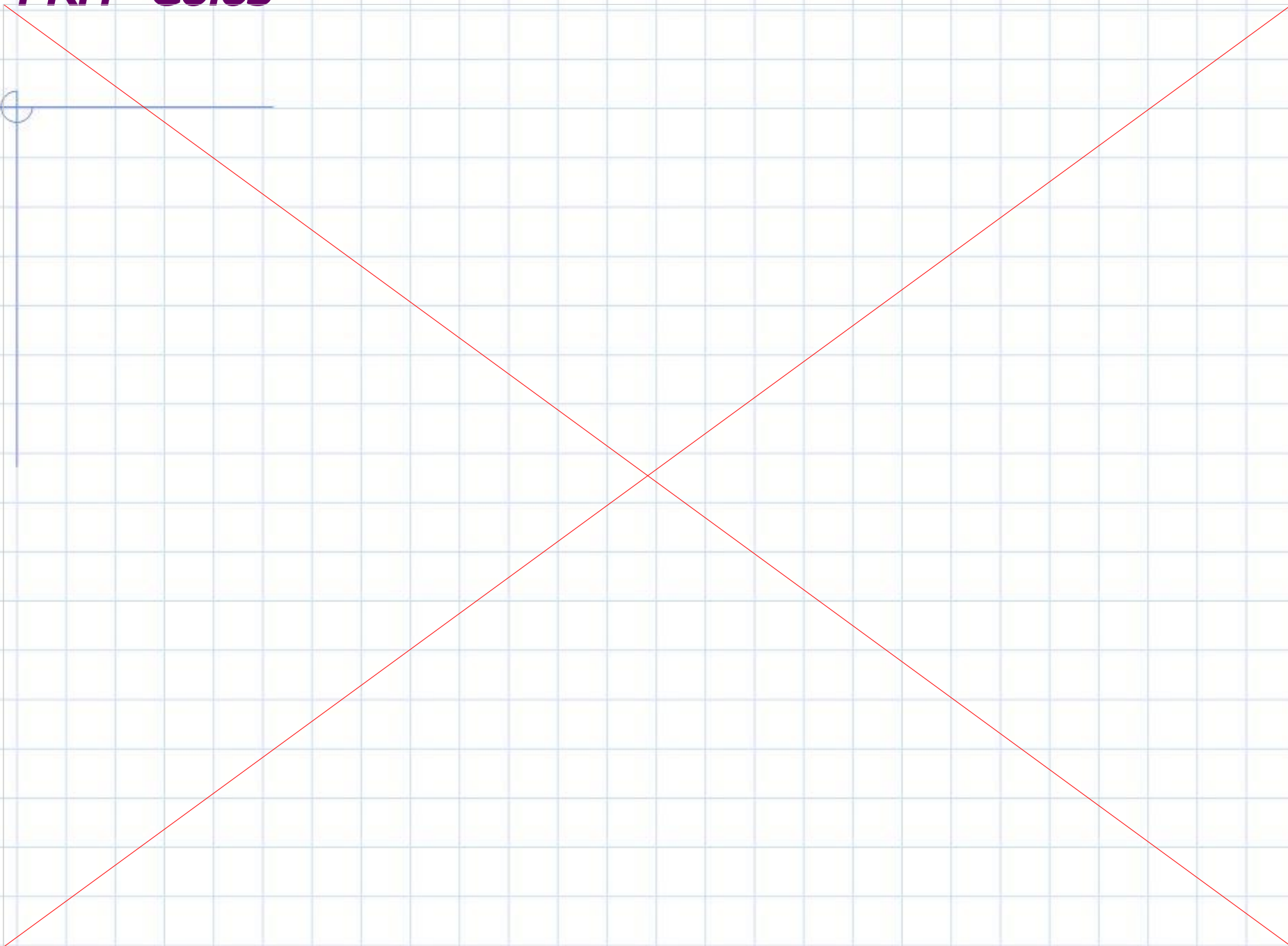


Однолотковый пулузаглубленный отражатель

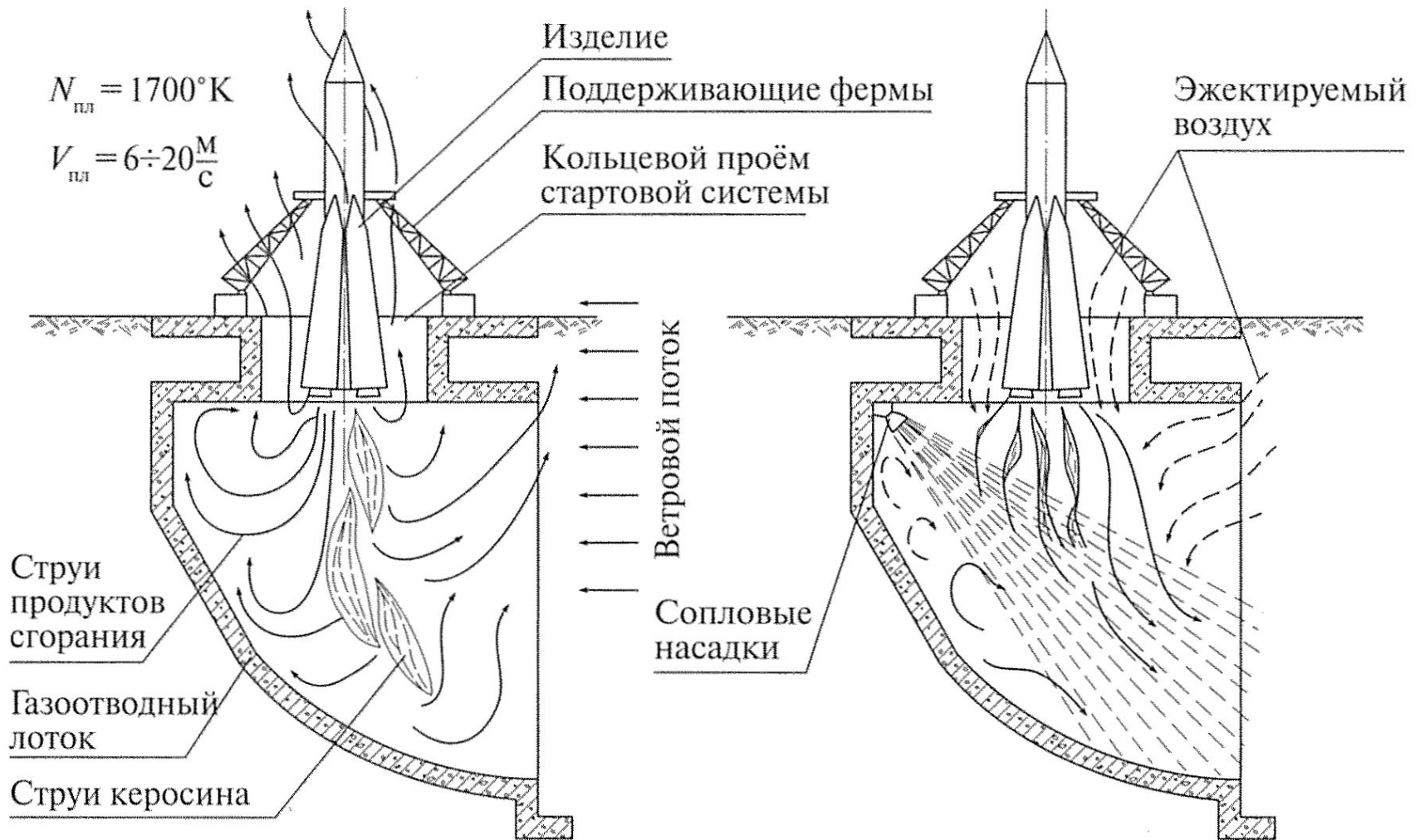
РКН "Циклон-3"



РКН "Союз"



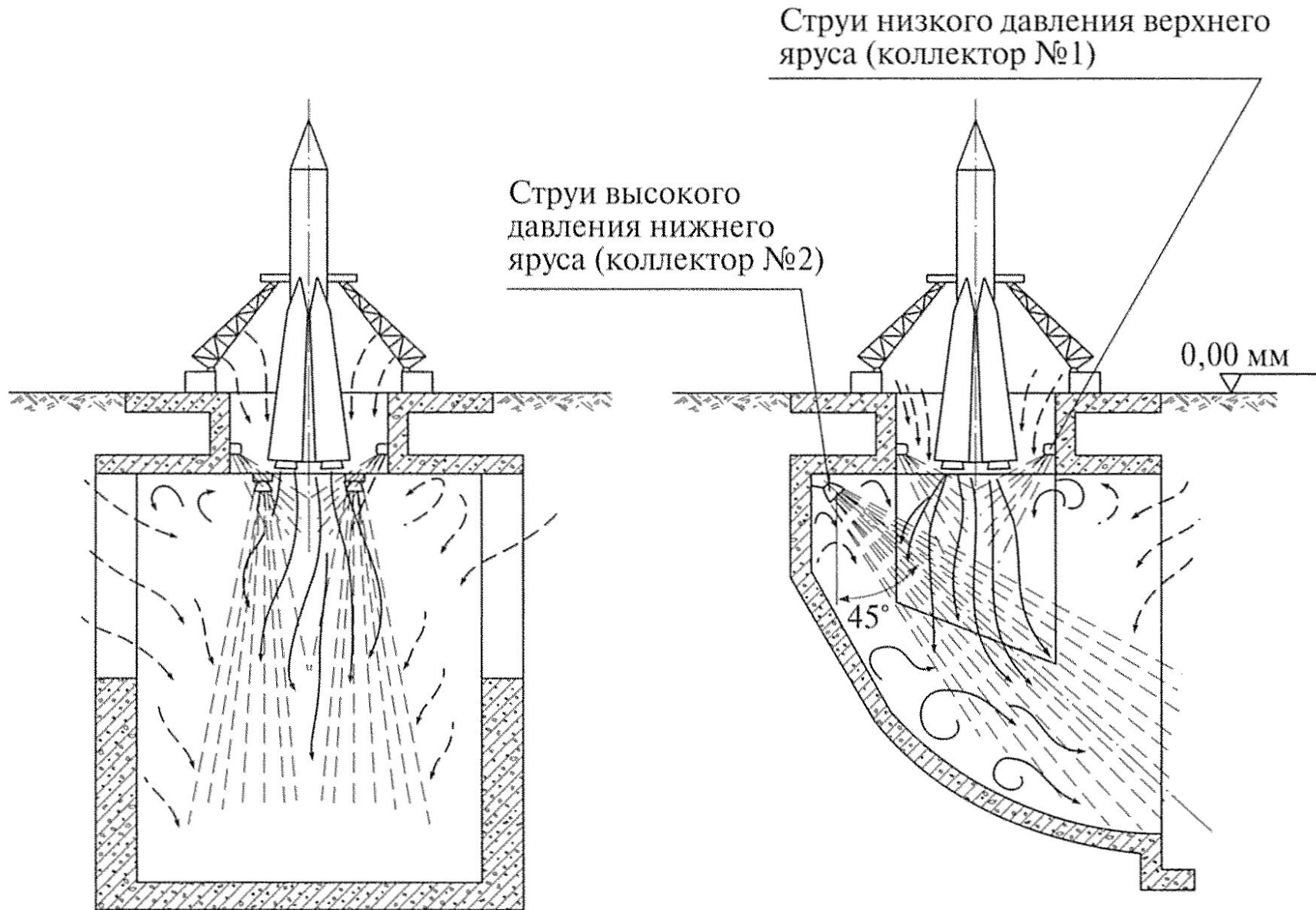
РКН "Союз"



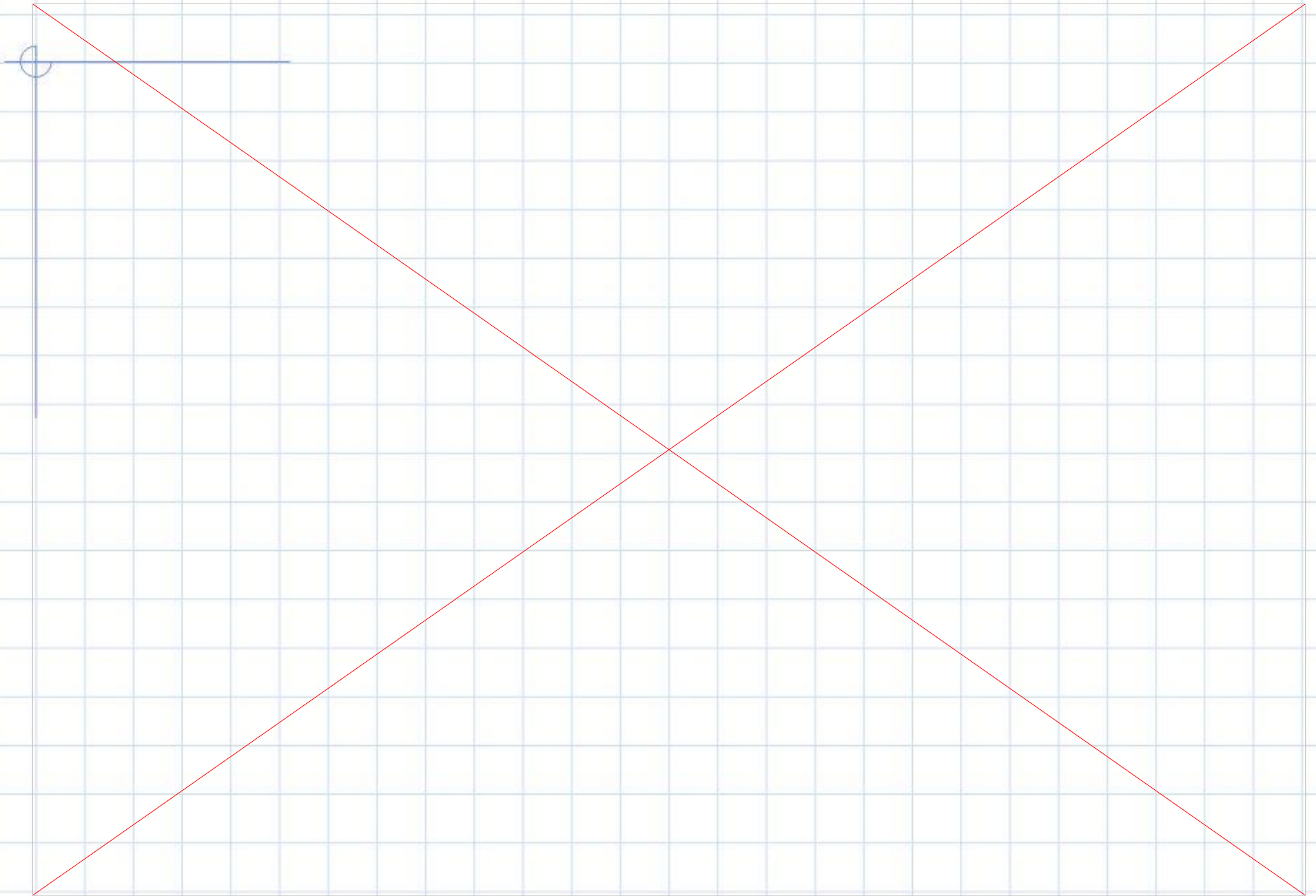
а) схема процесса
на предварительной ступени

б) схема системы газовой защиты
(эжекции) на предварительной ступени

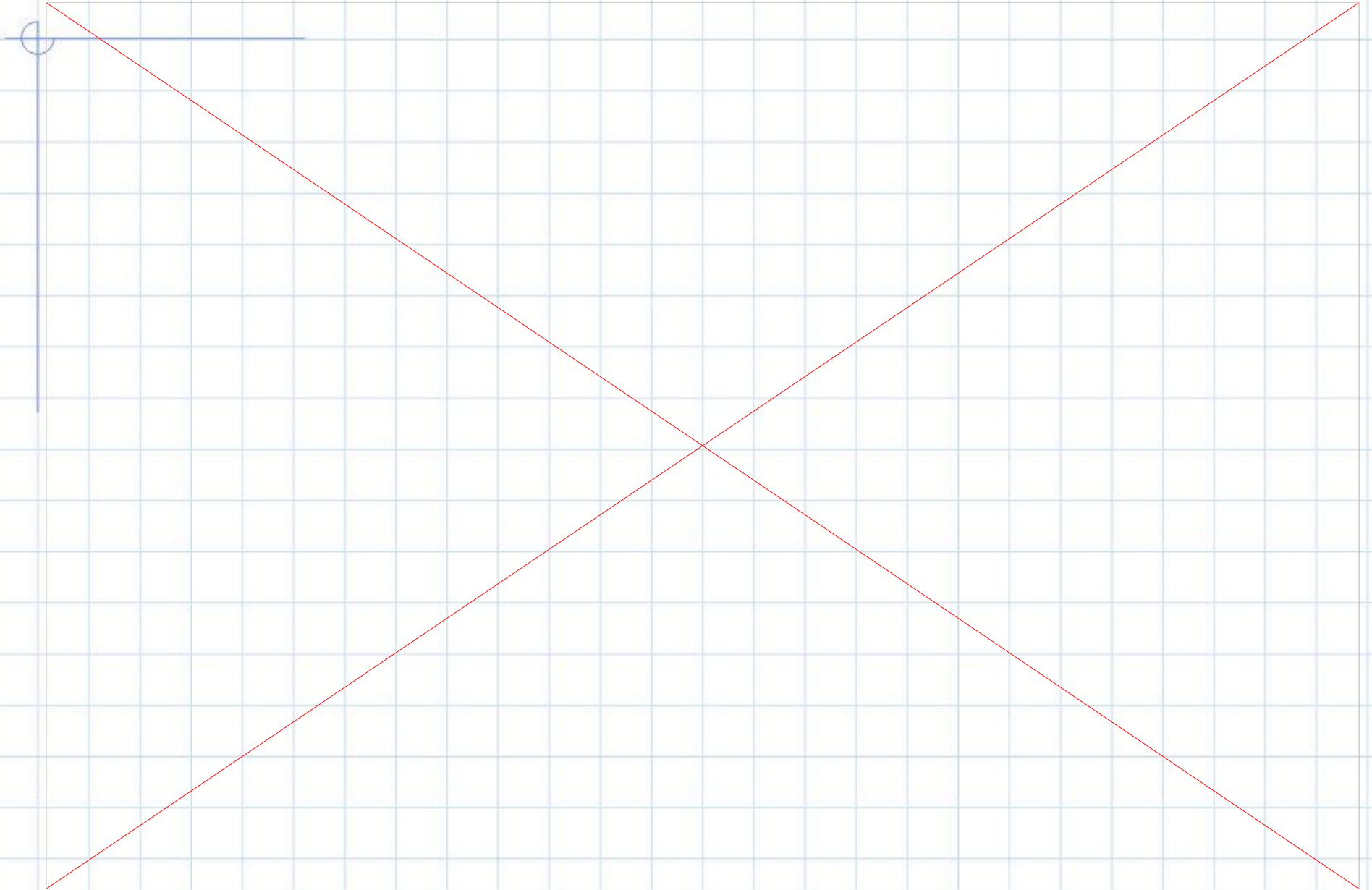
РКН "Союз"



РКН "Протон"



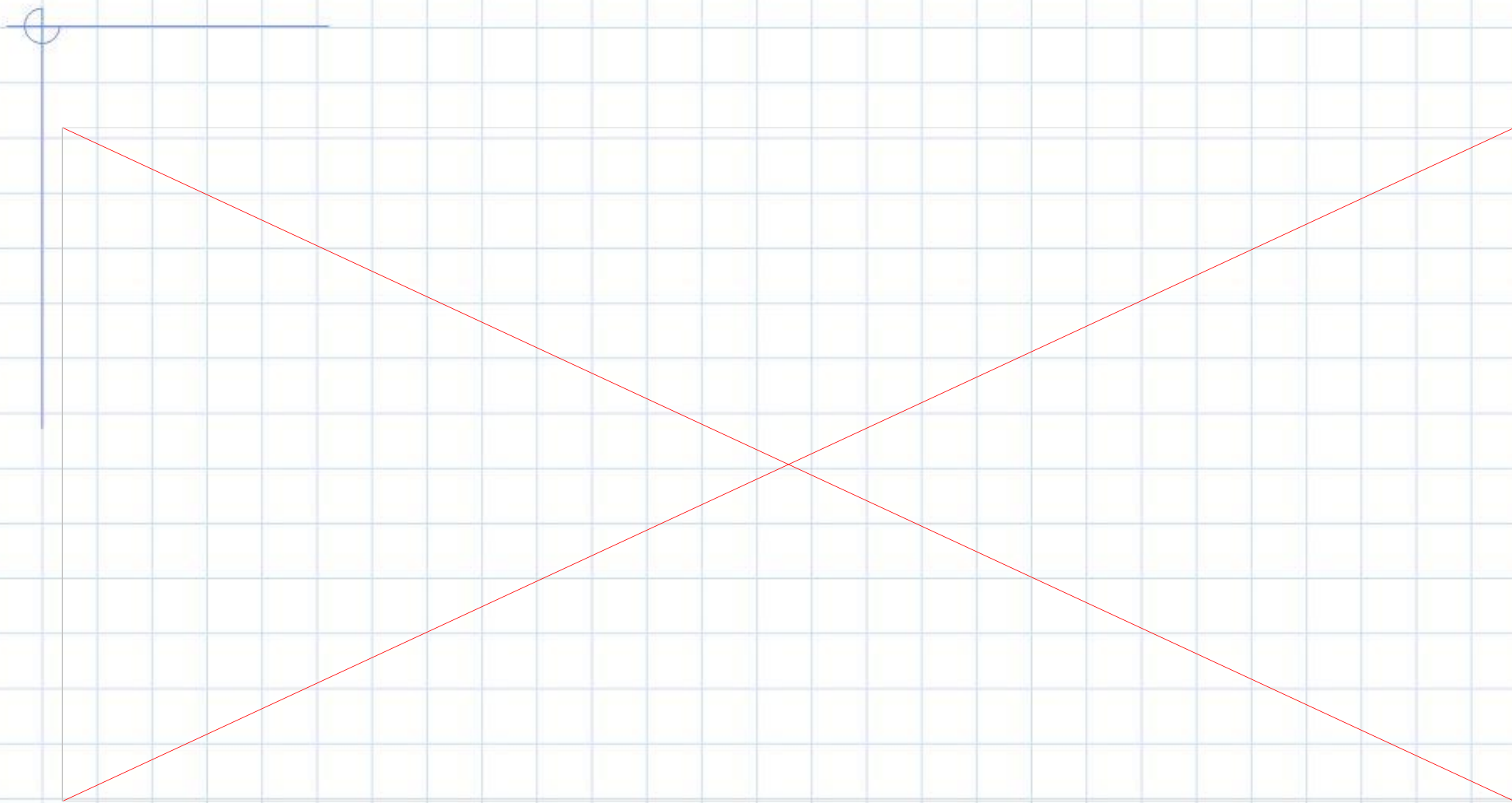
РКН "Зенит"



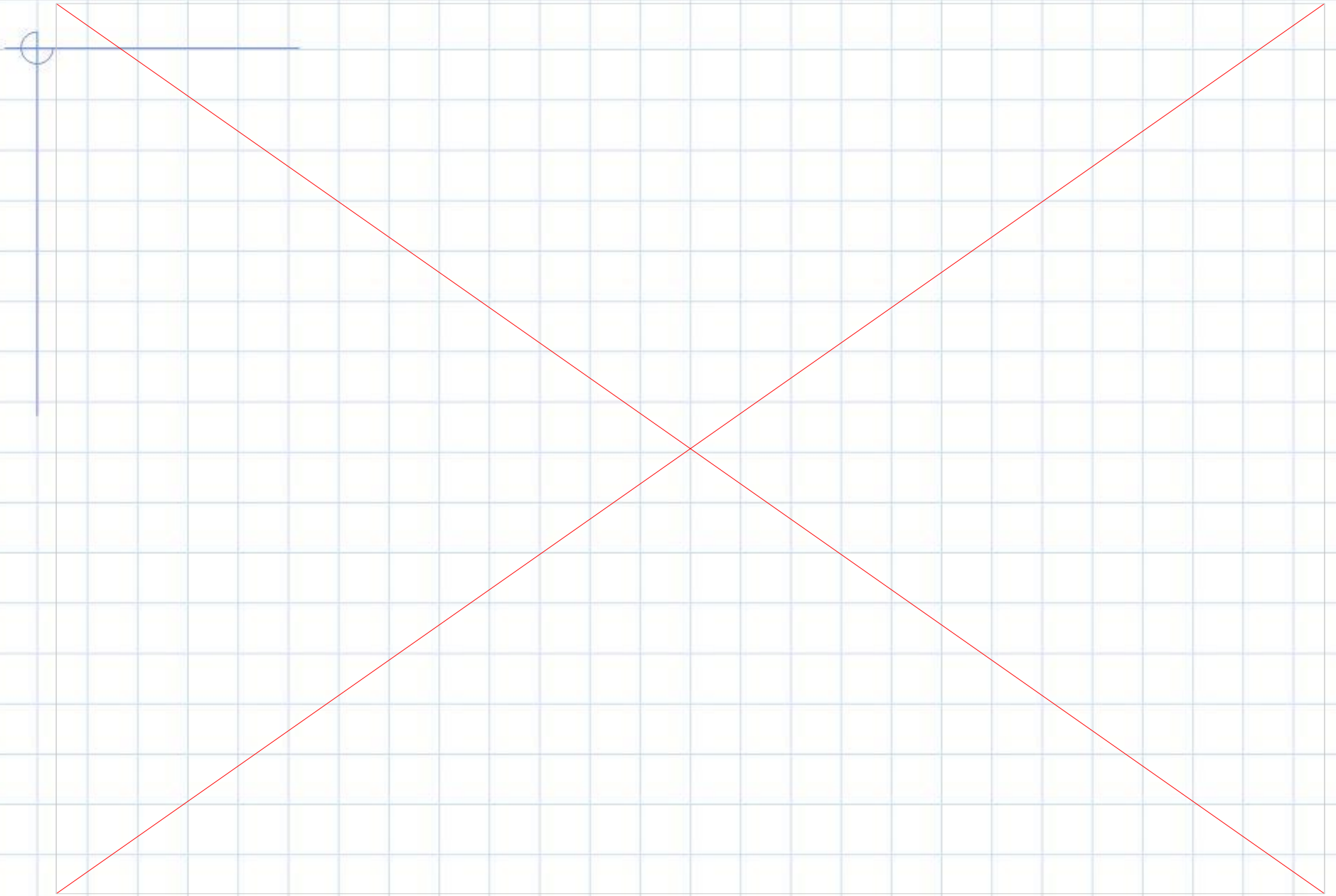
Сатурн-5



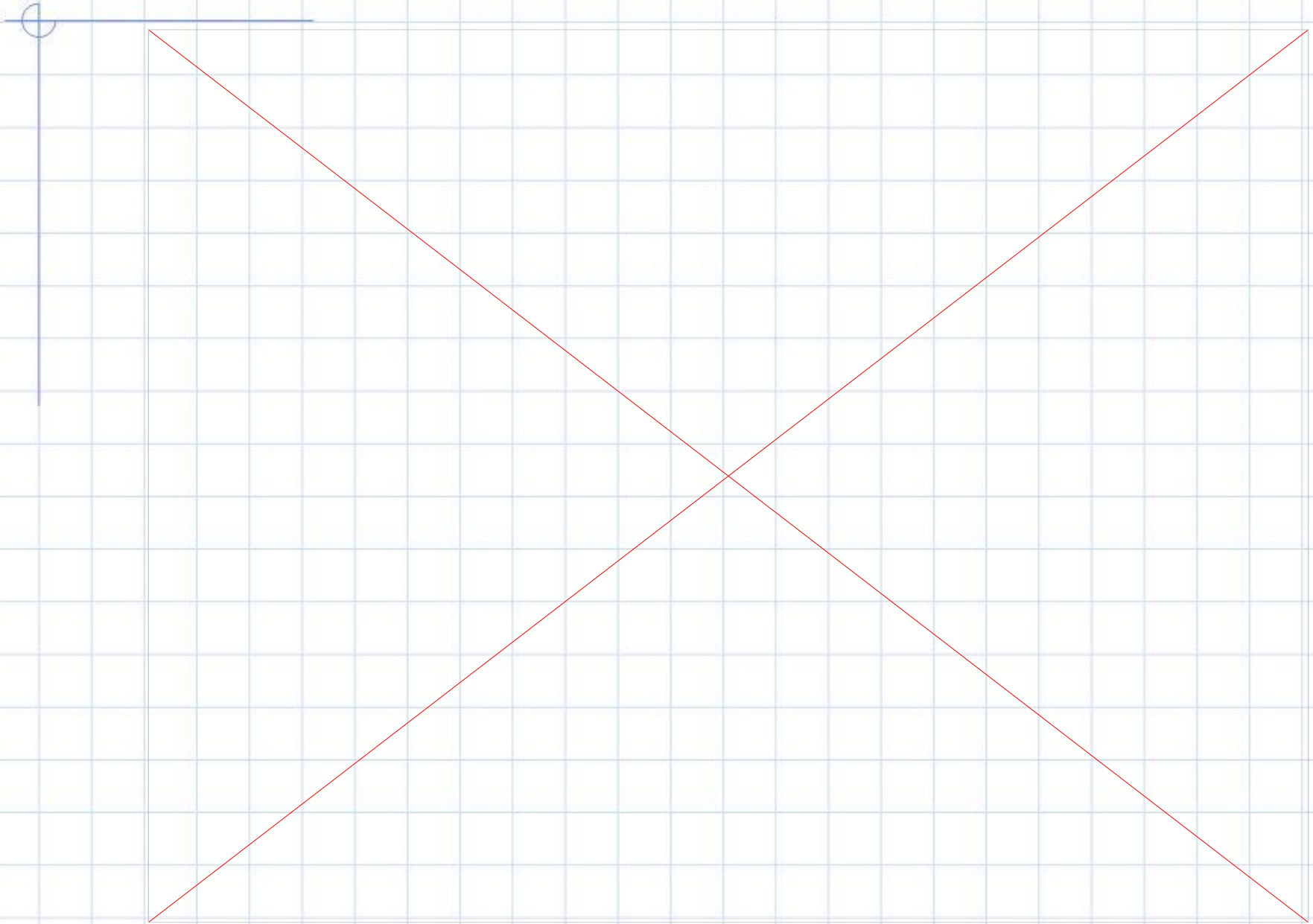
Энергия-Буран



УКСС



СК РКН "Ангара"



СК РКН "Ангара"

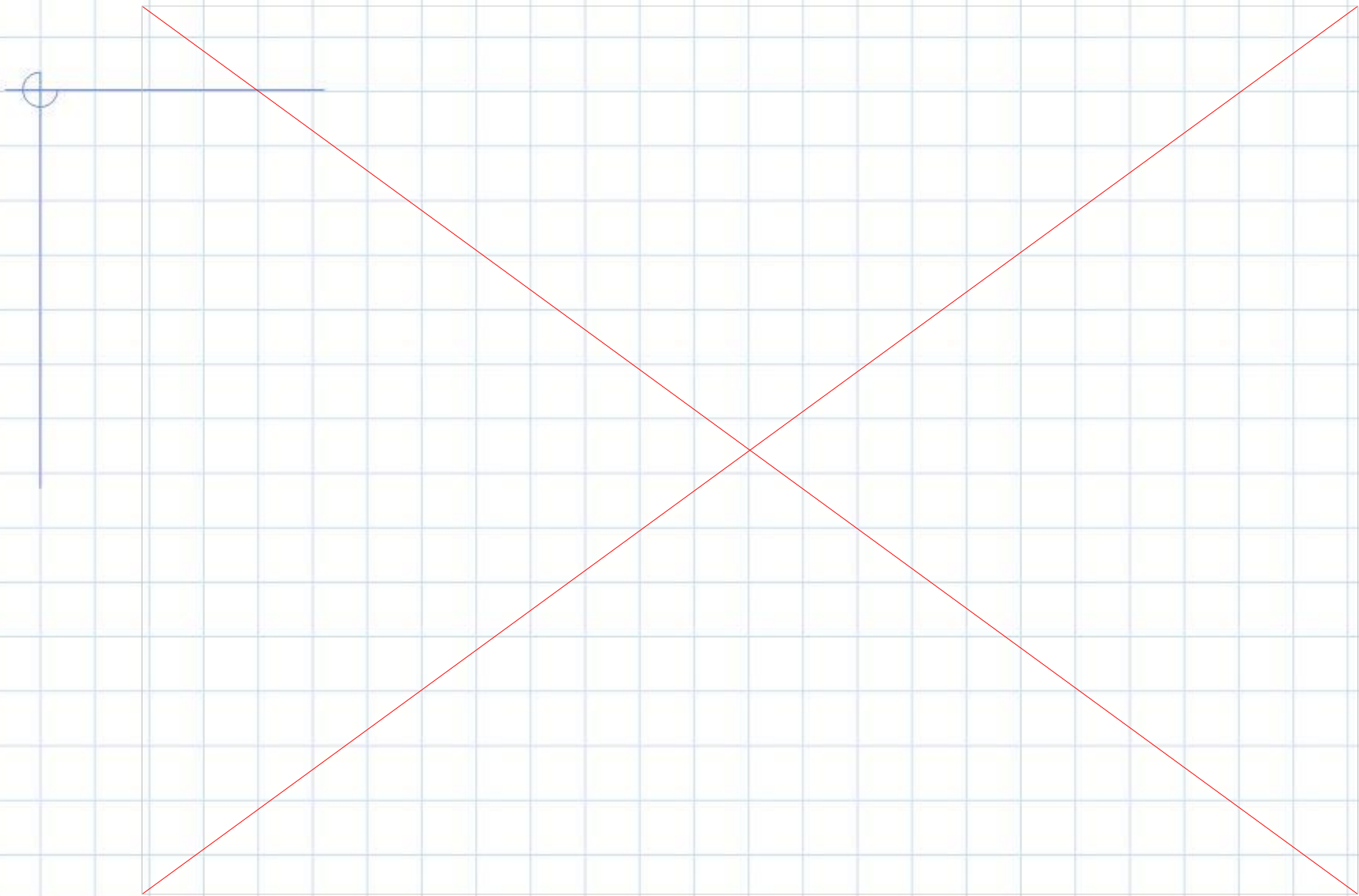
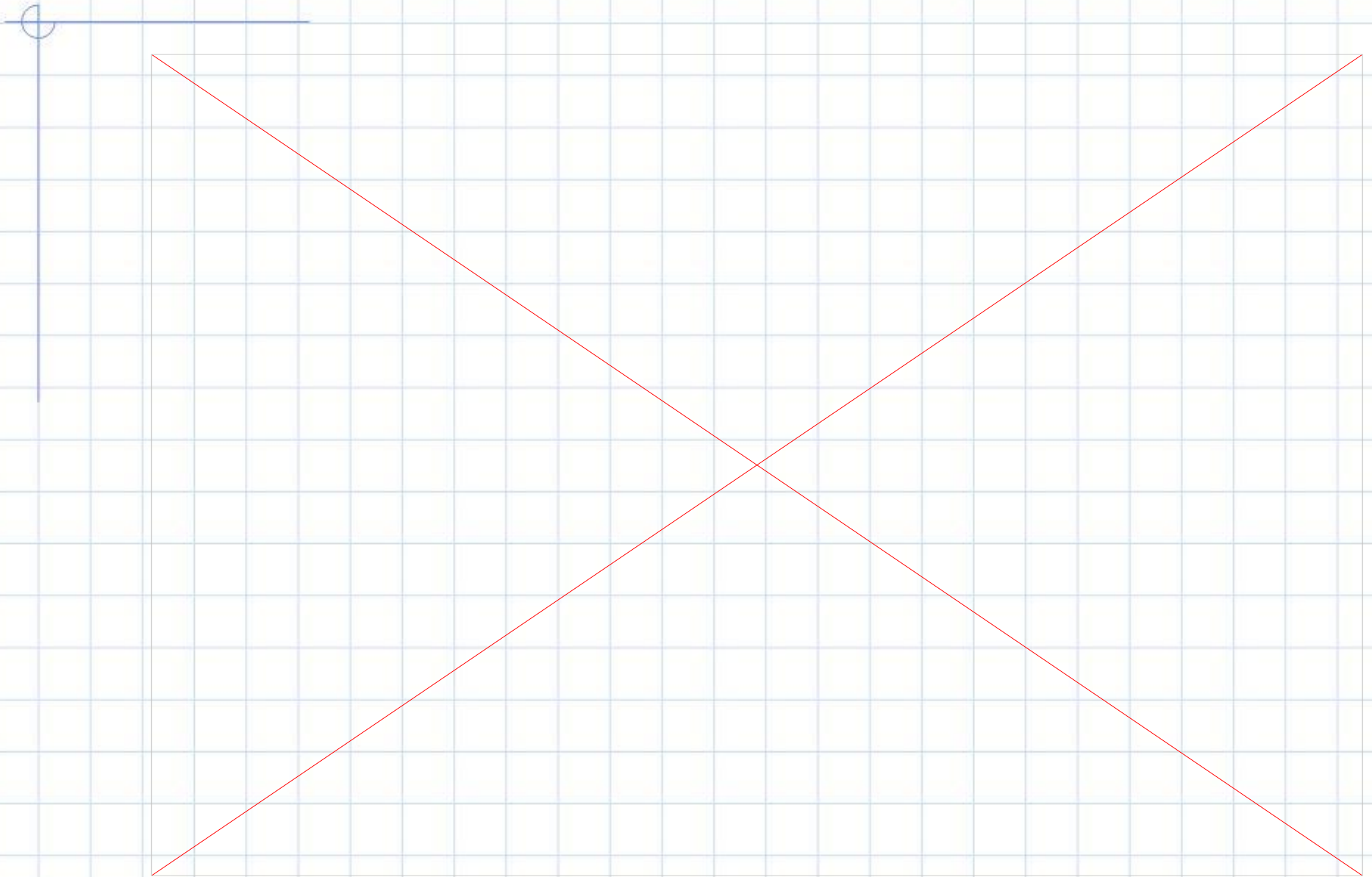
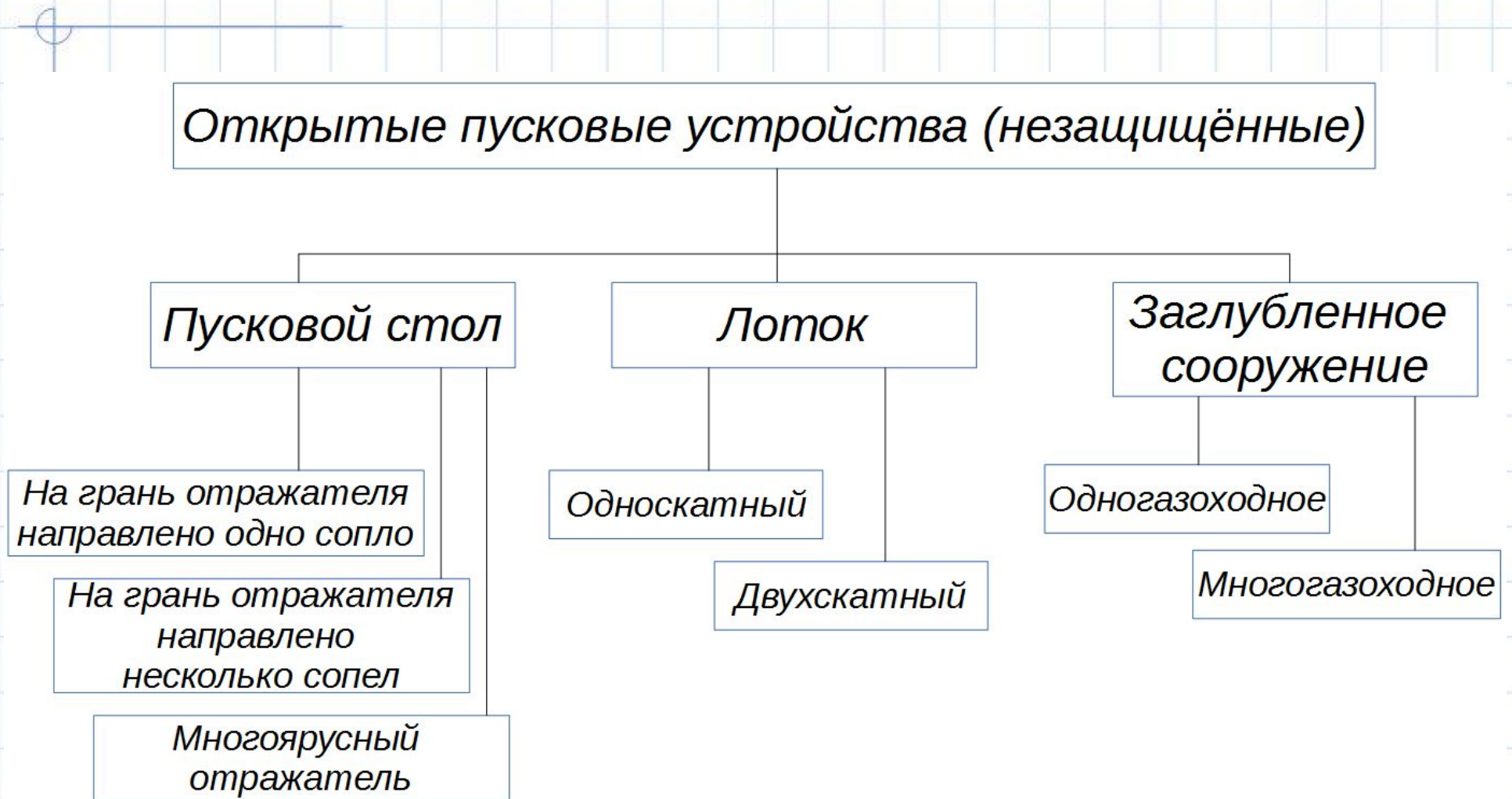


Рисунок: Меркулов Е.С., Хлыбов В.И., Кравчук М.О., Кудимов Н.Ф., Сафронов А.В. "Результаты расчетно-экспериментальных исследований газодинамики блочных струй продуктов сгорания и процессов эжекции в проеме пускового стола при старте" XXXIX АКАДЕМИЧЕСКИЕ ЧТЕНИЯ ПО КОСМОНАВТИКЕ 2015

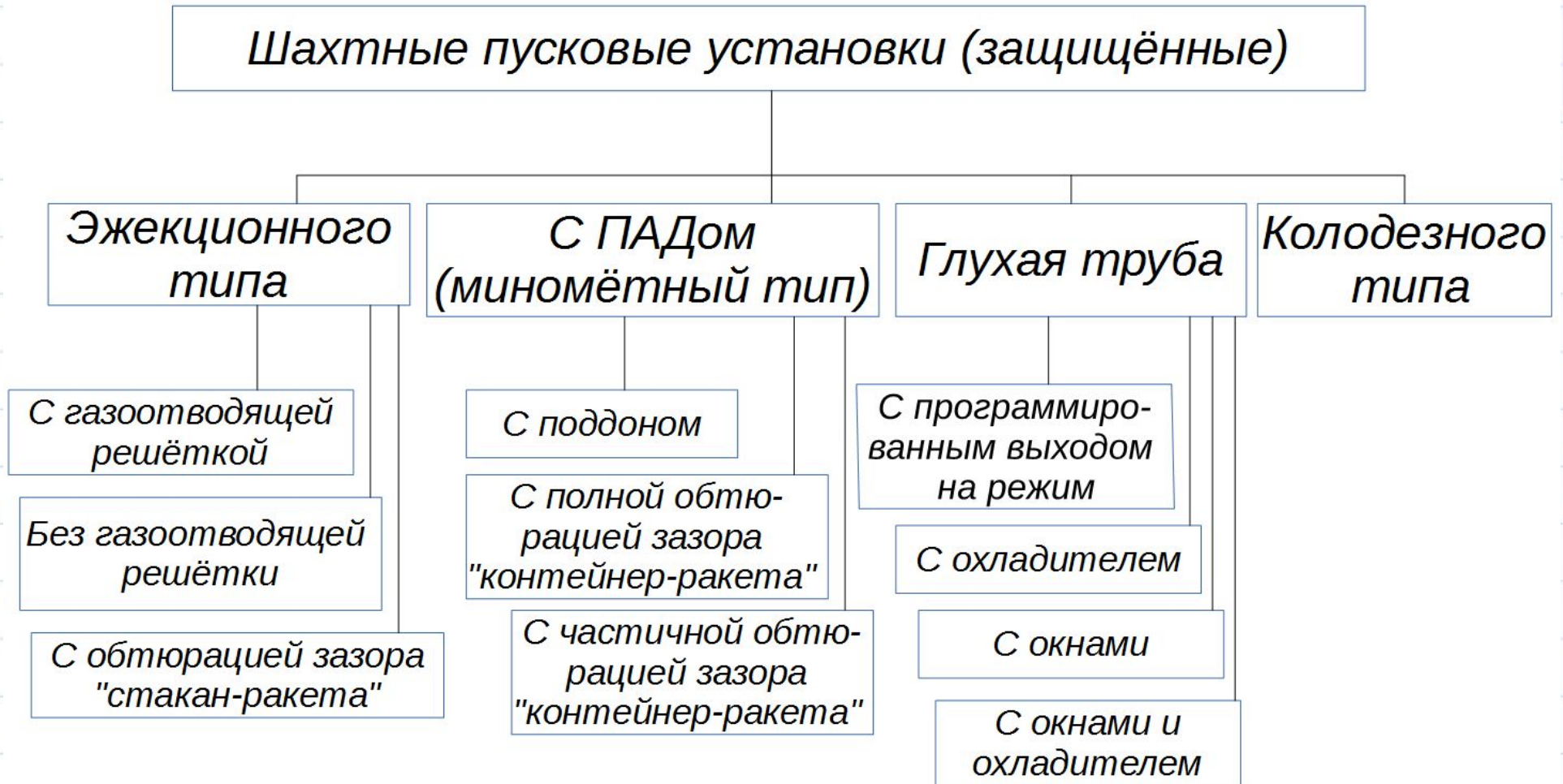
Выбор глубины газохода



Классификация газодинамических схем



Классификация газодинамических схем



Классификация газодинамических схем

КЛАССИФИКАЦИЯ Г. Д. СХЕМ И ПРОЦЕССОВ (таблица 1а)

Способ выхода		РЕАКТИВНЫЙ (I группа)				АКТИВНО-РЕАКТИВНЫЙ (II гр)		АКТИВНЫЙ (III гр.)				
ВИД УСЛОВИЙ СТ-ТА ИЗДЕЛИЙ	ОТВОД ГАЗОВ ДУ ОТ ИЗДЕЛИЯ				НАКОПЛЕНИЕ ГАЗОВ ДУ В ТПК		НАКОПЛЕНИЕ ГАЗОВ ПАД В ТПК					
	ПОЛНЫЙ (I вид)		НЕПОЛНЫЙ (II вид)		ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ИЗДЕЛИЯ (СИЛОВ. - С, ТЕПЛОВ. - Т):							
ТИП Г. Д. СХЕМЫ	ЗАГЛУБЛЕННОЕ СООРУЖЕНИЕ	ШЛУ ЭЖЕКЦИОН. ТИПА	ШЛУ БЕЗ ГАЗО-ОТВОДА	"КОЛОДЕЦ"	"ТРУБА" С ОКНАМИ	ГЛУХАЯ ТРУБА	ПОЛНАЯ ОБТУРАЦИЯ	НЕПОЛНАЯ ОБТУРАЦИЯ				
ХАРАКТЕРИСТИКИ Г/Д СХЕМ	I а	I б	II з	II б	III	IV	V	VI				
$\bar{R} = \frac{P_H}{F_{гв} P_H}$ $K_v = \frac{V_{изд}}{V_{ш}}$ $K_f = \frac{F_{ш}}{F_{г.о.з.}}$												
\bar{R}	0,1 ÷ 0,4	0,2 ÷ 3,0	> 3,0	< 0,5								
K_v	-	0,2 ÷ 0,6	0,5 ÷ 0,7		0,7	0,7	0,7	0,7				
K_f	-	0,2 ÷ 0,5	1,0	1,0	1,0	1,0 ÷ 1,2	1,1 ÷ 1,2	1,0 ÷ 1,2				
ПРОЦЕССЫ И ПАРАМЕТРЫ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ	Эжекционные, индуцируемые вихревые $P_{ати}; T_{газ} K$	изд.	$P \approx P_H$ $T_r \approx T_H$	$P \approx P_H$ $T_r \approx T_H$	$P \approx P_H$ $T = T_{к.с.}$	$P_{вых} = 0,8 \cdot P_H$ $T = 0,9 T_{к.с.}$	Вихри в заданном пространстве		Вихревые течения у ХО изделия		Вихревые течения у боков, поверхности и днища	
		сооруж.	-(0,3 ÷ 0,5) атм - (0,1 ÷ 0,5) атм		-	-	Вверху ТПК $T = 0,8 T_{к.с.}$	Вихревые смешения с охладит.		Вихревые теч. в заданном объеме		
	Торможение, отражение струй	изд.	$P_{отр.} 0,3 ÷ 0,5$ атм	-	$P = P_H$ $T = (0,5 ÷ 0,8) T_{к.с.}$	$P_{д} = (1,0 ÷ 1,1) P_H$ $T = 0,9 T_{к.с.}$	$P_{д} = 6,0$ $T = 0,9 T_{к.с.}$	$P_{д} = 6-8$ атм $T = 0,1 ÷ 0,5 T_{к.с.}$	$P_{д} \approx 1,0$ атм $T_{пад} = 0,8 T_{пад}$	$P_{д} = 1 ÷ 2$ атм $T = (0,5 ÷ 0,8) T_{пад}$		
		сооруж.	3	5 ÷ 10	3 ÷ 5 атм	3 ÷ 10	$P = 10$ $T = (0,5 ÷ 0,7) T_{к.с.}$	$P = 6 ÷ 8$ $T = 0,7 T_{к.с.}$	$P = 1,0 ÷ 2,0$ $T = (0,5 ÷ 0,8) T_{ду}$			
	Внутрибаллистические: термодин. $P_{дн.}, ата, T_0, K$	изд.					$P_{д} = P_H; P_{д} = 4 ÷ 6$	$P_{д} = P_H; T_{д} = T_H$ $P_{д} = 6 ÷ 10$	$P_{д} = 4 ÷ 12$ атм $P_{д} = P_H$	$P_{д} = 1,2 ÷ 8,0$ атм $P_{д} = 1 ÷ 12$ атм		
Зависит от работы ДУ изделия и ПУ	сооруж. изделие	Переходн. режимы ДУ	$(\Gamma_y, M_z) = f(\delta_{рул})$	Интерференция ветра и газового потока $(P_y, M_z) = f(L)$		$P = 4 ÷ 10$ $T = 0,9 T_{к.с.}$	$P = 6 ÷ 10$ $T_{см.} = 370^\circ K$	$T = 1600^\circ K$ $2800^\circ K$		Отраж. течения при запуске ДУ $P_{отр} = 0,1$ атм; $T_{отр} = (0,5 ÷ 0,8) T_{к.с.}$		Автоколебания амортизаторов при сверхзвуковых перепадах

Отработка газодинамики старта



Экспериментальная отработка газодинамики старта

Газодинамическая установка У-2ГД (ЦНИИмаш)

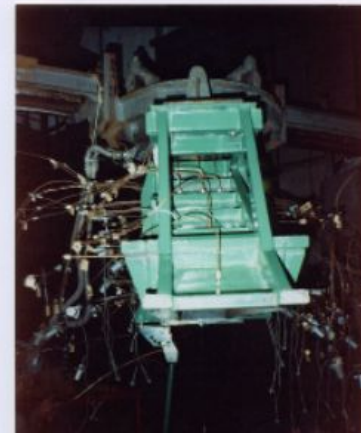
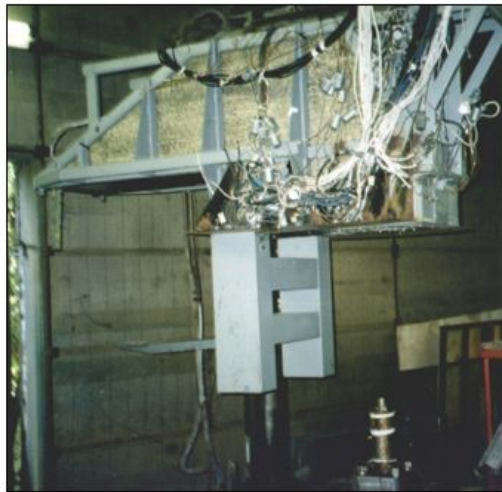
Выбор газодинамической схемы старта, определение эжекции, обратных токов и силовых нагрузок при всевозможных траекториях.

Тяга - до 1,5 тс.

Рабочее тело- воздух высокого давления.

Давление в камере сгорания –до 150 кг/см².

Температура $T_{00}=300\text{К}$



Экспериментальная отработка газодинамики старта

Газодинамическая установка ТТ (ЦНИИмаш)

Определение газодинамических, тепловых и акустических (кормовая часть) нагрузок на РКН и ПУ при старте. Исследования теплостойкости ТЗП.

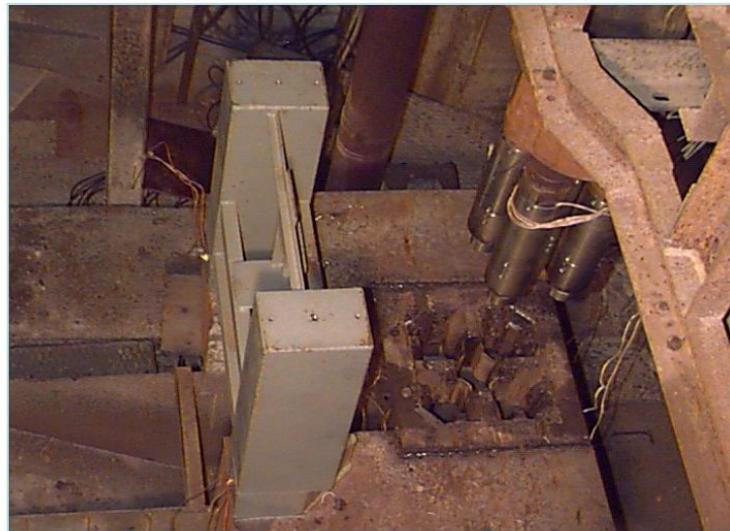
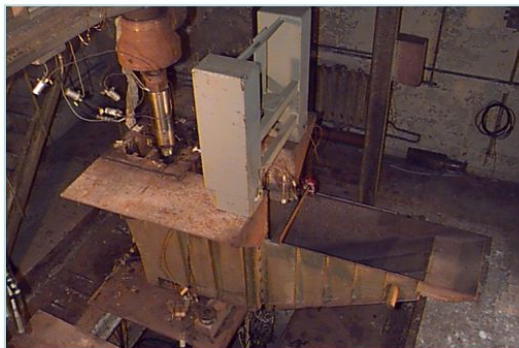
Тяга - до 2,0 тс.

Давление в камере –до 200 кг/см²

Температура $T_{00}=2400-3400\text{K}$.

Время выхода на режим-0,1-0,4 сек.

Время работы на режиме-до 3 сек



Экспериментальная отработка газодинамики старта

Газодинамическая установка ПВК (ЦНИИмаш)

Определение акустических нагрузок на РКН, включая КГЧ и тепловых режимов элементов конструкции с воспроизведением натуральных условий

Тяга - до 2,0 тс.

ЖРД керосин-воздух

Давление в камере сгорания –до 150 кг/см².

Температура

$T_{00}=1400-2400\text{K}$.

Время выхода на режим 0,1-0,4 сек.

Время работы на режиме до 7 сек.

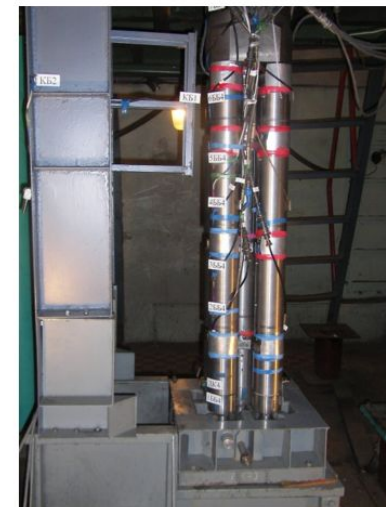


Экспериментальная отработка газодинамики старта

Ударно-волновой стенд УВ-102 (ЦНИИмаш)

Определение ударно-волновых давлений на РН и стартовое сооружение при запуске ДУ с учетом водоподдачи. Выход на режим ПСТ, ГСТ и АВД.

Рабочее тело- продукты взрыва смеси $O_2-H_2-N_2$. Давление в камере до 300 кг/см^2 .
Температура $T_{00} = 3200 \div 3700 \text{ К}$.
Время работы - до $0,05 \text{ с}$.
Время выхода на режим: $1-10 \text{ мс}$.



Экспериментальная отработка газодинамики старта

«Открытый» ТТ стенд ГУС (НИЦ РКП)

Определение акустических нагрузок на РКН, включая КГЧ

Тяга - до 2,0 т.

Давление в камере
—до 200 кг/см².

Температура
Тоо=2400-3400К.

Время выхода на режим-
0,1-0,4 сек.

Время работы на режиме-
до 3 сек



Экспериментальная отработка газодинамики старта

Стенд УТТС (НИЦ РКП) А5 М 1:5

Подтверждение максимальных газодинамических, тепловых, акустических и ударно-волновых нагрузок на РКН и ПУ. Определение эффективности системы водоподачи для снижения нагрузок.

Тяга - до 200,0 т.

Давление в камере
–до 200 кг/см²

Температура
Тоо=2400-3400К.

Время выхода на режим-
0,1-0.4 сек.

Время работы на режиме-
до 3 сек



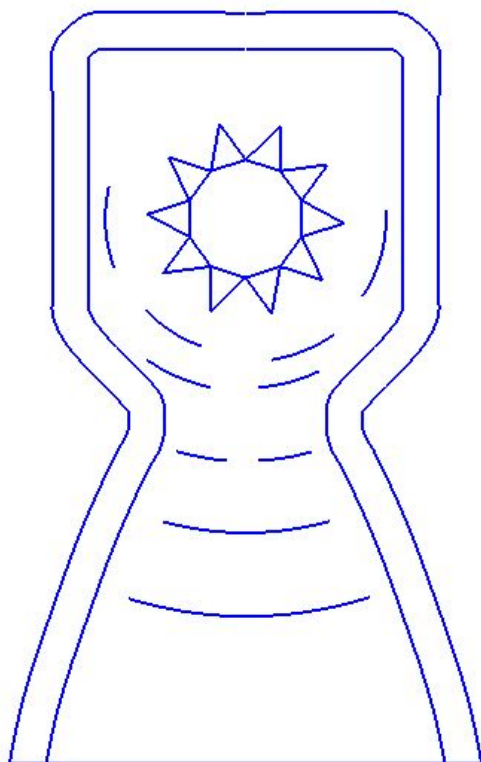
Экспериментальная отработка газодинамики старта

Огневые испытания натурального двигателя (НИЦ РКП)
Стенд Д2

Ударно-волновые и акустические измерения

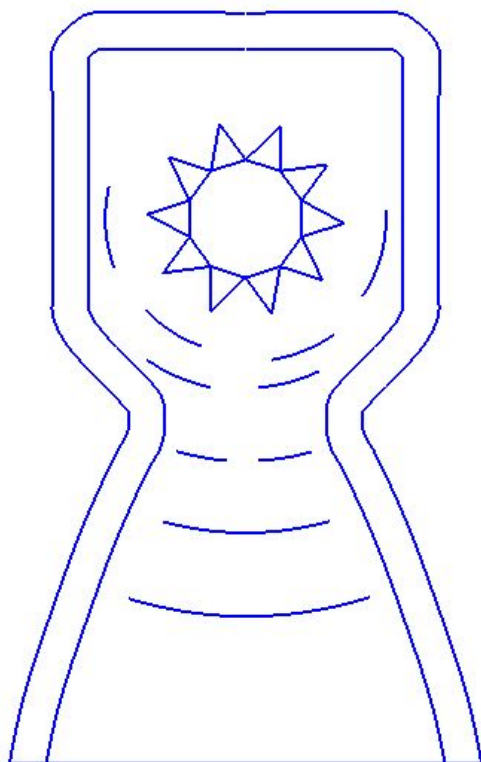


Ударно-волновые нагрузки



При запуске двигательной установки ракет возникают ударно-волновые процессы вследствие "поршневого" действия высокотемпературных газов продуктов сгорания топлива двигательной установки на газовую (воздушную) среду с начальным давлением

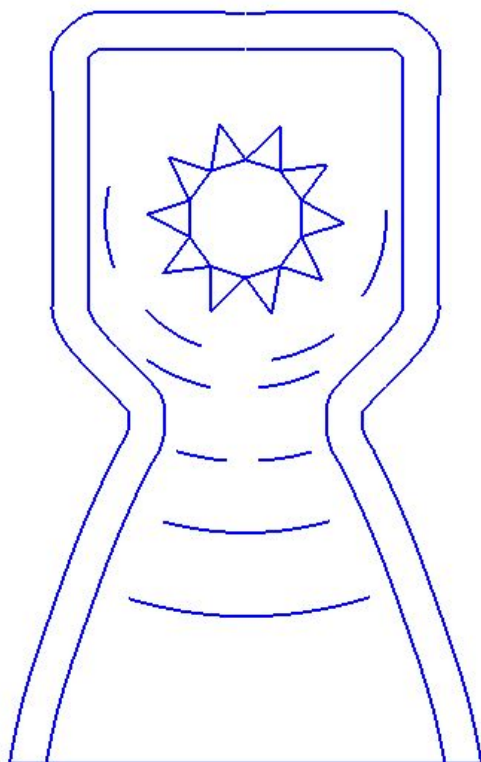
Ударно-волновые нагрузки



Волны сжатия с уровнем избыточного давления образуются на движущейся поверхности раздела высокотемпературного газа и движутся по воздушной среде со скоростью, близкой к звуковой, догоняя волны предшествующего образования и складываясь в более сильную волну давления.

Темп нарастания ударно-волнового давления тем выше, чем выше скорость нарастания давления в камере сгорания.

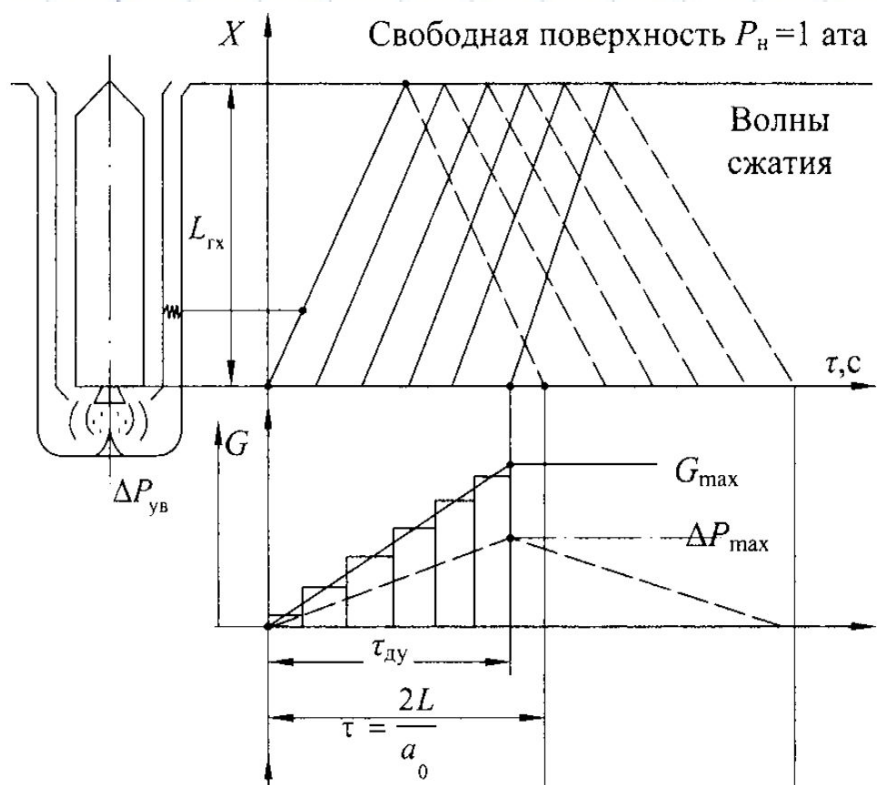
Ударно-волновые нагрузки



Принятые допущения

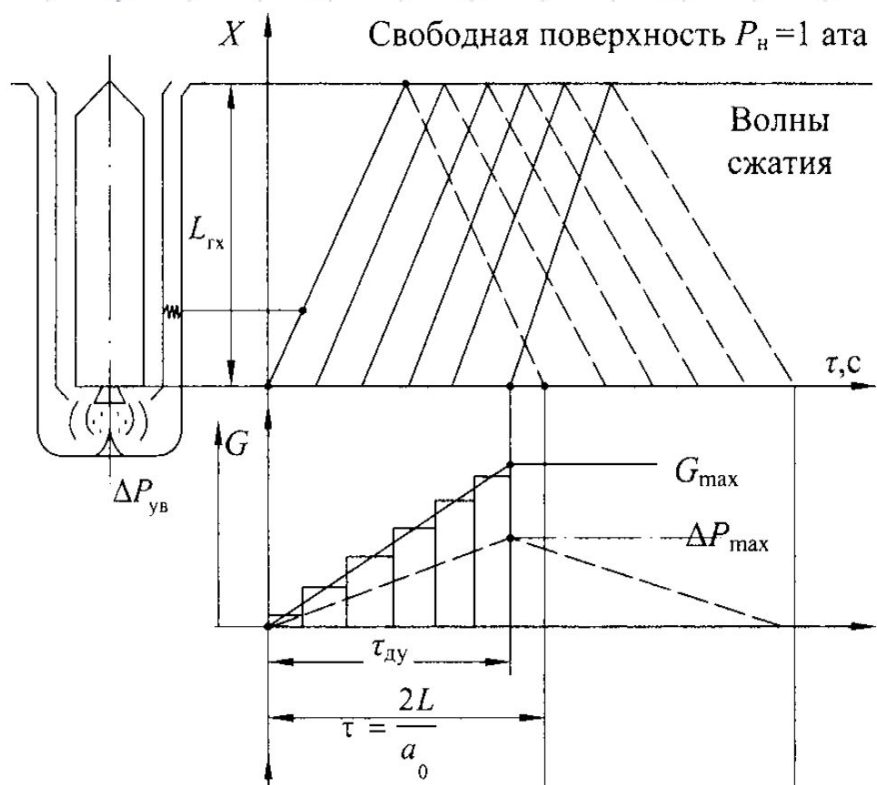
- Движение элементарных волн в канале рассматривается, без учёта дифракции волн на контактной поверхности раздела высокотемпературной и низкотемпературной сред;
- Течение считается одномерным, без учета взаимодействия газов с элементами пусковой установки, и используется метод характеристик, т.е. рассматривается движение возмущений по линиям $f(x,t)$, разделяющим длину канала в рассматриваемые моменты времени на зоны с различным уровнем возмущений;
- Возмущения считаются малыми, т.е. для оценок качественного характера можно определять конечное возмущение как сумму

Ударно-волновые нагрузки



Разобьем расходную характеристику $G=f(\tau)$ двигательной установки на i участков (например, $i = 5$) по времени со ступенчатым нарастанием расхода продуктов сгорания. Каждая дополнительная "порция" газа ΔP_i будет создавать возмущение ΔG_i , распространяющееся по каналу со скоростью a_0 . От свободного конца канала (длина $L_{гх}$, площадь — $F_{гх}$) волна давления будет отражаться волной разрежения и распространяться к нижнему сечению канала также со скоростью a_0 .

Ударно-волновые нагрузки



В нижнем сечении канала сначала будут

суммировать $P_{ув} = \sum \Delta P_i$ тия

в течение времени набора режима двигательной

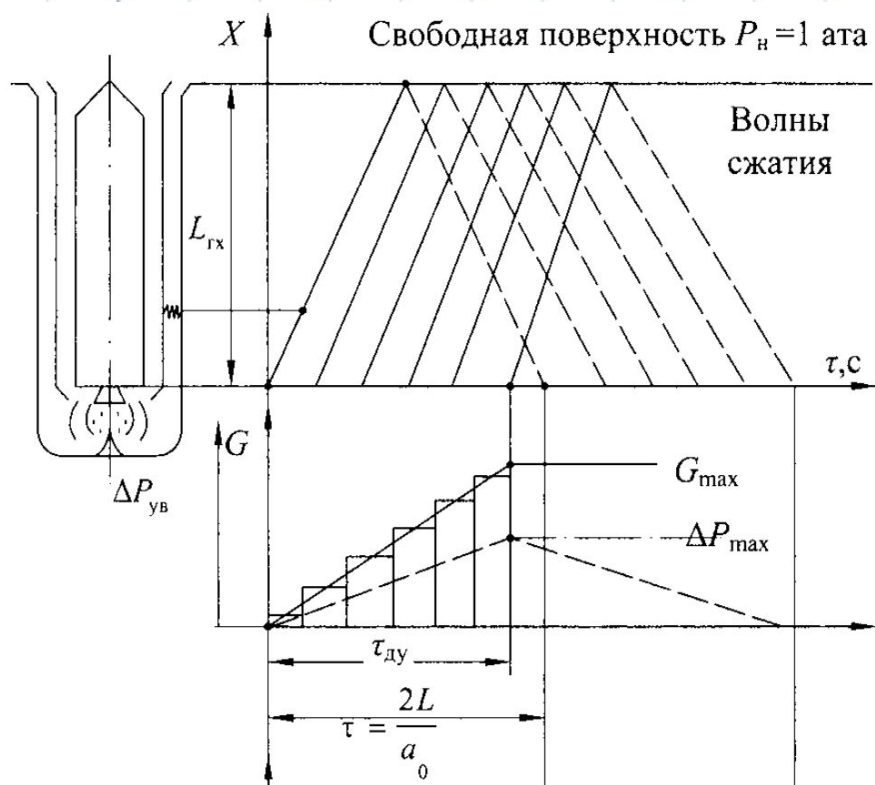
установки $\tau_{ду}$. Затем, с момента времени прихода

в нижнее сечение волны разрежения, суммарное

давление будет уменьшаться

воздействием ΔP_i с обратным знаком.

Ударно-волновые нагрузки



Время начала падения $P_{ув}$ будет равно времени пробега возмущениями двойной длины канала $2'$ скоростью a_0 :

$$\tau = \frac{2L_{2x}}{a_0}$$

Отношение характерных времен процесса

— времени пробега двух длин канала возмущением к времени набора режима

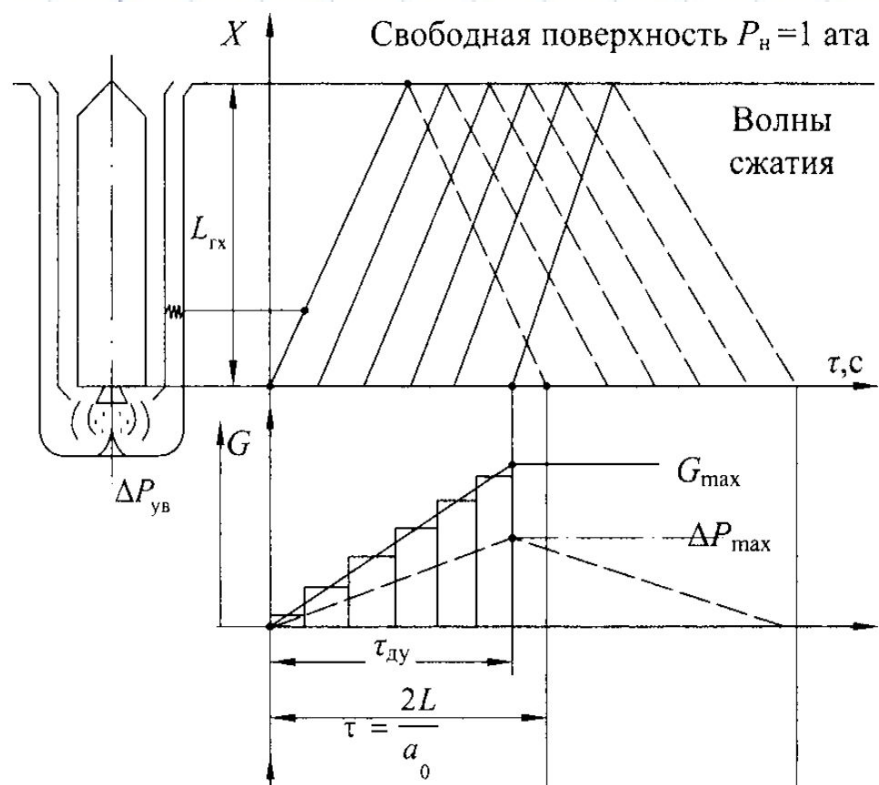
$\tau_{\text{ду}}$ — называется числом Струхала ударно-волно

$$Sh = \frac{2L_{2x}}{a_0 \tau_{\text{ду}}}$$

$$\tau_{\text{ду}} > \frac{2L_{2x}}{a_0}$$

Если , то число $Sh < 1$.

Ударно-волновые нагрузки



Из уравнения состояния:

$$\Delta P = \frac{\Delta G R T}{\Delta V}; \quad \Delta P = P_{ув} - P_n.$$

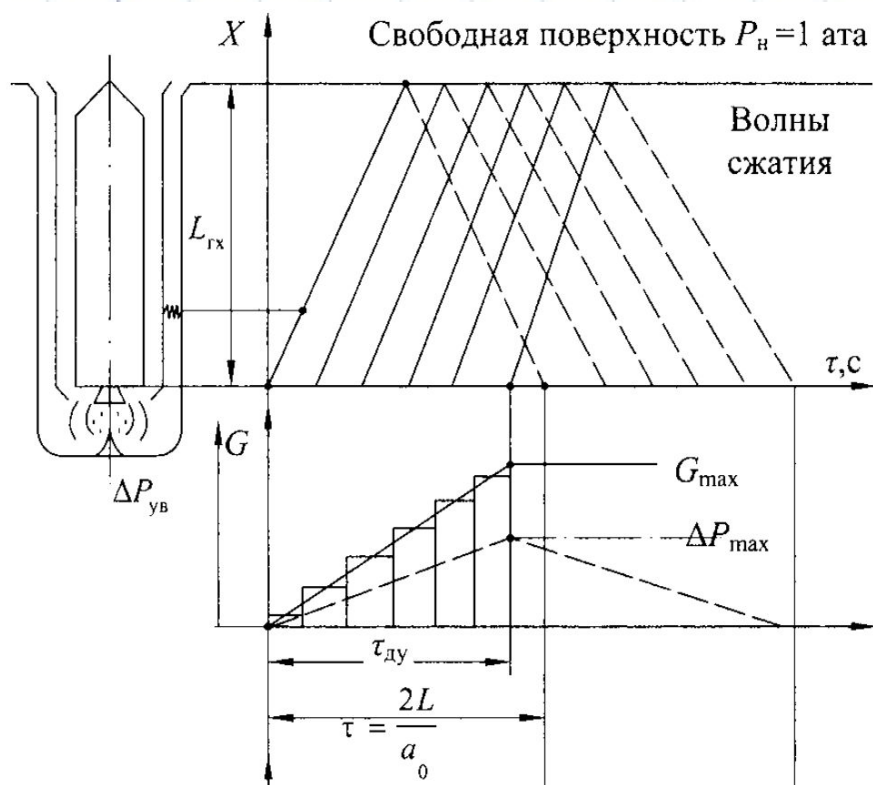
ΔV - объем за волной сжатия, прошедшей

в канале площадью $F_{гх}$ за время $\Delta \tau$ со скоростью a_0 , путь $a_0 \Delta \tau$, то есть

$$\Delta V = F_{гх} a_0 \Delta \tau$$

Т.к. выход на режим считается моментальным, расход газа определяется зависимостью:

Ударно-волновые нагрузки



Экспериментальные зависимости для окончательных значений величин:

$$\Delta P = \xi \frac{G_{max} \Delta \tau R T}{F_{гх} a_0 \Delta \tau}$$

$$\Delta \bar{P}_{ув} = \frac{\Delta P_{ув}}{P_n} = \xi \frac{G R T}{P_n F_{гх} a_0}$$

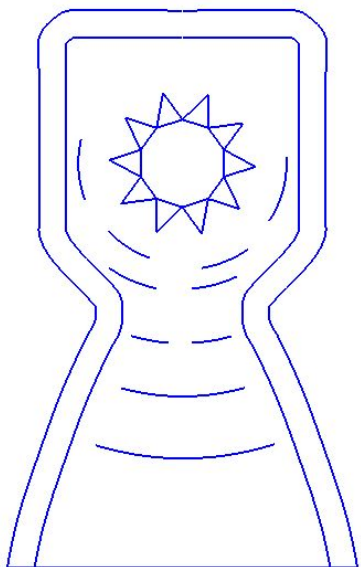
Для максимальной величины УВ давления $\xi \approx 1,2$

С учётом влияния волн разрежения:

$$\Delta P_{ув} = \xi \frac{G R T}{P_n F_{гх} a_0} Sh$$

Ударно-волновые нагрузки

Пусковая волна



При высокой скорости выхода ДУ на режим ($\tau_{ду} \ll 0,3$ с) большой уровень импульсного давления может возникать от действия ударной пусковой волны, то есть от перепада давления на срезе сопла с атмосферой.

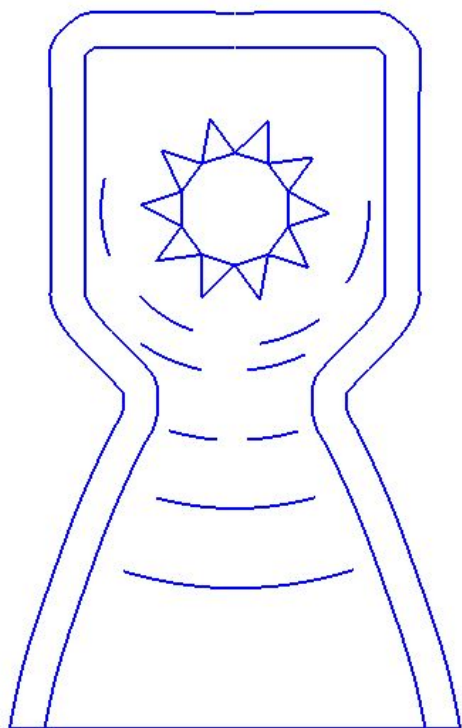
$$\Delta P_{ан.в.} = \left(P_a \frac{2k}{k+1} M_a^2 - P_n \right) Sh = P_n \left[\left(\frac{2k}{k+1} \right) M_a^2 n - 1 \right] Sh$$

$$Sh = \frac{l_c + d_a}{a_0 \tau_{ДУ}}$$

где l_c, d_a – длина и диаметр на срезе сопла.

Ударно-волновые нагрузки

Пусковая волна



При распространении пусковой волны ее интенсивность зависит от площади каналов ПУ.

$$\Delta P_{н.в.} = \Delta P_a \frac{F_a}{F_{гх}}$$

$$\text{При } \frac{dP}{d\tau} = 150 \div 500 \frac{\text{атм}}{\text{с}} \quad \Delta P_{н.в.} \approx 0,2 \div 0,5 \text{ атм.}$$

$$\text{При } \frac{dP}{d\tau} < 150 \frac{\text{атм}}{\text{с}} \quad \Delta P_{н.в.} \approx 0.$$

Методы снижения ударно-волновых нагрузок

Снижение P_{yB} за счет уменьшения G является наиболее приемлемым методом при условиях:

.если ДУ состоит из нескольких двигателей и можно использовать разновременность запуска групп двигателей так, что тяга запускаемых с опережением во времени двигателей не будет превышать веса ракеты;

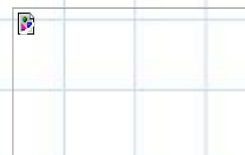
.если возможно ввести в циклограмму запуска ДУ предварительную ступень так, чтобы время выхода на нее стало меньше, чем

$$\left(\frac{L}{2 \cdot a_0} \right) \text{ т.е. } Sh < 1).$$

Методы снижения ударно-волновых нагрузок

Для снижения УВД особенно эффективно может использоваться метод предварительного запуска рулевых двигателей ракеты, т.к. при этом расход топлива на старте будет минимальным. Снижение УВД при этом методе достигается за счет прогрева газа в газоходе и повышения, вследствие этого, скорости газа в газоходе.

Снижение $P_{ув}$ за счет снижения скорости выхода ДУ на режим, т.е. повышения $\tau_{ду}$. Этот способ требует доработки системы запуска ДУ. Снижение $P_{ув}$ пропорционально снижению числа Sh , если число $Sh < 1$.



Методы снижения ударно-волновых нагрузок

Конструктивные решения на пусковой установке

Снижение УВД за счет повышения температуры газа в газоходе и скорости звука a_0 возможно за счет генераторов горячего газа, обеспечивающих «продувку» среды в газоходах.

Снижение УВД увеличением проходных сечений газоходов $F_{гх}$.

Снижение УВД сокращением длин газоотводных каналов $L_{гх}$ для обеспечения снижения числа n .

Снижение температуры газовой струи вводом воды в струю ниже среза сопла приводит к снижению комплекса GRT, и, соответственно, к снижению УВД

Газодинамические нагрузки



Рисунок: <http://topwar.ru/uploads/images/2014/785/vsdq533.jpg>

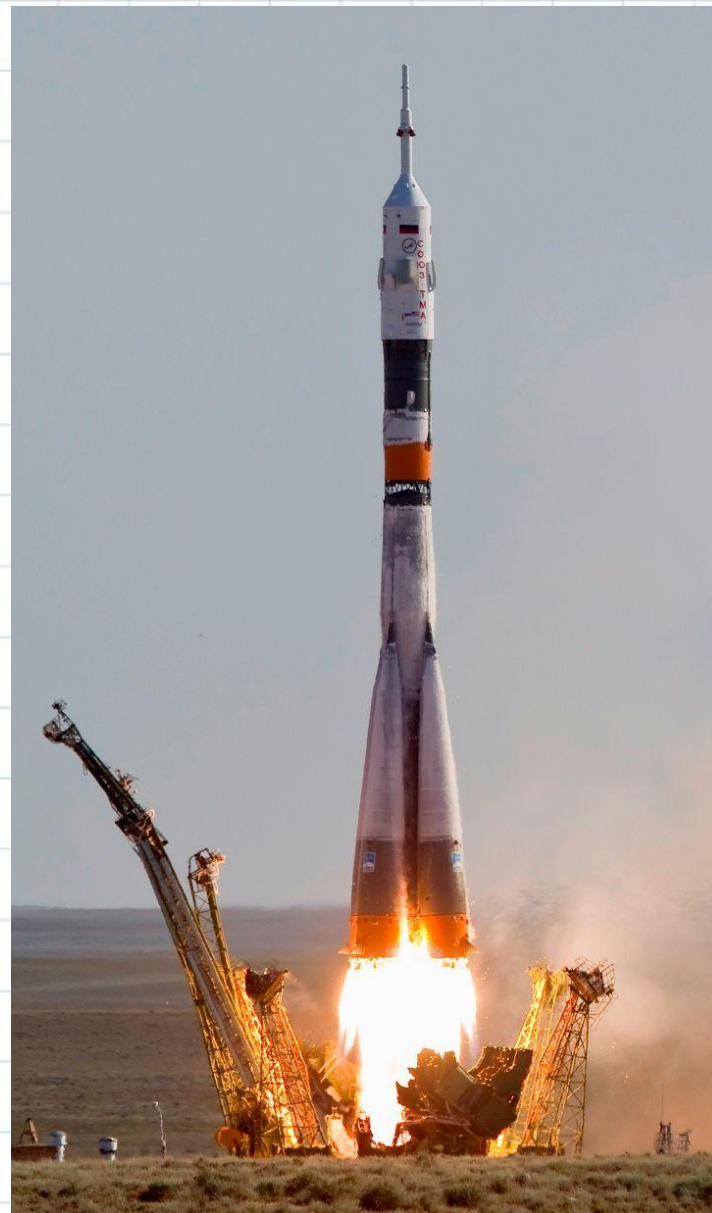
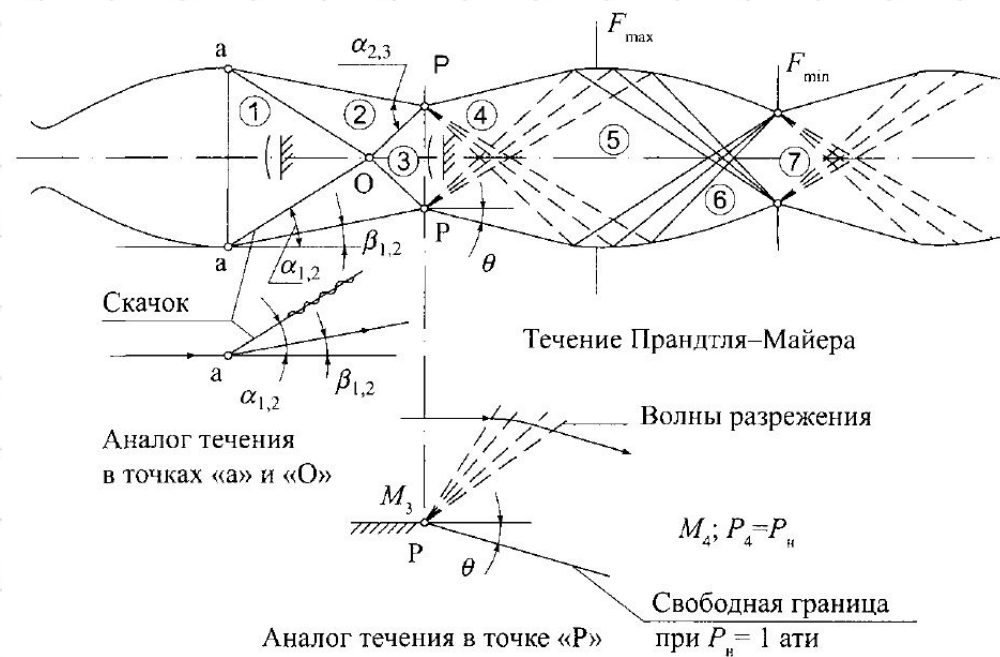
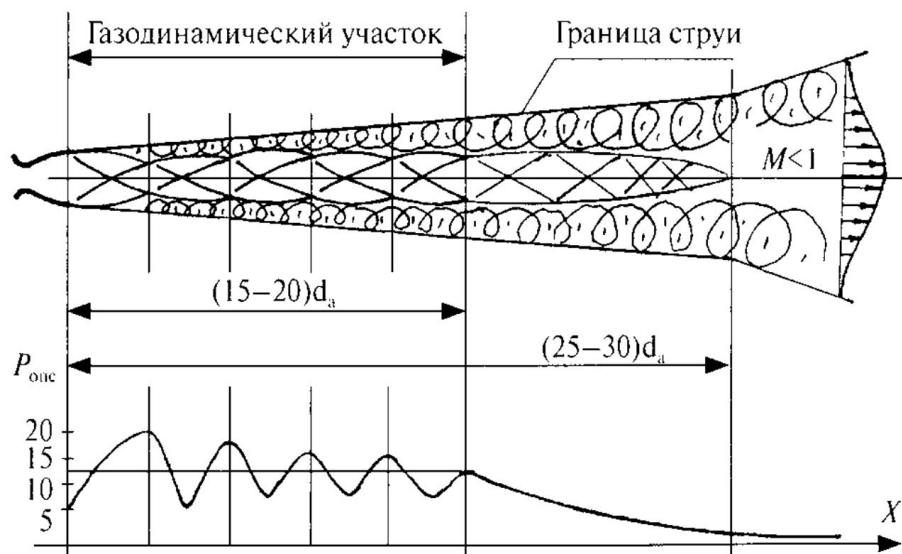
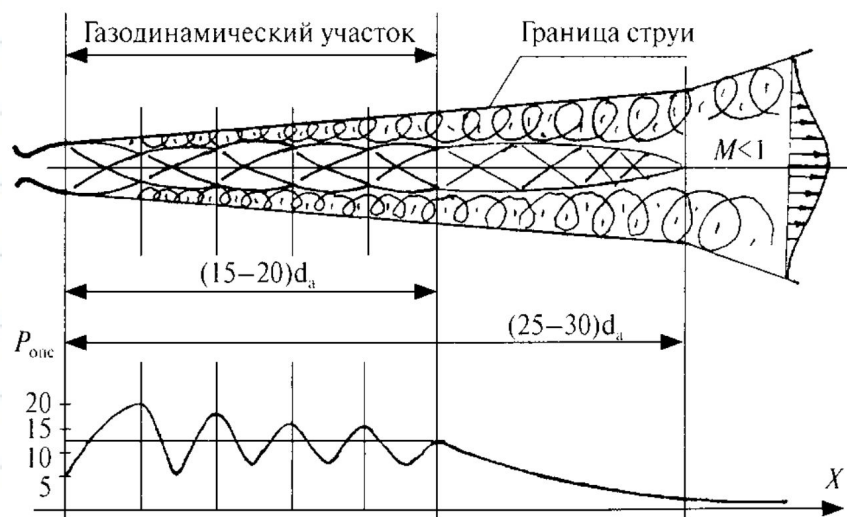


Рисунок: <http://media.search.lt/GetFile.php?OID=238349&filetype=4>

Схема течения струи

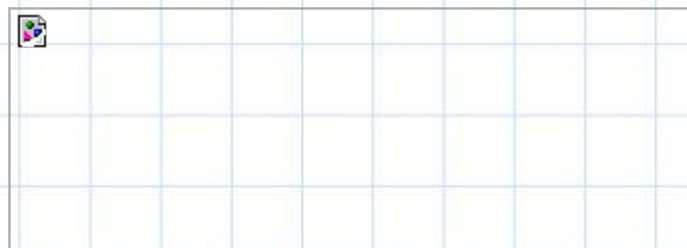


Изоэнтропическое течение по соплу



$$\left(\frac{P_0}{\rho_0^k} = const \right)$$

Первый закон термодинамики:

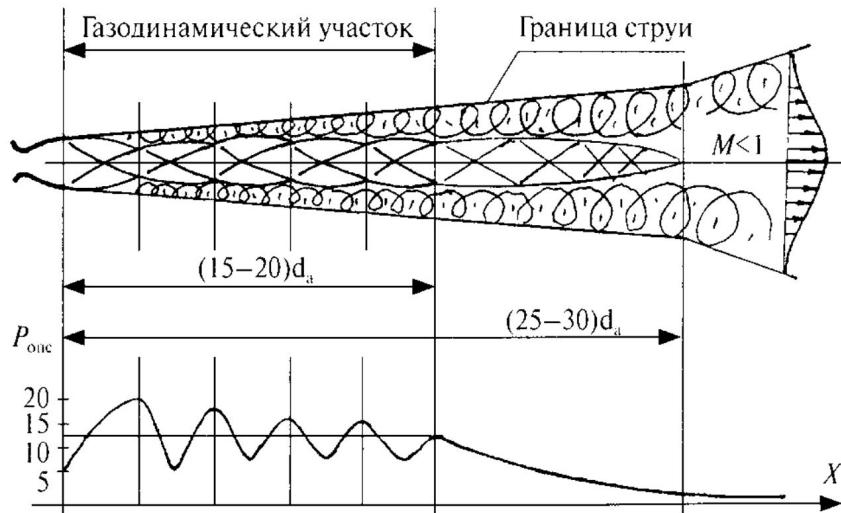


где $\frac{1}{2}V^2$ - кинетическая, $\frac{P}{\rho}$ - потенциальная, а $c_V T$ - внутренняя энергия 1

кг газа. $Q = c_p T_0$ - тепловая энергия, выделенная в КС из химической энергии

КОМПОНЕНТОВ ТОПЛИВА.

Изоэнтропическое течение по соплу



Принимая во внимание термодинамические соотношения

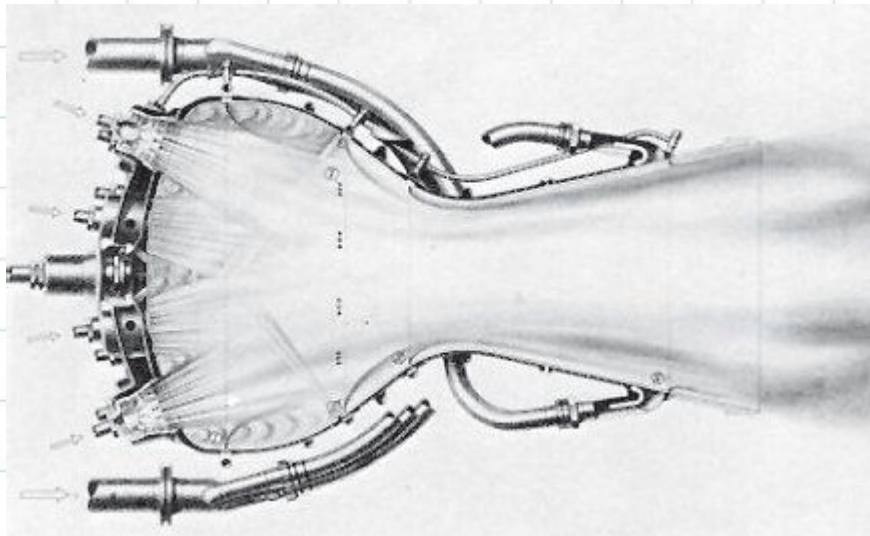
$$c_p - c_V = R; \quad \frac{c_p}{c_V} = k$$

и изоэнтропичность течения

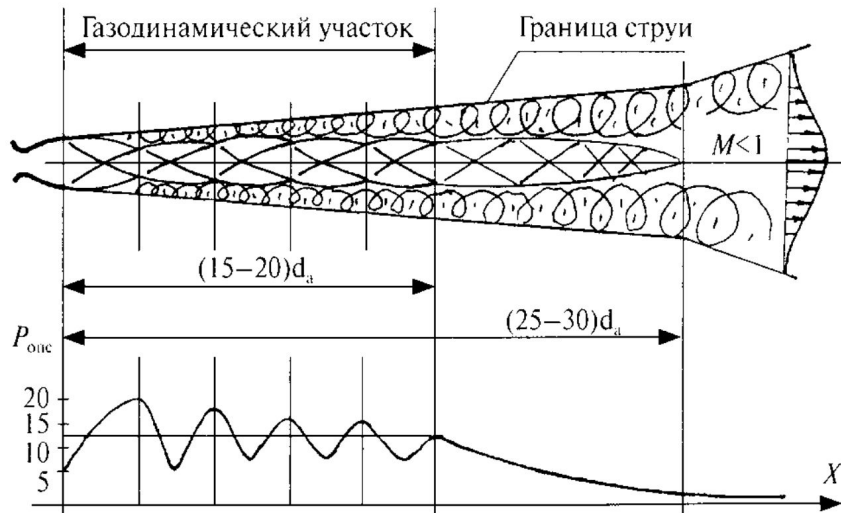


можно записать уравнение энергии в форме Бернулли:

$$\frac{V^2}{2} + \frac{k}{k-1} \frac{P}{\rho} = \frac{k}{k-1} \frac{P_0}{\rho_0} = c_p T_0$$

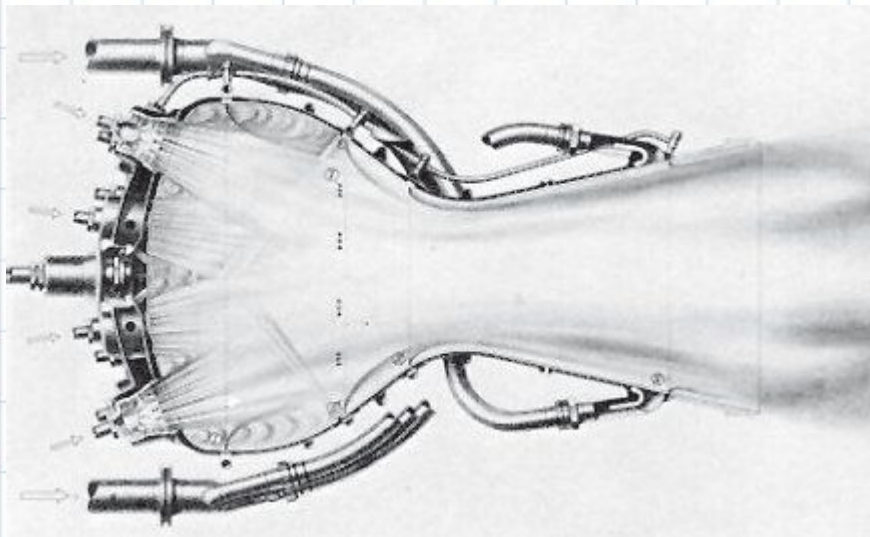


Изоэнтропическое течение по соплу



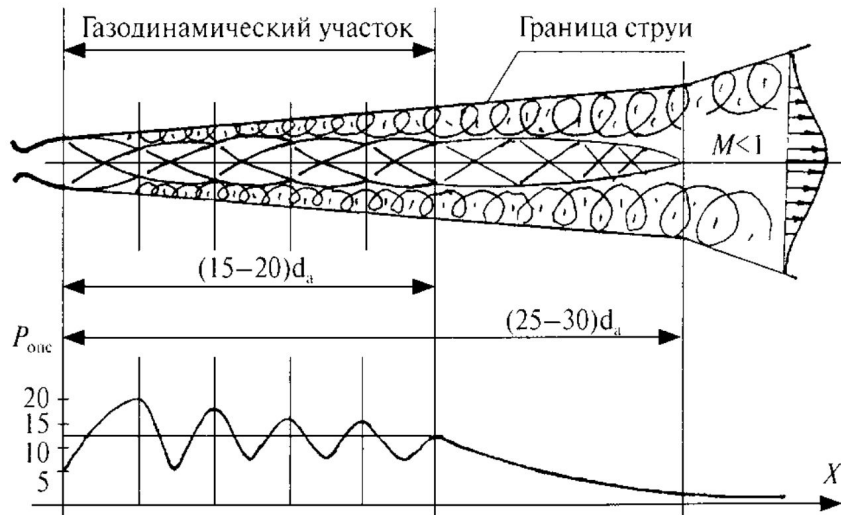
Параметры течения на срезе сопла определяются изоэнтропическим процессом расширения газа в сопле Лавала от давления в камере сгорания P_0 при скорости $V=0$ до

$$P_{кр} = P_0 \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}$$



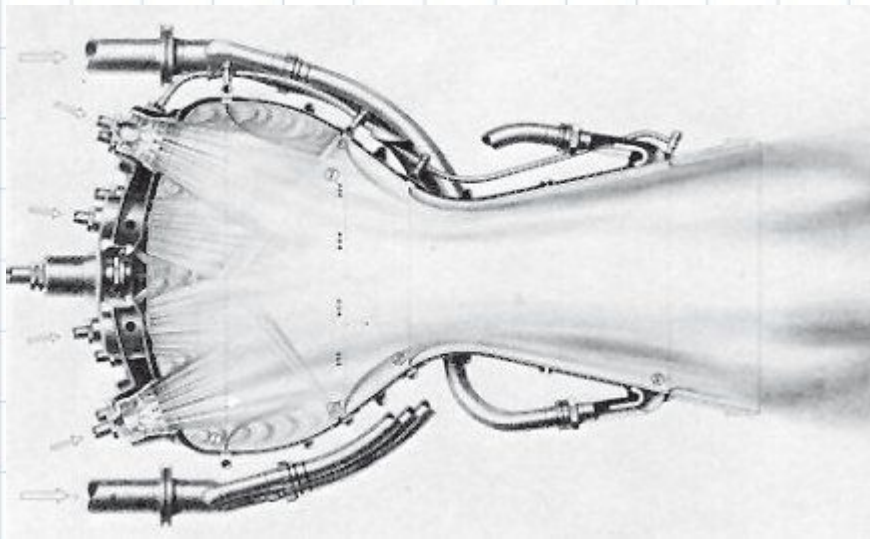
и $V=V_{кр}=a_{кр}$ в сужающейся до $F_{кр}$ части сопла, а затем в расширяющейся сверхзвуковой части до P_a и $V_a > a_{кр}$

Изоэнтропическое течение по соплу

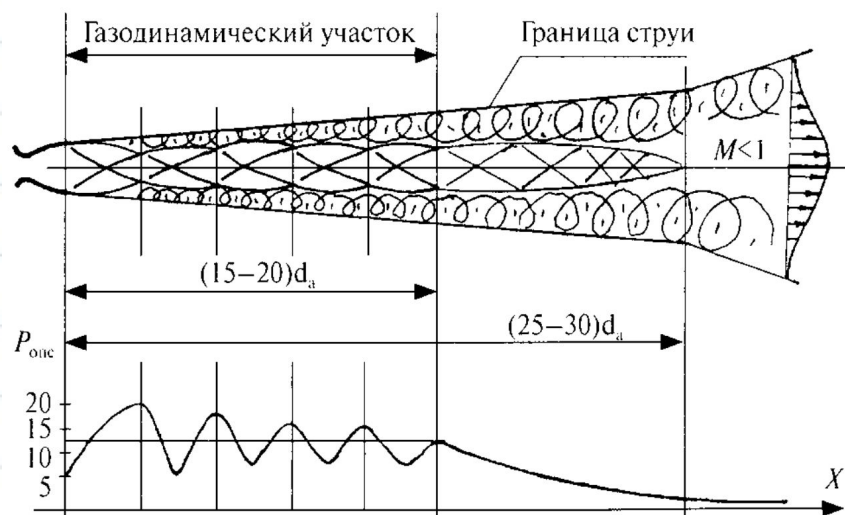


Требуемая степень расширения P_0/P_a достигается выбором соответствующей относительной площади среза сопла:

$$\frac{F_a}{F_{кр}} = \frac{\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k-1}{2(k+1)}} \sqrt{\frac{k-1}{2}} \left(\frac{P_0}{P_a}\right)^{\frac{1}{k}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{P_a}{P_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}}}$$



Изоэнтропическое течение по соплу



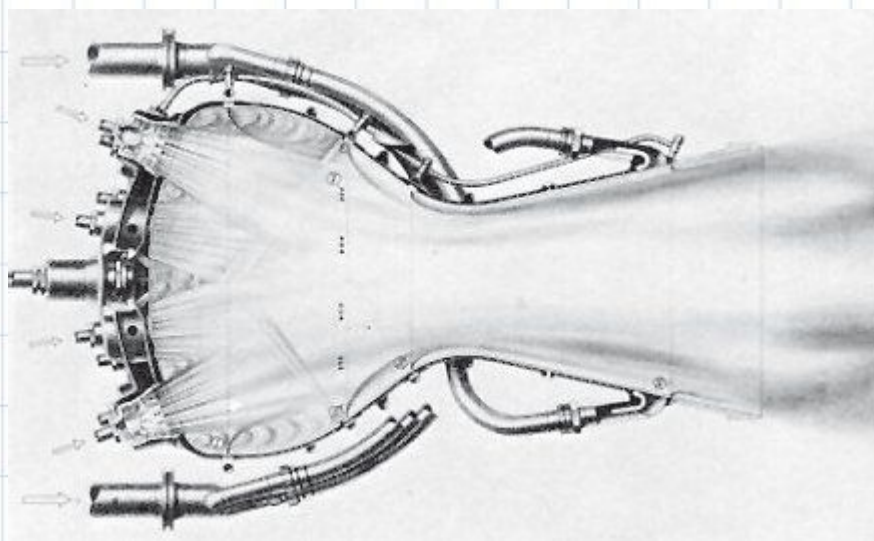
Параметры процесса расширения зависят от показателя адиабаты

$$k = \frac{c_p}{c_v}$$

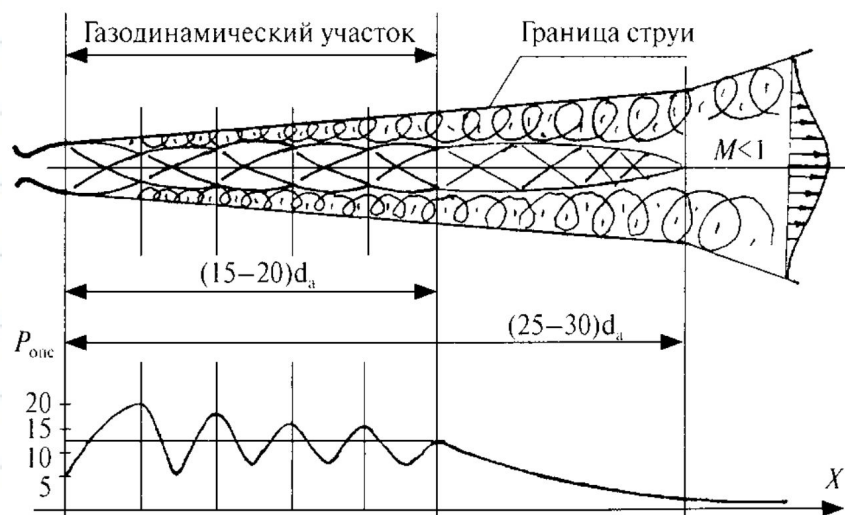
определяемого числом степеней свободы i молекул газа .

Для водорода H_2 $i=5$, $k=1,4$; для CO_2 $i=6$, $k=1,33$.

При высоких температурах могут возбуждаться не только степени свободы поступательного движения молекулы и колебаний вокруг своих осей, но и колебания атомов внутри молекулы, что приводит к понижению величины k .



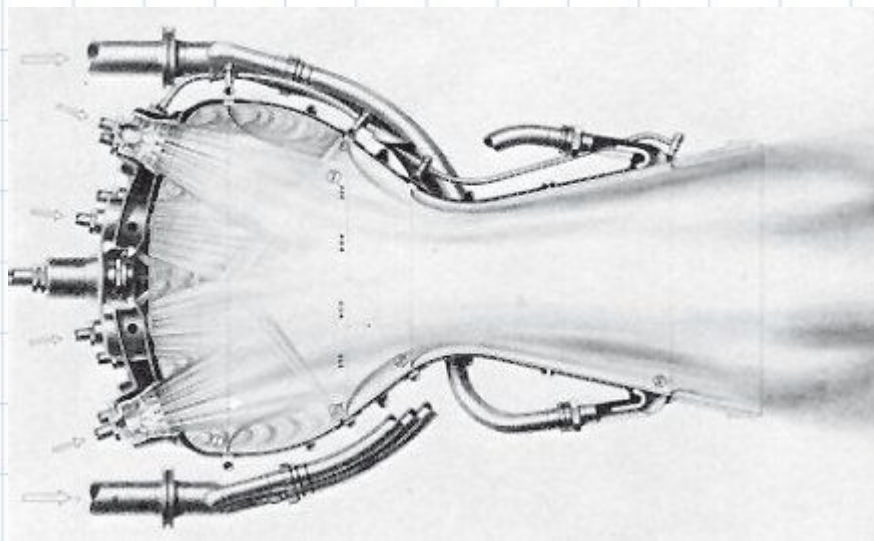
Изоэнтропическое течение по соплу



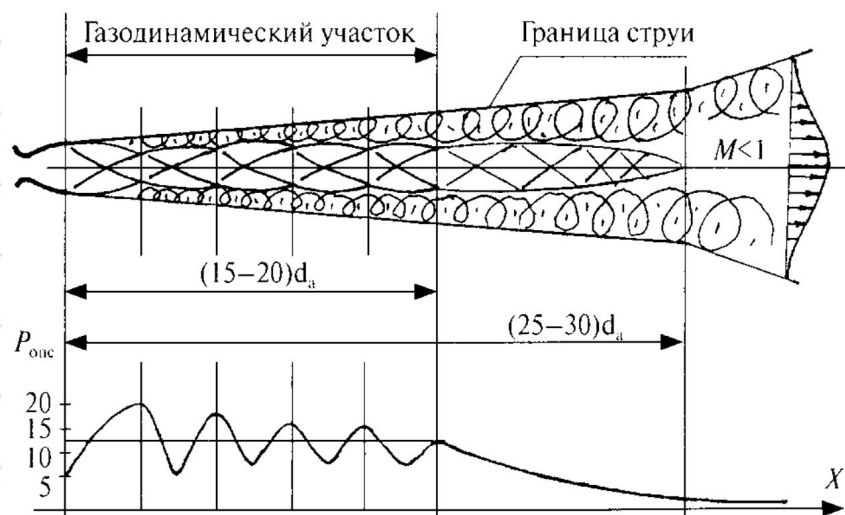
Из уравнения состояния идеального газа:

$$\frac{P}{\rho} = RT$$

где $R=8,314/\mu$ (μ — молекулярная масса), $R = c_p - c_v$



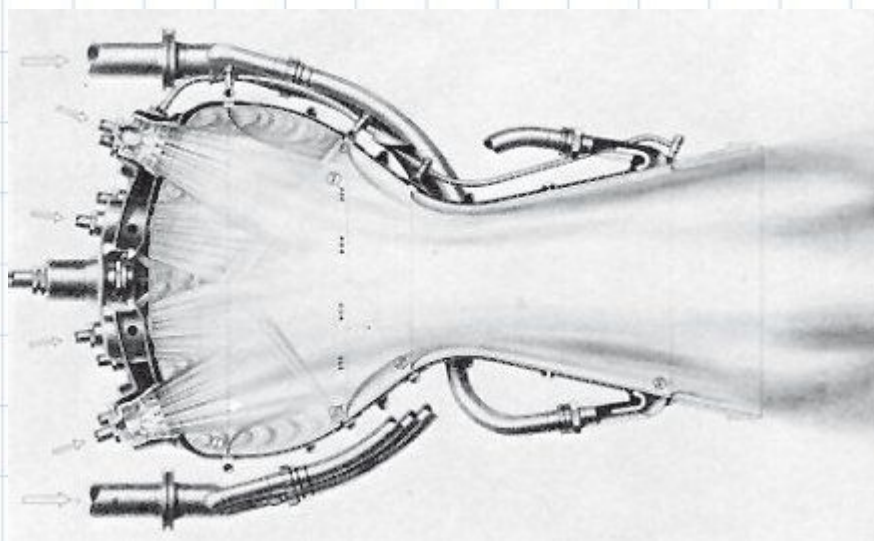
Изоэнтропическое течение по соплу



Из уравнения сохранения энергии, уравнения состояния и условия изоэнтропичности течения

$$\frac{P}{\rho^k} = \frac{P_0}{\rho_0^k}$$

связь параметров на срезе с параметрами в камере сгорания будет определяться формулами:

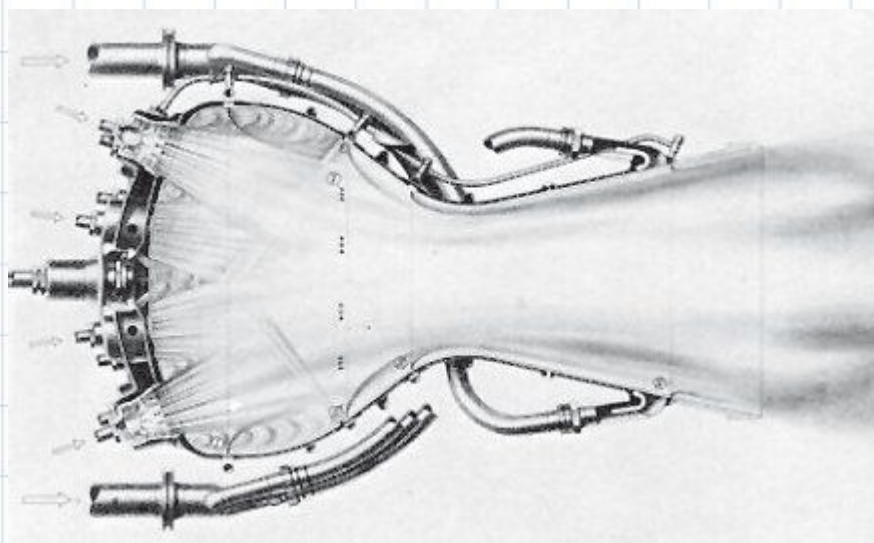
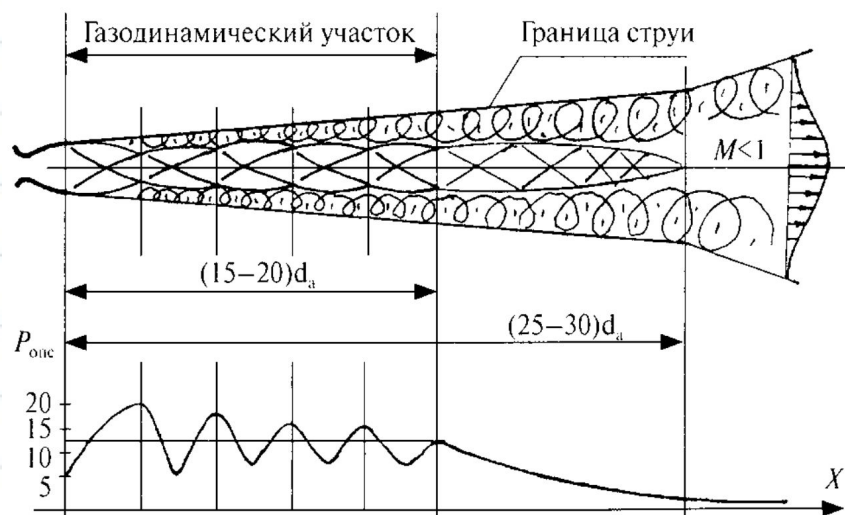


$$\frac{P_0}{P_a} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M_a^2\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

$$\frac{\rho_0}{\rho_a} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M_a^2\right)^{\frac{1}{k-1}}$$

$$\frac{T_0}{T_a} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M_a^2\right)$$

Изоэнтропическое течение по соплу



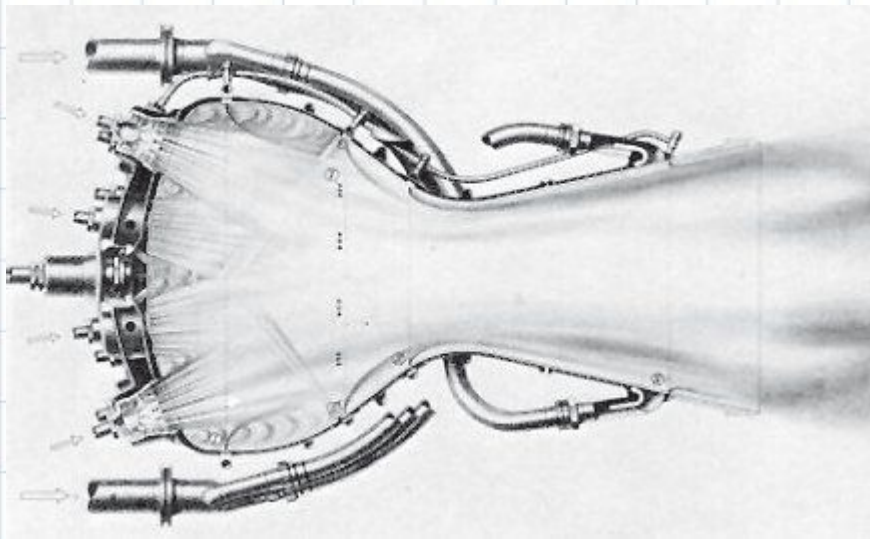
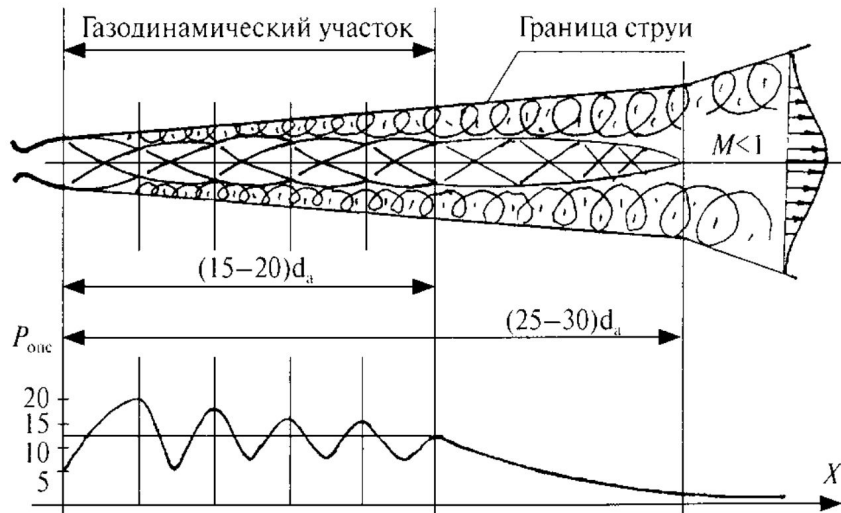
Параметры в критическом сечении будут равны:

$$P_{кр} = P_0 \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}$$

$$\rho_{кр} = \rho_0 \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}}$$

$$T_{кр} = \frac{2}{k+1} T_0$$

Изоэнтропическое течение по соплу



В некоторых случаях, в расчетах удобнее использовать не число Маха $M=V/a$, а коэффициент скорости $\lambda = V/a_{кр}$ где:

$$a_{кр} = \sqrt{\frac{2}{k+1}} a_0$$

$$\lambda = \sqrt{\frac{k+1}{(k-1) + \frac{2}{M^2}}}$$

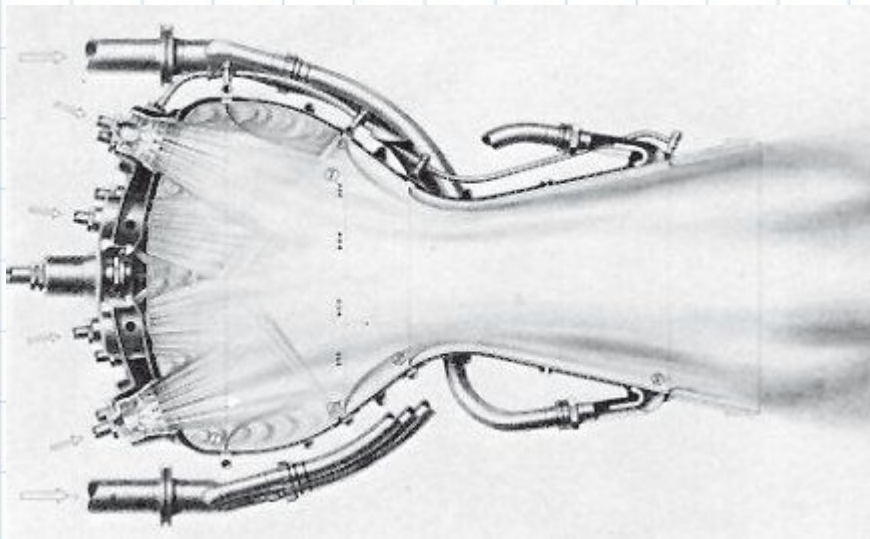
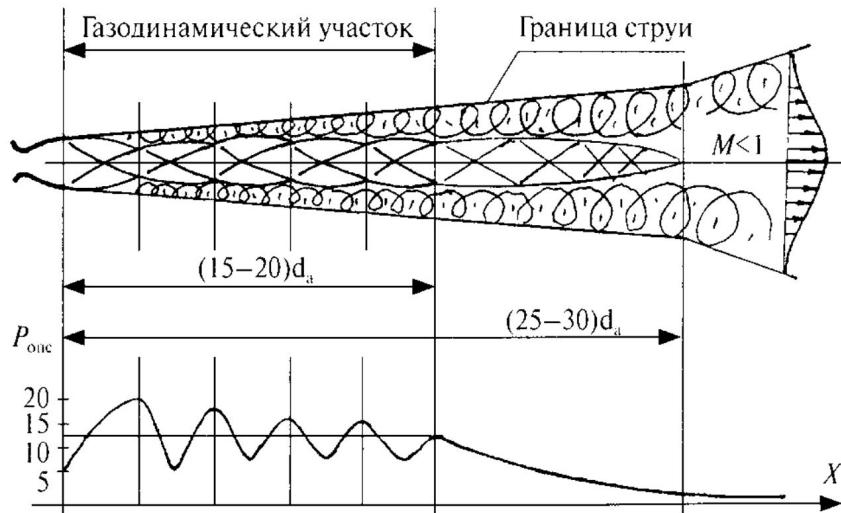
При $M=0 \rightarrow \lambda=0$

При $M=1 \rightarrow \lambda=1$

При $M=\infty \rightarrow \lambda_{\max} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}$,

$$V_{\max} = a_{кр} \lambda_{\max} = a_0 \sqrt{\frac{2}{k+1}} \lambda_{\max} = a_0 \sqrt{\frac{2}{k-1}}$$

Изоэнтропическое течение по соплу



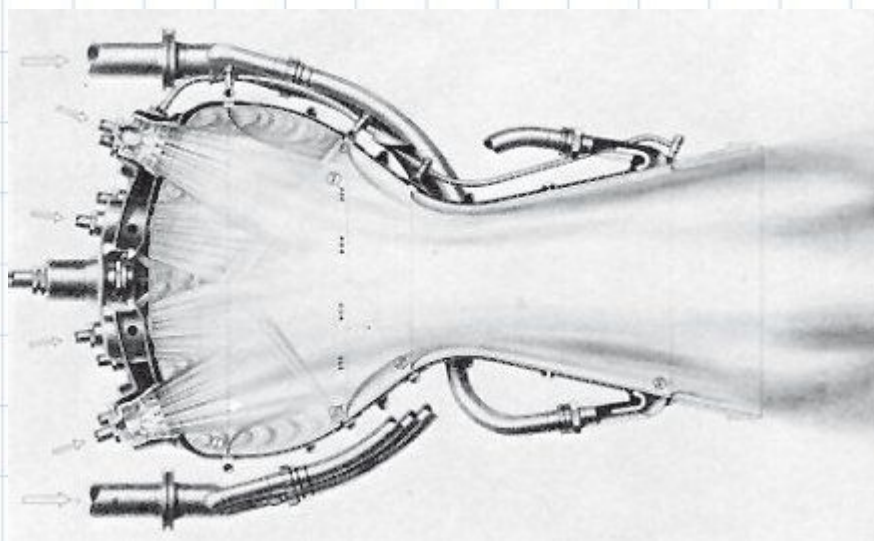
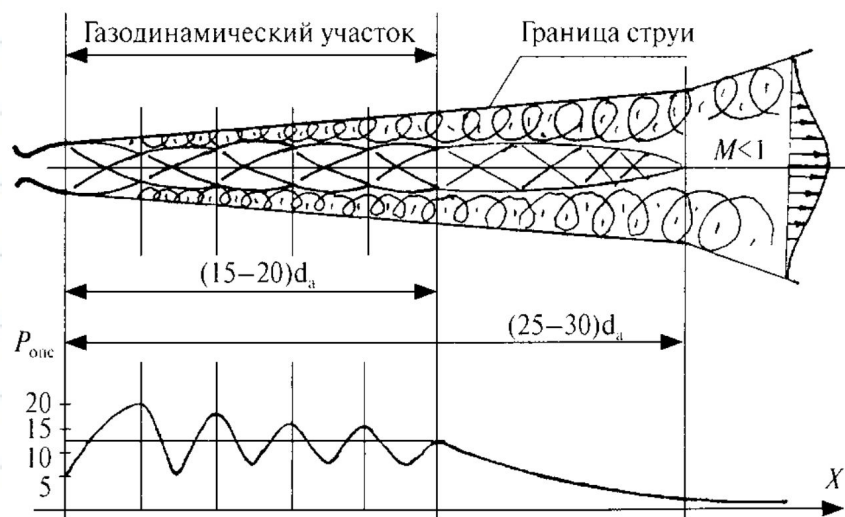
Изоэнтропическое течение в сопле может быть описано с помощью табличных газодинамических функций:

$$\pi(\lambda) = \frac{P}{P_0} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{\rho}{\rho_0} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}}$$

$$\tau(\lambda) = \frac{T}{T_0} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)$$

Изоэнтропическое течение по соплу



Расход воздуха через сопло с площадью среза F определяется формулой:

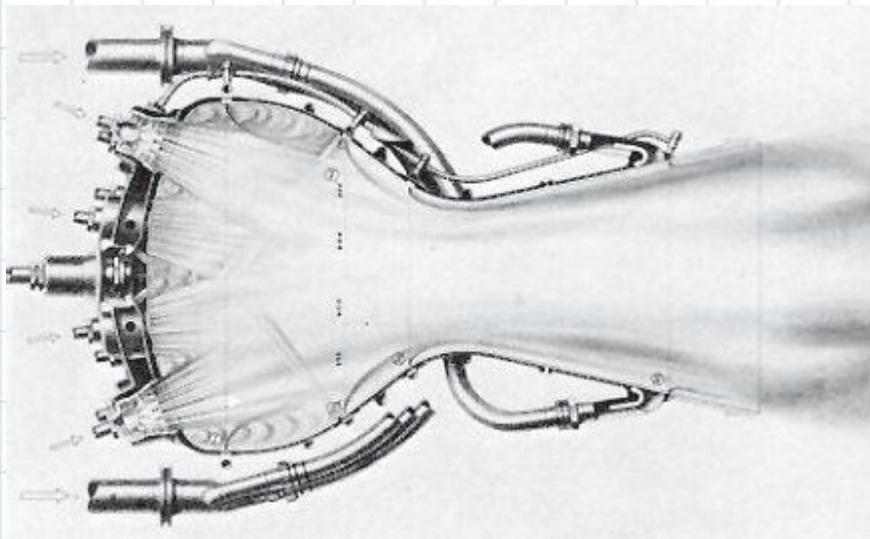
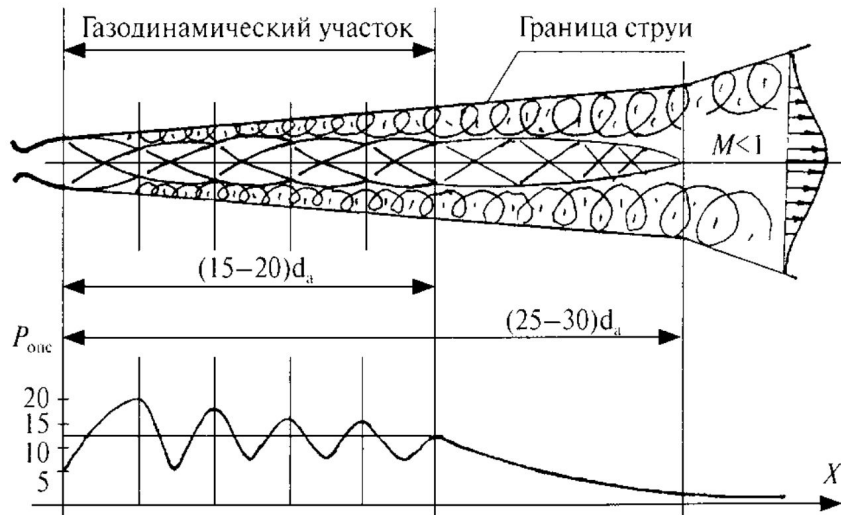
$$G = m \frac{P_0 F q(\lambda)}{\sqrt{T_0}} = m \frac{P_0 F_{кр}}{\sqrt{T_0}}$$

$$q(\lambda) = \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}} \lambda \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{k-1}}$$

Для воздуха $k = 1,4$ и $R = 29,3$
 кгс·м/кг·К $m = 0,4$

Для газа $k = 1,25$ и $R = 32$
 кгс·м/кг·К $m = 0,37$

Изоэнтропическое течение по соплу



Полный импульс сопла :

$$I_a = \frac{G}{g} V_a + P_a F_a$$

$$I_a = Z(\lambda_a) \frac{k+1}{2k} \frac{G}{g} a_{кр}, \text{ где } Z(\lambda_a) = \lambda_a + \frac{1}{\lambda_a}$$

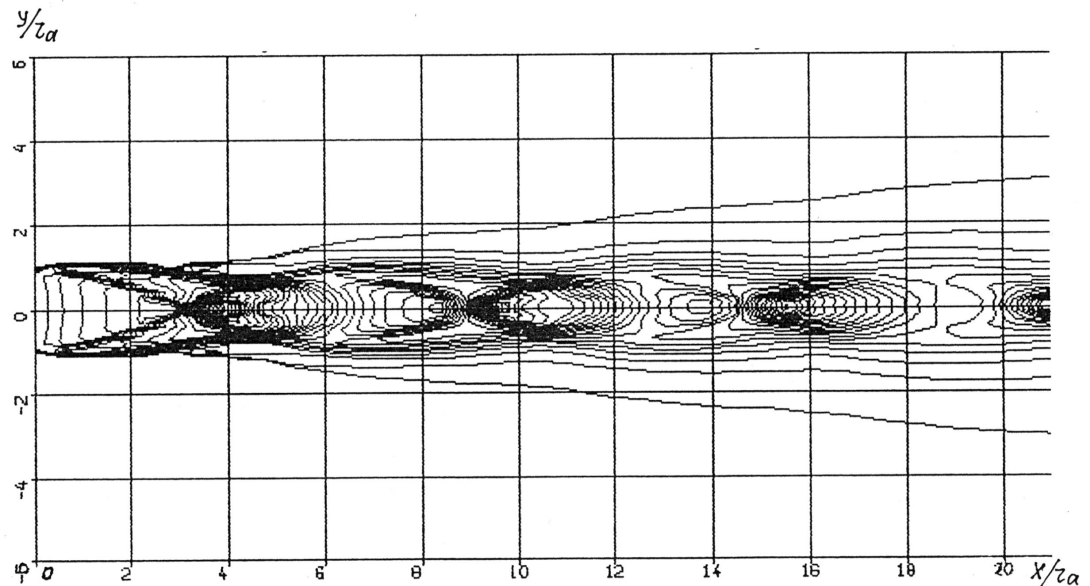
$$I_{кр} = \frac{k+1}{k} \frac{G}{g} a_{кр}$$

Скачок уплотнения

Скачок уплотнения - характерная для сверхзвукового течения газа область, в которой происходит резкое увеличение давления, плотности, температуры и уменьшение скорости течения газа. Скачки уплотнения возникают при обтекании тел или торможении сверхзвуковой струи.

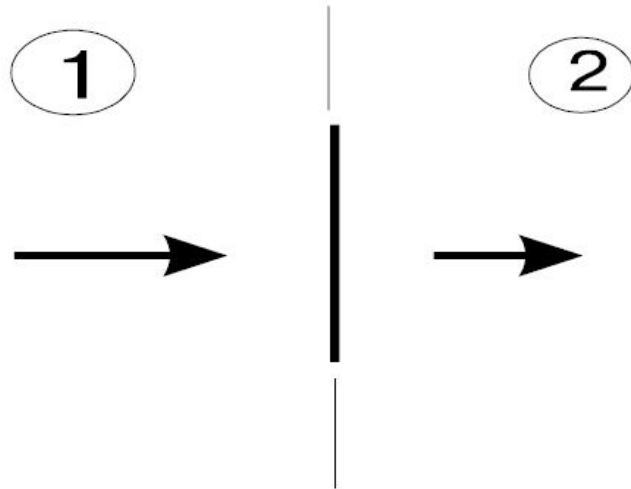
Течение со скачками уплотнения определяется первым и вторым законами термодинамики, а на скачках происходит рост энтропии газа, что определяется функцией

$$\Delta S = \frac{\Delta Q}{T}$$



Линии равных плотностей тока ($\rho \cdot V$) для струи с параметрами $M_a = 3,25$; $\mu = 0,63$; $T_0 = 3250$ К

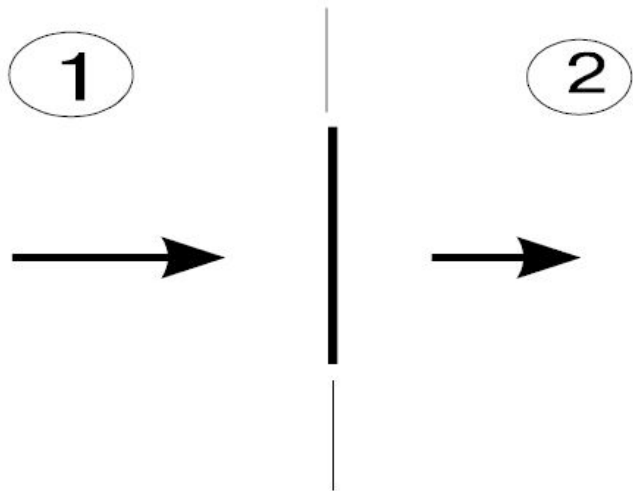
Прямой скачок уплотнения



Прямой скачок уплотнения возникает, например, перед телом с затупленной носовой частью и не приводит к изменению направления скорости частиц газа.

За прямым скачком течение газа всегда **ДОЗВУКОВОЕ**

Прямой скачок уплотнения



Формулы, связывающие параметры на прямом скачке уплотнения, следуют из уравнений:

- **сохранения массы:**

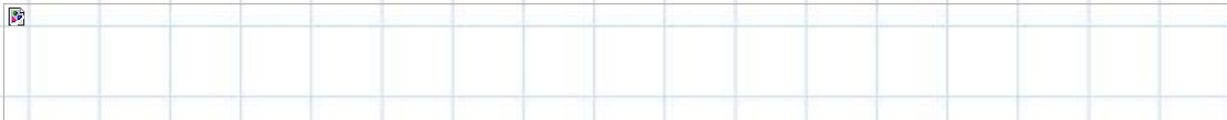
$$\rho_1 V_1 = \rho_2 V_2$$

(площади сечения до и после скачка 1 и 2 – равны);

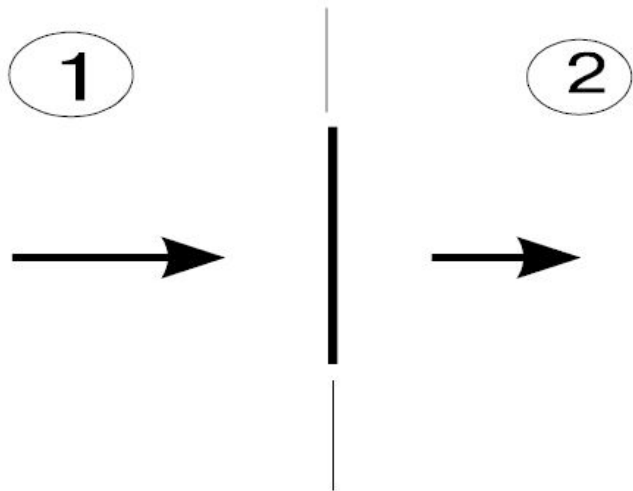
- **сохранения энергии:**

$$\frac{V_1^2}{2} + \frac{k}{k-1} \frac{P_1}{\rho_1} = \frac{V_2^2}{2} + \frac{k}{k-1} \frac{P_2}{\rho_2}$$

- **равенства изменения количества движения импульсу сил:**



Прямой скачок уплотнения



Из исходной системы уравнений могут быть получены формулы, связывающие параметры течения после скачка P_2 , M_2 или λ_2 , ρ_2 и с исходными параметрами до скачка P_1 , M_1 или λ_1 , ρ_1 , P_0 и ρ_0 .

Параметры P_2 и ρ_2 будут связаны с P_1 и ρ_1 уравнением ударной адиабаты (адиабата Гюгонио):

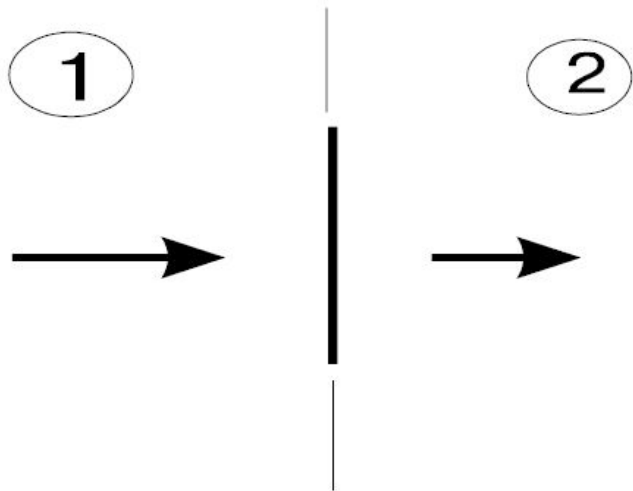
Из уравнения ударной адиабаты следует, что при



$$\frac{\rho_2}{\rho_1} \rightarrow \frac{k+1}{k-1}$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{\frac{k+1}{k-1} \rho_2 - 1}{\frac{k+1}{k-1} \rho_1},$$

Прямой скачок уплотнения



Для изменения на скачке относительных скоростей, учитывая постоянство ρV в течении, будет иметь место соотношение

$$V_2 = \frac{a_{кр}^2}{V_1} \text{ или } \lambda_2 \lambda_1 = 1, \text{ где } \lambda = \frac{V}{a_{кр}}$$

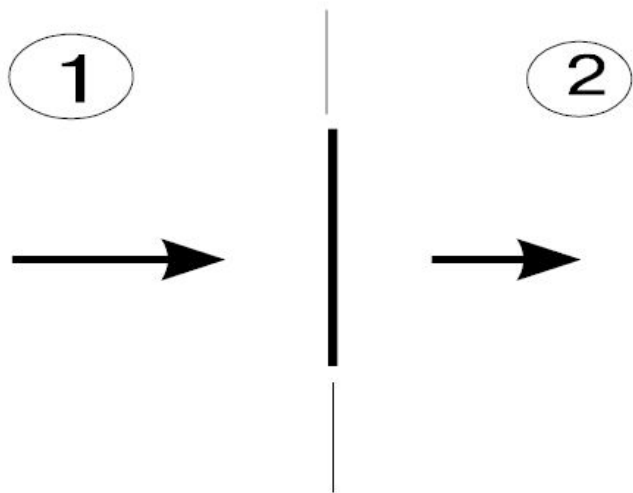
Тогда из уравнения сохранения массы:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2k}{k+1} M_1^2 - \frac{k-1}{k+1},$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \lambda_1^2, \quad \frac{P_2 - P_1}{\rho_1 V_1^2} = 1 - \frac{1}{\lambda_1^2}$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{\lambda_1^2 - \frac{k-1}{k+1}}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_1^2}.$$

Прямой скачок уплотнения



Изменение параметров торможения за прямым скачком, определяется формулами:

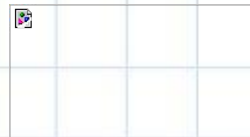
$$\frac{P_0'}{P_0} = \lambda_1^{2k} \left(\frac{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_1^2}{\lambda_1^2 - \frac{k-1}{k+1}} \right)^{\frac{1}{k-1}} = \lambda_1^2 \left(\frac{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_1^2}{1 - \frac{k-1}{k+1} \frac{1}{\lambda_1^2}} \right)^{\frac{1}{k-1}}$$

$$\frac{\rho_0'}{\rho_0} = \frac{\lambda_1^2}{\left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_1^2 \right)^{\frac{1}{k-1}}}$$

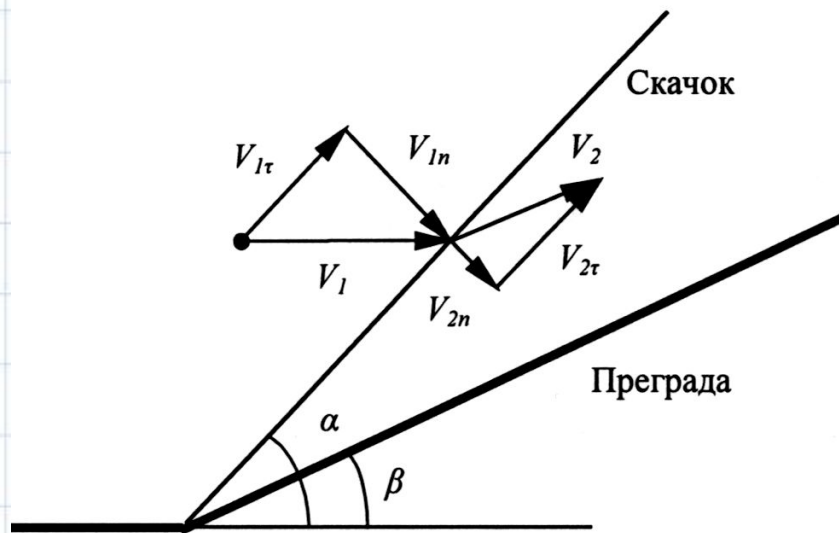
Если воспользоваться обозначениями:

$$\frac{P_0}{\rho_0^k} = \mathcal{G}_1, \quad \frac{P_0'}{\rho_0'^k} = \mathcal{G}_2,$$

$$\frac{P_0'}{P_0} = \left(\frac{\mathcal{G}_1}{\mathcal{G}_2} \right)^{\frac{1}{k-1}} = e^{-\frac{\Delta S}{R}}$$



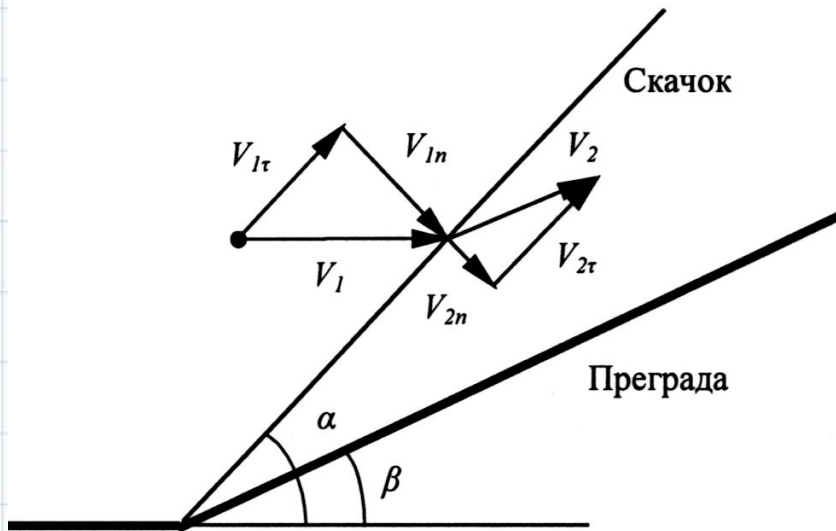
Косой скачок уплотнения



Для сверхзвуковых струй косой скачок реализуется на срезе сопла при неравенстве давления в струе P_a внешнему давлению P_H : $P_a < P_H$ отражении волн разрежения от свободной поверхности струи, а также при натекании сверхзвуковой струи на наклонную преграду.

При косом скачке свойства прямого скачка проявляются для составляющей скорости набегающего потока V_1 , нормальной к поверхности скачка - V_{1n} , а составляющая скорости, параллельная плоскости скачка - $V_{1\tau}$ - переходит через плоскость скачка без изменения.

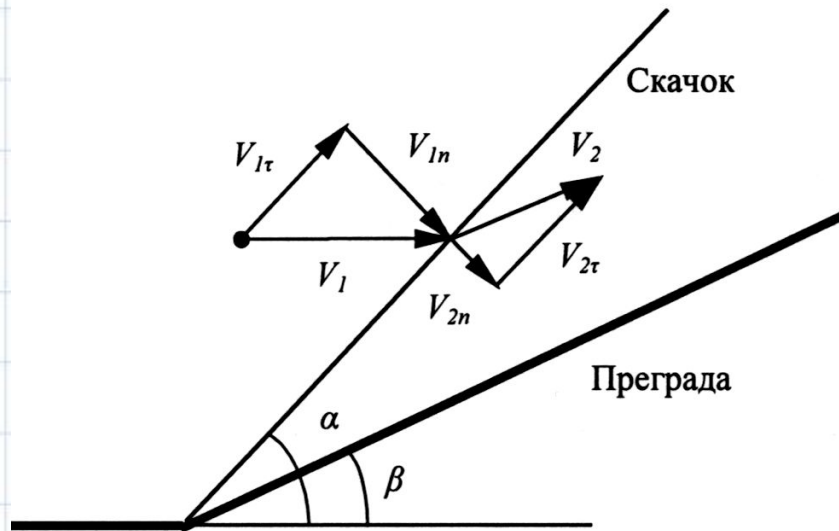
Косой скачок уплотнения



В соответствии со схемой течения, все зависимости прямого скачка будут справедливы для нормальных составляющих течения с косым скачком. Критическая скорость звука течения с частичным торможением будет определяться из уравнения энергии следующим образом:



Косой скачок уплотнения



Соотношения для скачка с углом наклона α к вектору начальной скорости:

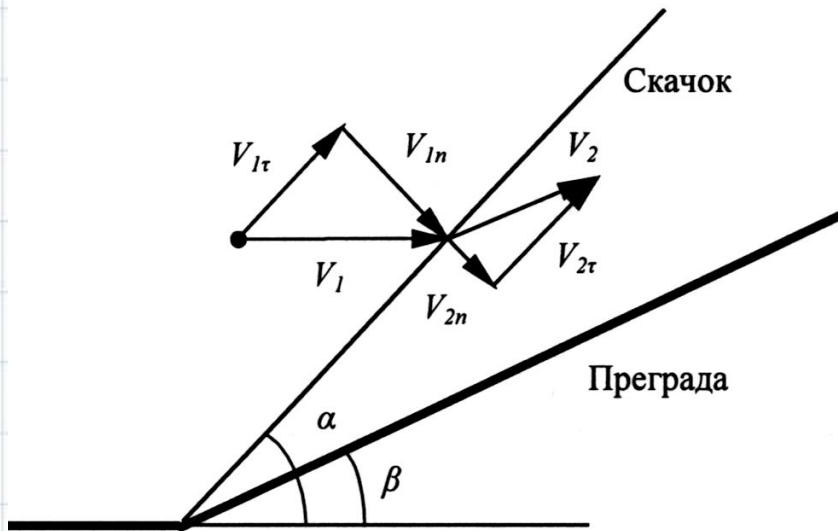
$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2k}{k+1} M_1^2 \sin^2 \alpha - \frac{k-1}{k+1},$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \lambda_{1n}^2 = \frac{\frac{k+1}{k-1}}{1 + \frac{1}{M_1^2 \sin^2 \alpha} \frac{2}{k-1}}$$

Если задано $P_1/P_2 = n$, то наклон скачка можно определить по формуле:

$$\operatorname{tg} \alpha = \sqrt{\frac{1 + \frac{k-1}{k+1} n}{\left(\frac{2k}{k+1} M_1^2 - \frac{k-1}{k+1} \right) n - 1}}$$

Косой скачок уплотнения



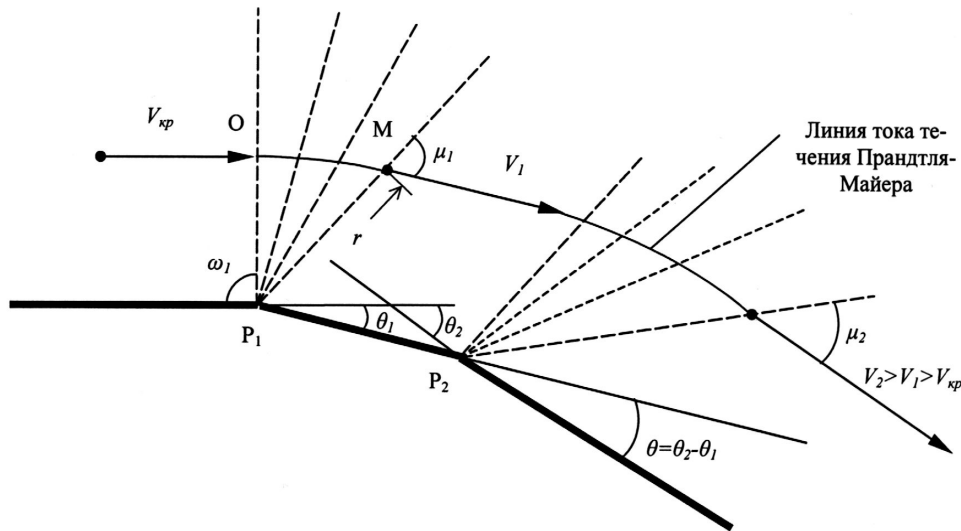
Для регулярного отражения:

$$\operatorname{tg} \beta = \operatorname{ctg} \alpha \frac{\sin^2 \alpha - \frac{1}{M_1^2}}{\frac{k+1}{2} - \left(\sin^2 \alpha - \frac{1}{M_1^2} \right)}$$

Угол наклона скачка уплотнения $\alpha_{\beta_{\max}}$, соответствующий максимальному углу поворота потока при переходе через скачок β_{\max} , определяется зависимостью от M_1 :



Течение Прандтля-Майера

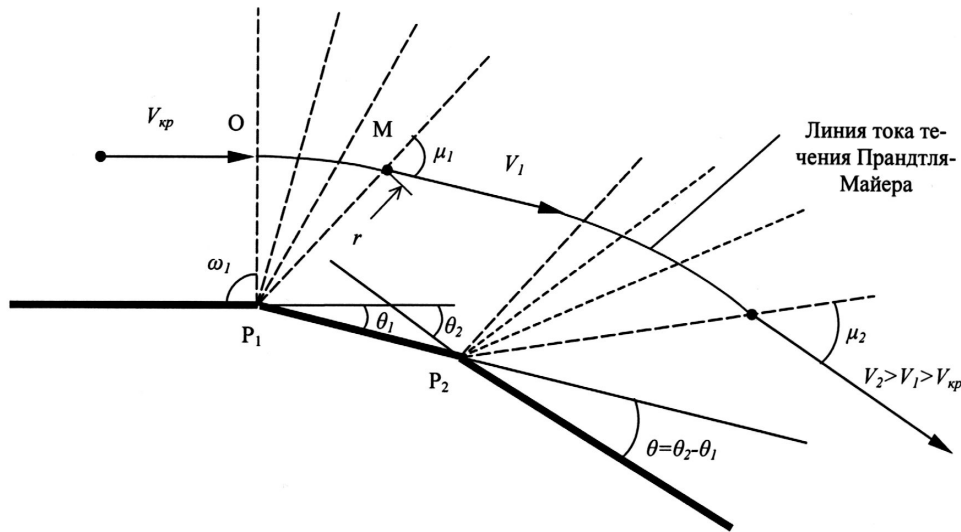


Течение Прандтля — Майера характеризуется поворотом вокруг вершины угла (точки P_1) волн разрежения (линий Маха) от исходного положения при $M=1$ и $\omega=0$ до положения ω_1 при котором скорость $M_1 > 1$, а угол линии Маха с вектором скорости V_1 будет равен

Вектор скорости V_1 будет совпадать с линией угла отклонения θ_1 , а характерные углы будут связаны соотношением

$$\theta_1 = \omega_1 + \mu_1 - \frac{\pi}{2}$$

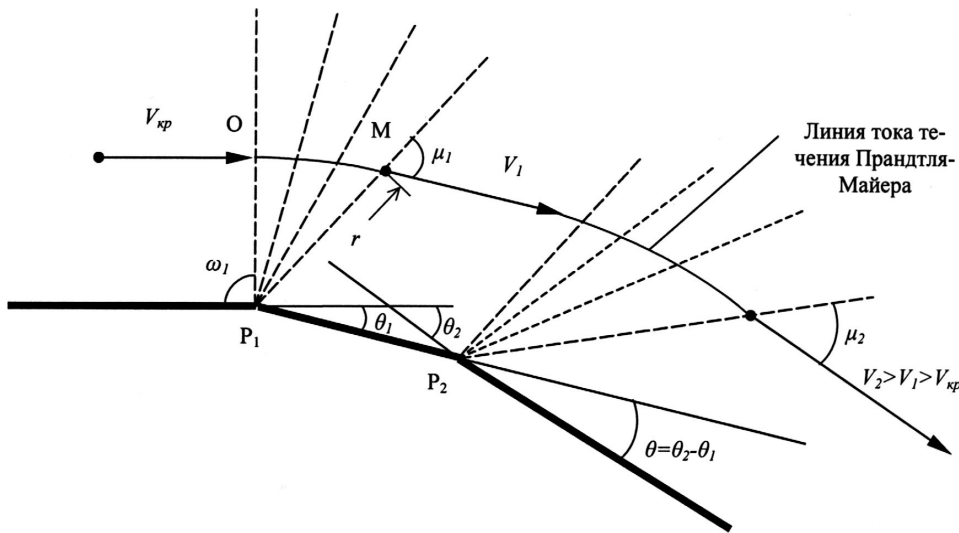
Течение Прандтля-Майера



В схеме течения на всех значениях радиуса полярных координат течения ($r, \varphi = \omega$) будут одинаковые значения V при постоянном $\varphi = \omega$. Для каждой траектории OM – течение изоэнтропическое и поток разгоняется с увеличением r при увеличении φ , аналогично зависимостям для сверхзвукового сопла Лаваля с увеличением числа M и понижением давления P .

В начальном сечении и перед разворотом струи линии Маха перпендикулярны скорости потока $V = V_n = V_{кр}$. Движение потока от начального сечения P_1O будет происходить под действием волн разрежения (линий Маха местных точек траекторий) с поворотом волн около полюса P_1 . При этом нормальная составляющая скорости в каждой точке траектории v_n будет равна местной скорости звука: $V_n = a$.

Течение Прандтля-Майера



Основные зависимости:

$$\frac{\partial V_r}{\partial \varphi} = V_n = a \quad V^2 + \frac{2}{k-1} a^2 = V_{\max}^2$$

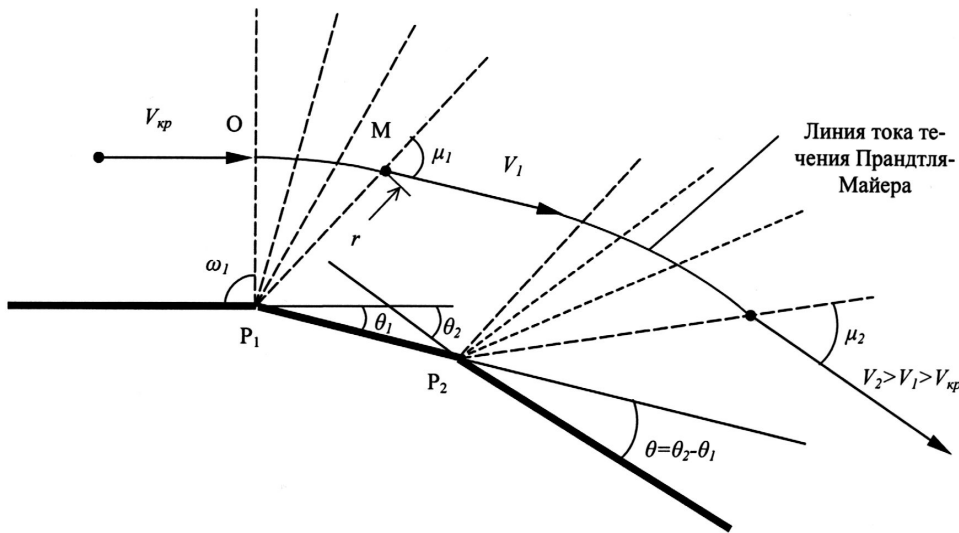
$$V_n^2 + \frac{k-1}{k+1} V_r^2 = \frac{k-1}{k+1} V_{\max}^2$$

$$V_r = V_{\max} \sin \left(\sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \varphi \right),$$

$$V_n = V_{\max} \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \cos \left(\sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \varphi \right),$$

$$V_{\max} = a_{кр} \sqrt{\frac{k-1}{k+1}}.$$

Течение Прандтля-Майера



Основные зависимости:

$$V^2 = a_{кр}^2 \left[1 + \frac{2}{k-1} \sin^2 \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \varphi \right]$$

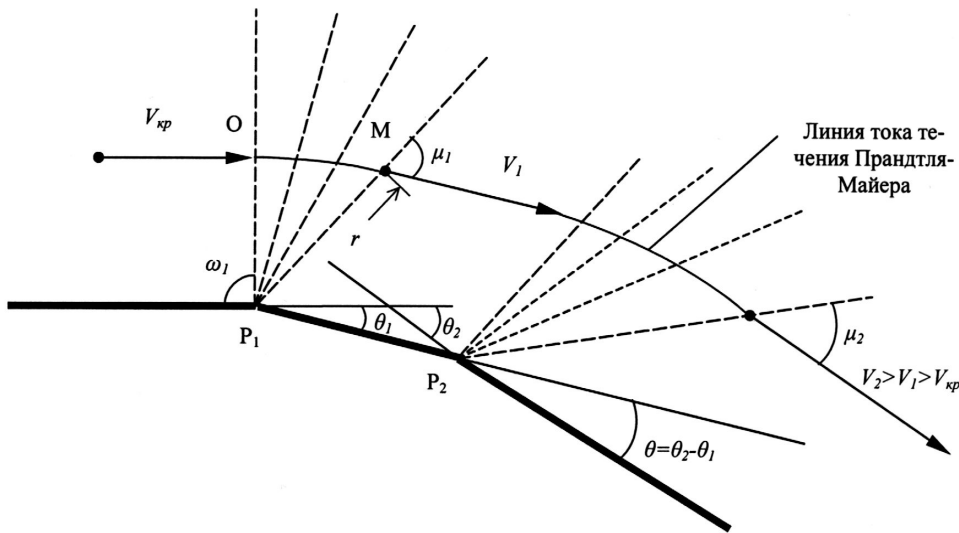
$$\frac{P_0}{P} = \left[\frac{k+1}{2} \frac{1}{\cos^2 \left(\sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \varphi \right)} \right]^{\frac{k}{k-1}},$$

$$M^2 = \frac{(k+1) - 2 \cos^2 \left(\sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \varphi \right)}{(k-1) \cos^2 \left(\sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \varphi \right)},$$

$$\lambda^2 = 1 + \frac{2}{k-1} \sin^2 \left(\sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \varphi \right),$$

$$\operatorname{tg} \mu = \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \operatorname{ctg} \left(\sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \varphi \right).$$

Течение Прандтля-Майера



Если расширение потока осуществляется в вакуум $P_H = 0$, то предельные углы поворота линий Маха и потока от их исходных положений будут

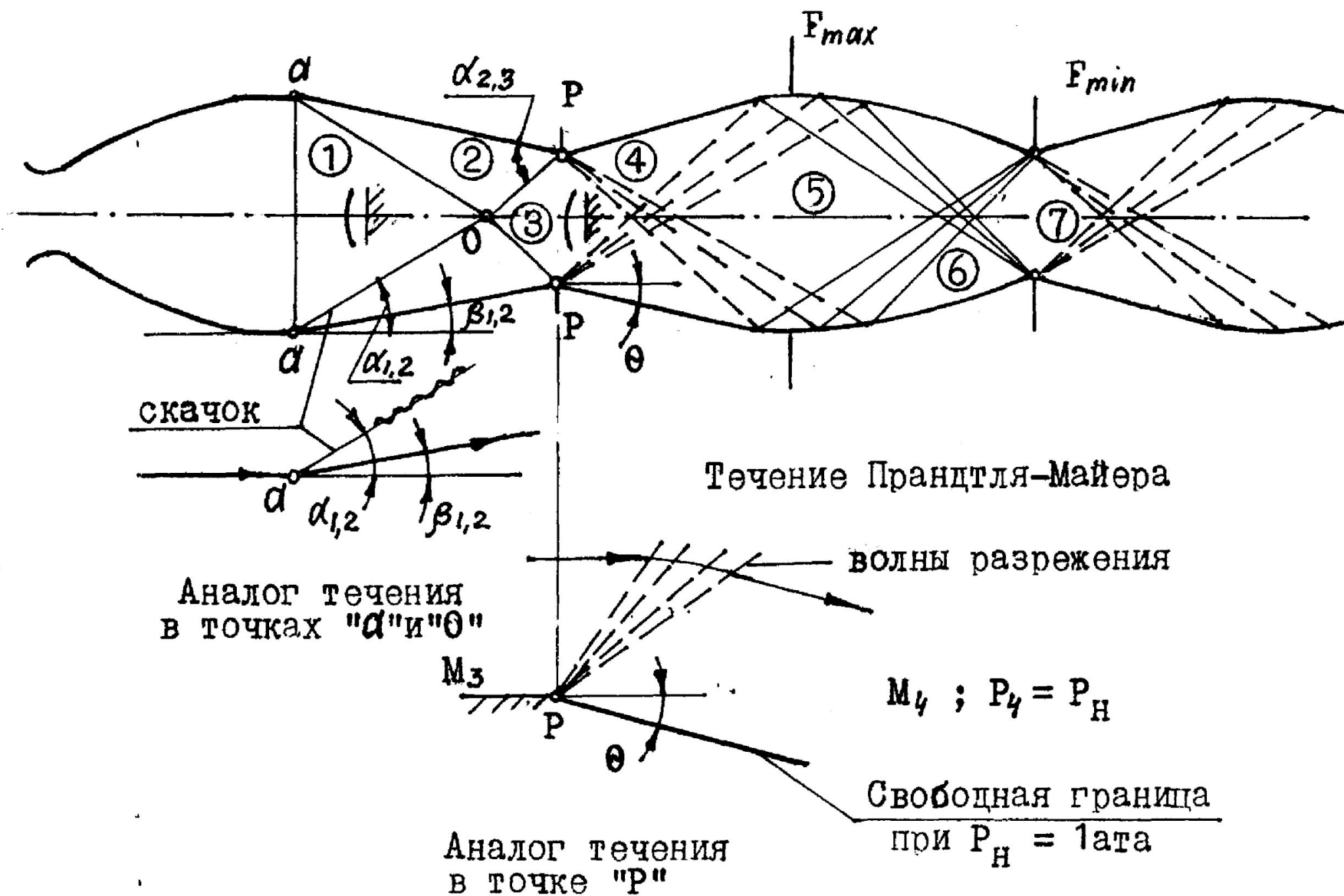
$$\varphi_{\max} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}, \quad \theta_{\max} = \varphi_{\max} - \frac{\pi}{2}$$

Например, $k=1,4$ $\varphi_{\max} = 219,3^\circ$; $\theta_{\max} = 129,3^\circ$.

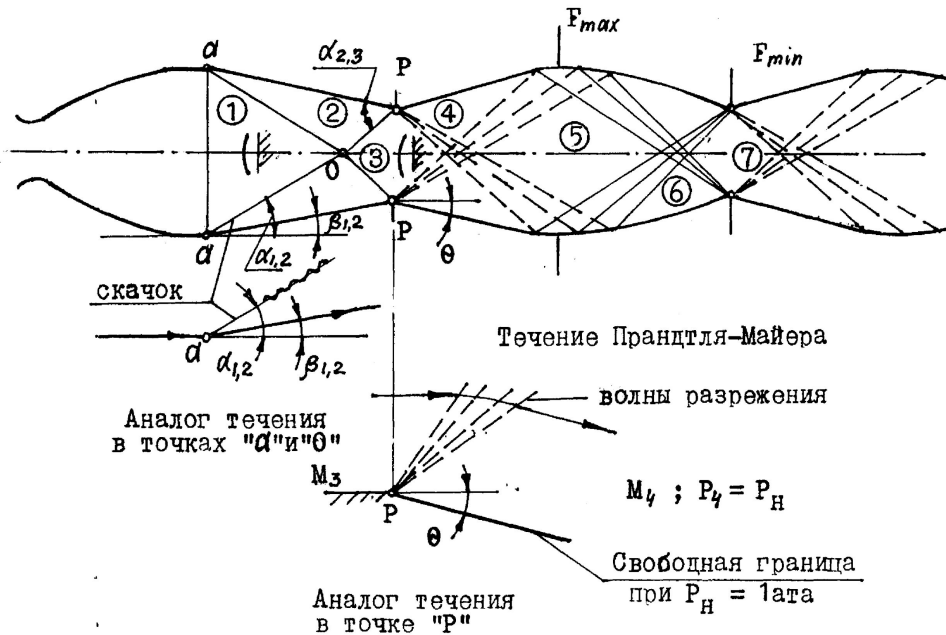
Если поток расширяется не от критического состояния, когда $M=1$, а от состояния, когда $M_1 > 1$ и $P_1 < P_{кр}$, то его поворот до состояния $P=P_2$ определяется как разность углов поворота от состояния $M=1$ до $M=M_2$ и угла поворота от состояния $M=1$ до $M=M_1$, т.е.



Структура начального участка струи



Структура начального участка струи



Зона 1:

Параметры на срезе сопла распространяются на всю зону 1.

Зона 2:

В точках а в сверхзвуковом потоке с давлением $P_a < P_H$ под действием повышенного внешнего давления возникает косой скачок из-за отклонения потока на угол с возрастанием давления в зоне 2 до атмосферного $P_2 = P_H$.

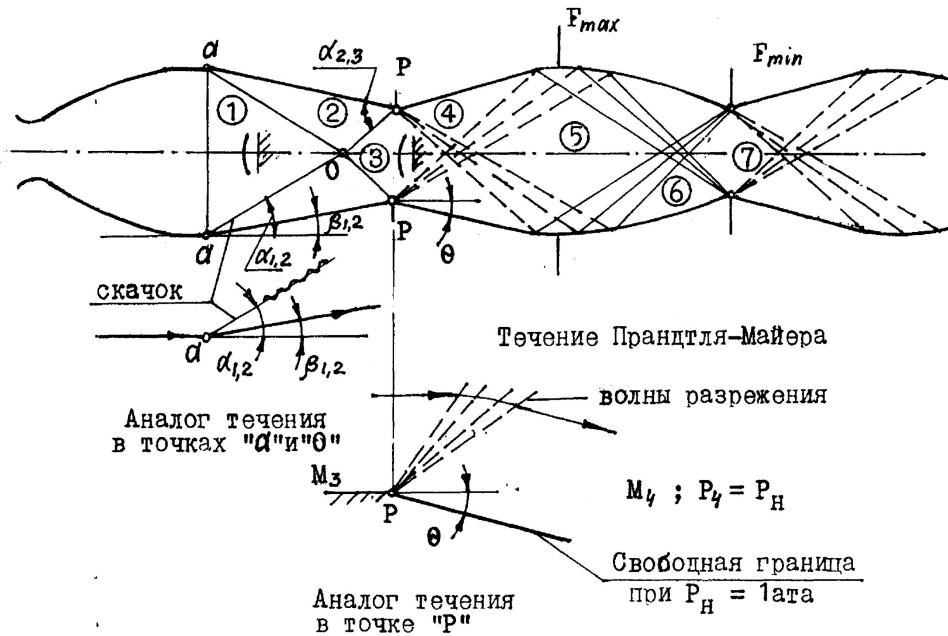
Угол наклона скачка, угол θ и значение M_2 в зоне 2 можно определить по формулам косого скачка:

$$\sin \alpha_{1,2} \cong \frac{1}{M_1} \sqrt{\frac{k+1}{2k} \frac{P_2}{P_1}}$$

$$\text{ctg} \beta \cong \left(\frac{k+1}{2} \frac{M_1^2}{M_1^2 \sin^2 \alpha - 1} \right) \text{tg} \alpha$$

$$\arcsin \frac{1}{M_2} \cong 2\alpha - \beta - \arcsin \frac{1}{M_1}$$

Структура начального участка струи



Зона 4:

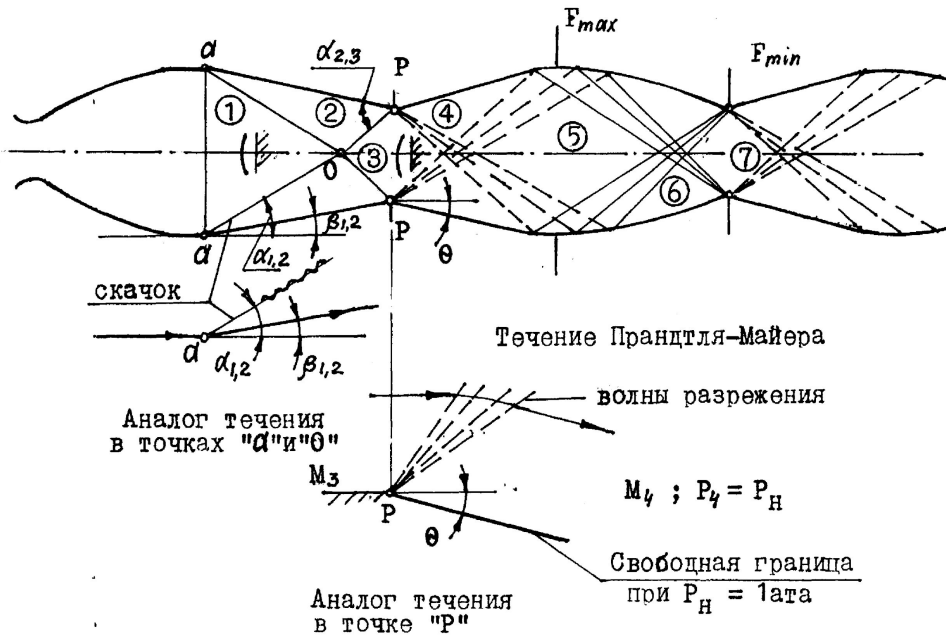
Повышенное давление в зоне 3 вызывает расширение потока от давления $P_3 = (1,52 \text{ ата})$ до атмосферного P_H с увеличением числа Маха по закономерности адиабатического течения Прандтля - Майера с точкой р

$$M_4 = \left(\frac{2}{k-1} \right)^{0,5} \left[\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_3^2}{(P_H/P_3)^{\frac{k-1}{k}}} - 1 \right]^{0,5}$$

$$\theta = \nu_2(M_4) - \nu_1(M_3);$$

$$\nu(M) = \left(\frac{k+1}{k-1} \right)^{0,5} \arctg \left[\frac{k-1}{k+1} (M^2 - 1) \right]^{0,5} - \arctg (M^2 - 1)^{0,5}$$

Структура начального участка струи



Зона 5:

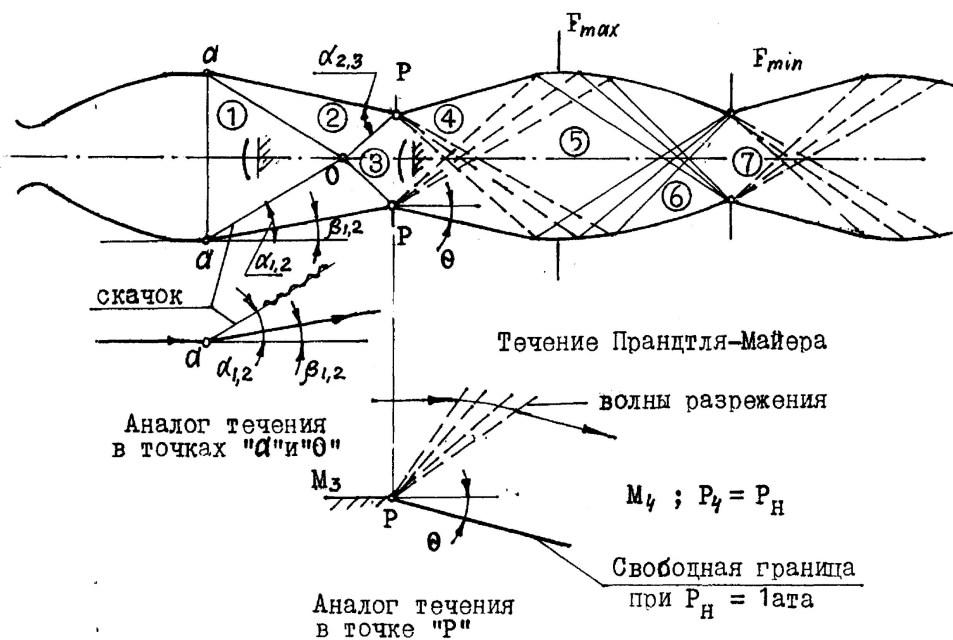
Переход от зоны 4 к зоне 5 определяется дополнительным расширением потока в отношении:



В соответствии с этим увеличивается число M :

$$M_5 = \left(\frac{2}{k-1} \right)^{0,5} \left[\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_4^2}{(P_4/P_5)^{\frac{1}{6}}} - 1 \right]^{0,5}$$

Структура начального участка струи



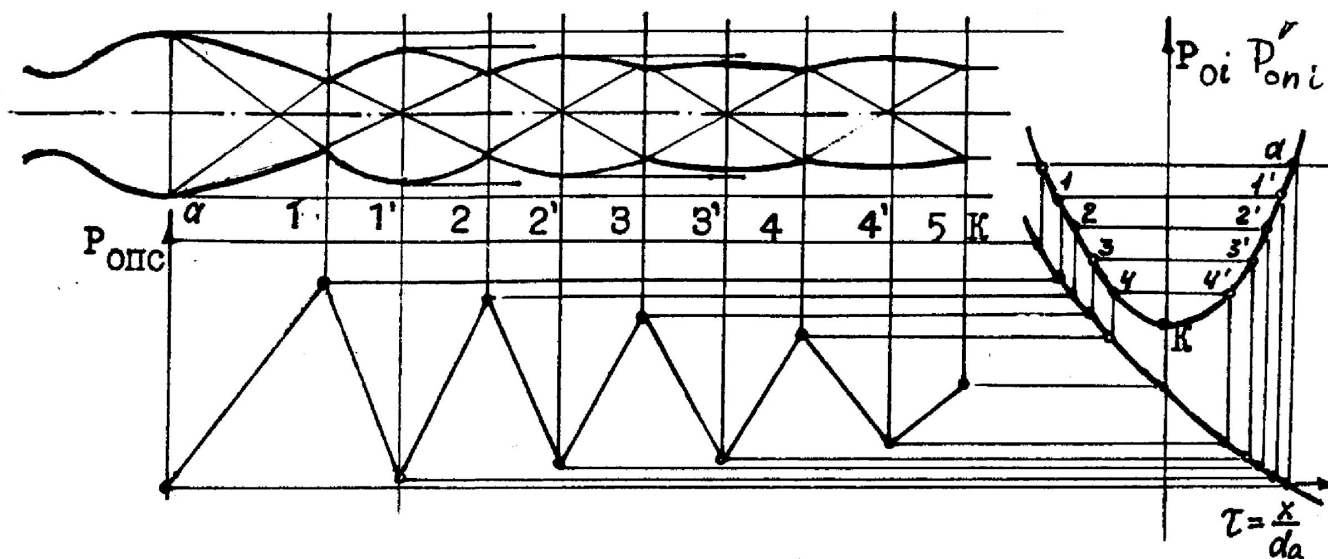
Зона 6:

Переход от зоны 5 к зоне 6 определяется действием волн давления, образующихся при отражении волн разрежения от свободной поверхности. В результате давление в зоне 6 будет $P_6 = P_H$.

Зона 7:

Параметры в зоне 7 будут сходны с параметрами зоны 3 с несколько меньшими значениями M_7 и P_7 . Быстрая количественная оценка параметров в зоне 7 затруднительна.

Расчёт неизобарического участка струи

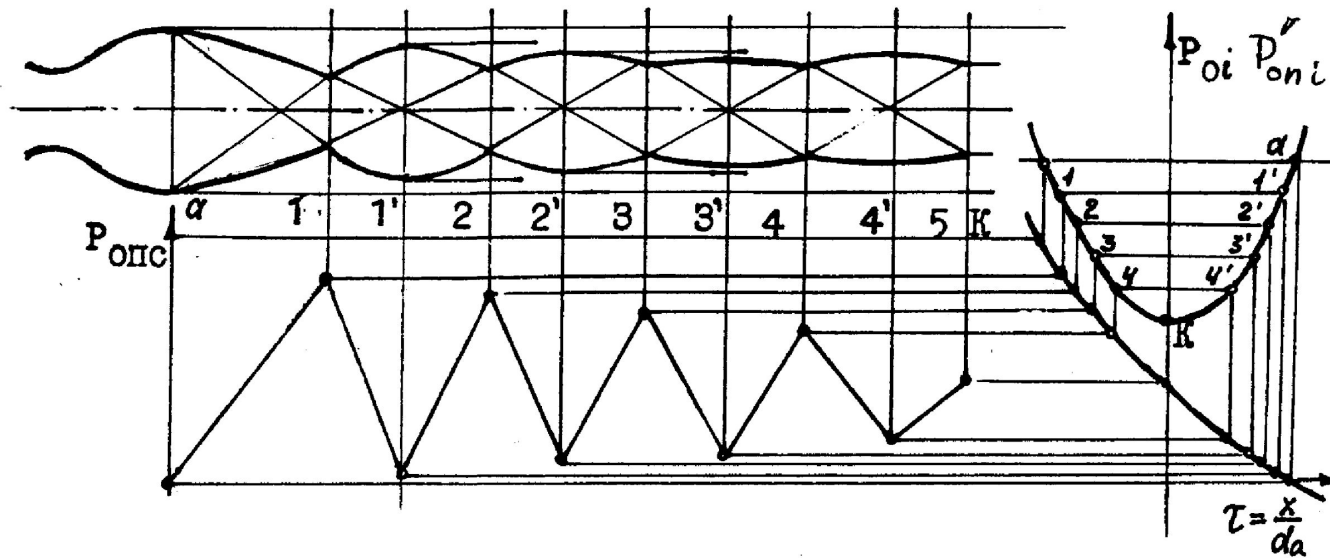


1. Определяются дополнительные параметры и критерии для среза сопла:

Коэффициент скорости (отношение скорости к скорости звука в критическом сечении сопла):

$$\lambda_a = \frac{V}{a_{кр}} = M_a \sqrt{\frac{k+1}{2 + (k-1)M_a^2}} = \sqrt{\frac{k+1}{(k-1) + 2/M_a^2}} \quad (1)$$

Расчёт неизобарического участка струи



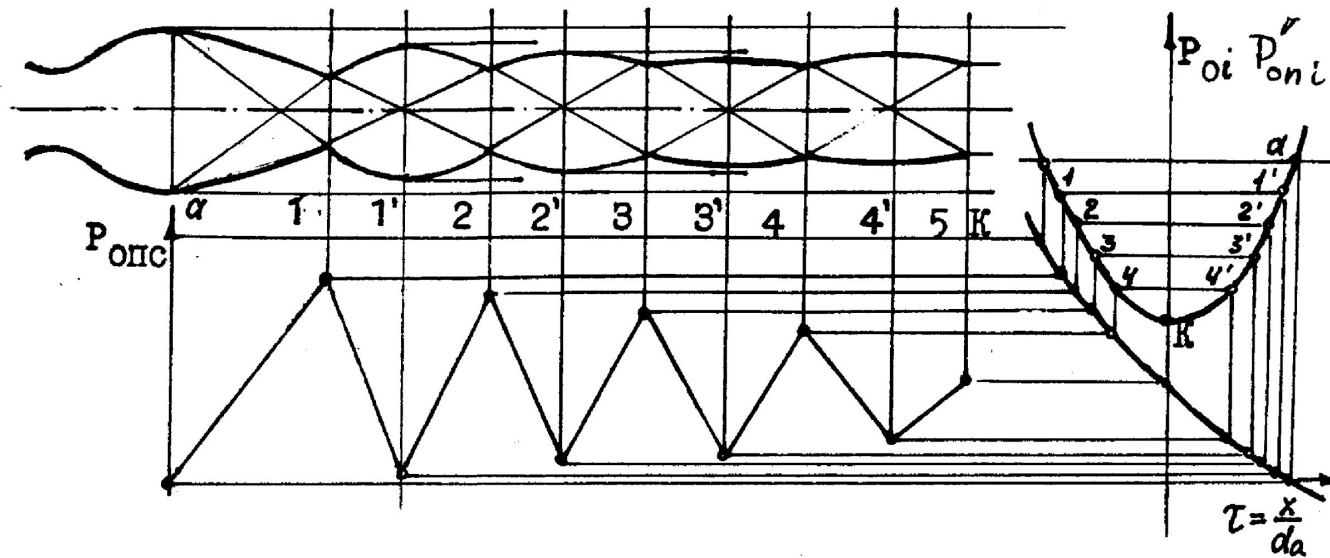
1. Определяются дополнительные параметры и критерии для среза сопла:
Избыточный импульс

$$R_n = [(kM^2 + 1)P_a P_n] F_a$$

Плотности газа в камере сгорания и на срезе сопла:

$$\rho_0 = \frac{P_0}{RT_0} \quad (6), \quad \rho_a = \rho_0 \left(\frac{P_a}{P_0} \right)^{\frac{1}{k}}$$

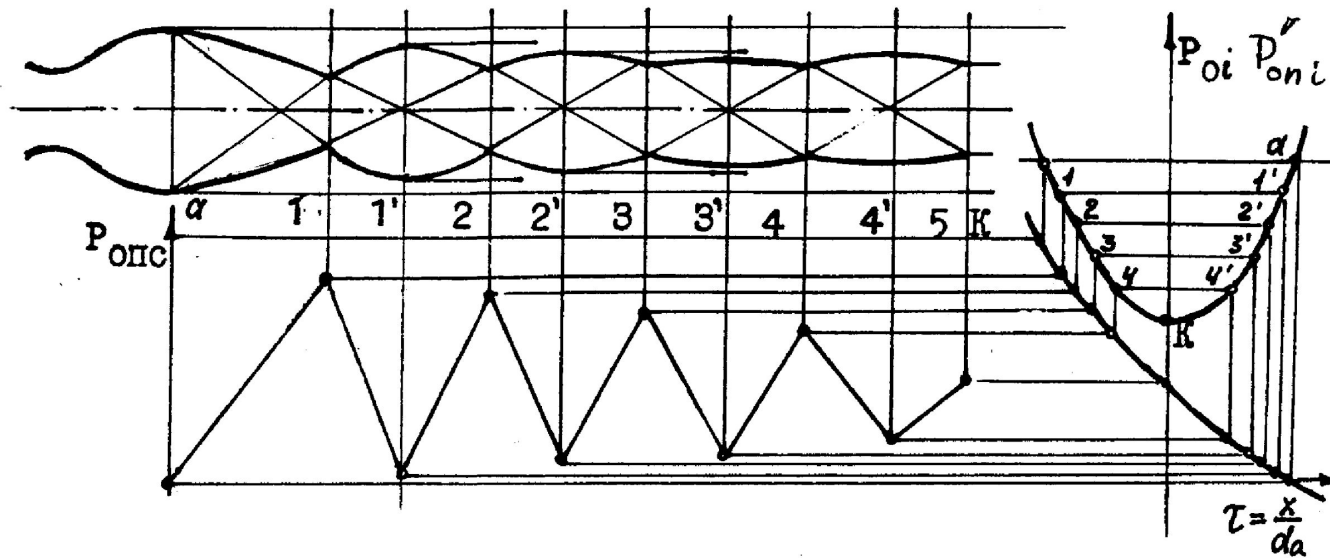
Расчёт неизобарического участка струи



1. Определяются дополнительные параметры и критерии для среза сопла:
Относительный полный импульс (отношение полного импульса сопла к половине импульса в критическом сечении):

$$Z(\lambda_a) = \lambda_a + 1/\lambda_a \quad (8)$$

Расчёт неизобарического участка струи



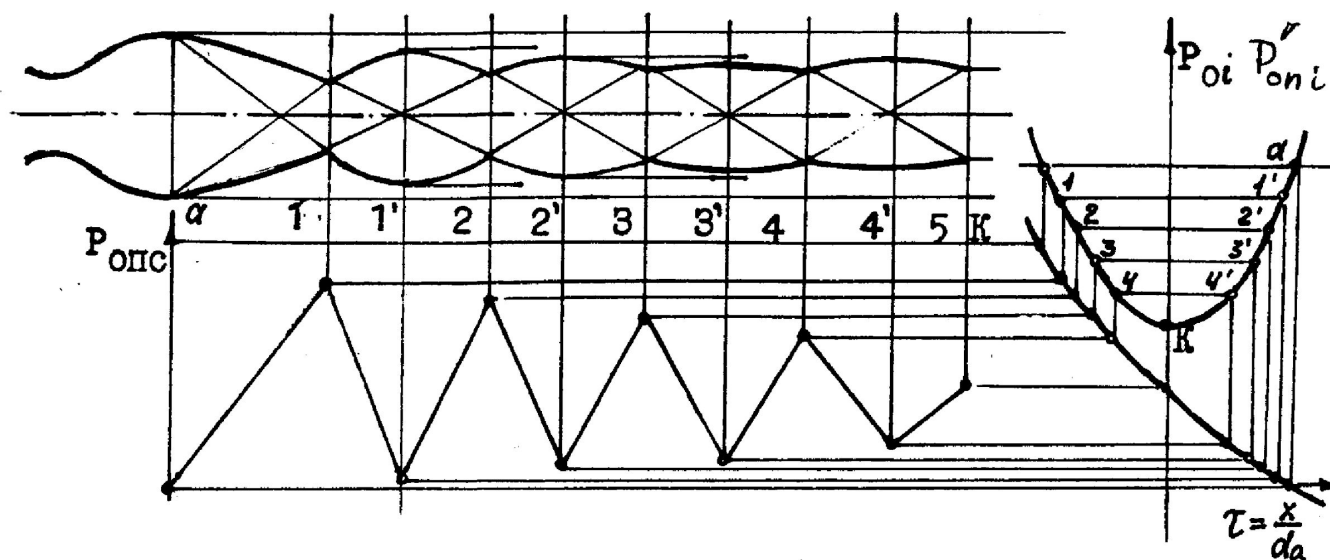
1. Определяются дополнительные параметры и критерии для среза сопла:
Относительный избыточный импульс (отношение тяги R_H к половине импульса в критическом сечении):



Относительный импульс противодействия (отношение силы противодействия к половине импульса в критическом сечении):



Расчёт неизобарического участка струи



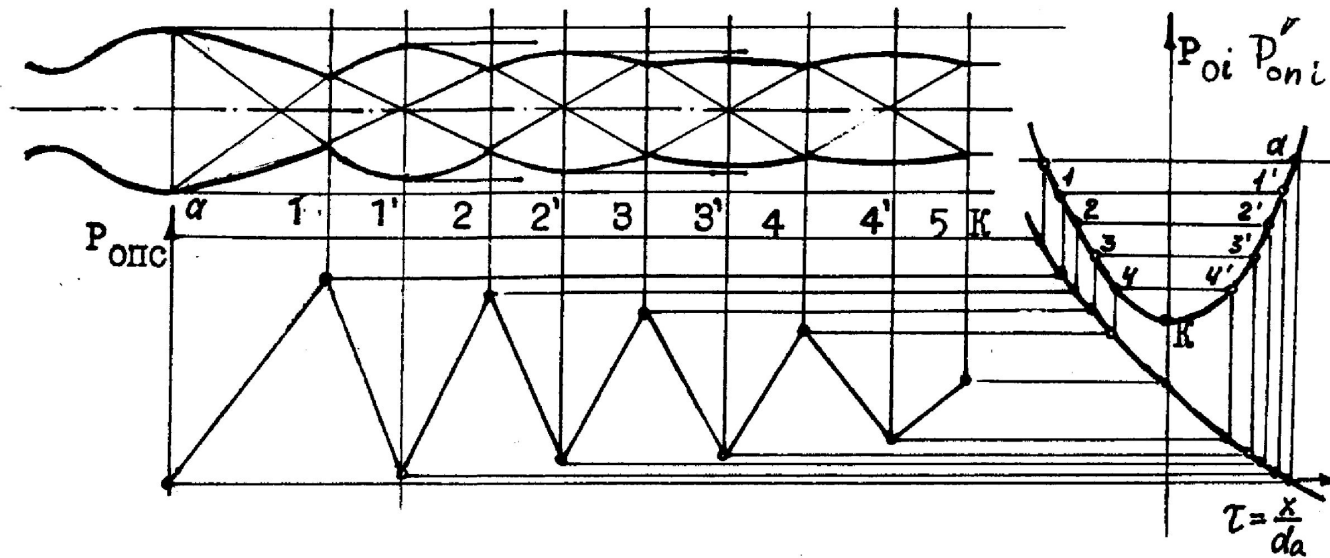
2. По эмпирическим зависимостям определяется длина структуры по сечениям:

1, 2...5:

и суммарная длина начального участка

Сечения 1', 2', 3' и 4' откладываются по середине сечений 1-2, 2-3 и т.д.

Расчёт неизобарического участка струи

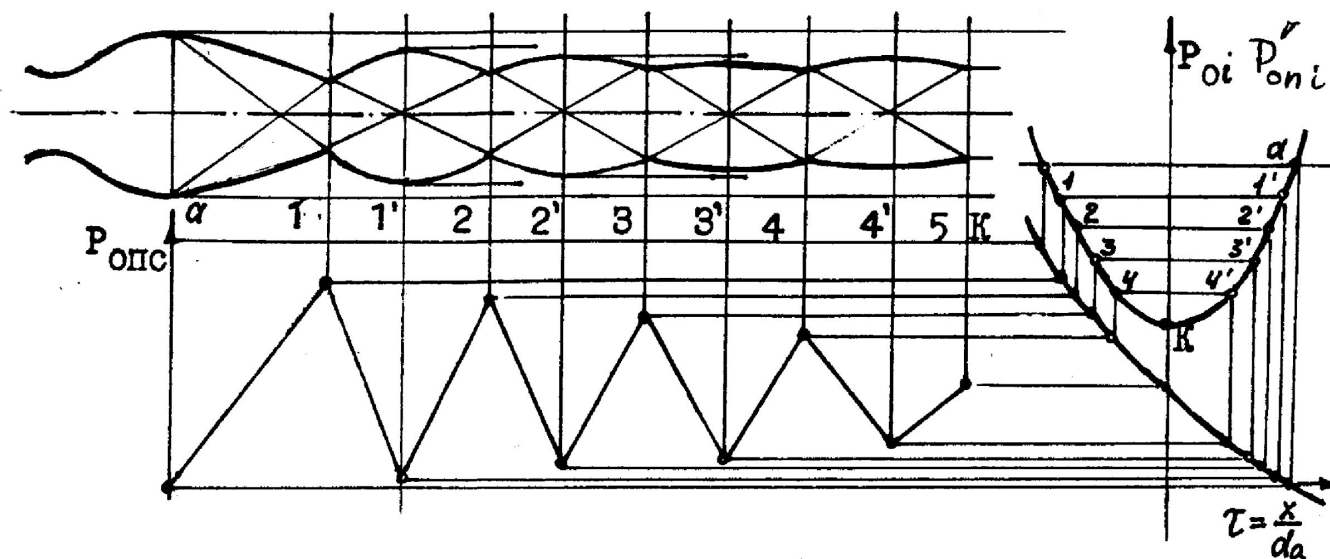


3. Определяются параметры конечного неизобарического сечения по условию

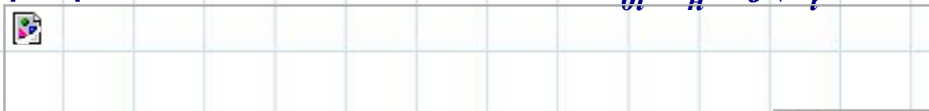
$$P_K = P_H = 1 \text{ ата. Тогда}$$



Расчёт неизобарического участка струи



4. Строится графическая зависимость $P_{oi}/P_n = f(\lambda_i)$ в диапазоне

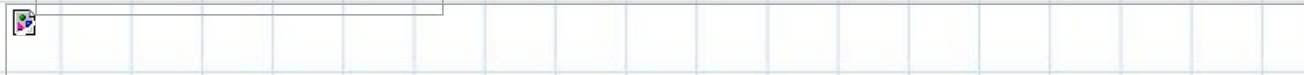
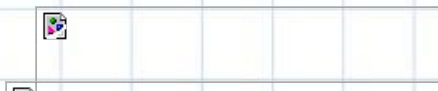


две точки которой уже определены координатами:



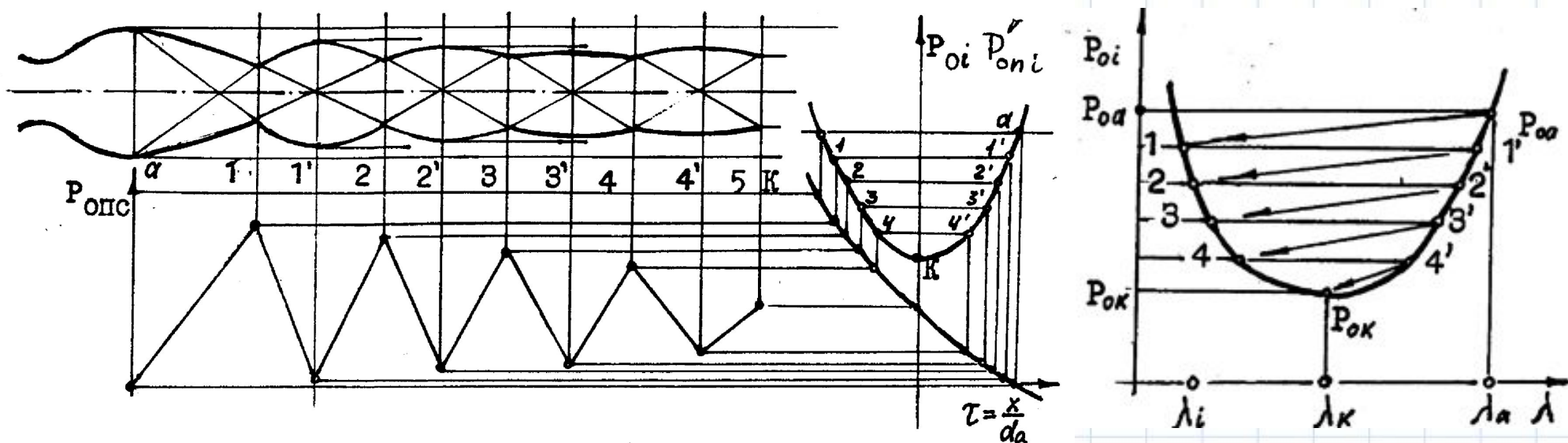
Значения P_{oi} могут быть заданы для всех сечений путем деления диапазона на пять частей:

Тогда



Под значения P_{oi} могут быть подобраны значения λ_i (с помощью ЭВМ).

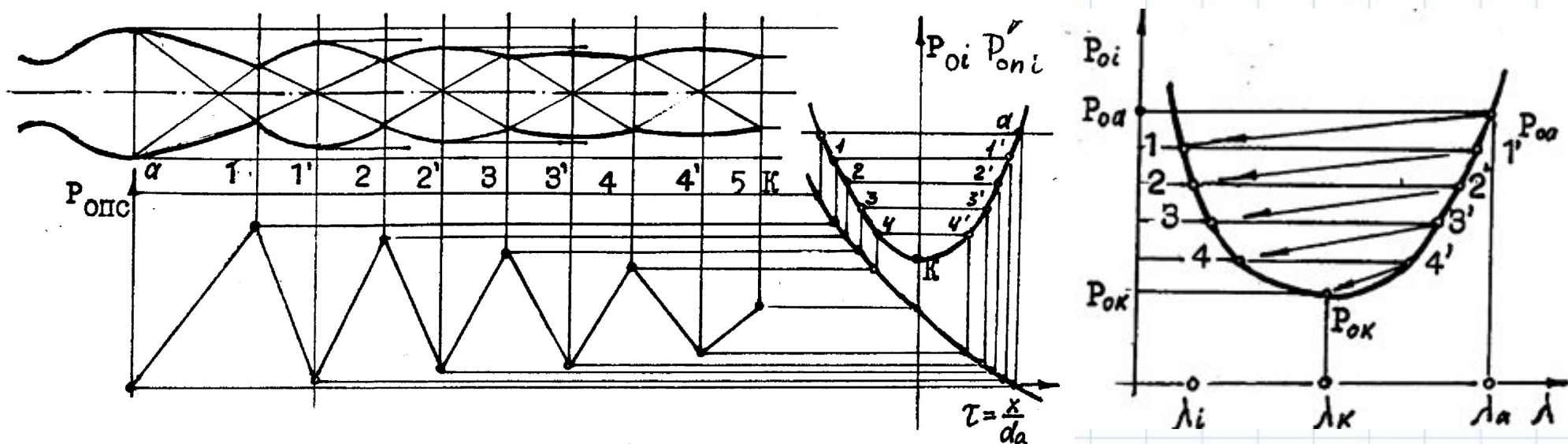
Расчёт неизобарического участка струи



5. Ход изменения P_{oi} в сечениях можно представить на графике.

От сечения "а" до сечения 1 течение проходит с ударно-волновыми потерями давления P_o (сужение потока). От сечения 1 до сечения 1' течение проходит изоэнтропически, без потерь P_o (расширение потока). Далее циклически повторяется сужение и расширение потока до сечения К, после которого течение становится изобарическим.

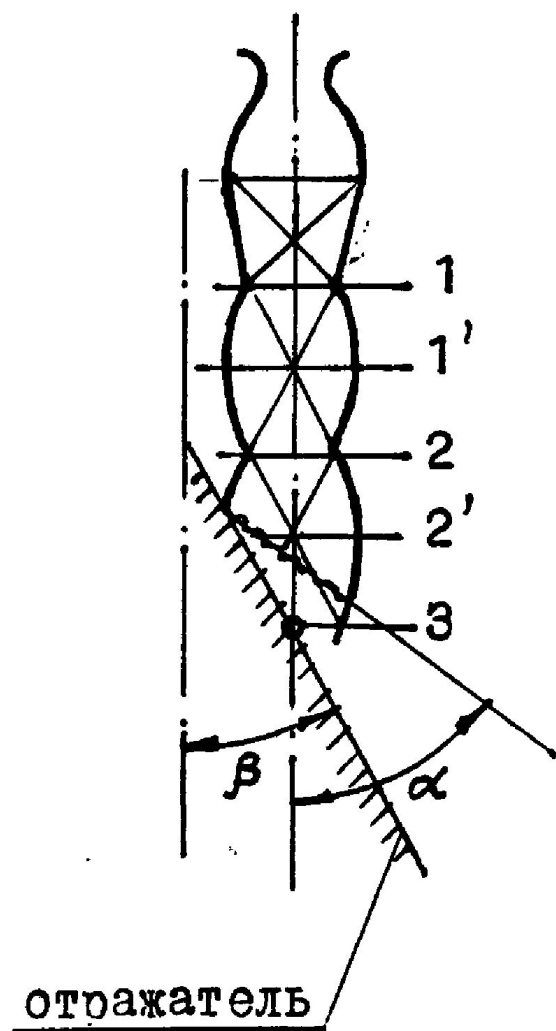
Расчёт неизобарического участка струи



5. Ход изменения P_{oi} в сечениях можно представить на графике.

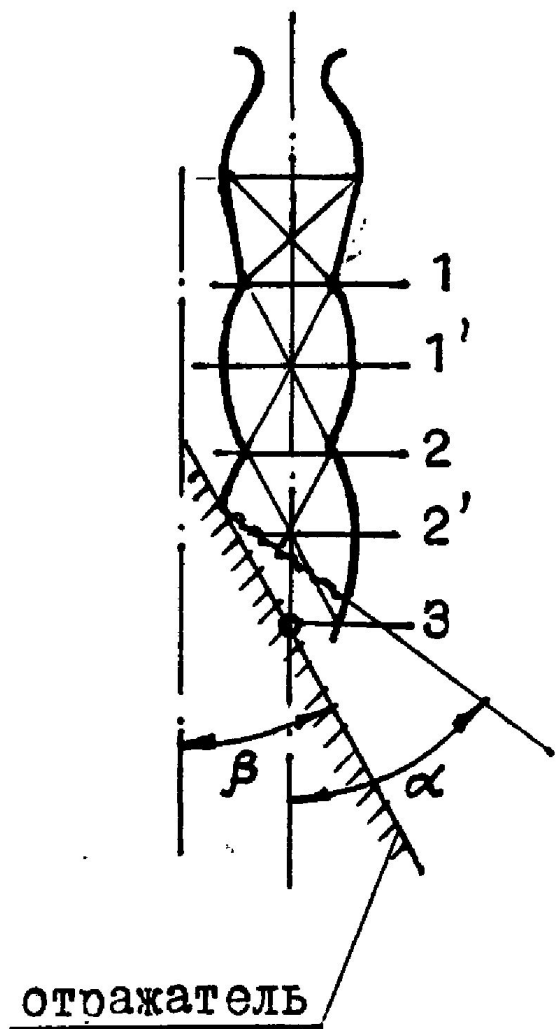
От сечения "а" до сечения 1 течение проходит с ударно-волновыми потерями давления P_o (сужение потока). От сечения 1 до сечения 1' течение проходит изоэнтропически, без потерь P_o (расширение потока). Далее циклически повторяется сужение и расширение потока до сечения К, после которого течение становится изобарическим.

Определение параметров на отражателе



Исходными данными для расчёта являются параметры потока в сечениях струи перед отражателем, которые возможно определить по ранее рассмотренной методике.

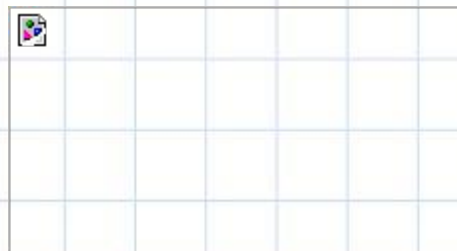
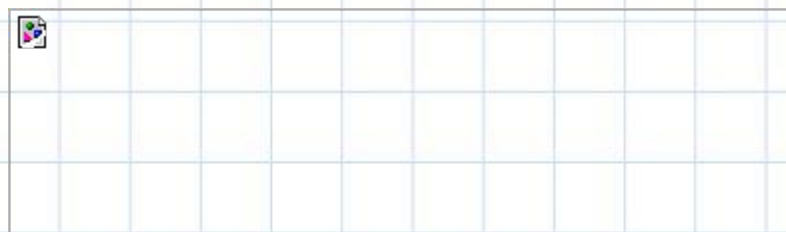
Определение параметров на отражателе



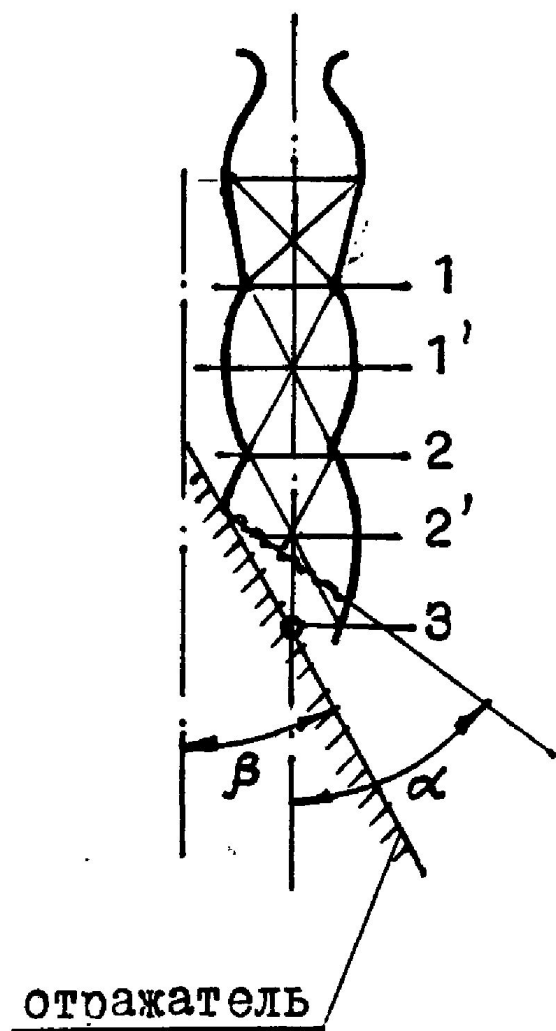
1) Определяется угол наклона скачка:



2) Давление за скачком на отражателе



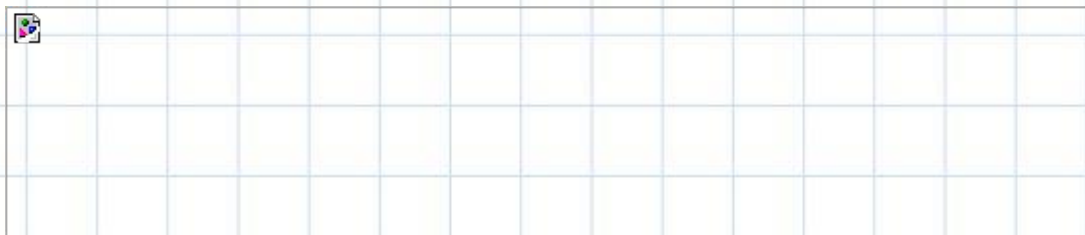
Определение параметров на отражателе



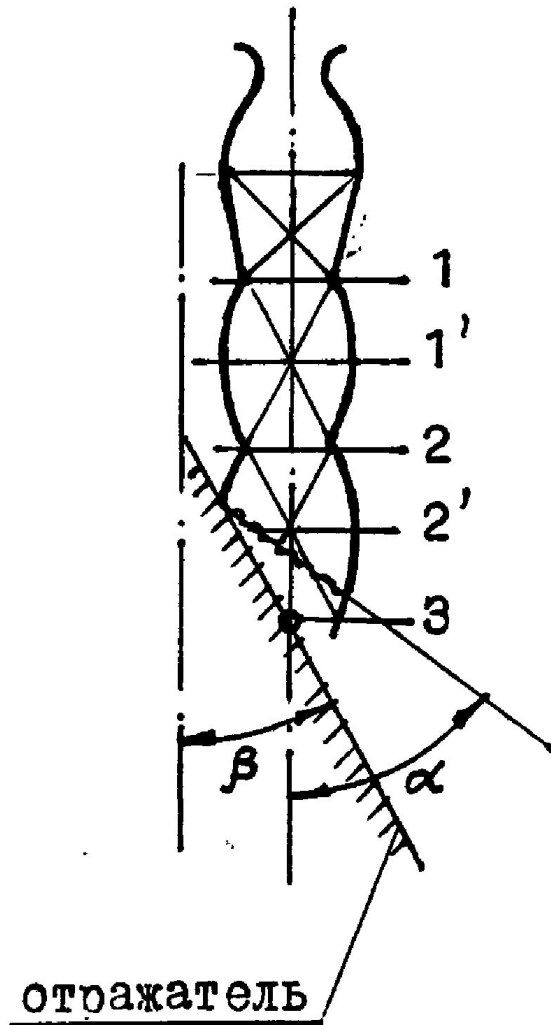
3) Скорость (число M) после скачка на отражателе

$$M_{отп} = \frac{1}{\sin \theta}, \quad \theta = 2\alpha - \beta - \arcsin \frac{1}{M_i}$$

4) Относительная и абсолютная скорости:



Определение параметров на отражателе



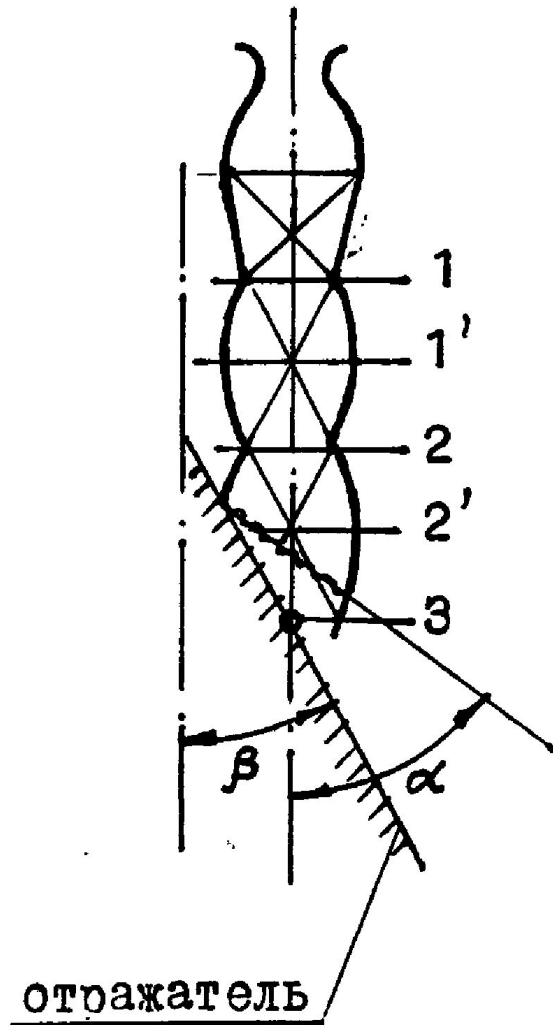
5) Полное давление и плотность

$$P_0' = \frac{P_{отп}}{\pi(\lambda_{отп})}$$

$$\rho = \rho_0' \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_{отп} \right)^{\frac{1}{k-1}}, \text{ где } \rho_0' = \frac{P_0'}{gRT_0}$$

6) Плотность потока (ρV)

Определение параметров на отражателе



Формула (1) $a=f(M, \beta)$ пригодна только до максимальных значений β_{\max} , соответствующих регулярному режиму отражения, т.е. для присоединенных скачков. После значения β_{\max} угол поворота потока $\beta_{\text{потока}}$ будет уменьшаться, несмотря на увеличение угла встречи преграды со струей $\beta_{\text{прегр.}}$.

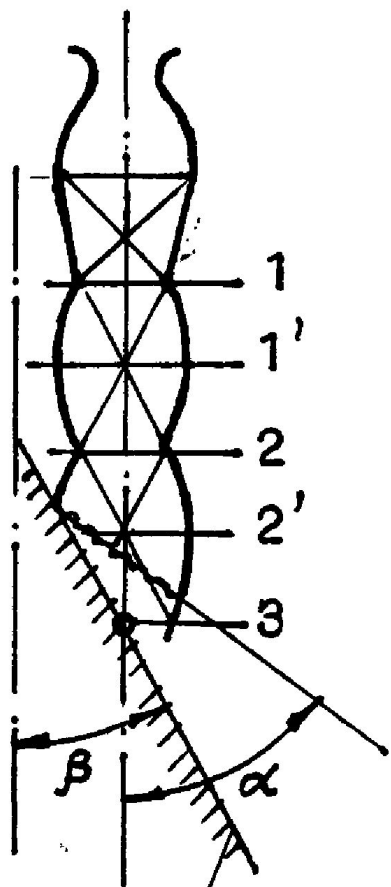
Значение угла наклона скачка уплотнения, соответствующего углу поворота потока при переходе скачка уплотнения, можно определить по формуле:

$$\sin^2 \alpha_{\beta_{\max}} = \frac{1}{kM_1^2} \left\{ \frac{k+1}{4} M_1^2 - 1 + \sqrt{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_1^2 + \frac{k+1}{16} M_1^4 \right) (k+1)} \right\}$$

или
$$\sin^2 \alpha_{\beta_{\max}} = \frac{1}{4kM_1^2} \left\{ (k+1)M_1^2 - 4 + \sqrt{(k+1)[(k+1)M_1^4 + 8(k-1)M_1^2 + 16]} \right\}$$

$$\operatorname{tg} \beta_{\max} = \frac{M_1^2 \sin^2 \alpha_{\beta_{\max}} - 1}{\left[M_1^2 \left(\frac{k+1}{2} - \sin^2 \alpha_{\beta_{\max}} \right) + 1 \right] \operatorname{tg} \alpha_{\beta_{\max}}}$$

Определение параметров на отражателе



отражатель

Формула (1) $a=f(M, \beta)$ пригодна только до максимальных значений β_{\max} , соответствующих регулярному режиму отражения, т.е. для присоединенных скачков. После значения β_{\max} угол поворота потока $\beta_{\text{потока}}$ будет уменьшаться, несмотря на увеличение угла встречи преграды со струей $\beta_{\text{прегр.}}$.

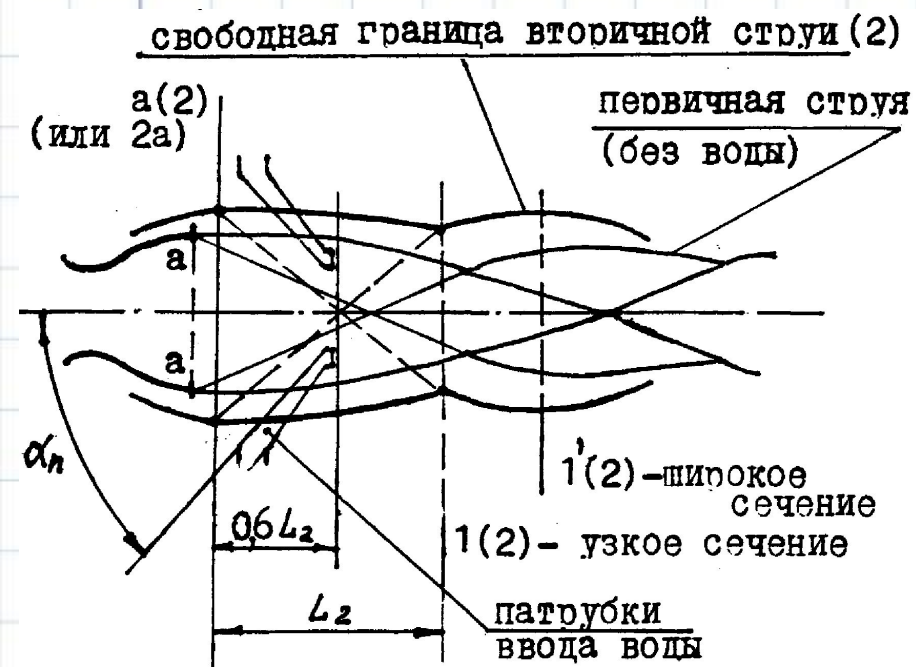
Значение угла наклона скачка уплотнения, соответствующего углу поворота потока при переходе скачка уплотнения, можно определить по формуле:

$$\sin^2 \alpha_{\beta_{\max}} = \frac{1}{kM_1^2} \left\{ \frac{k+1}{4} M_1^2 - 1 + \sqrt{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_1^2 + \frac{k+1}{16} M_1^4 \right) (k+1)} \right\}$$

или
$$\sin^2 \alpha_{\beta_{\max}} = \frac{1}{4kM_1^2} \left\{ (k+1)M_1^2 - 4 + \sqrt{(k+1)[(k+1)M_1^4 + 8(k-1)M_1^2 + 16]} \right\}$$

$$\operatorname{tg} \beta_{\max} = \frac{M_1^2 \sin^2 \alpha_{\beta_{\max}} - 1}{\left[M_1^2 \left(\frac{k+1}{2} - \sin^2 \alpha_{\beta_{\max}} \right) + 1 \right] \operatorname{tg} \alpha_{\beta_{\max}}}$$

Газодинамика струй, охлаждаемых водой



Охлаждение высокотемпературных струй
ду водой является эффективным
способом

снижения тепловых нагрузок на
газоотводящие устройства. Так, при
смешении единицы веса продуктов
сгорания смеси топлива керосин-
кислород

с 1,5 единицами воды температура смеси
будет ниже температуры плавления
стали

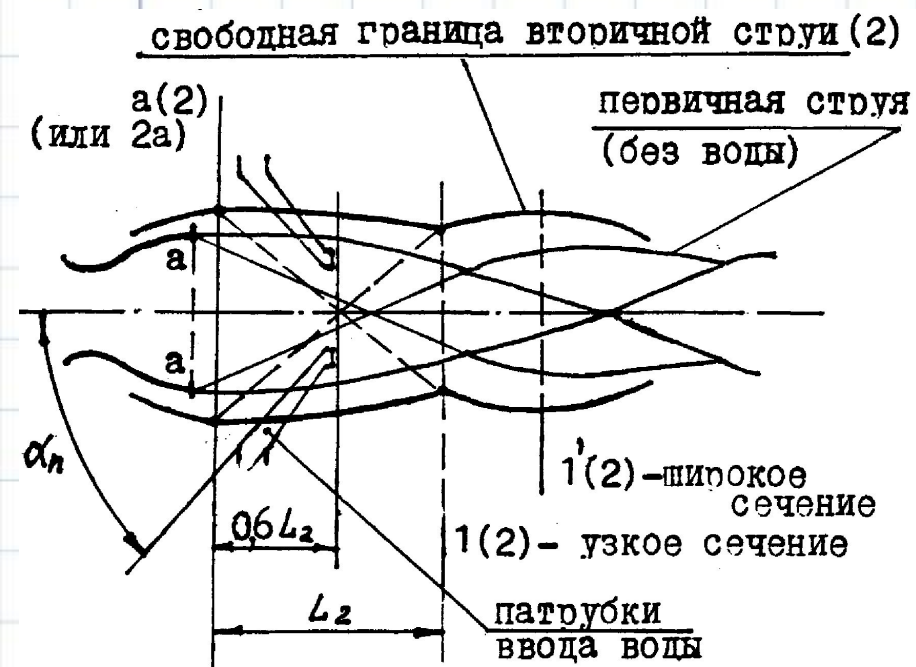
облицовки отражательного экрана.

Газодинамика струй, охлаждаемых водой

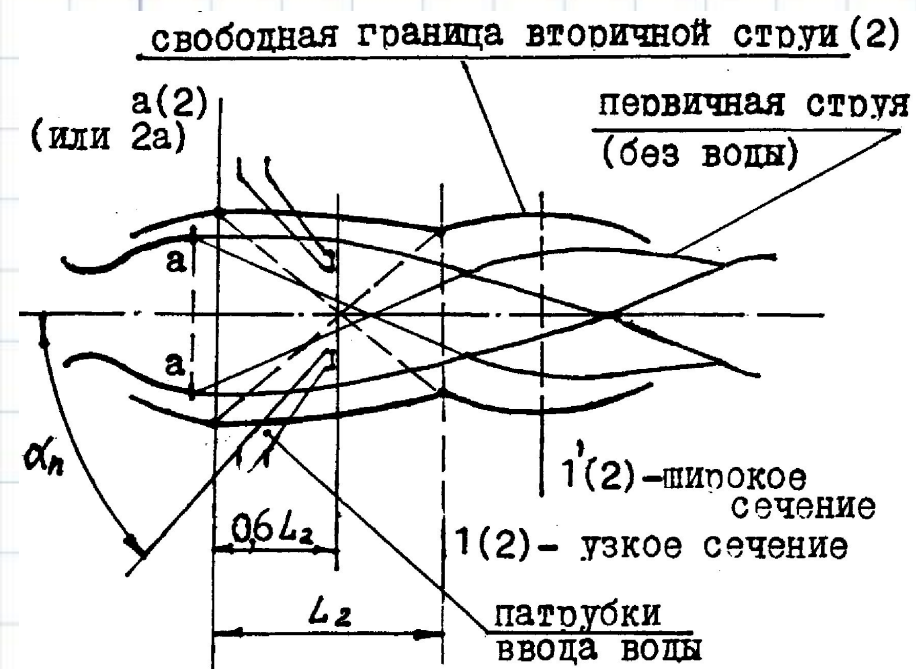
Вначале ввод воды применялся на огневых стендах, отражатели которых при испытаниях ДУ подвергаются интенсивному и длительному (несколько минут) тепловому и силовому воздействию струй ДУ.

На старте охлаждение газовых струй водой стало использоваться при увеличении длительности теплового воздействия за счет увеличения диаметра сопел (для "Сатурн-5" $D_a = 3,5$ м), суммарной тяги ДУ и температуры сгорания топлив ДУ ("Спейс-Шаттл", "Сатурн-5",

"Энергия", "Зенит"). Благодаря применению ввода воды в струи ДУ ракетносителя "Зенит" стало возможно создать пусковую установку с минимальными интервалами между пусками без проведения ремонтно-восстановительных



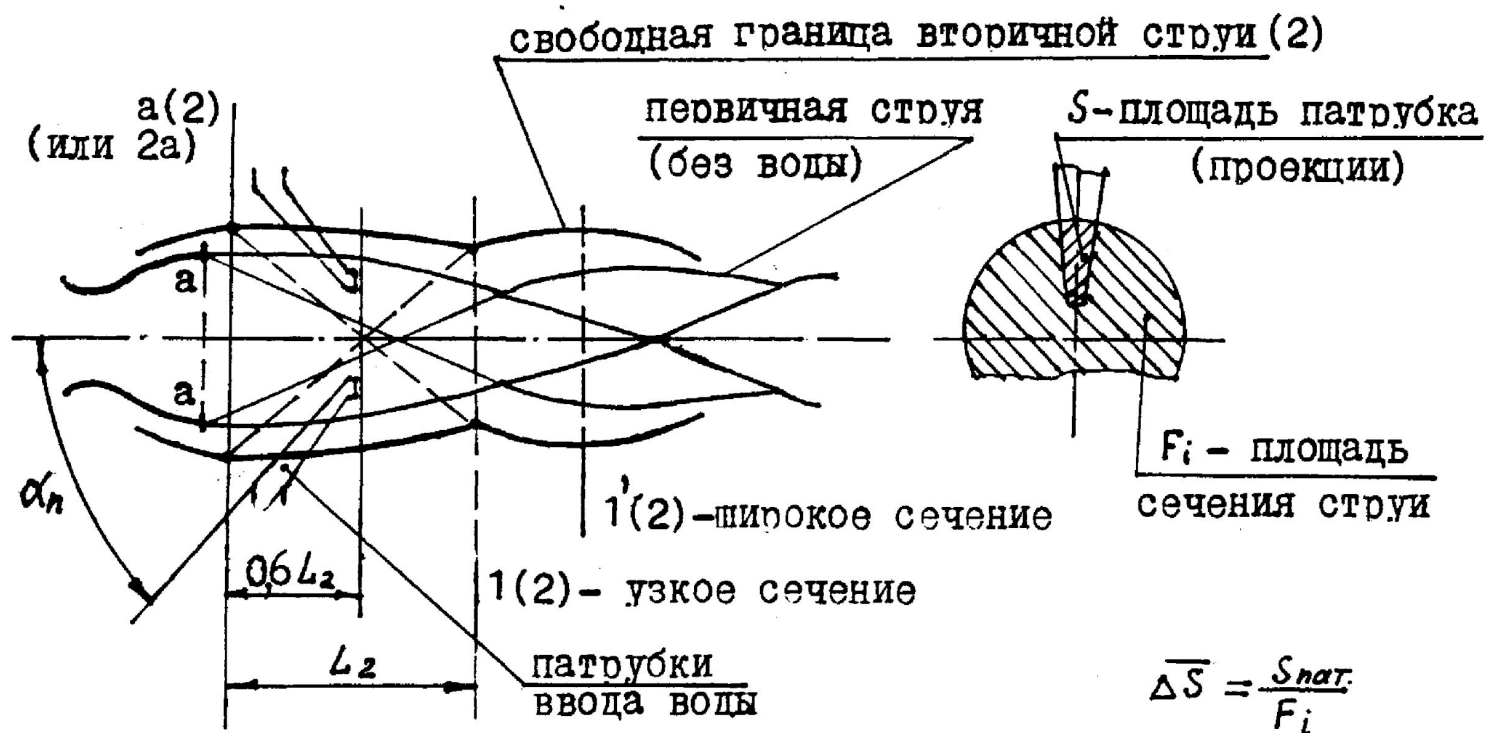
Газодинамика струй, охлаждаемых водой



Вода вводится в струи либо патрубками, размещаемыми в струе под срезом сопел (под углом к струе), либо направляется струйными жиклерами под давлением порядка 7 ата перпендикулярно к газовой струе.

При смешении газов с водой происходит не только снижение их температуры, но и существенное изменение газодинамических параметров струи. В результате достигается снижение всего комплекса нагрузок на ПУ и РН: ударно-волновых, газодинамических, тепловых и акустических.

Ввод воды в струю. Схема образования вторичной струи.



Газодинамика струй, охлаждаемых водой

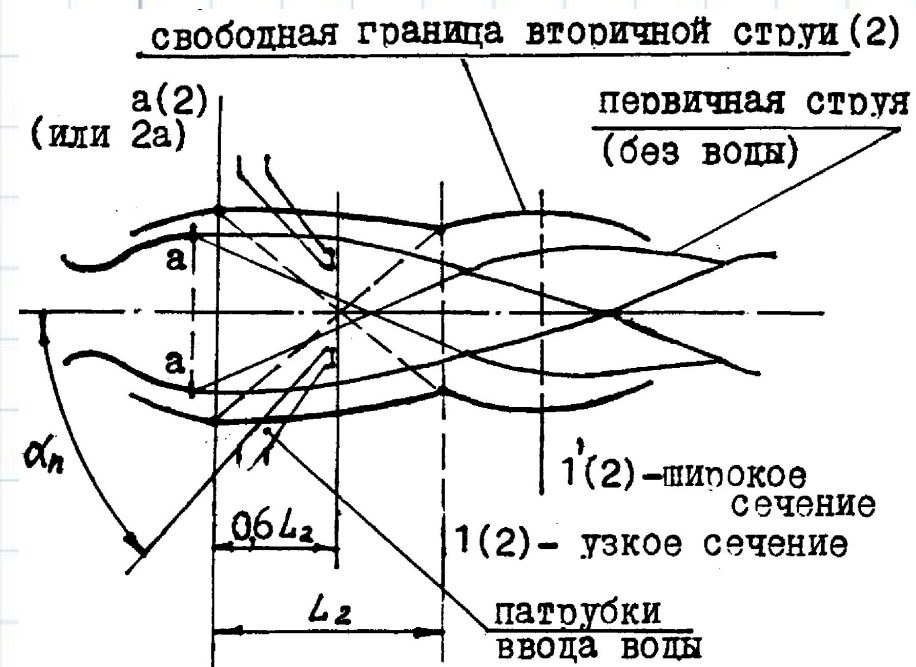
Струя после взаимодействия с патрубками увеличивается в сечении, интенсивность волновых процессов в струе падает.

При значительной площади патрубков ($S_{пат.}/F_a = 0,37$) после них наблюдается безударное течение. Формирование вторичной (новой) струи происходит на длине примерно 0,4 "бочки" волновой структуры от среза патрубков. Принимается, что вводимая в струю вода перемешивается и испаряется на длине примерно $5D_a$, течение считается одномерным.

При смешении с водой, помимо падения температуры, происходит падение полного давления и возрастание энтропии, статическое

давление приближается к атмосферному.

Уменьшается удельное силовое воздействие и



Ввод воды в струю. Изменение параметров струи

Струя изменяет свои начальные параметры

из-за:

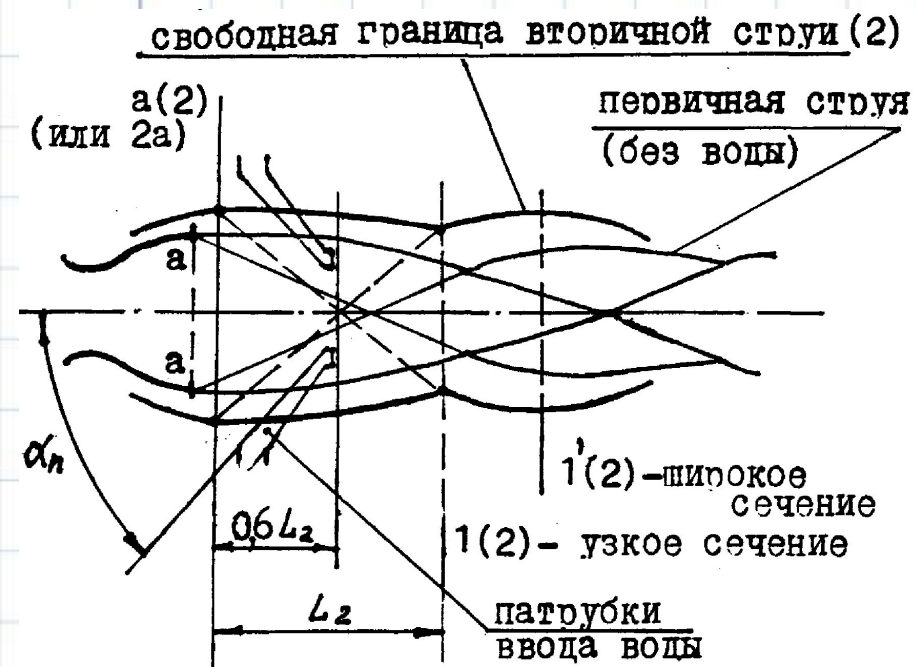
- влияния патрубков:

потеря импульса

- увеличения массы

(балластирование продуктов сгорания);

- уменьшения температуры струи



T_{02} определяется из термодинамического

Ввод воды в струю. Изменение параметров струи

T_{02} определяется из термодинамического расчета.

Таблица для продуктов сгорания топлива керосин+кислород и воды.

j	0	0,25	0,5	0,75	1,0	1,25	1,5	1,75	2,0
$\overline{T_{02}}$	1	0,83	0,7	0,63	0,5	0,42	0,36	0,3	0,25

Ввод воды в струю. Изменение параметров струи

Другие термодинамические параметры могут

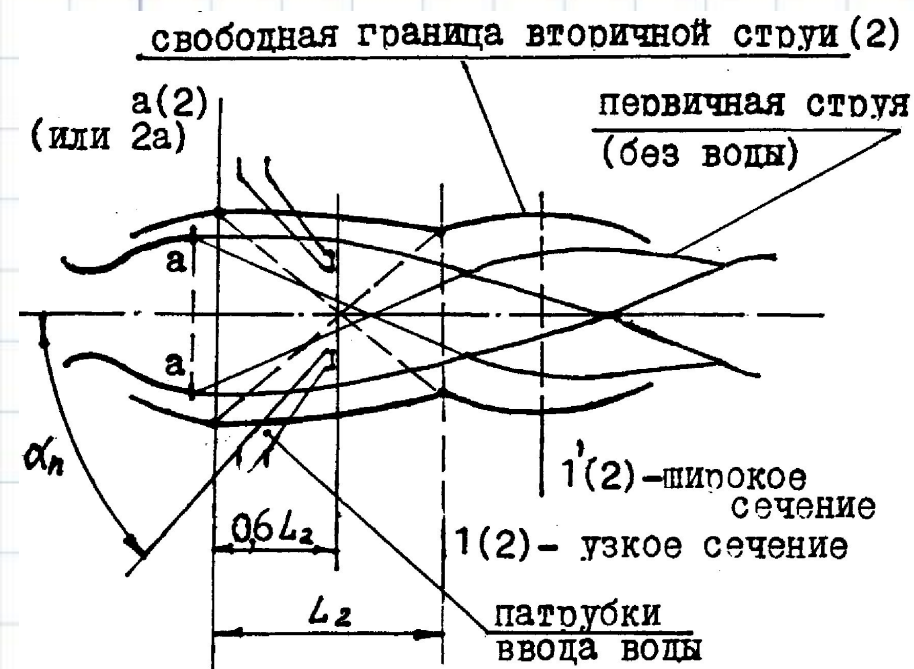
$$R_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{848}{\mu} = \frac{848}{18} = 47 \text{ кг} \cdot \text{м} / \text{кг} \cdot \text{К};$$

$$k_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{c_p}{c_v} = \frac{i+2}{i} = \frac{9}{7} = 1,28,$$

где i — число степеней свободы молекулы воды;

$$k_{\text{пр.ст}} = 1,2 \quad R_{\text{пр.ст}} = 35 \text{ кг} \cdot \text{м} / \text{кг} \cdot \text{К};$$

$$R \bar{T}_{02} = \frac{(RT_0)_2}{(RT_0)_a}$$



Ввод воды в струю. Изменение параметров струи

Параметры в начальном сечении вторичной струи:

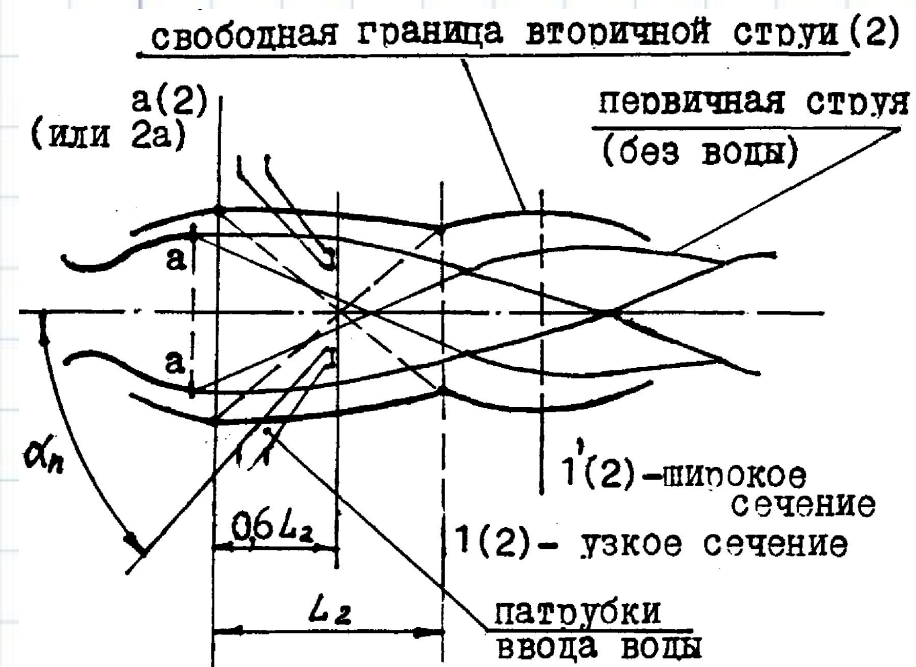
$$\lambda_{2a'}; M_{2a'}; P_{2a'}; n_{2a} = P_{2a}/P_n; \rho_{2a'}$$

$F_{2a'}$

$(RT_0)_{2a'}$; $a_{кр.2}$ — определяются по $\Delta\varphi$, j и $(RT)_2$.

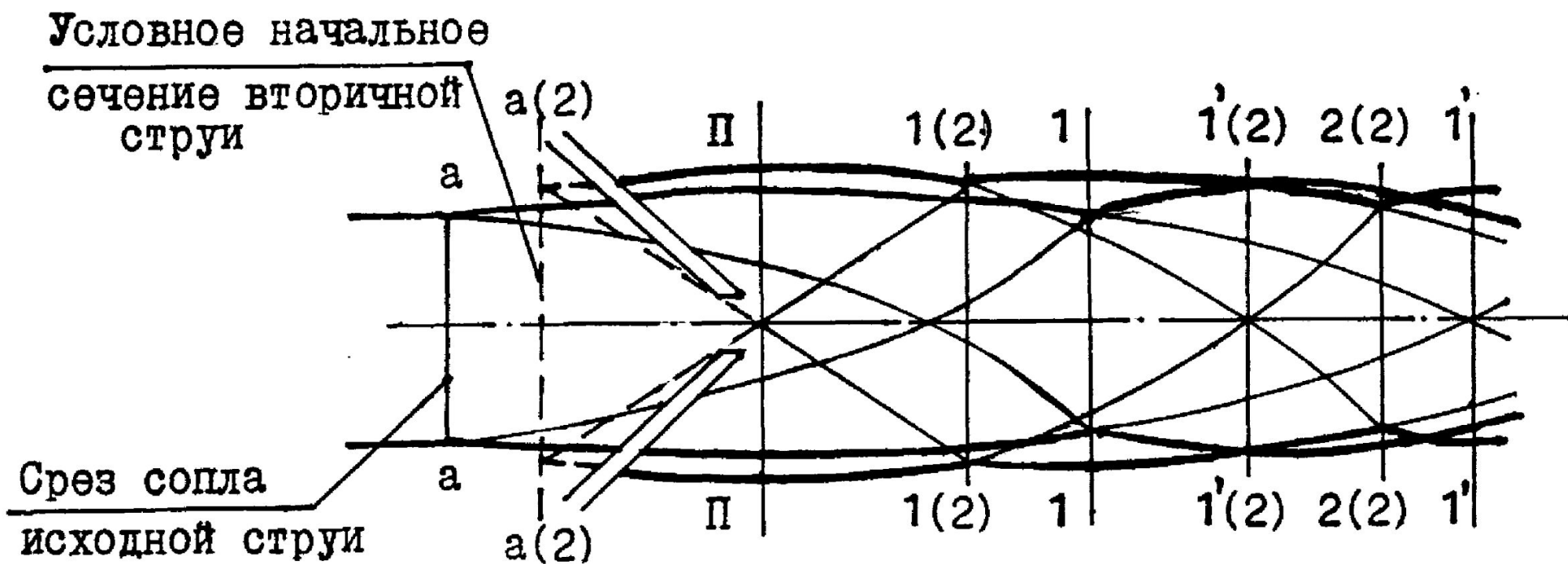
Критерии D и C определяются как для исходной (первичной) струи, так и для вторичной по формулам:

$$D = \frac{R_n}{k+1} \frac{G}{g} \frac{a_{кр}}{F_a P_n}; \quad C = \frac{k+1}{2k} \frac{G}{g} \frac{a_{кр}}{F_a P_n} = \frac{n\lambda_a}{\tau(\lambda_a)}$$



Ввод воды в струю. Изменение параметров струи

Начальное сечение вторичной струи условно помещается назад против течения на $0,6$ бочки вторичной струи ($0,6L_2$) от среза патрубков.



Ввод воды в струю. Изменение параметров струи

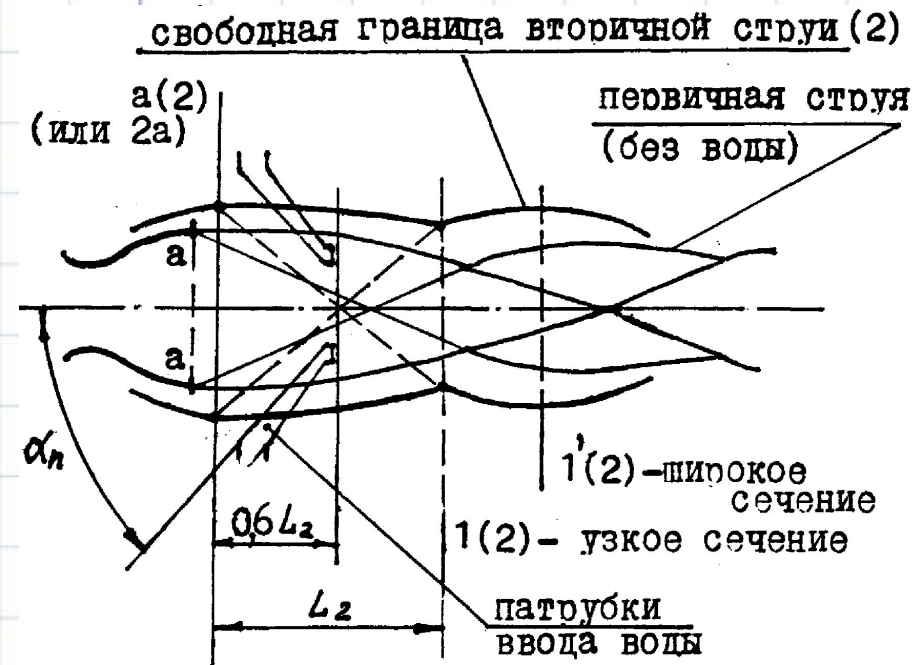
Определение исходных газодинамических параметров вторичной струи (с уменьшенным импульсом, балластированной и охлажденной) в ее начальном сечении "2а":

$$a_{кр.2}^2 = a_{кр.a}^2 \frac{k_2 (k_a + 1) (RT_0)_2}{k_a (k_2 + 1) (RT_0)_a} \approx a_{кр.a}^2 \overline{RT_0}$$

$$\lambda_2 \approx \frac{\varphi(\lambda_a)}{(1+j)\sqrt{RT_{02}}}$$

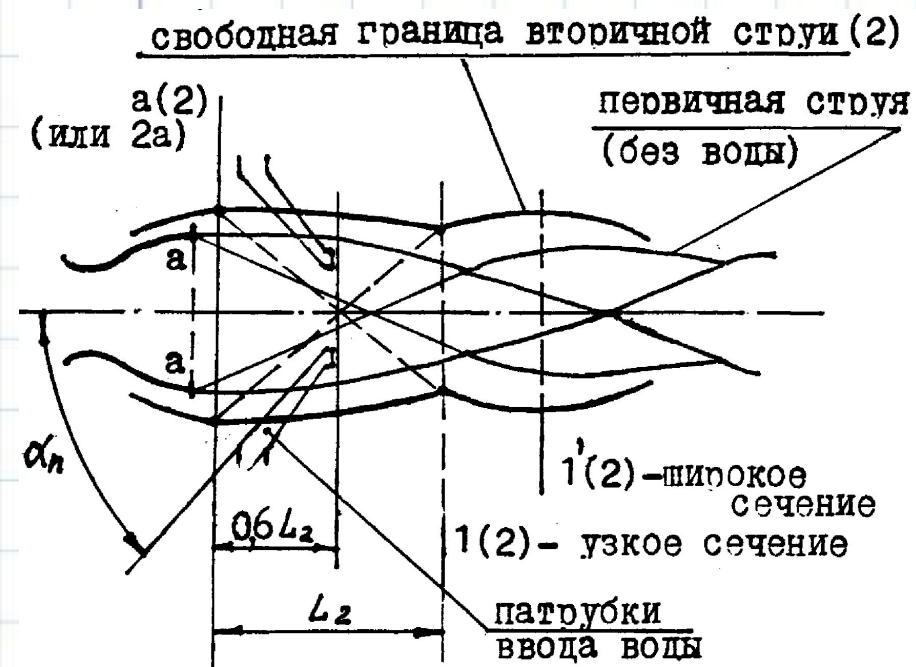
$$D_2 = \frac{\varphi R_n}{\frac{k+1}{2k} \frac{G_a}{g} (1+j) a_{кр} \sqrt{RT_{02}}}$$

$$D_2 = D_1 \frac{\varphi}{(1+j)\sqrt{RT_{02}}}$$



Ввод воды в струю. Изменение параметров струи

Определение исходных газодинамических параметров вторичной струи (с уменьшенным импульсом, балластированной и охлажденной) в ее начальном сечении "2а":



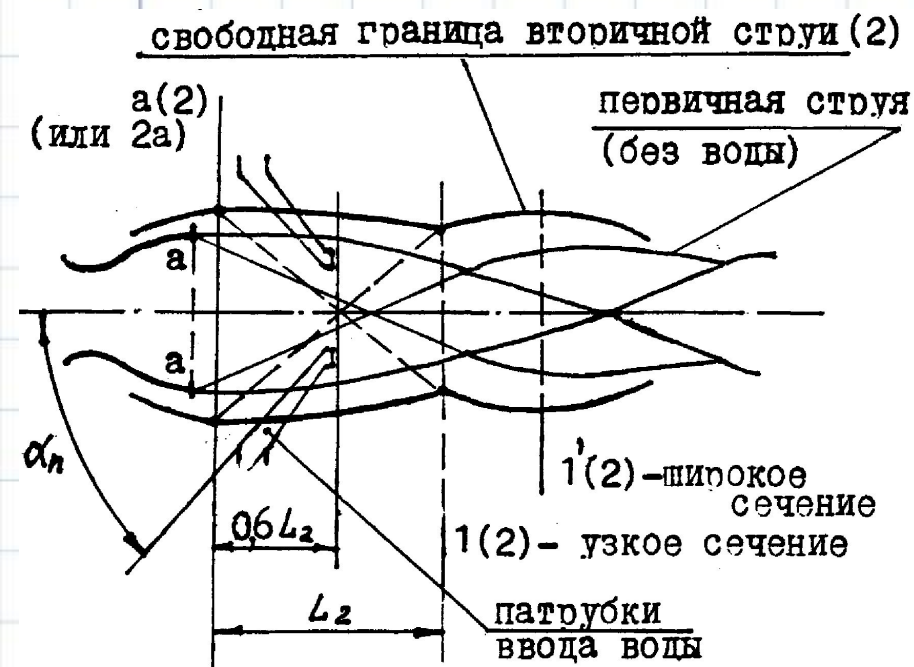
$$n_2 = \left\{ 1 - \frac{(n_a - 1)\varphi^2}{n_a(1+j)^2} \frac{\tau(\lambda_a)}{\tau(\lambda_2)} \frac{1}{RT_{02}} \right\}^{-1}$$

$$\frac{C_2}{C_a} = \frac{F_a}{F_2} (1+j) \sqrt{RT_{02}}$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_a} = \frac{(1+j)(n_2 - 1)}{\varphi^2(n_a - 1)} \sqrt{RT_{02}}$$

Ввод воды в струю. Изменение параметров струи

Система уравнений газодинамики для осредненных параметров вторичной (охлажденной) струи:



$$\lambda_{2к} = \frac{k+1}{2k} D_a \frac{\varphi}{(1+j)\sqrt{RT_{02}}};$$

$$a_{кр.2} = a_{кр.a} \sqrt{RT_{02}} \text{ и } D_2 = D_1 \frac{\varphi}{(1+j)\sqrt{RT_{02}}}$$

Ввод воды в струю. Изменение параметров струи

Система уравнений газодинамики для осредненных параметров вторичной (охлажденной) струи:

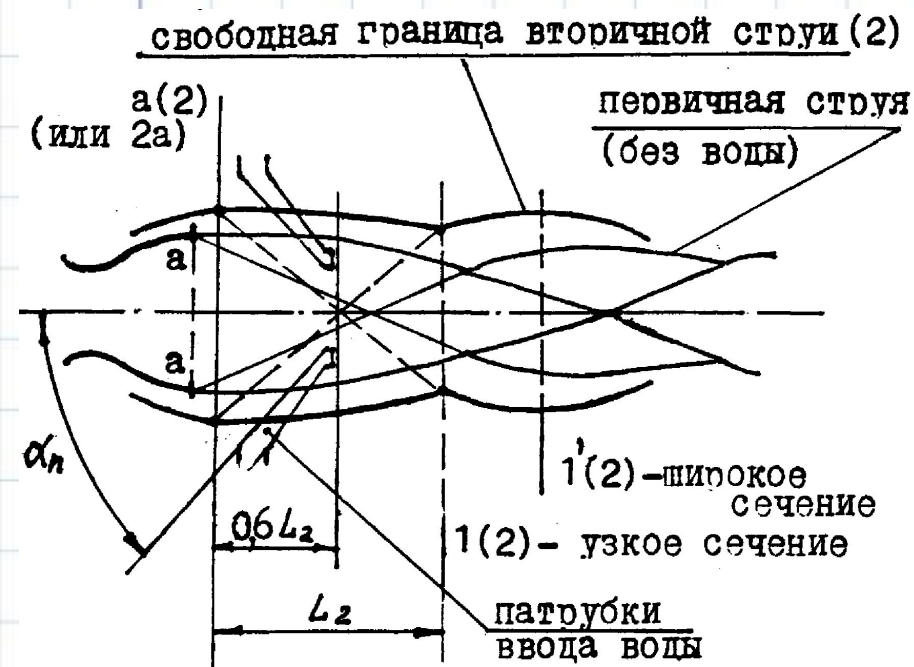
$$1. \frac{P_i}{P_H} = \frac{\tau(\lambda_i)}{\lambda_i [Z(\lambda_i) - D_2]}$$

$$2. \frac{F_i}{F_{2a}} = C_2 [Z(\lambda_i) - D_2]$$

$$3. \frac{\rho_i}{\rho_{2a}} = \frac{\tau(\lambda_{2a})}{n_{2a} \lambda_i [Z(\lambda_i) - D_2]}$$

$$4. \frac{P_{0i}}{P_H} = \frac{1}{\lambda_i \varepsilon(\lambda_i) [Z(\lambda_i) - D_2]}$$

$$5. \frac{P_{0ni}}{P_H} = \frac{1}{\varepsilon(1/\lambda_i) [Z(\lambda_i) - D_2]}$$



Акустические процессы при старте



Сверхзвуковая струя является мощным источником энергии, излучаемой турбулентным слоем смешения высокоскоростных частиц струй с воздухом.

От пульсаций давления и вихрей в слое смешения излучаемая мощность составляет примерно 0,5 % мощности струи.

Зависимость акустической отдачи от скорости весьма сложная. Для высокоскоростных струй при скорости 1000 м/с она может достигать 1,0%.

При увеличении скорости до 4000 м/с коэффициент акустической отдачи падает до 0,25%.

Акустические процессы при старте

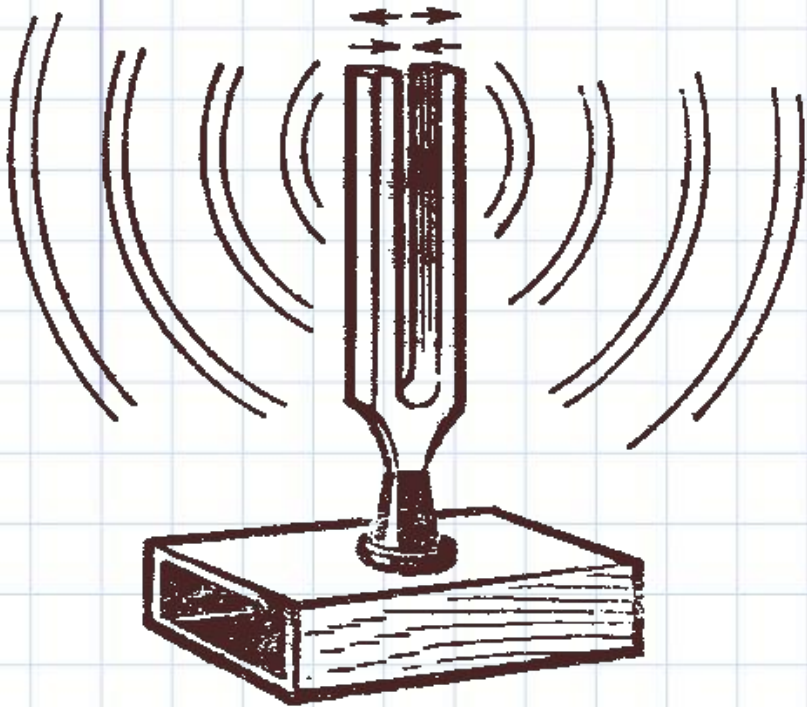


При пуске ракеты окружающее ее пространство является акустическим полем, колебания газа в котором воздействуют на ракету и агрегаты ПУ, вызывая вибрации их элементов и подвергая тем самым опасности их работоспособность. Этому способствует как широкий спектр пульсаций давления, так и широкий спектр собственных частот элементов и агрегатов конструкций, вследствие чего всегда возможны резонансы.

Спектр акустического поля струи имеет диапазон 8 октав.

Уровень акустической мощности на отдельных частотах в ШПУ при автоколебаниях может достигать 185 дБ.

Общие понятия и закономерности акустических процессов



«Звуковая волна» - распространение возмущения

$$c^2 = \frac{\partial P}{\partial \rho}, \quad c = \sqrt{k \frac{P}{\rho}}, \quad k = \frac{c_p}{c_v}, \quad c = \sqrt{kgRT},$$

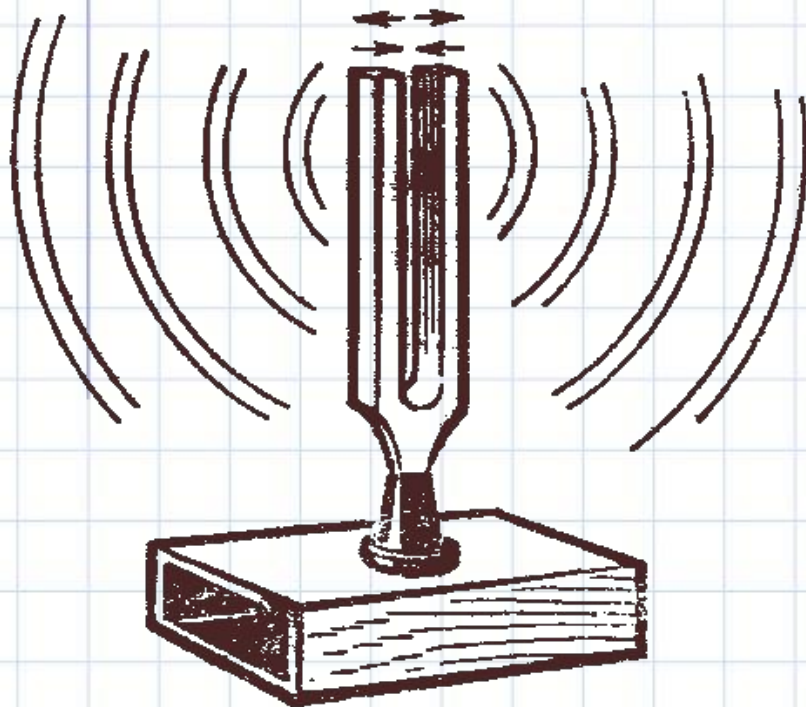
R – газовая постоянная;
 T – температура (К);

«Звуковые колебания» - движение частиц под действием возмущения.

«Фронт волны» - поверхность, соединяющая точки с одинаковой фазой колебаний.

«Звуковой луч» - направление звуковых колебаний.

Общие понятия и закономерности акустических процессов



«Интенсивность звука» - мощность или энергия в единицу времени, проходящая через единицу поверхности J (Вт/м²).

Для периодических процессов

$$J = \frac{1}{T} \int_0^T P v dt$$

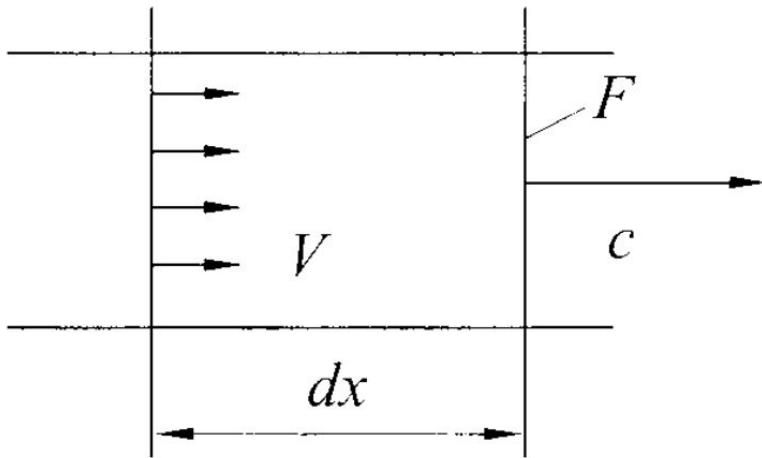
где P и v – мгновенные значения давления и скорости частиц.

Для синусоидальных процессов

$$J = \frac{P_m v_m \cos(\psi)}{2}$$

где P_m , v_m – амплитудные значения давления и скорости, ψ – сдвиг по фазе между P и v .

Звук. Связь между давлением и скоростью



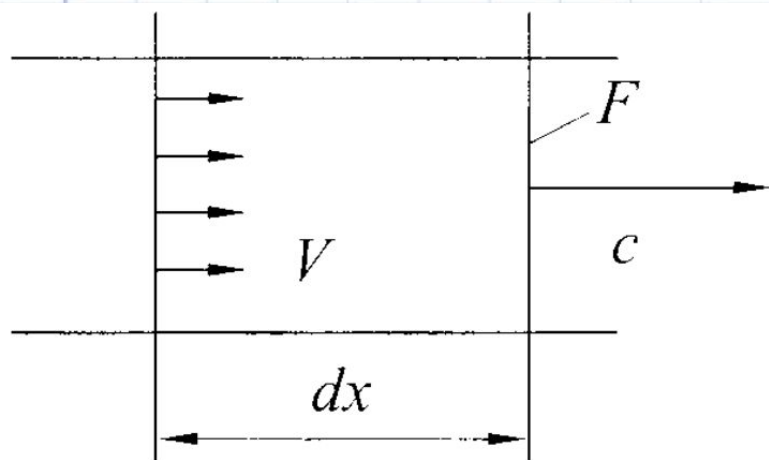
Если задана скорость колебаний v , то вызываемое этим колебанием давление будет определяться упругими характеристиками среды – акустическим сопротивлением A .
При этом:

$$\Delta P = Av$$

Звук. Связь между давлением и скоростью

Рассмотрим баланс массы для элементарной трубки с площадью F , длиной $dx=c \cdot dt$, по которой движется звук

$$c = \frac{dx}{dt}$$



Количество массы, вошедшей в этот объем, будет равно

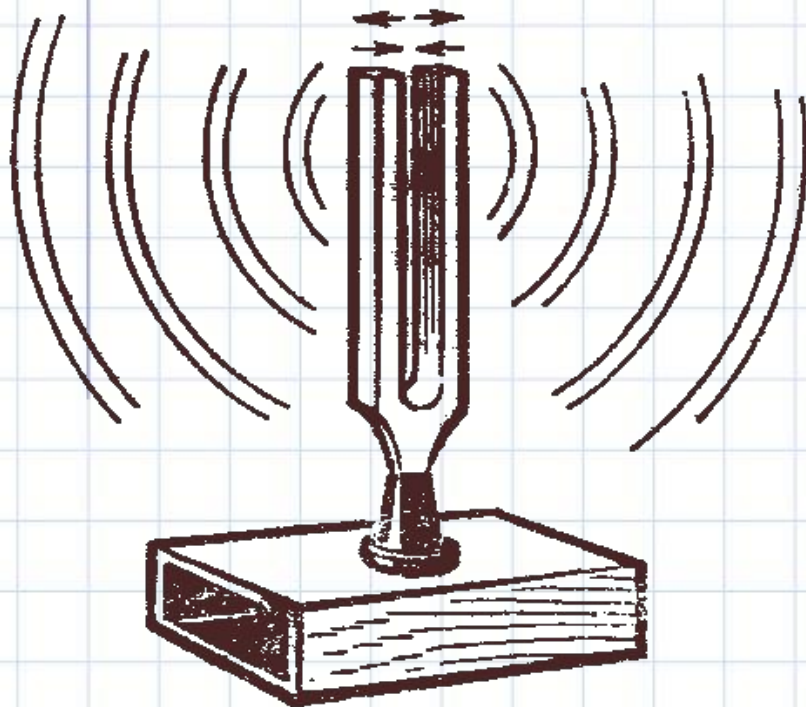
Тогда повышение плотности в этом объеме равно

Мгновенное значение мощности на единицу площади равно:

$$J = \frac{P^2}{\rho c}$$

$$v = \frac{\Delta \rho}{\rho} c \text{ и } A = \frac{\Delta P}{v} = \frac{\Delta P \rho}{\Delta \rho c}. \quad \text{Т. к. } \frac{\Delta P}{\Delta \rho} = c^2, \text{ то } A = \rho c.$$

Звук. Единицы измерения



Давление P измеряется в Паскалях

$$1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2 = 0,1 \text{ кг/м}^2 = 10^{-5} \text{ кг/см}^2.$$

Интенсивность звука J измеряется в Вт/м^2 .
Уровень интенсивности звука измеряется в децибелах (дБ) или в Белах (Б) ($1 \text{ дБ} = 0,1 \text{ Б}$):

$$L_J = 10 \lg \frac{J}{J_0} = 10 \lg J + 120, \text{ дБ}$$

$$L_J = \lg \frac{J}{J_0}, \text{ Б}$$

где $J_0 = 10^{-12} \text{ Вт/м}^2$ – пороговая интенсивность.

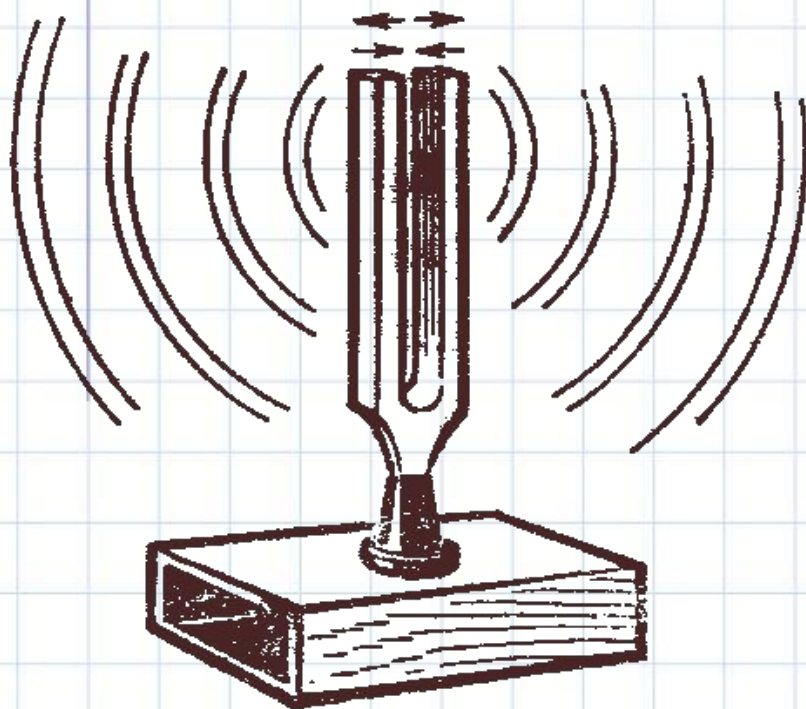
Уровень акустического давления определяется

по J_0 и акустическому сопротивлению $400 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$.

Тогда $P_0 = \sqrt{10^{-12} \cdot 400} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Па}$ - пороговое давление,

$$L_P = 10 \lg \left(\frac{P}{P_0} \right)^2 = 20 \lg \left(\frac{P}{P_0} \right).$$

Звук. Единицы измерения



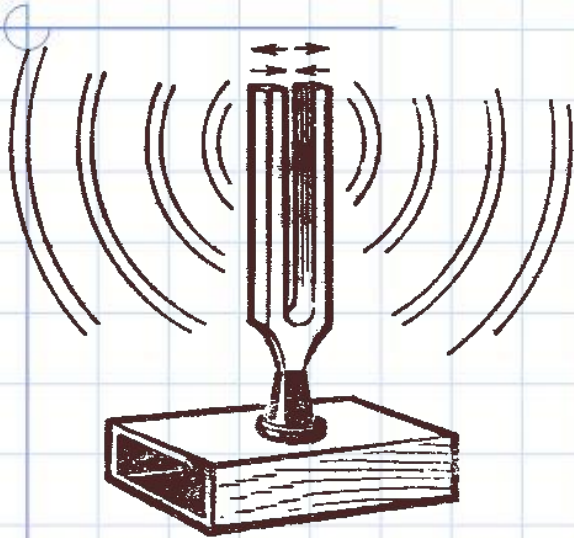
Частотный состав акустических колебаний определяется спектром. Частота колебаний (число колебаний в секунду) измеряется в Герцах (Гц). Диапазон частот колебаний, в котором частота изменяется в 2 раза, называется октавой.

Третья часть октавы (в логарифмическом масштабе частот) определяет третьоктавную полосу спектра. Соотношения для граничных частот определяются следующим образом:

$$\lg \frac{f_v}{f_n} = \frac{1}{3} \lg 2 \approx 0,1; \quad \frac{f_v}{f_n} = 1,26$$

$$f_{cp} = \sqrt{f_v \cdot f_n} - \text{средняя частота.}$$

Звук. Сложение уровней

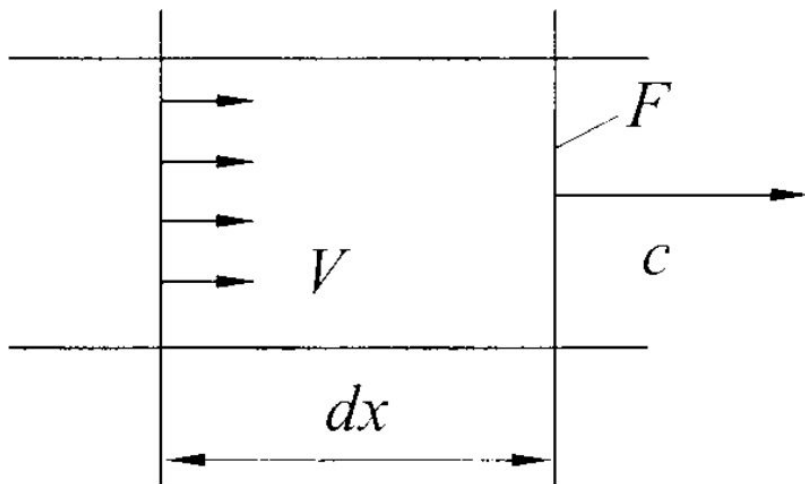


При суммировании уровней звука складываются мощности или квадраты давлений $P_{\Sigma}^2 = \sum P^2$, поочередно, от большего к меньшему.

Например, при суммировании двух уровней звука $P_{\Sigma}^2 = P_1^2 + P_2^2$, где $P_1^2 > P_2^2$,

$$P_{\Sigma}^2 = P_1^2 \left(1 + \frac{P_2^2}{P_1^2} \right); \quad 10 \lg \frac{P_{\Sigma}^2}{P_0^2} = 10 \lg \frac{P_1^2}{P_0^2} + 10 \lg \left(1 + \frac{P_2^2}{P_1^2} \right);$$

Плоская волна

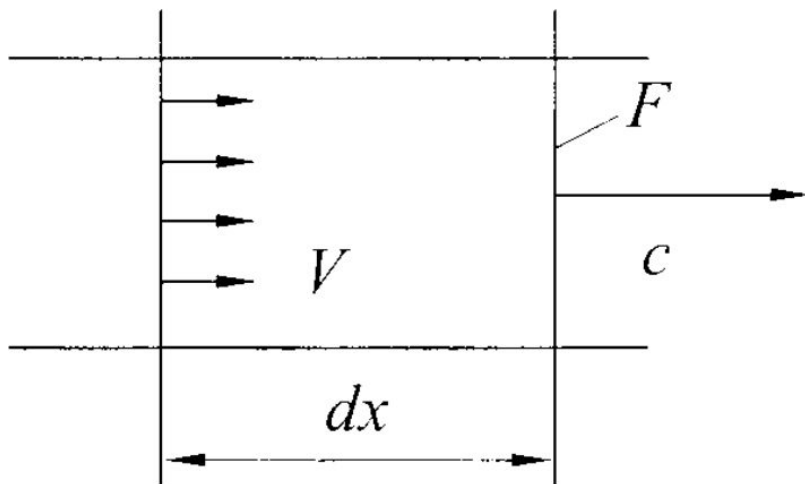


В канале распространяется **плоская волна**, интенсивность которой зависит от мощности источника и площади сечения канала. Эта интенсивность не зависит от расстояния, если пренебречь потерями на вязкость, турбулентность и другими диссипативными потерями.

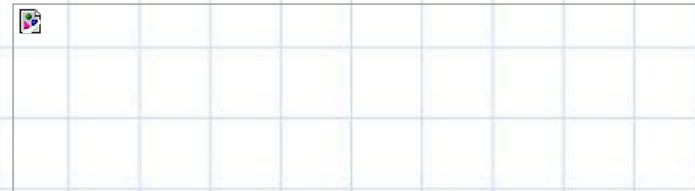
Движение волн определяется решениями волнового уравнения:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial \tau^2} - c^2 \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} = 0, \quad c^2 = k \frac{P}{\rho}$$

Плоская волна



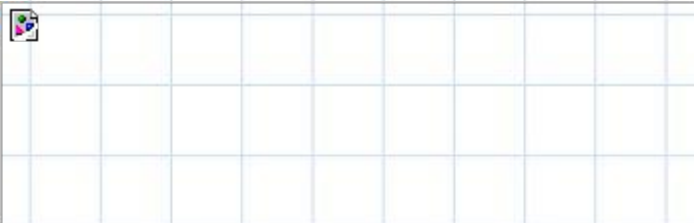
Решение волнового уравнения



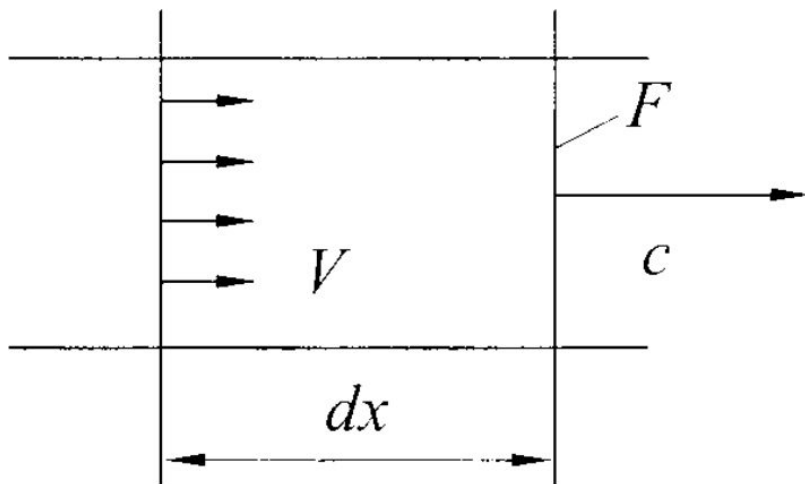
состоит из двух членов, описывающих распространение волн в положительном и отрицательном направлениях оси x . При синусоидальной зависимости от времени, давление и скорость колебаний частиц газа в плоской волне описываются выражениями

$$P = P_m e^{i(\omega t - k_i x)} = P_m e^{i\omega \left(t - \frac{x}{c} \right)},$$

$$v = v_m e^{i(\omega t - k_i x)} = v_m e^{i\omega \left(t - \frac{x}{c} \right)},$$



Плоская волна



Давление и скорость колебаний в плоской волне совпадают по фазе, поэтому акустическое сопротивление - действительная величина, равная активному сопротивлению .

Интенсивность плоской волны

$$J = \frac{P_m}{\sqrt{2}} \cdot \frac{v_m}{\sqrt{2}} = P_{эфф} \cdot v_{эфф} = \frac{P_{эфф}^2}{\rho c}$$



Сферическая волна

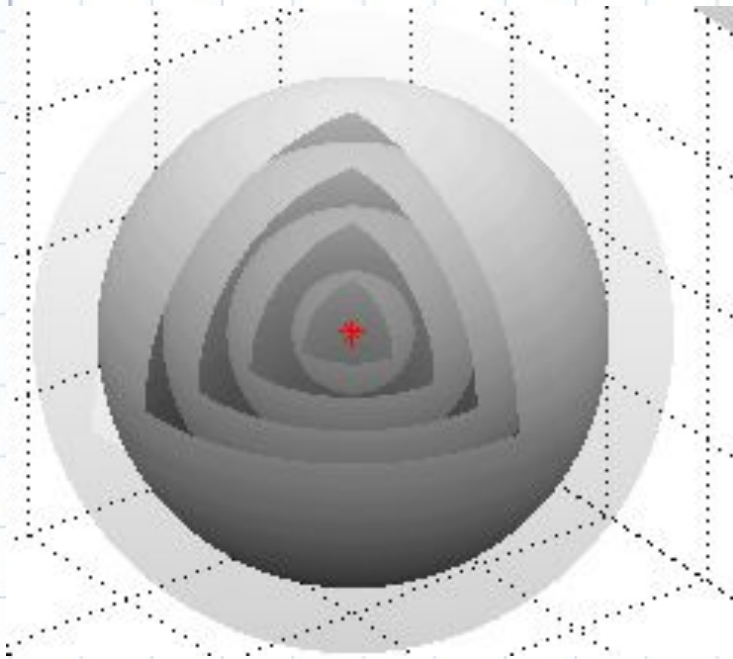


Рисунок: Jonathan Papa CC BY-SA 3.0

Полная мощность зависит от источника и, в случае пренебрежения потерями, не изменяется с расстоянием от источника. Интенсивность звука с расстоянием уменьшается из-за роста поверхности сферической волны по квадратичной зависимости от радиуса r сферы

Звуковое давление уменьшается обратно пропорционально радиусу сферы

где J_1, P_1 – интенсивность и давление на расстоянии единицы длины (1м) от центра.

Сферическая волна

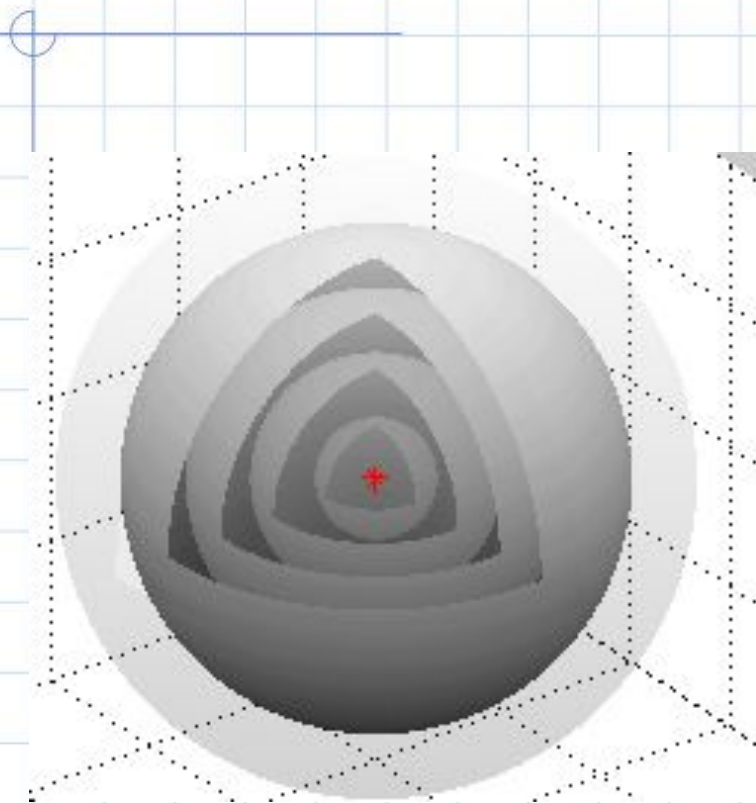


Рисунок: Jonathan Papa CC BY-SA 3.0

Волновое уравнение в сферических координатах

An empty rectangular box with a thin black border, intended for the user to write the wave equation in spherical coordinates. A small icon is visible in the top-left corner of the box.

Частное решение для распространяющейся

из центра волны

An empty rectangular box with a thin black border, intended for the user to write the particular solution for a wave propagating from the center. A small icon is visible in the top-left corner of the box.

Сферическая волна

$$\text{Скорость колебаний } v = \left(\frac{v_1}{r} \right) e^{i \left[\omega \left(\tau - \frac{r}{c} \right) - \psi \right]},$$

$$\frac{v_1}{r} = v_m,$$

v_1 – амплитуда скорости на расстоянии единицы длины от центра,

$$v_1 = \frac{P_1}{\rho c} \sqrt{1 + \frac{c^2}{\omega^2 r^2}} = \frac{P_1}{\rho c} \sqrt{1 + \frac{c^2}{k_i^2 r^2}} = \frac{P_1}{\rho c} \cos \psi,$$

ψ - сдвиг фаз между давлением и скоростью колебаний,

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{c}{\omega r} = \frac{1}{k_i r} = \frac{\lambda}{2\pi r},$$

λ - длина волны.

На средних частотах $f=1000$ Гц на расстоянии большем 1м можно пренебречь сдвигом фаз.

Цилиндрическая волна

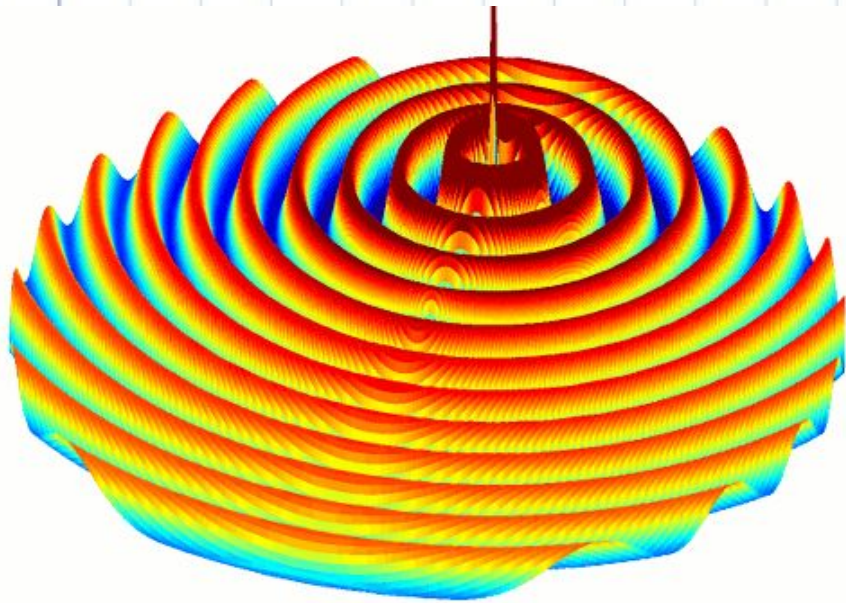


Рисунок: openems.de

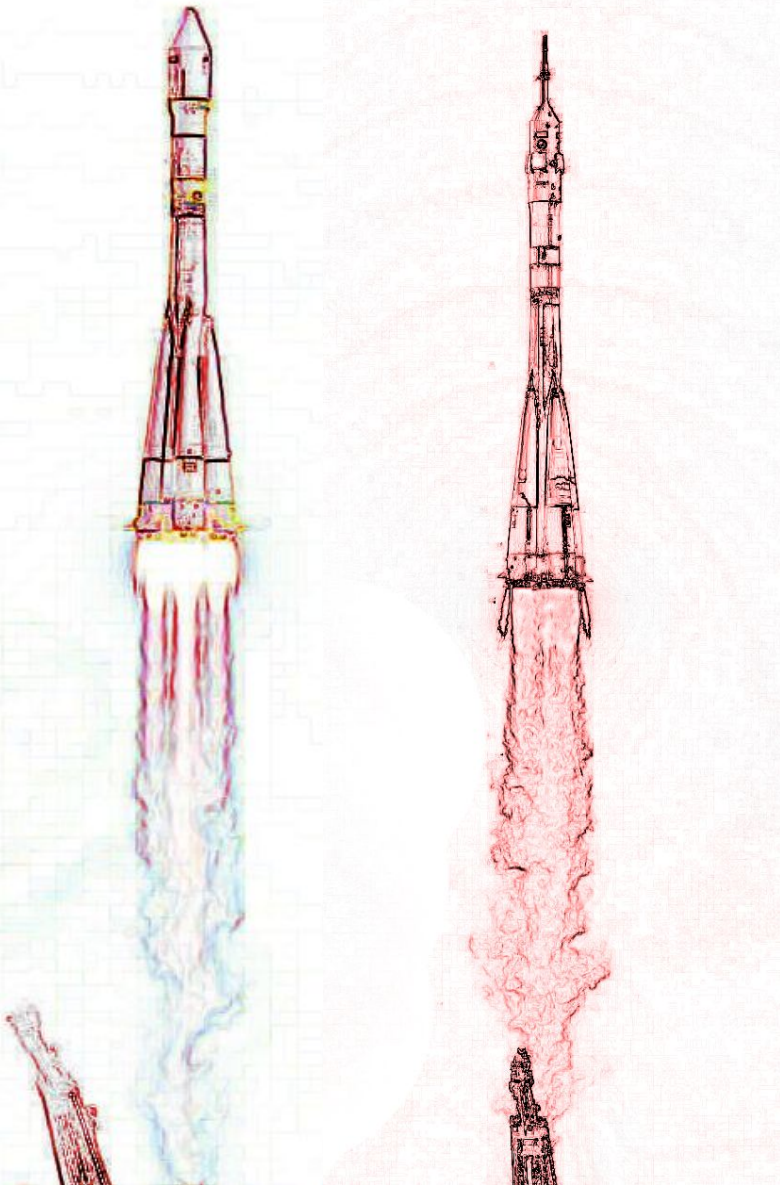
Цилиндрическая волна возникает от источников, расположенных цепочкой по длине прямой. Интенсивность звука убывает обратно пропорциональ J_1 от оси источников

$$J_r = \frac{J_1}{r}$$

а звуковое давление – по закону

$$P_r = \frac{P_1}{\sqrt{r}}$$

Основные источники шума струи



Источником акустического излучения, общим для всех струй, является турбулентный слой смешения высокоскоростных частиц струи с воздухом, в котором возникают поперечные и продольные пульсации скорости u_j .

Согласно полуэмпирической теории Прандтля пульсации скорости пропорциональны пути смешения частиц L_{CM} , который постоянен в каждом поперечном сечении струи и увеличивается пропорционально длине струи $L_{CM} = 0,27x$.

Основные источники шума струи

Зависимость для пульсационной скорости:



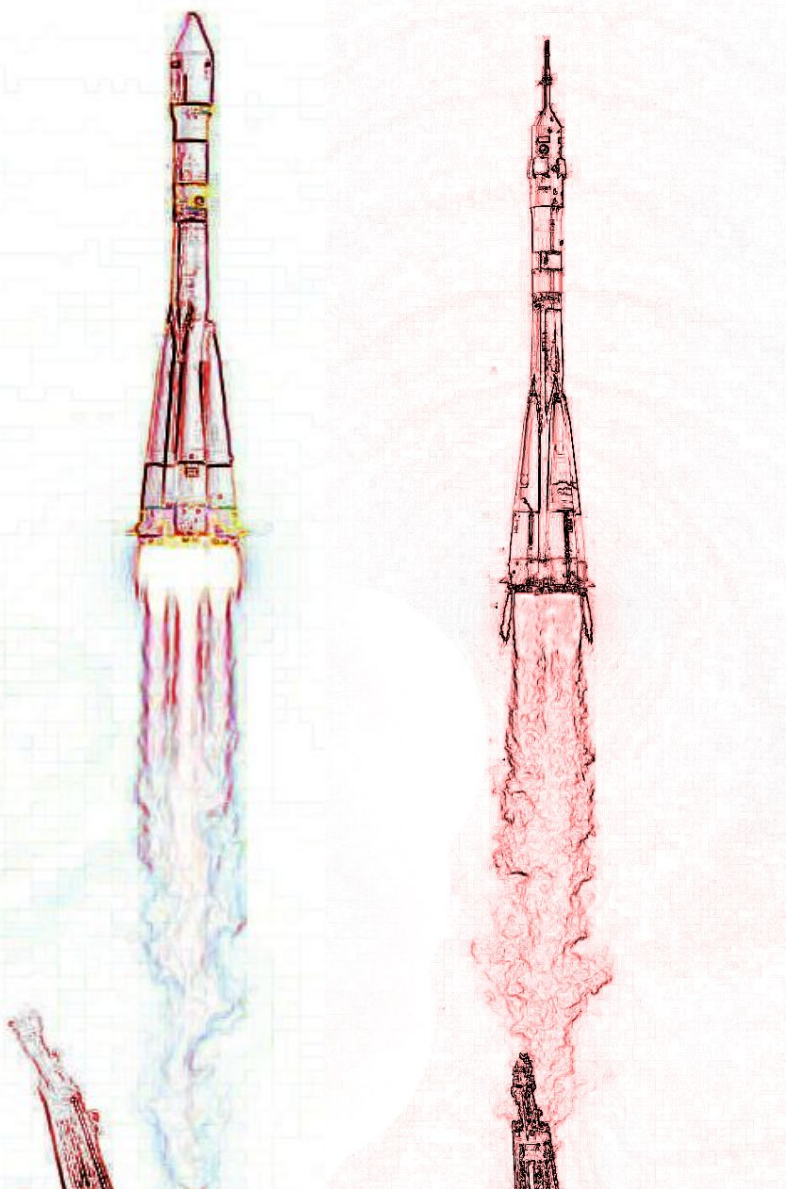
В соответствии с изменением пути смещения

и скорости течения, будут меняться частота

пульсаций скорости и излучаемого давления,

а частота с максимальным уровнем излучения

в каждом сечении будет:

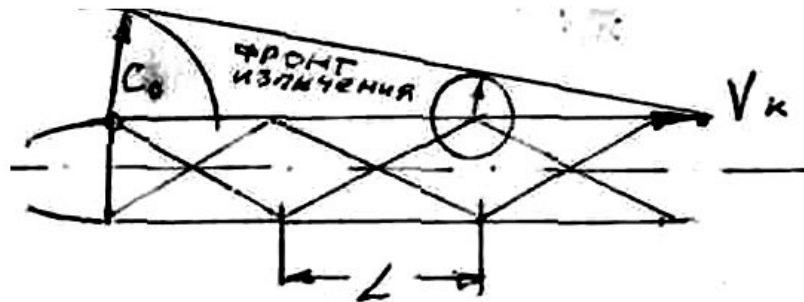


Основные источники шума струи

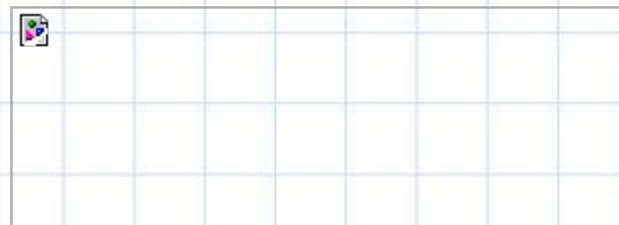


Вихревые движения в слое смешения образуются вследствие потери устойчивости границы струи, при котором ускоряющиеся внутренние части вихрей переносят в погранслои частицы струи, а замедляющиеся внешние части увлекают внутрь окружающий воздух. Этот механизм пульсаций называется «сдвиговым». Этот механизм способствует турбулизации как усилитель излучения шума.

Основные источники шума струи



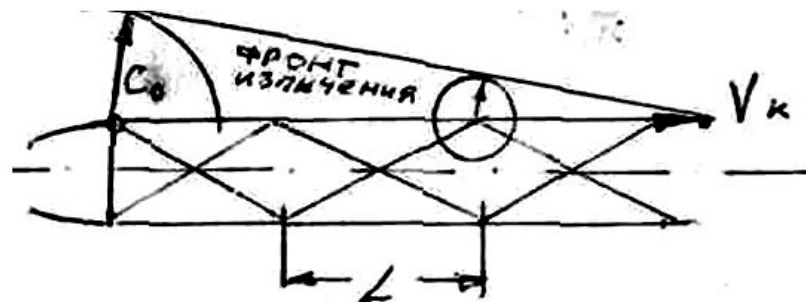
Одним из источников шума сверхзвуковой струи является излучение вихрей, движущихся со сверхзвуковой скоростью по «границе» струи. Фронт излучения располагается под углом к оси струи



где v_k – скорость конвекции вихрей, $v_k = (0,6 \div 0,8)v_{стр.}$,

$$M_H = \frac{v_k}{c_0} \text{ – внешнее число Маха струи,}$$

Основные источники шума струи



Пересечение движущимся возмущением скачков на границе струи приводит к излучению

акустической энергии на дискретных частотах,

зависящих от длины структур L , скорости струи

и скорости звука в воздухе, по которому возмущение передается обратно к кромке сопла,

$$c_0 f_{\partial} = \frac{1}{\frac{L}{v_k} + \frac{L}{c_0}} = \frac{M_H c_0}{L(M_H + 1)} \text{ где}$$

Мощность акустического излучения

Количественная характеристика акустического излучения определяется экспериментально, хотя теория (Лайтхилла-Филлипса) предсказывает закономерность изменения интенсивности излучения от скорости потока и направленности излучения.

Экспериментальная зависимость коэффициента мощности акустического излучения от скорости струи

Коэффициент мощности акустического излучения:



Мощность акустического излучения

Для ракет с мощностью до 10^3 МВт может использоваться эмпирическая формула



Если для выражения акустической мощности

в дБ принять $P_0 = 10^{-13}$ Вт, то



Экспериментальная зависимость коэффициента мощности акустического излучения от скорости струи

Распространение в дальнем акустическом поле

В дальнем акустическом поле струя принимается как точечный источник, давление и скорость колебаний не имеют сдвига фазы.

$$P = \frac{P^2}{\rho c} S, \quad \rho c = 420 \text{ кг/(м}^2\text{с)},$$

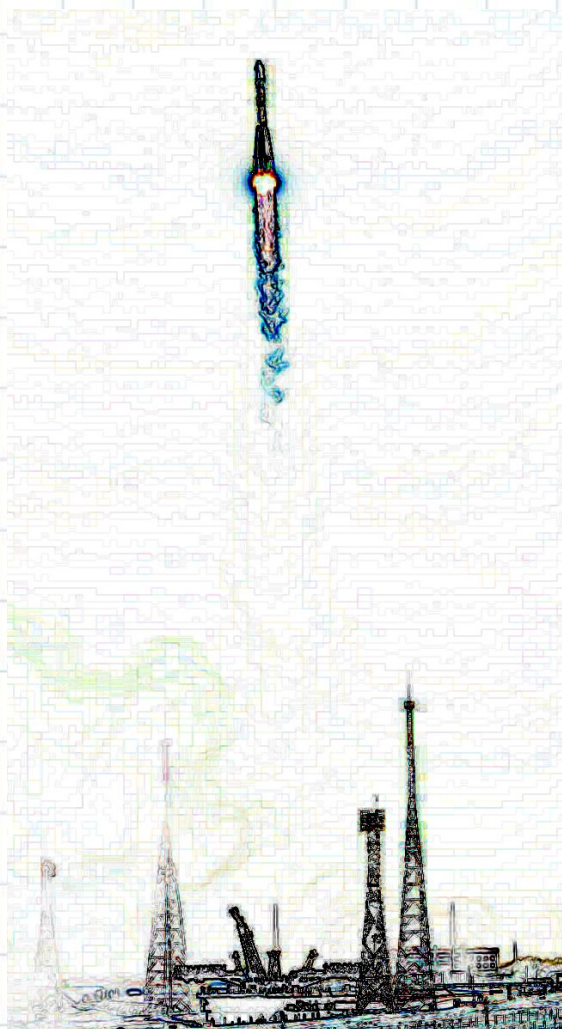
где S – площадь сферы или полусферы,

$$L^P = L^\Pi - 10 \lg S + 30, \text{ дБ.}$$

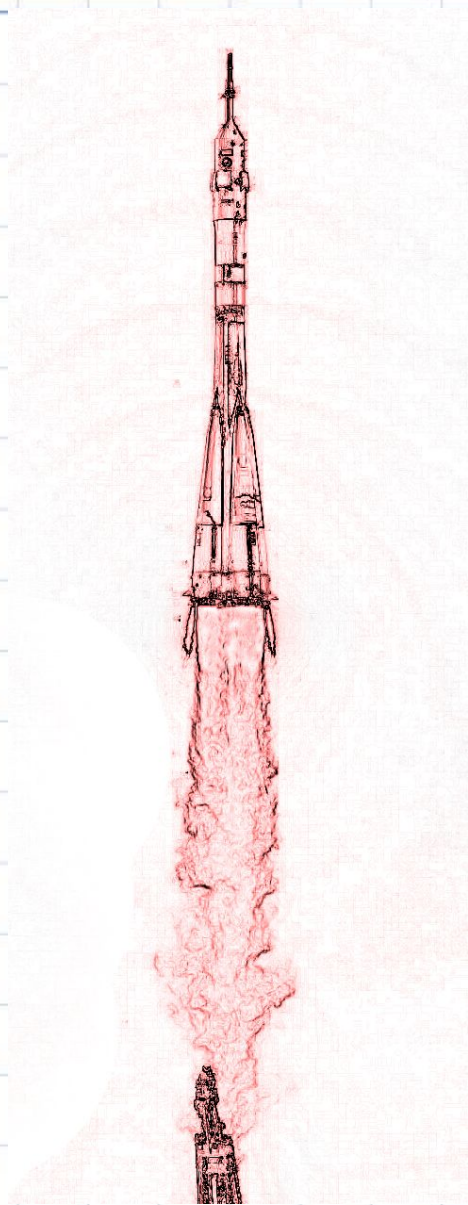
Если $S = 4\pi r^2$, то $L^P = L^\Pi - 20 \lg r + 19,2$.

Если $S = 2\pi r^2$, то $L^P = L^\Pi - 20 \lg r + 22,2$,

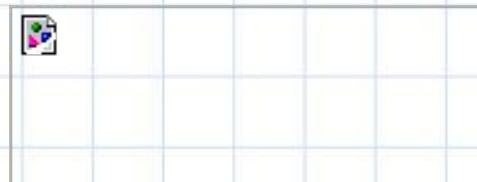
где $[r] = \text{см}$, $[S] = \text{см}^2$.



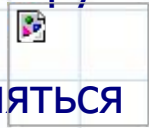
Распространение в ближнем акустическом поле



В диапазоне расстояний



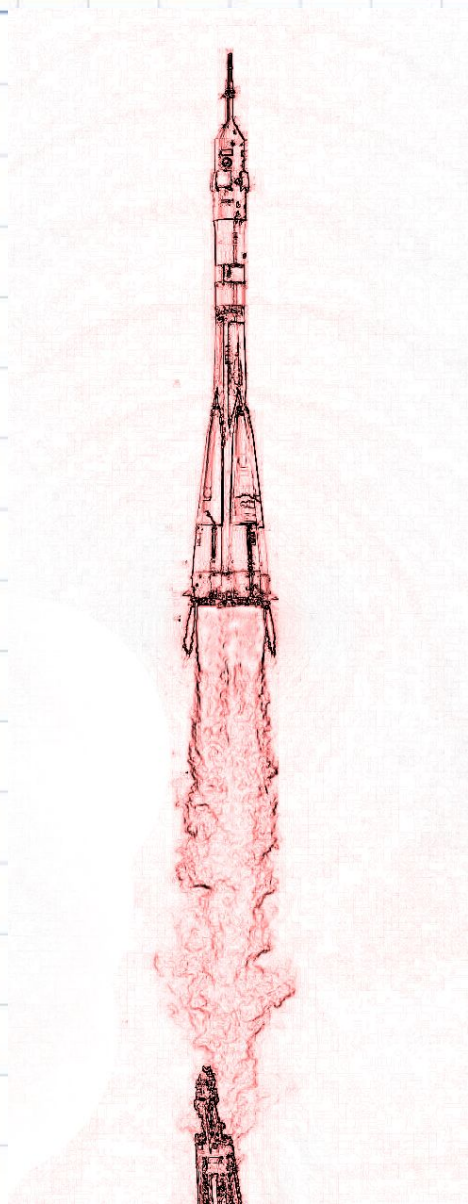
струю нужно рассматривать как цилиндрический источник с линейно расположенными источниками акустического излучения.

С изменением расстояния от струи интенсивность акустического излучения ~~должна~~ изменяться как , а давление .

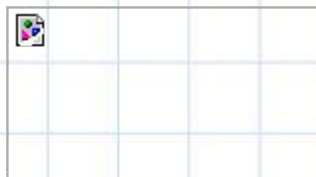
Это ближнее акустическое поле. Здесь давление и скорость колебаний совпадают по фазе на средних частотах $f \sim 1000$ Гц.

С увеличением расстояния от источника в ближнем поле

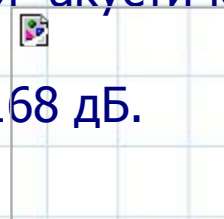
Распространение в ближнем акустическом поле



Зона, расположенная на расстояниях



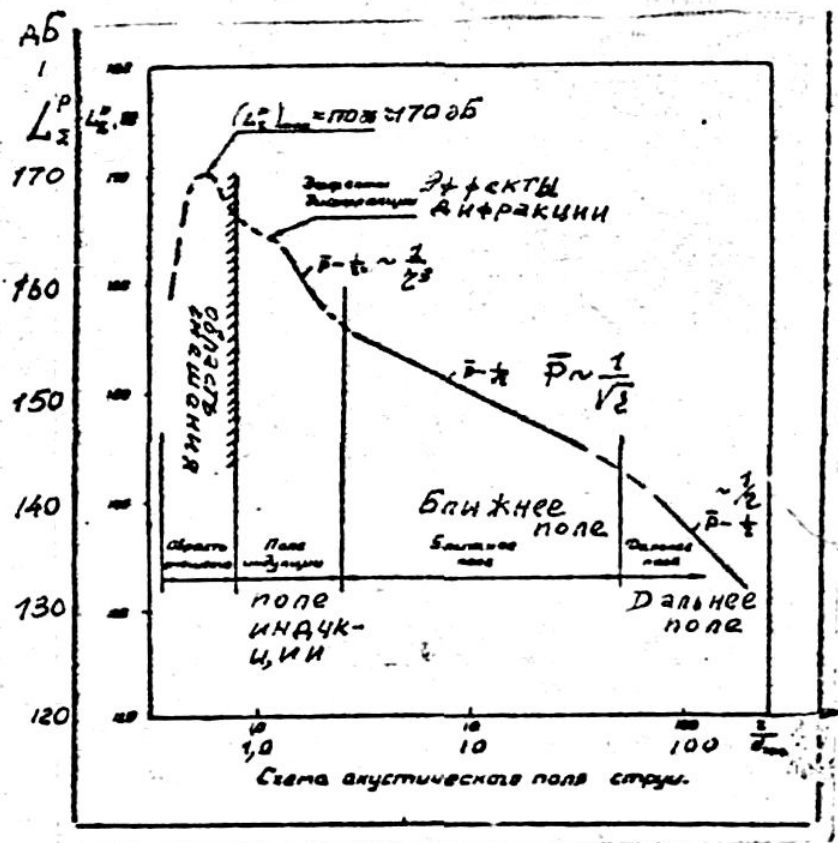
(гидродинамическая зона), является зоной индукции, здесь колебания давления и скорости не совпадают по фазе. Уровни акустического давления в этой зоне достигают 168 дБ.



Зона

является зоной турбулентных пульсаций скоростей и давлений в слое смешения. Пульсации давления здесь достигают 170-180 дБ.

Спектр акустической мощности

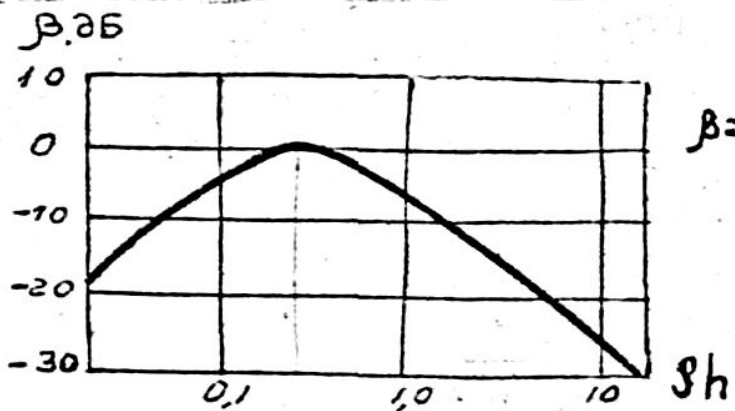


Спектр акустической мощности струи в дальнем поле определяется единой экспериментальной зависимостью, известной как обобщенный спектр фон Гирке. Част

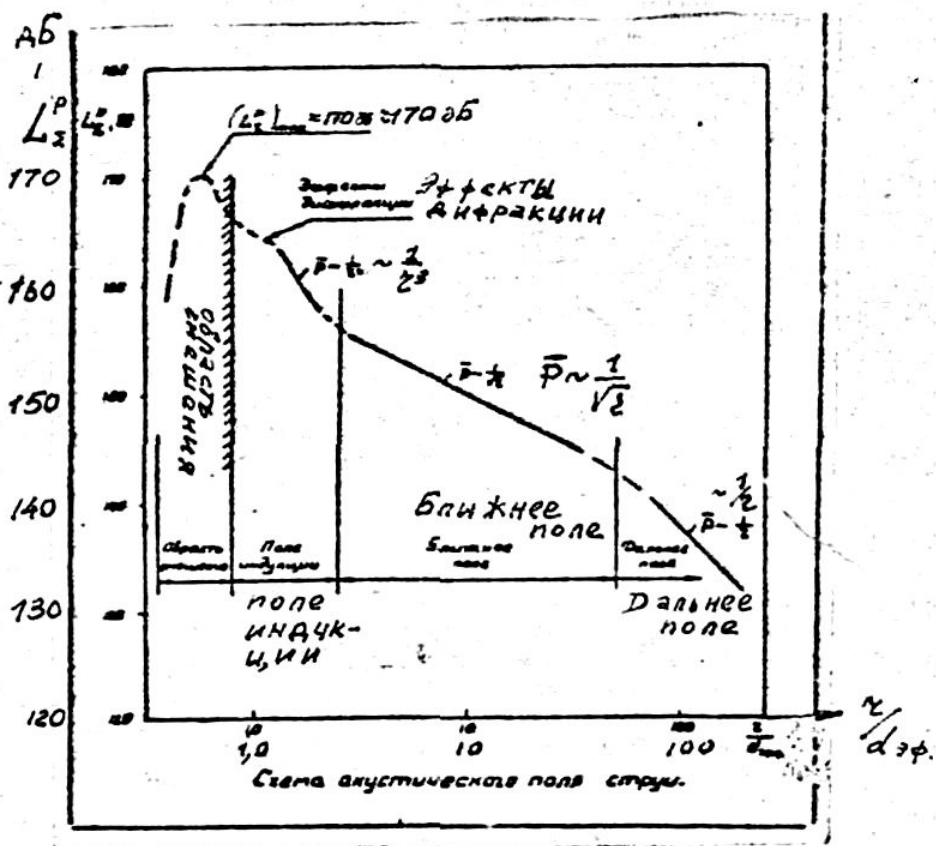
$$Sh = \frac{f}{f_0}, \text{ где } f_0 = \frac{M_a c_0}{d_a} \text{ \textit{ухаля}}$$

Мощность в полосах частот 1 Гц ($\Pi_{1\text{Гц}}$) выражается в дБ относительно мощности, характерной для частоты f_0 . Обобщенный спектр фон Гирке:

$$\beta = 10 \lg \left(\frac{\Pi_{1\text{Гц}}}{\Pi_{\Sigma} / f_0} \right)$$



Спектр акустической мощности



Спектр в ближнем поле единой
зависимостью

не объединяется. При удалении от среза
сопла

вниз по потоку частота максимума
спектра f_m

сдвигается в область низких частот, при
приближении – в область высоких.

Направленность акустического излучения струи

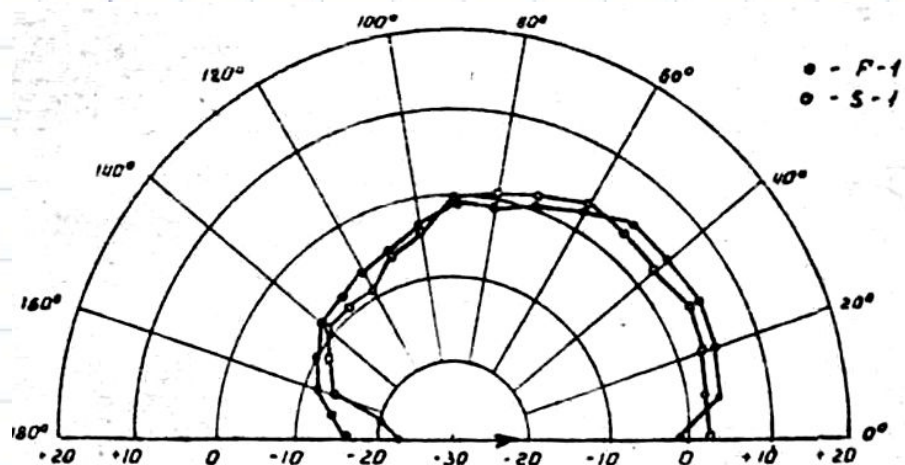


Диаграмма направленности излучения струи ракетного двигателя.

Излучение слоя турбулентного смещения –

«собственный» шум – дает сферическую диаграмму направленности.

«Сдвиговый» шум, вызванный колебаниями

границ струи, имеет минимум в поперечном направлении.

Влияние конвекции снижает на 10-20 дБ уровень интенсивности в направлении обратном движению

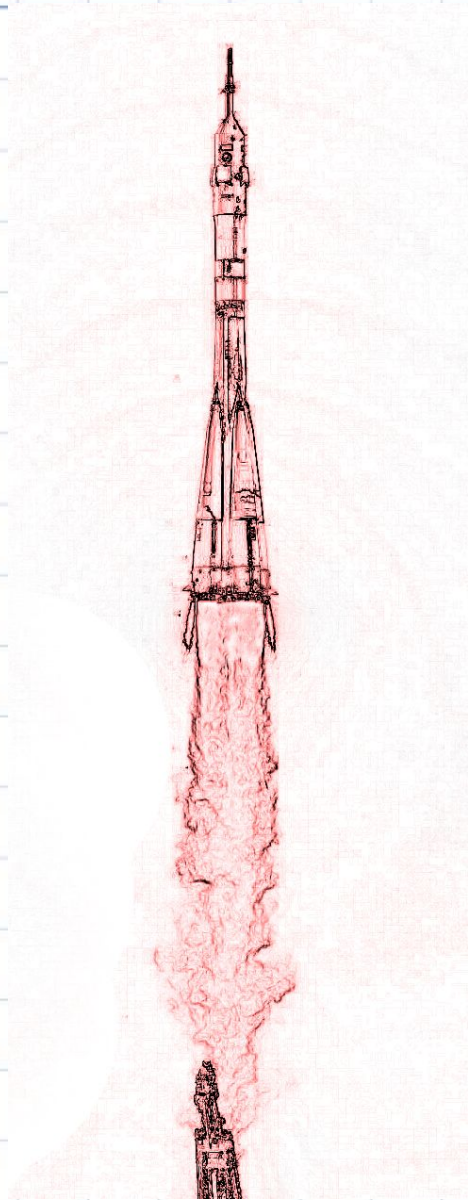
струи, и повышает на ~5 дБ – по направлению струи.

Влияние дифракции звука в слоях с различной

плотностью горячей струи приводит к отклонению звуковых лучей от оси.

В результате этого образуется провал интенсивности на оси струи спереди и

Акустика старта ракет носителей КА



Акустические нагрузки являются
основным

источником вибраций на борту ракеты.

Для первых ступеней ракет они, как
правило,

носят максимальный характер по
сравнению

с акустическими нагрузками на других
участках

траектории. Основной источник
вибраций

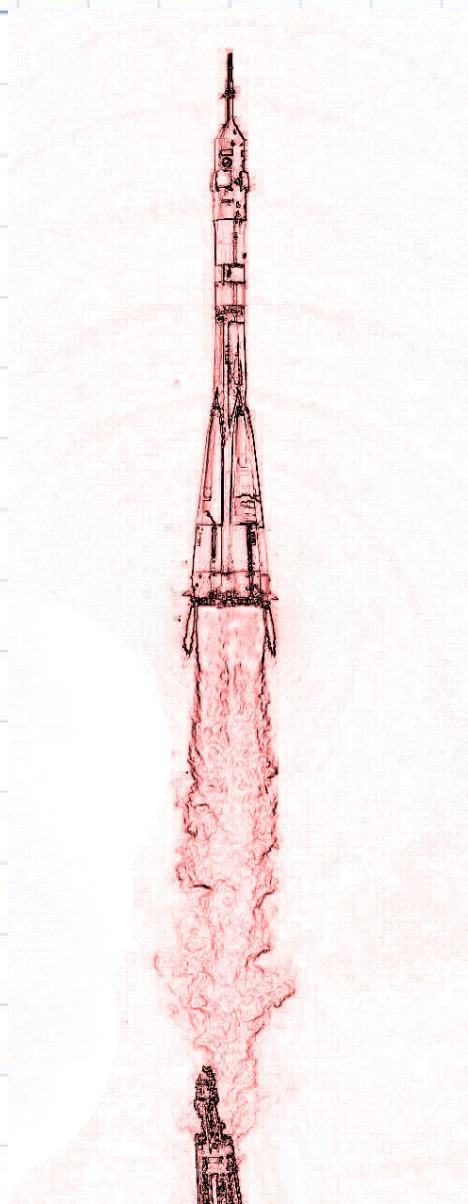
ракеты при старте обусловлен звуком,

создаваемым струями ду,

взаимодействующими

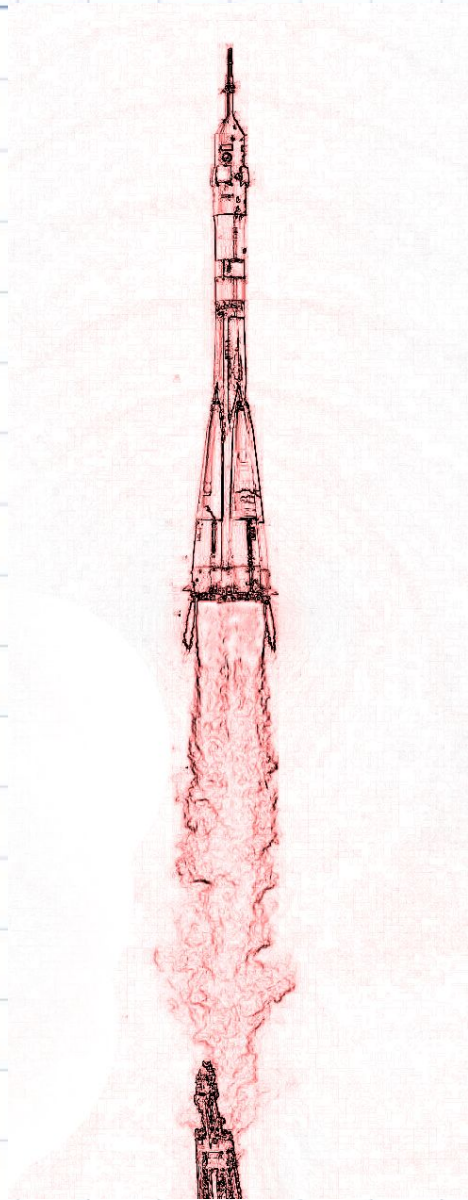
с акустическими нагрузками на стартовой

Акустика старта ракет носителей КА



Для радиоэлектронной и микроэлектронной аппаратуры (РЭА и МЭА), расположенной на борту РН или на стартовом сооружении, опасным считается уровень акустического шума, начиная с **140 дБ**. Если на аппаратуру предполагается воздействие до 140 дБ и выше, то испытания на акустическую устойчивость считаются обязательными. Максимальное

Акустика старта ракет носителей КА



Эксперименты показали, что главная причина

РЭА при действии акустического шума – это возбуждение в конструкции аппаратуры

недопустимо больших вибраций.

Большинство

радиоэлементов может нормально

функционировать, если на плате, где

они

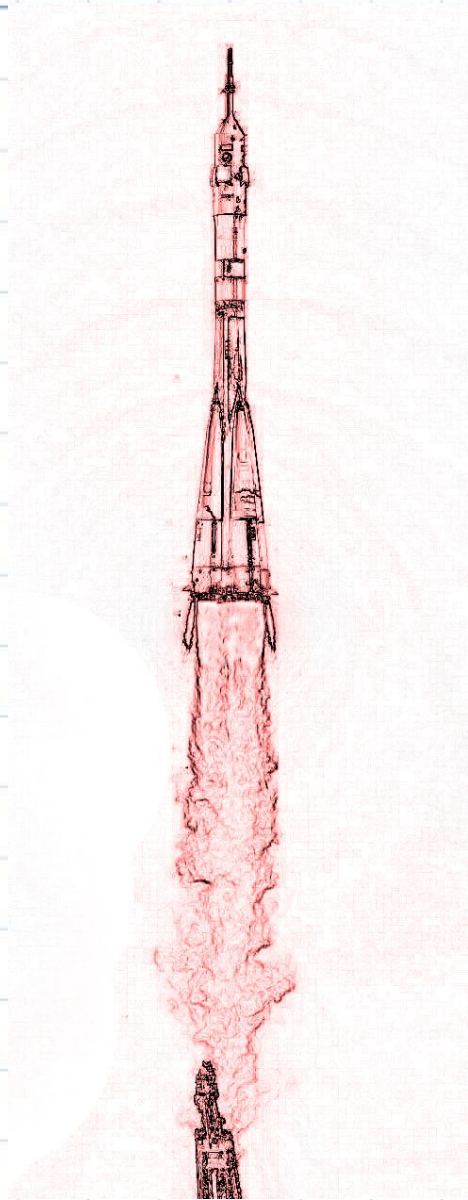
установлены, уровень вибраций не

превышает

40g. Отдельные элементы (резисторы)

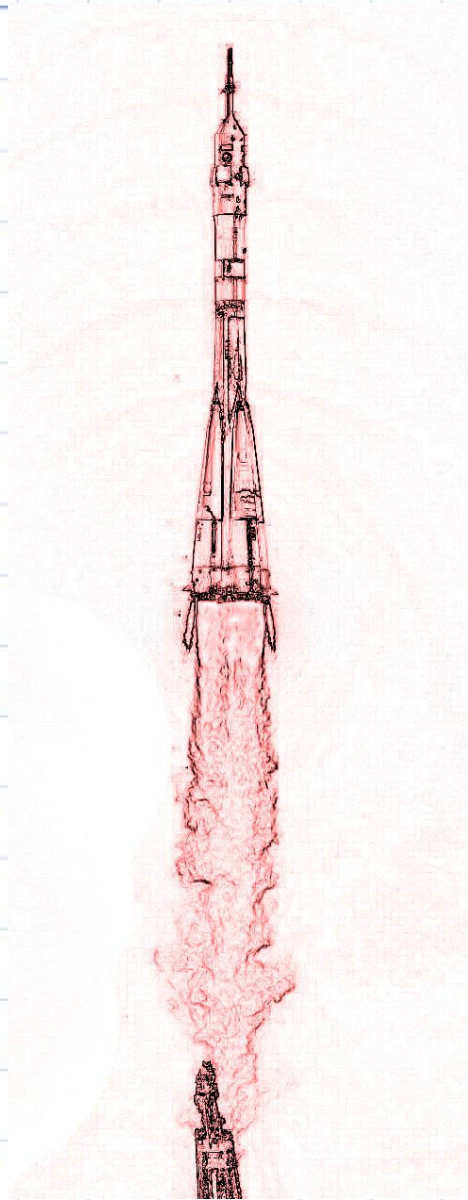
допускают **60g**.

Акустика старта ракет носителей КА



Однако, есть целый ряд элементов (типа кварцевых генераторов, реле, клистронов и т.п.), которые отказывают при уровне вибраций, не превышающем 10-20 g. Уровень вибраций при действии акустического шума, например, 150-160 дБ, даже на небольшой плате (60-80 мм) достигает сотен g (300- 500 g и более). Это особенно опасно при одновременном воздействии вибраций и шума, т.к. частотные диапазоны акустического и вибрационного внешних воздействий на аппаратуру перекрываются: вибрации – от 20 Гц до 3000 Гц, акустический шум – от 100 Гц до 5000 Гц.

Акустика старта ракет носителей КА



Известно, что для защиты РЭА и МЭА от внешней

вибрации применяют приборные амортизаторы

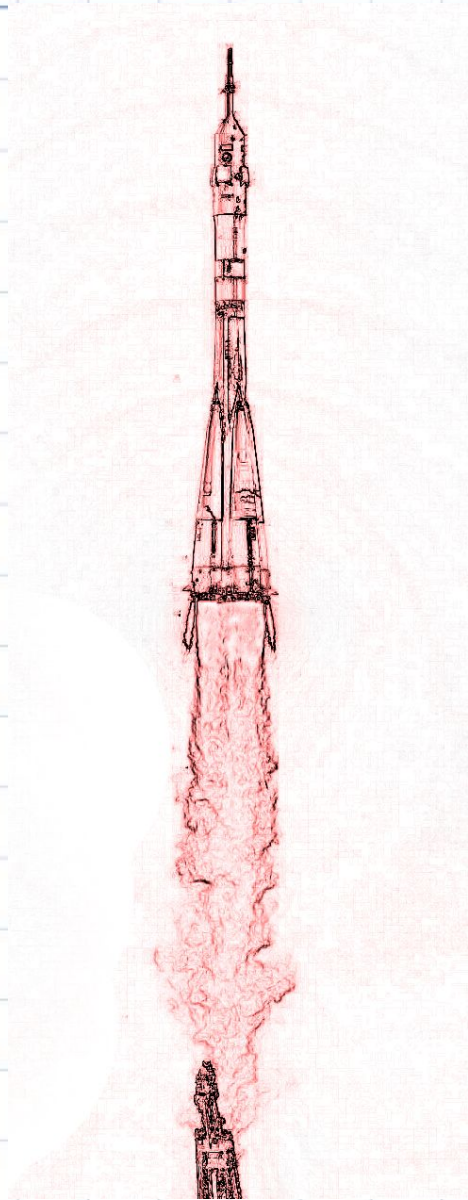
различных конструкций. Однако, акустические

шумы возбуждают конструкцию РЭА, проходя одновременно как через амортизаторы, так и, минуя их, прямо через кожух к платам.

Поэтому,

аппаратура, защищенная от вибраций, может оказаться не работоспособной при действии внешнего акустического шума

Акустика старта ракет носителей КА



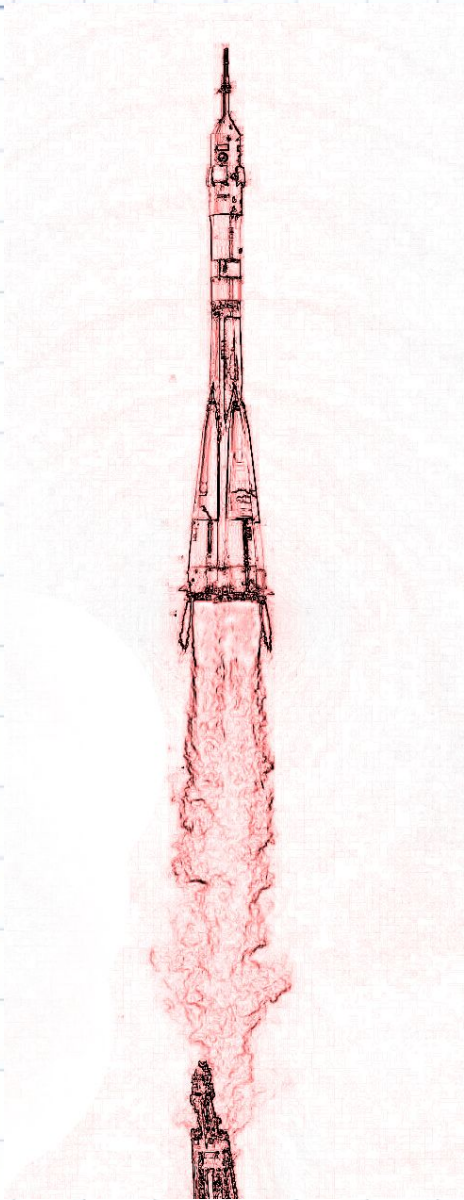
Основные виды отказов РЭА и МЭА при действии акустического шума:

- потеря выносливости несущих конструкций,
- нарушение герметичности корпусов блоков,
- срез винтов, усталостные разрушения выводов
- радиоэлементов и паяных соединений;

- деформация кабелей, электрических
- контактных устройств, печатных плат;

- нарушение нормальной работы
- (электронные шумы, сбои) переключателей,
- реле, гироскопов, электронных ламп,
- кварцевых резонаторов,
- полупроводниковых
- приборов.

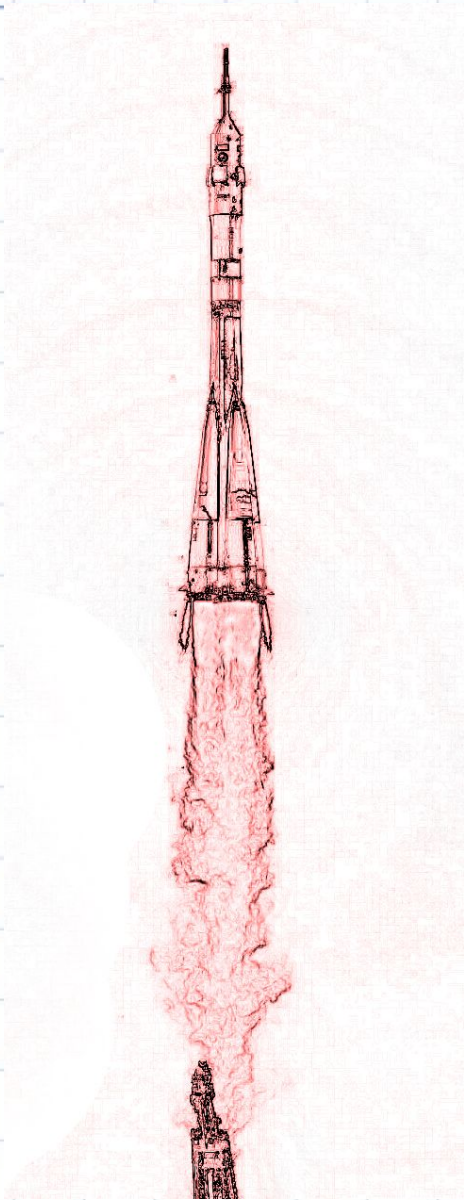
Акустика старта ракет носителей КА



Акустические процессы при старте, как открытом, так и защищенном (шахтном), можно, в основном, разделить на два класса:

- случайные колебания, обусловленные турбулентными пульсациями со сплошным спектром частот;
- детерминированные процессы (автоколебания) с ярко выраженными по уровню давления отдельными частотами (дискретными составляющими)

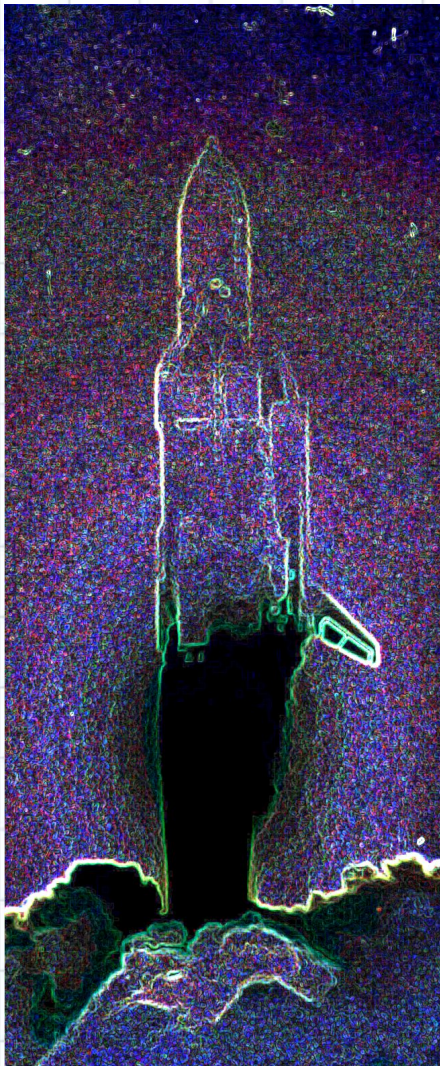
Автоколебательные процессы



Автоколебательные процессы при старте могут сводиться к процессам с двумя видами обратной связи: акустической и газодинамической.

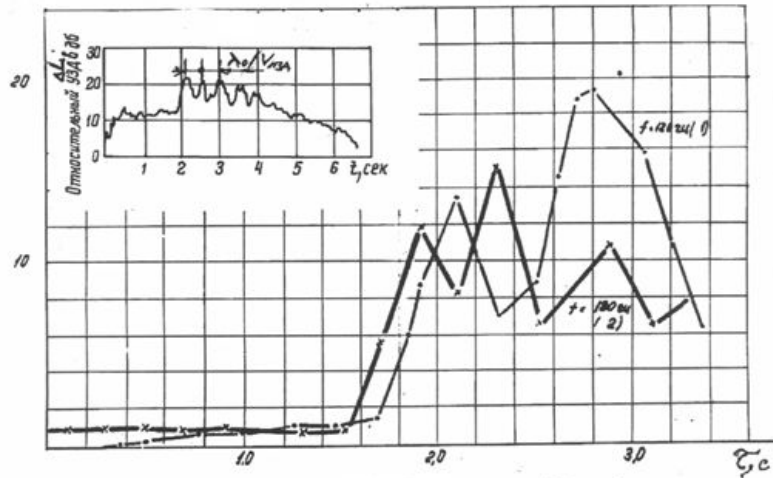
К этим двум типам можно отнести, вскрытые для условий старта ракет из шахт, так называемый «шахтный» эффект и акустический эффект, возникающий при взаимодействии сверхзвуковой струи, втекающей в цилиндрическую полость шахты.

Автоколебательные процессы

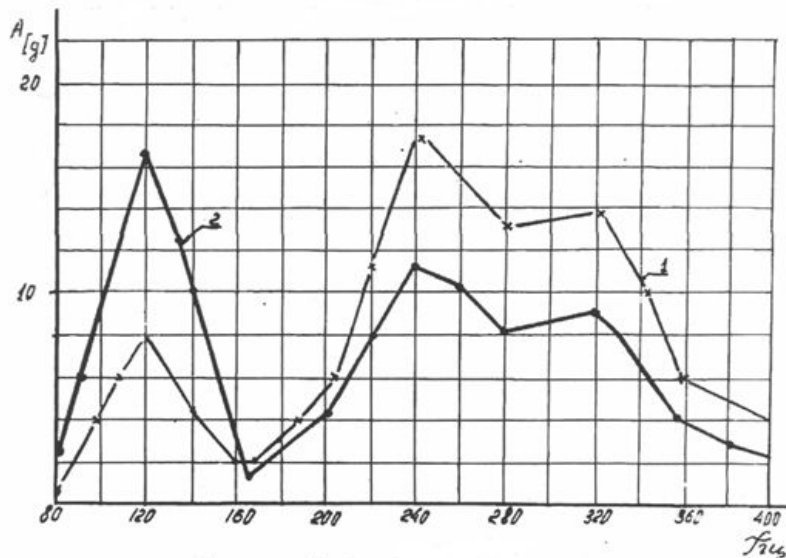


Особым видом автоколебаний является процесс пульсирующего догорания компонентов топлива. Этот процесс, как показали эксперименты, может реализовываться в межструйных зонах 4-х сопловых компоновок РДТТ, в которых сопла имеют сведение осей к центральной оси на $4-5^\circ$. Такой процесс был обнаружен при экспериментах на крупномасштабной модели (M1:10) комплекса «Энергия-Буран».

Шахтный акустический эффект



Виброускорения корпусов приборов (1 и 2) на высоте 120 м в зависимости от времени.



Спектр виброускорений корпусов приборов (1 и 2) в момент времени 1,8 секунды.

Первые старты в 1961 г. ракет 8К63 из шахтной

системы «Двина» происходили с недопустимо

высокими угловыми отклонениями ракет, т.к.

газовые рули под действием системы управления

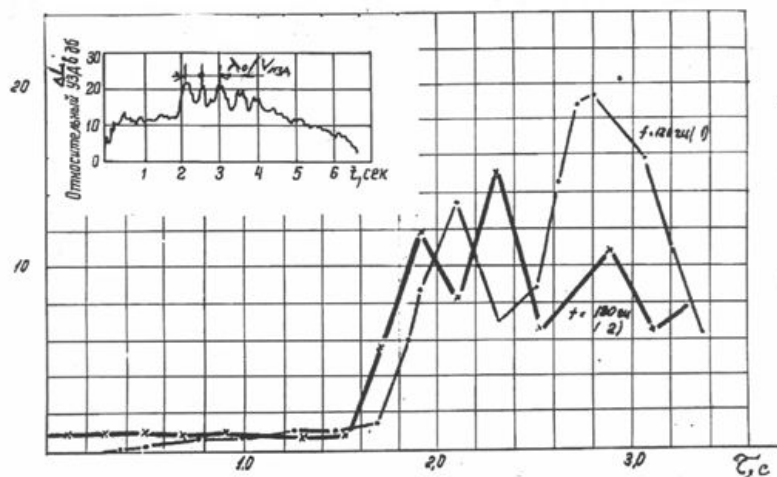
(СУ) отклонялись до «упоров» в плоскости тангажа

в обе стороны. В результате анализа данных

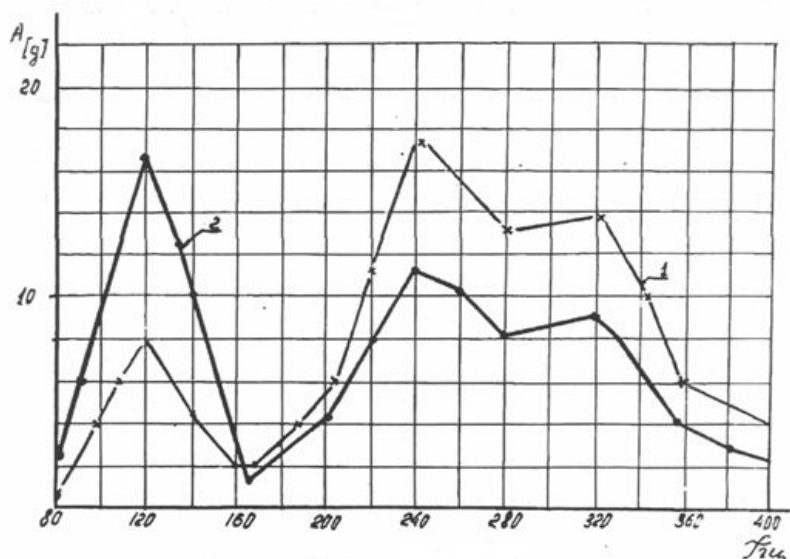
внутришахтных измерений было

установлено

Шахтный акустический эффект



Виброускорения корпусов приборов (1 и 2) на частоте 120 Гц в зависимости от времени.



Спектр виброускорений корпусов приборов (1 и 2) в момент времени 1,8 секунды.

Акустические и вибрационные измерения,

проведенные в 1962-63 г.г. в ШПУ «Двина»,

показали идентичность характера вибраций

акустическим нагрузкам по спектральному

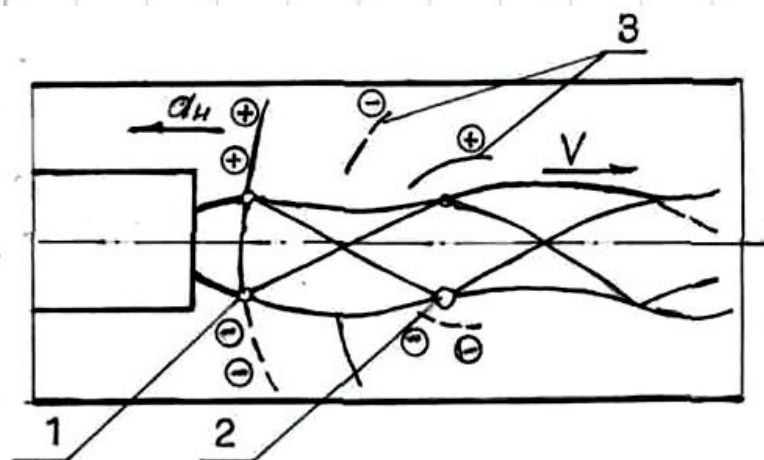
составу и изменению во времени.

Данные акустических и вибрационных измерений

представлены на рис. Отмечается аномально

высокий уровень акустического

Шахтный акустический эффект



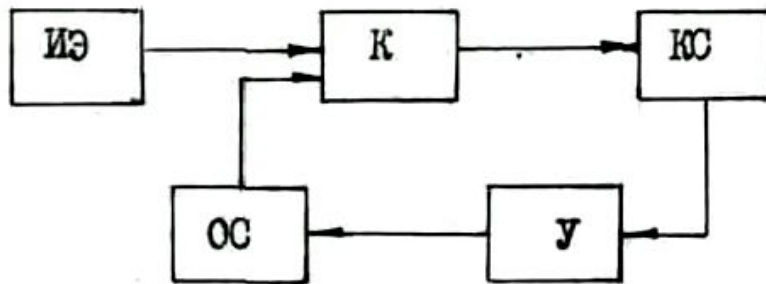
1. Основание струи
2. Скачок - источник дискретного акустического излучения
3. Волны дискретного излучения

По результатам стендового моделирования была установлена следующая схема образования

шахтного акустического эффекта (рис.):

- при входе в стартовый ствол первой “бочки” струи ее слабое излучение (собственной частоты) усиливается при условии резонанса;
- возбужденное в трубе акустическое поле, воздействуя на основание струи, усиливает

Шахтный акустический эффект



- ИЭ – источник энергии (сверхзвуковая струя)
- КС – колебательная система (струя – газовый объем)
- К – "клапан" системы (участок струи у среза сопла)
- ОС – обратная связь
- У – усилитель (резонансный газовый объем)

Исследования показали, что свободные струи ЖРД устойчивы, а в стакане теряют устойчивость и колеблются с частотой основного тона акустического излучения.

На рисунке выделены элементы системы

струя – цилиндрический канал.

Шахтный акустический эффект

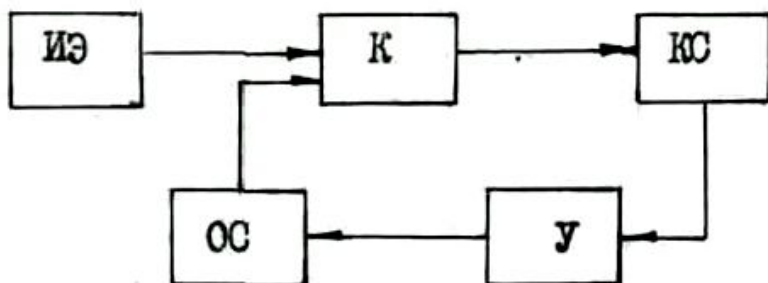
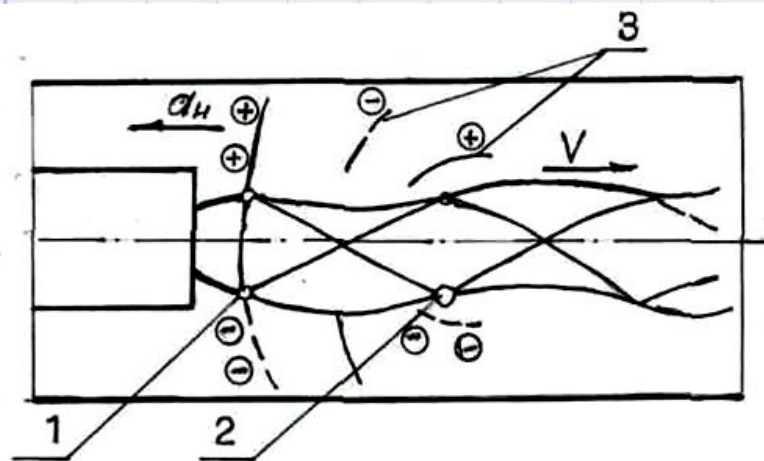


Схема шахтного эффекта сводится к следующей

схеме автоколебательного процесса:

- тон (частота колебаний задаются отражением

возмущений от пересечений скачков первой структуры

струи со свободной поверхностью (2));

- возмущения усиливаются резонаторным эффектом газового объема вокруг струи при

условии совпадения собственных частот объема с

частотой излучения струи на дискретной частоте (γ);

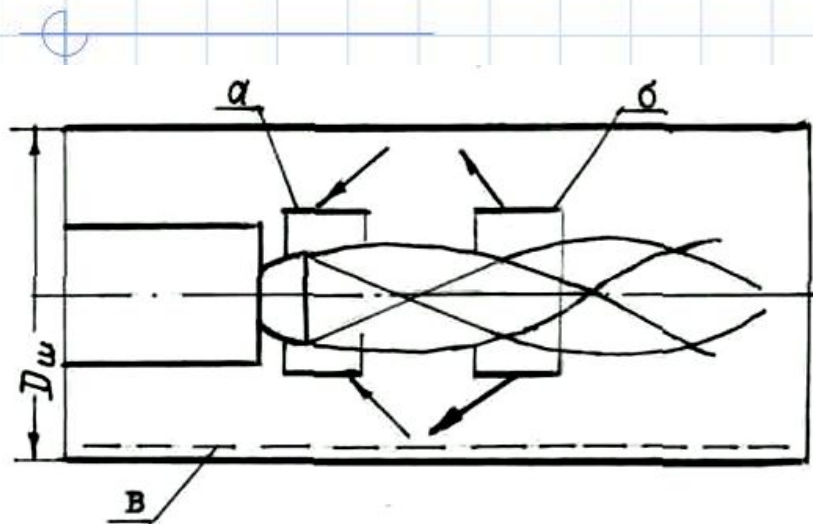
- эти усиленные возмущения передаются через

газовый объем в шахте на основание струи (1), устанавливая обратную связь (ОС);

- основание струи, воспринимая колебания, приводит к подпитке колебаний энергии из струи

(ИЭ) (при условии совпадения частот и моды

Шахтный акустический эффект



- а) экранирование основания струи К
- б) экранирование (ликвидация) ОС
- в) перфоэкраны (подавление КС)
- г) изменение условий резонанса

$$f_{\text{стр}} \neq f_{\text{ш}}$$

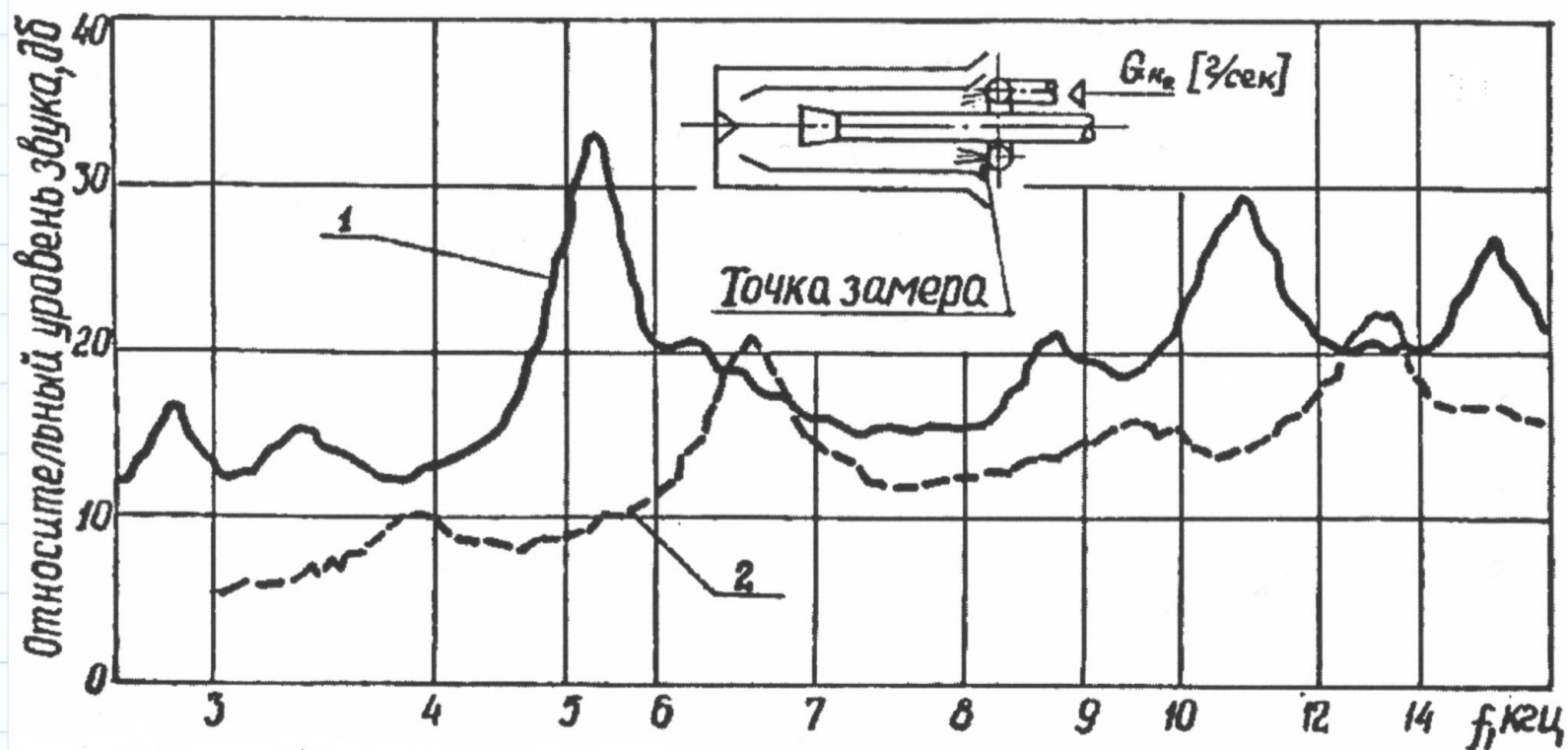
У

Методы подавления шахтного эффекта:

- подача газообразного водорода в стартовый ствол шахты приводит к повышению частот дискретных составляющих и к снижению их уровня из-за некоторого несовпадения собственных частот струи и газового объема стакана;
- экранирование начального участка струй приводит к прекращению действия шахтного акустического эффекта из-за разрыва обратной связи;
- при установке в стартовом стволе шахты резонансных звукопоглотителей действие шахтного эффекта прекращается.

Наиболее эффективным средством подавления

Шахтный акустический эффект

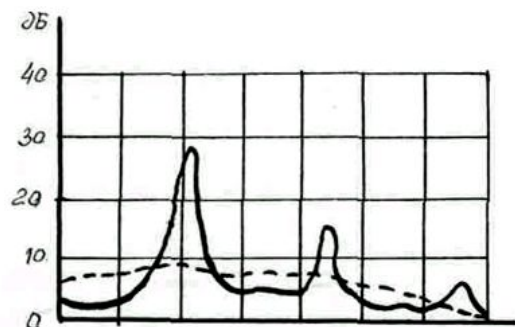


Спектры (в полосе 6%) шума в стволе модели М I:68

1 - с воздушной средой в стволе шахты;

2 - при подаче водорода в ствол через кольцевой коллектор

Шахтный акустический эффект



----- Спектр шума свободной струи
—— Спектр шума при автоколебательном процессе

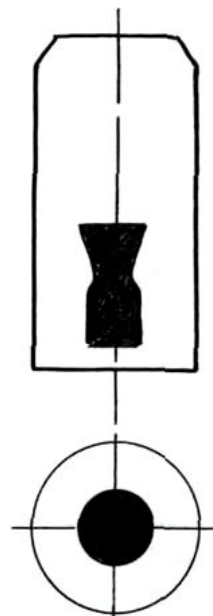
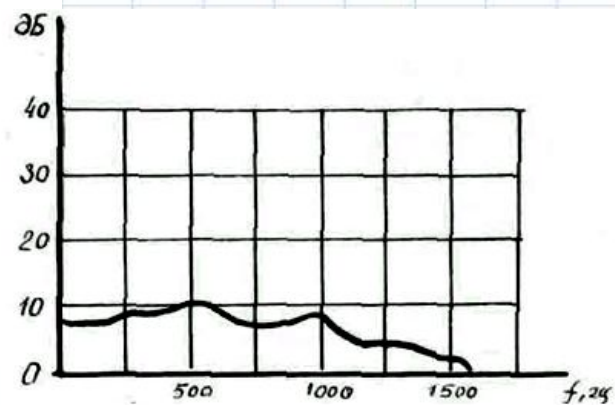


Схема установки



Спектр шума струи при установленном на сопло экране

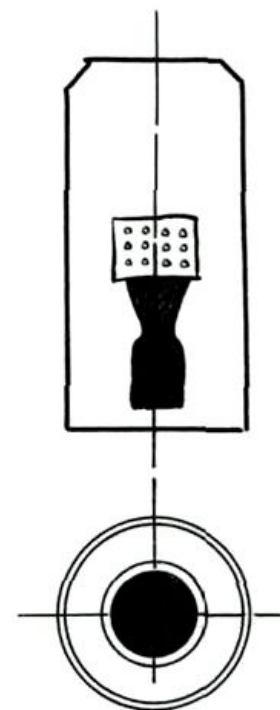


Схема установки с экраном

Автоколебания при втекании струй ДУ в контейнер

При выходе РН из ШПУ или контейнера, имеющего глухое днище, с работающим двигателем может возникнуть автоколебательный процесс помпажного типа.

Одним

из условий его возникновения является

неравномерное распределение

параметров по

сечению струи, что имеет место в конце

первой

и начале второй волновой структуры

струи.

Неравномерность параметров сечения струи $\frac{\lambda}{2} \approx L_{\text{конт}}$

служит физической предпосылкой

Автоколебания при втекании струй ДУ в контейнер

При стационарных условиях испытаний амплитуда

колебаний давления на дне контейнера может

достигать нескольких атмосфер.

При стационарных, длительных, в пределах одной

минуты, испытаниях, даже на холодном воздухе,

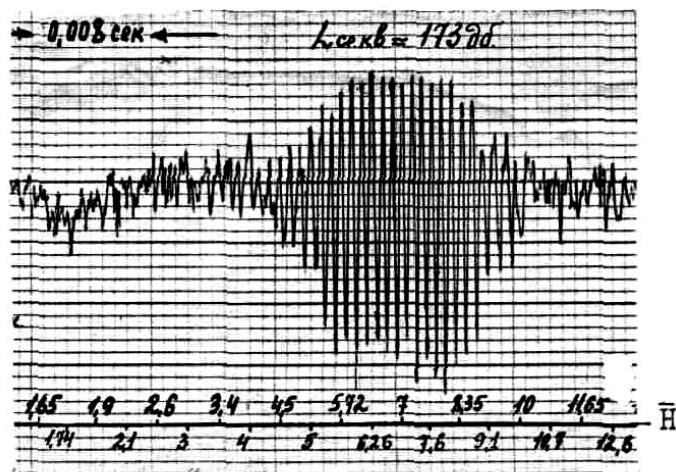
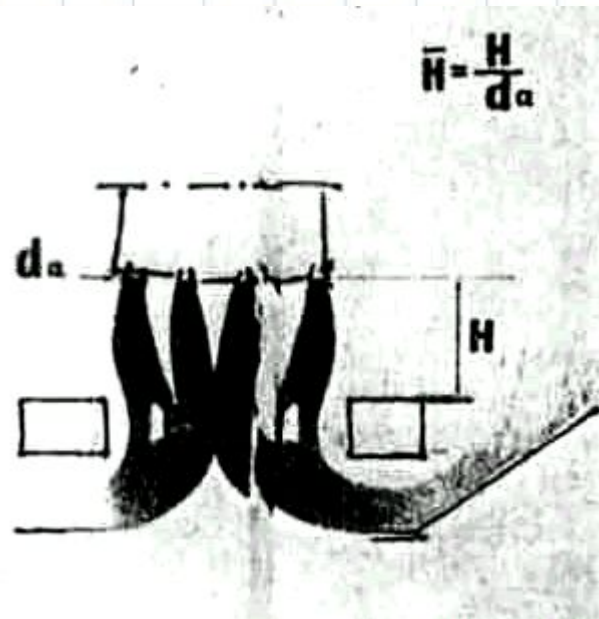
наблюдается высокий нагрев стенок моделей

вследствие эффекта адиабатического сжатия

части воздуха, находящегося в придонной

части модели контейнера.

Автоколебания при взаимодействии кольцевых струйных компонок с ПУ



Осциллограмма процесса на установке ТТ
(М 1:72, $a \approx 300 \text{ м/с}^2$)

Процесс пульсаций донного давления был открыт на моделях масштабов 1:72 с генераторами на ТТ и воздухе. Характерная осциллограмма представлена на рис.

Схема автоколебаний при взаимодействии кольцевых

струйных компонок с ПУ имеет признаки, присущие

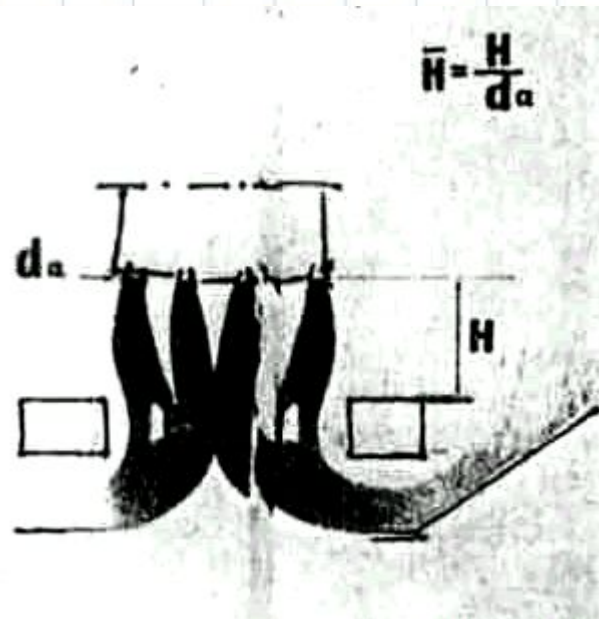
автоколебательному процессу в ШПУ с акустической

обратной связью и процессу в системе струя – глухая

труба с газодинамической обратной связью.

Внутри цилиндрического объема

Автоколебания при взаимодействии кольцевых струйных компоновок с ПУ



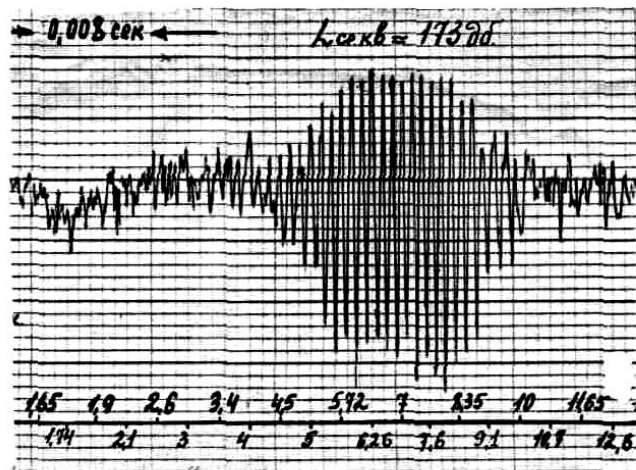
При сближении струи своими внутренними поверхностями будут попадать на кромки опорного кольца, вследствие чего будет происходить отражение газов от кромки **внутри**

межструйного объема.

Это наблюдается при определенной

высоте

подъема в пределах ,



Осциллограмма процесса на установке ТТ
(М 1:72, $a \approx 300 \text{ м/с}^2$)

т.к. до высоты

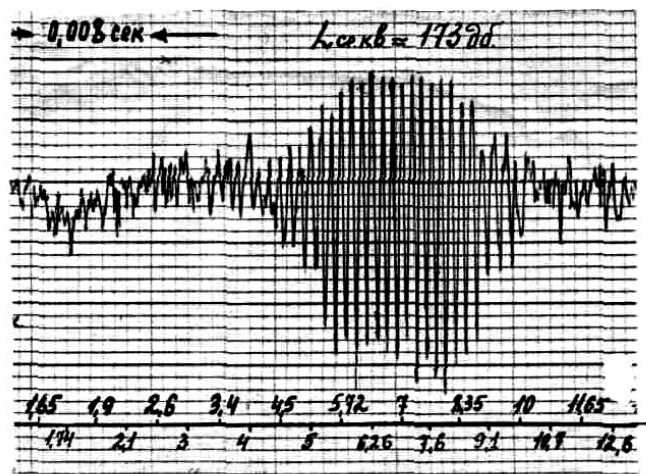
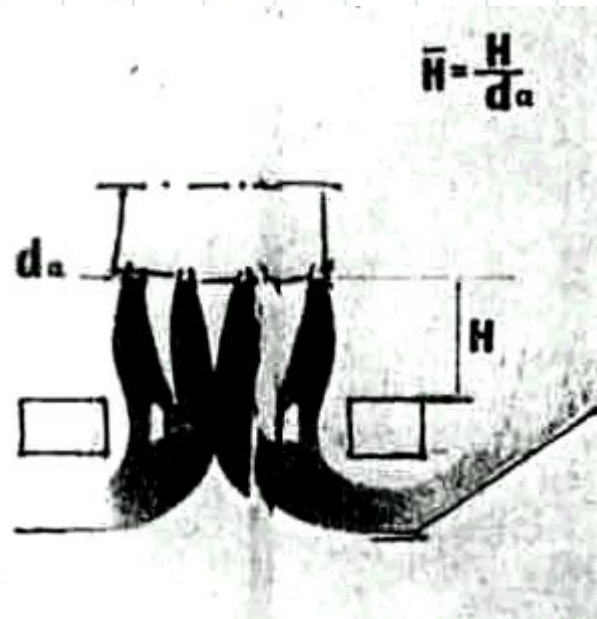
кольцевые струи не

касаются кромки опорного кольца, а выше

- полностью затопляют

его.

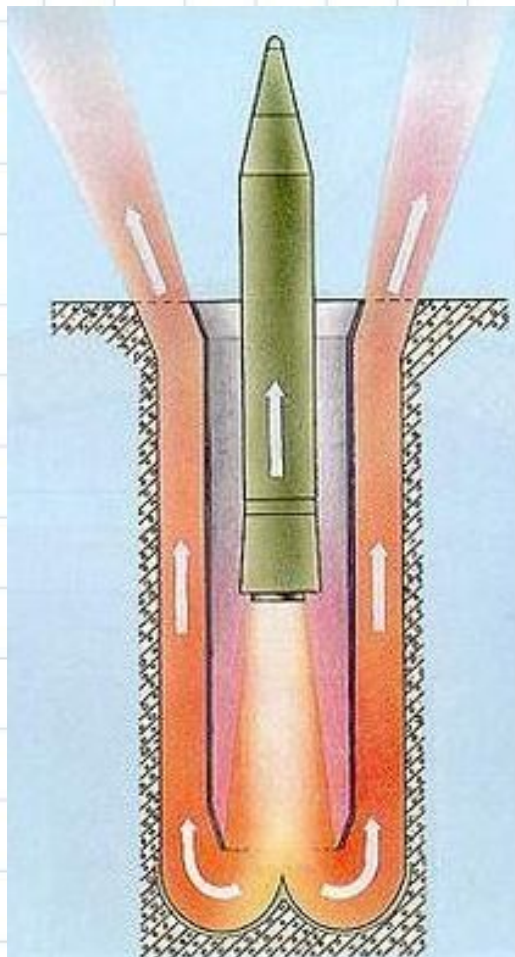
Автоколебания при взаимодействии кольцевых струйных компоновок с ПУ



Осциллограмма процесса на установке ТТ
(М 1:72, $a \approx 300 \text{ м/с}^2$)

Частота процесса уменьшается с увеличением высоты подъема и увеличением длины стоячей волны продольных колебаний. Максимальный уровень пульсаций наблюдается на высоте подъема, на которой частота продольных колебаний будет равняться частоте поперечных. Процесс весьма чувствителен к изменению соосности компоновки струй и кольца. При смещении оси

Акустические нагрузки на РН при старте из шахт с газоходами



В зазоре между ракетой и стартовым стволом

шахты в результате действия струй ДУ реализуется эжектируемый поток, а

значительный градиент давления, образуемый при повороте потока в

основании шахты и смене

направления

течения на обратное, приводит к

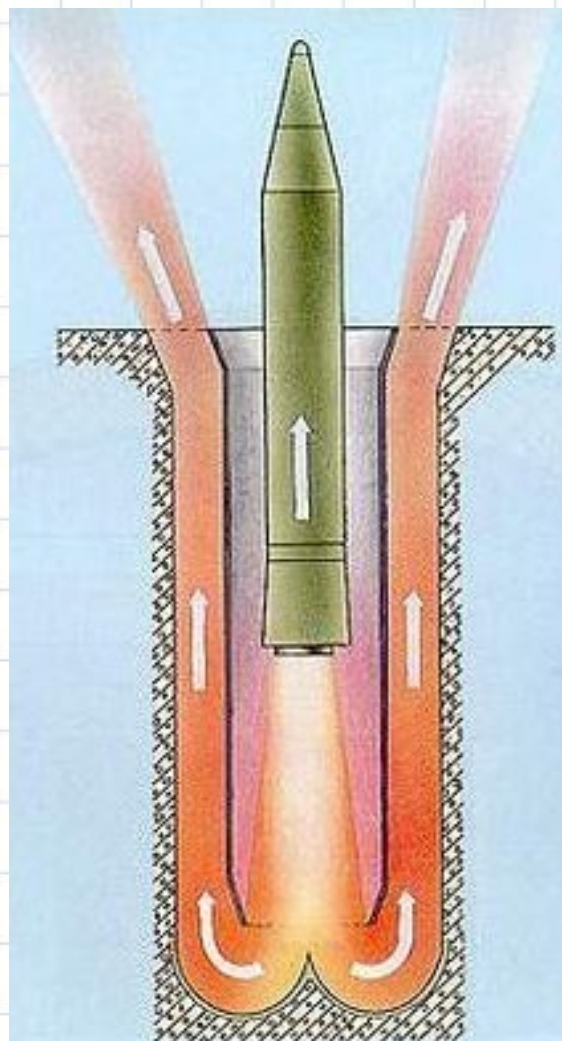
появлению

рециркуляционных зон с развитыми

участками

потока обратного направления.

Акустические нагрузки на РН при старте из шахт с газоходами



Основным источником звуковых полей в шахтном

стволе является сверхзвуковой участок струй ДУ.

Звуковые волны частично излучаются в открытое

пространство из кольцевого зазора на верхнем

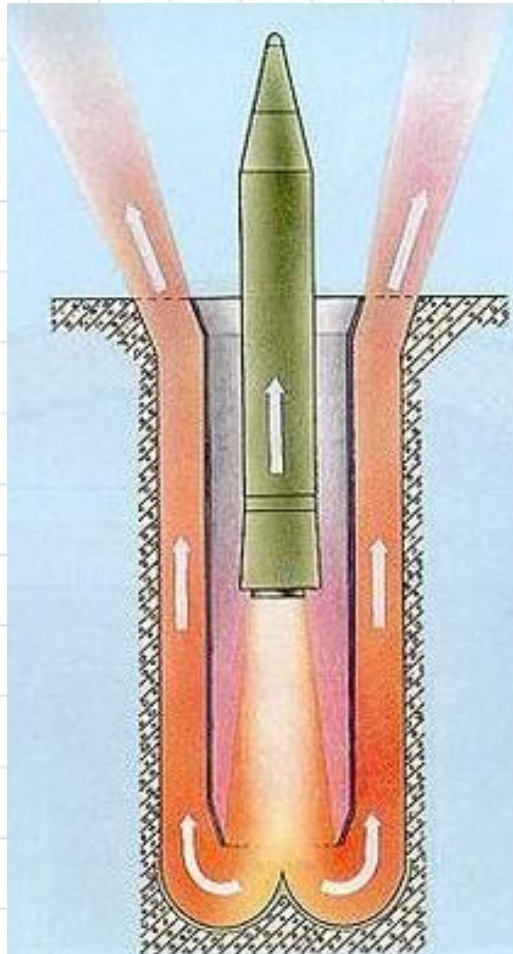
срезе шахты, часть звука проходит в массу ракеты,

а часть, через стенку стакана стартового ствола, -

в газоход. Звуковое давление в стартовом стволе

достигает 160-170 дБ.

Акустические нагрузки на РН при старте из шахт с газоходами



Экспериментальные исследования позволили получить

зависимости уровня звука от диаметра шахтного ствола

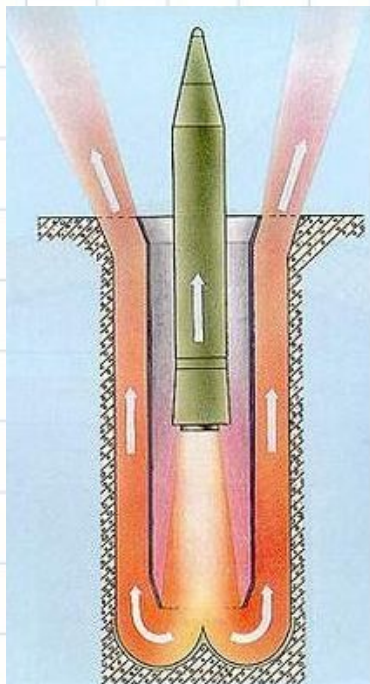
$D_{\text{ш}}$ и от мощности струй ДУ.

Было выявлено два режима течения:

- первый режим – свободное течение струи в
- эжектируемом $\frac{D_{\text{ш}}}{d_{\text{стр}}} > 2,5^{\text{г}}$ с вихрями при соотношениях

- второй режим $\frac{D_{\text{ш}}}{d_{\text{стр}}} < 2,5^{\text{г}}$ замыкание зоны смешения

Акустические нагрузки на РН при старте из шахт с газоходами



Первый режим дает уровень звукового давления

в стволе на 20 дБ больше второго. Это объясняется

тем, что в режиме замыкания струи на стенку в

шахту поступает около 1% мощности излучения

струи на ее длине ~5 калибров, а в первом

режиме

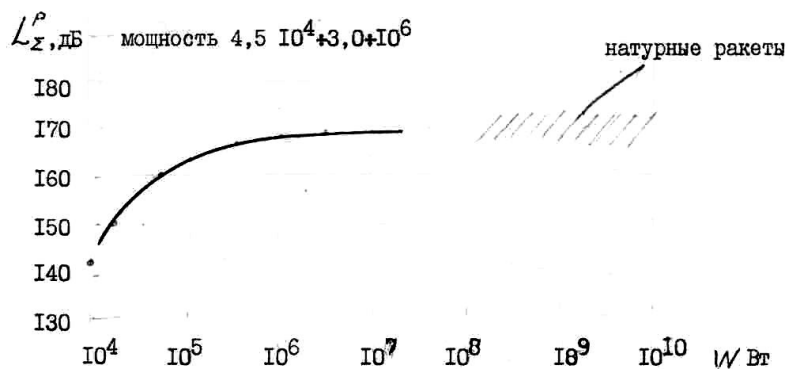
- практически вся акустическая мощность

струи.

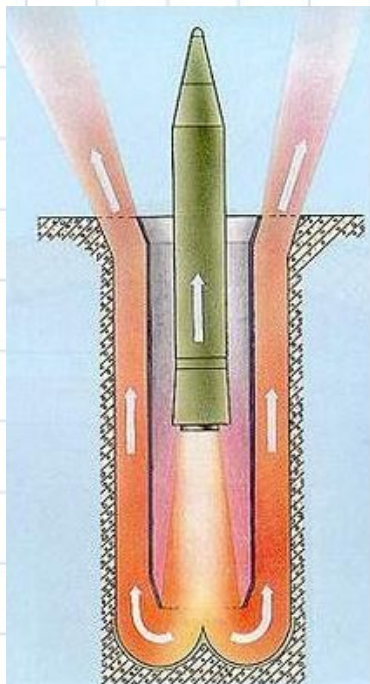
Было получено, что с возрастанием

мощности

струи возрастает уровень звука до

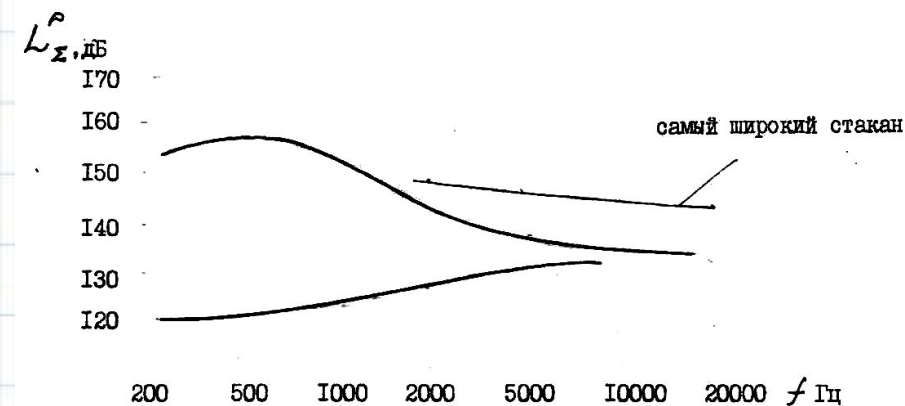


Акустические нагрузки на РН при старте из шахт с газоходами

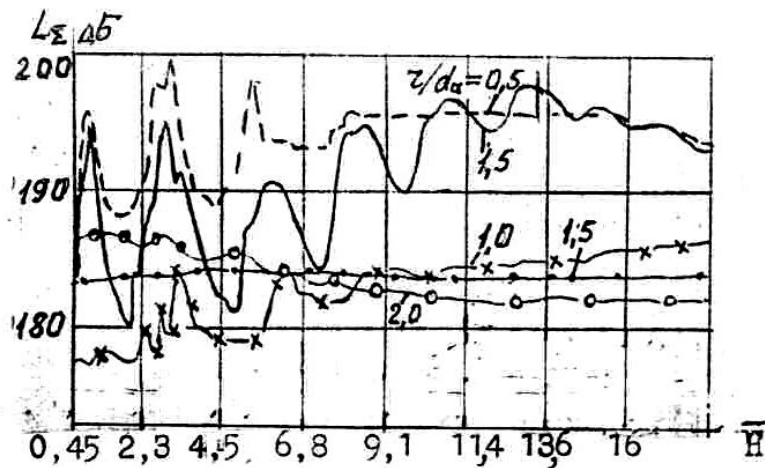
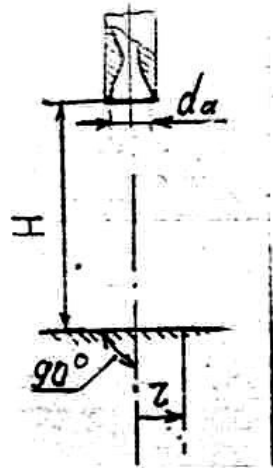


Зависимость спектрального состава от реализуемых режимов.

- для первого режима при спектральный состав зависит от диаметра, при этом максимум спектра приходится на низкие частоты, но при широких стаканах поднимается уровень и высоких частот;
- для второго режима при узких стволах спектр имеет максимум в области высоких частот (см. рис.).



Пульсации давления в зонах воздействия струй на элементы ПУ



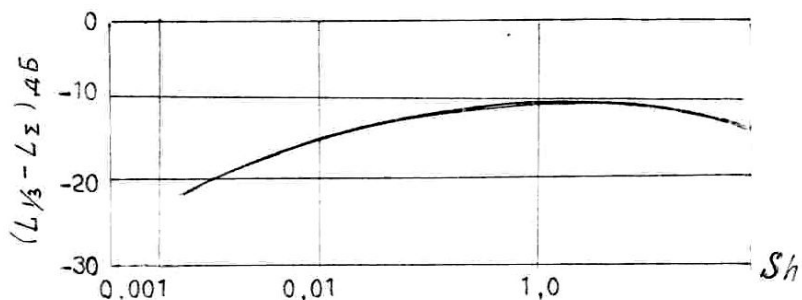
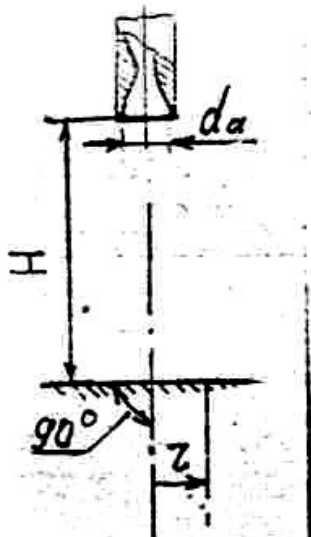
Наиболее интенсивные пульсации давления имеют место в зонах максимального воздействия струй на агрегаты ПУ, на газоотражатель и элементы, расположенные перпендикулярно оси струи.

Распределение уровней пульсаций давления на таких поверхностях подобно распределению

давления за прямым скачком в струе, натекающей на плоскость. На рис. показаны

$$\bar{H} = \frac{H}{d_a} = 4,56... 1:$$

Пульсации давления в зонах воздействия струй на элементы ПУ



Обобщенная экспериментальная зависимость

для определения пульсаций давления на плоской преграде, полученная в ЦНИИМАШ для различных

расстояний преграды от среза сопла и различных

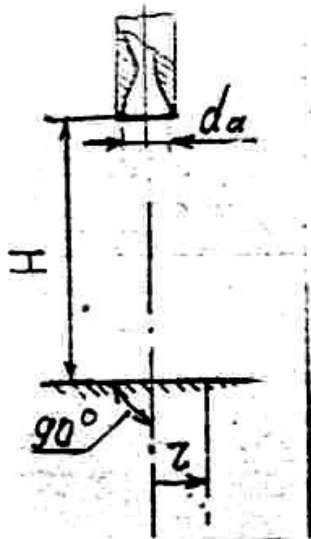
уровней давления на преграде, представлена

на рис. Б

пульсаций $B_{Sh} = \frac{f d_a}{M_a a_n \left(1 + \frac{1}{0,5 + 0,025 \bar{H}^2} \right)}$ ый спектр преграде представлен

на рис. При этом расстояние от среза сопла до

Акустическое излучение из зон пульсаций давления на поверхностях агрегатов



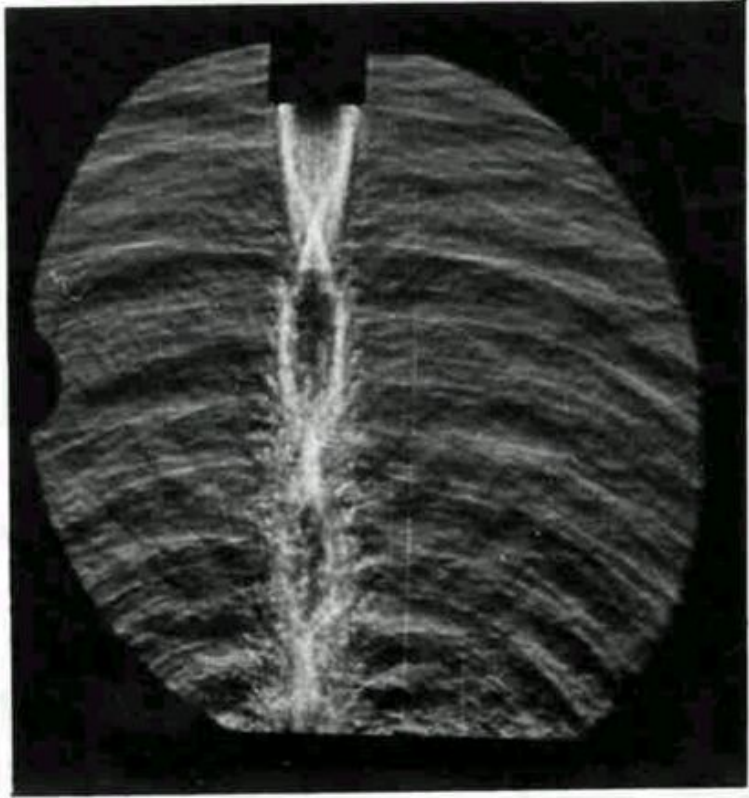
Зоны сильного взаимодействия струй ДУ с поверхностями агрегатов наземного оборудования (НО) и пусковой площадки являются источниками излучения акустических волн, воздействующих на ракету и агрегаты НО, не попадающие в зону непосредственного воздействия струй.

Уровни звукового давления L_{Σ} в точках на различных расстояниях R от зоны

пул:
$$L_{\Sigma} = 0,7L_{\Sigma m} - 20 \lg \frac{R}{d_a} + 38.$$

на расстоянии R от зоны пульсаций определяются по

Акустическое излучение из зон пульсаций давления на поверхностях агрегатов



а) Струя с плоскостью

Распространение акустических волн из зон взаимодействия струй с преградой фиксируется

на шлирен-фотографиях. На рис. представлены

фотографии акустического поля свободной

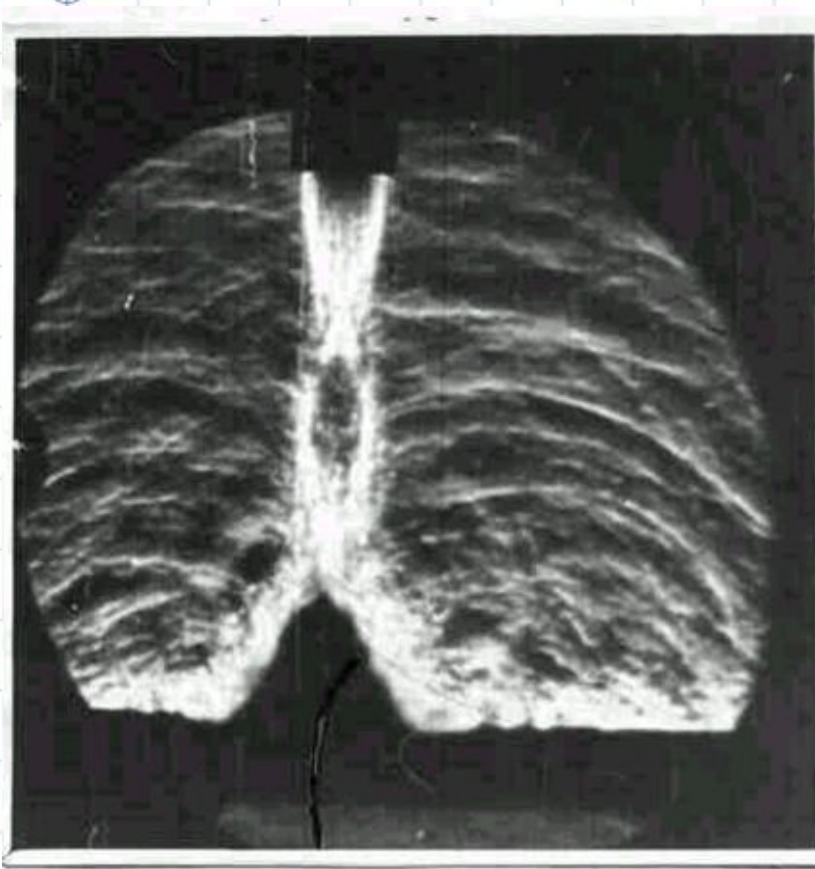
сверхзвуковой струи с фронтами акустического

излучениями от сверхзвуковых вихрей (фото "а")

и фотографии акустических полей с излучением

от зоны взаимодействия струи с

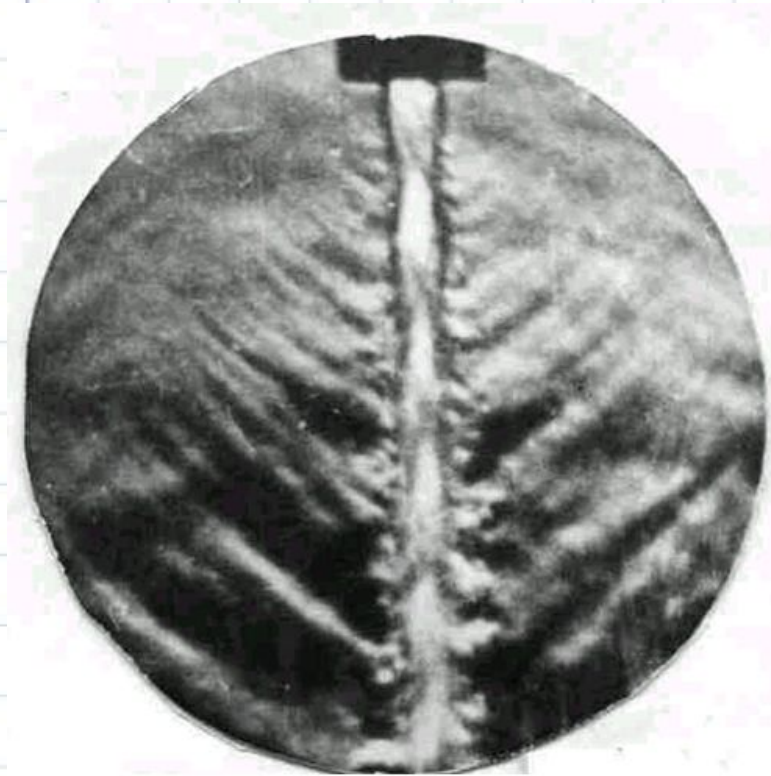
Акустическое излучение из зон пульсаций давления на поверхностях агрегатов



б) Струя с отражателем

Распространение акустических волн из зон взаимодействия струй с преградой фиксируется на шлирен-фотографиях. На рис. представлены фотографии акустического поля свободной сверхзвуковой струи с фронтами акустического излучениями от сверхзвуковых вихрей (фото “а”) и фотографии акустических полей с излучением от зоны взаимодействия струи с плоскостью (фото “б”) и отражателем (фото “в”). На фотографиях видна направленность фронта волн от зон взаимодействия.

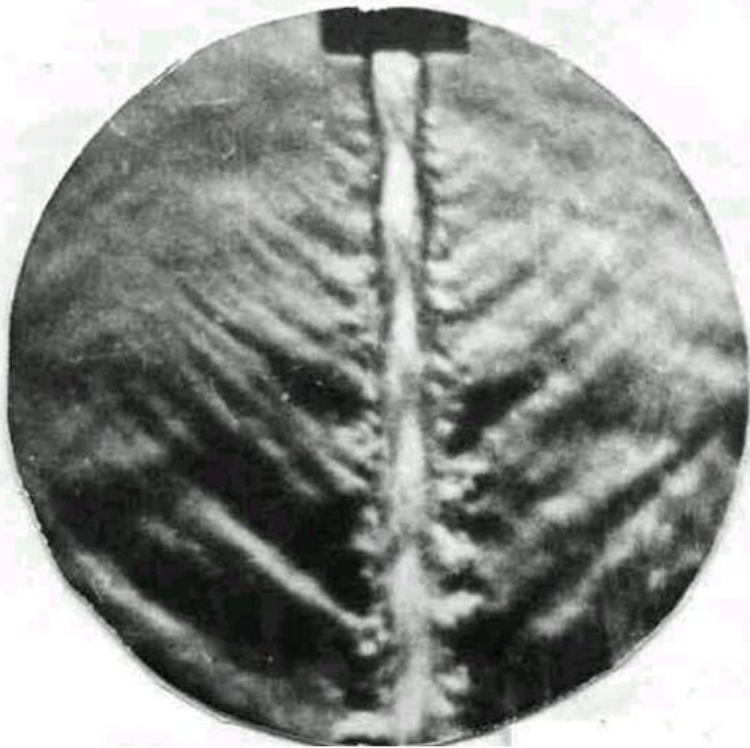
Акустическое излучение из зон пульсаций давления на поверхностях агрегатов



в) Свободная струя

Распространение акустических волн из зон взаимодействия струй с преградой фиксируется на шлирен-фотографиях. На рис. представлены фотографии акустического поля свободной сверхзвуковой струи с фронтами акустического излучениями от сверхзвуковых вихрей (фото “а”) и фотографии акустических полей с излучением от зоны взаимодействия струи с плоскостью (фото “б”) и отражателем (фото “в”). На фотографиях видна направленность фронта волн от зон взаимодействия.

Акустическое излучение из зон пульсаций давления на поверхностях агрегатов



в) Свободная струя

Для холодных струй, имеющих скорости газа

~ 100 м/с и, соответственно, малые мощности

акустического излучения при $\eta_{\text{ак}} \ll 0,5\%$, вклад

от зон взаимодействия струй с преградами может

быть весьма существенным не только в ближнем,

но и в дальнем поле.

Однако и для горячих струй, для которых акустический к.п.д. достаточно высок,

вклад

акустической мощности в ближнее поле необходимо учитывать при определении

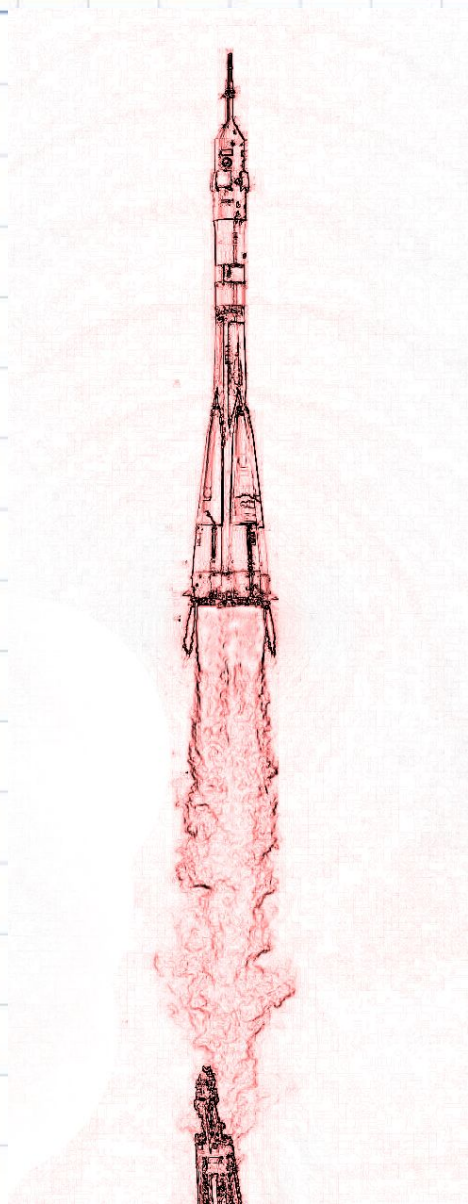
акустического давления на элементах

старту-

ющей ракеты, в особенности на кормовой части.

Этим эффектом, в частности, помимо

Методы снижения турбулентного шума струи



Механическая мощность струй двигателей

достигает весьма высоких величин (10^8 кВт),

поэтому, несмотря на то, что акустическая

мощность составляет всего лишь доли

процента механической мощности, шум,

создаваемый струями, достигает высоких

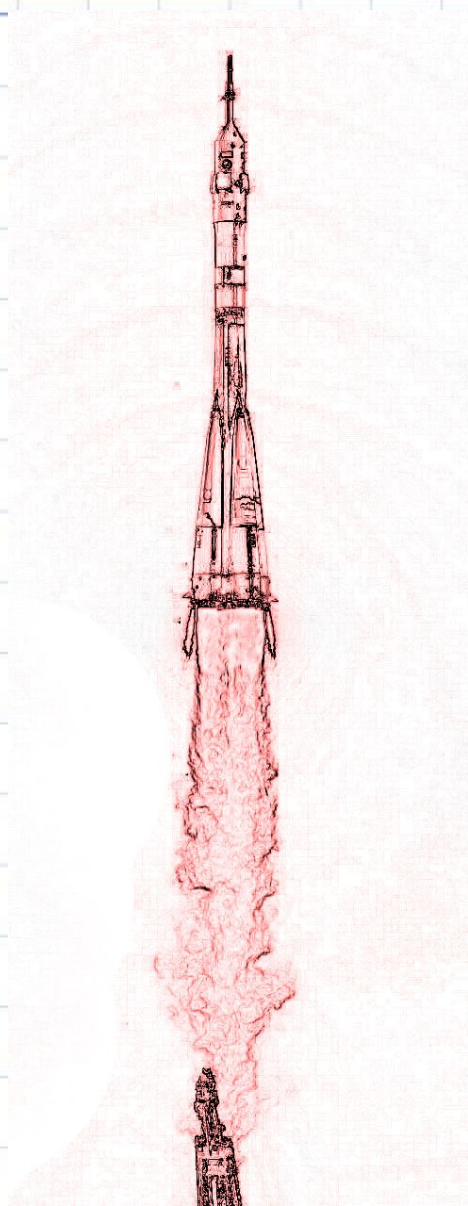
уровней и представляет серьезную

Методы снижения турбулентного шума струи

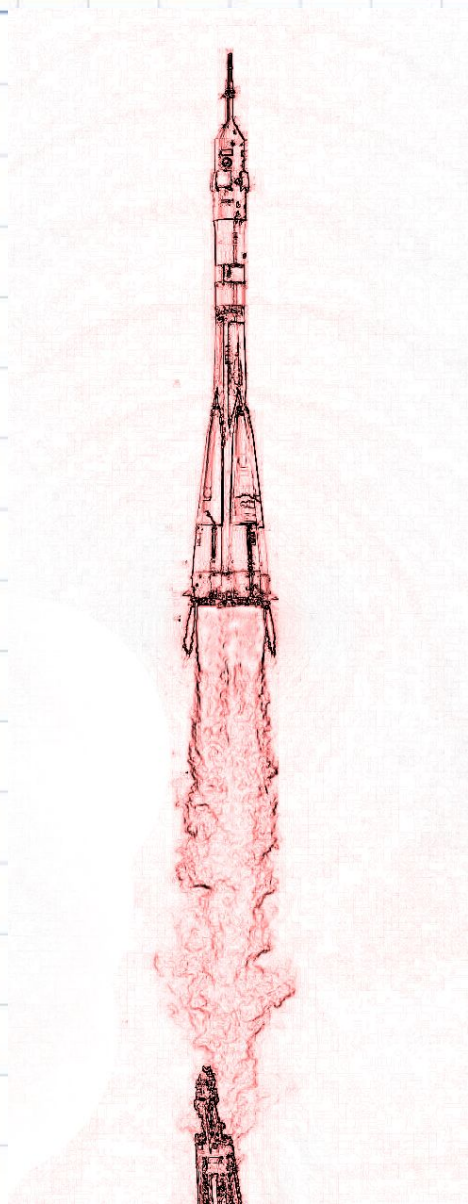
Методы снижения шума струи могут быть разделены на **активные** и **пассивные**.

Активные методы подразумевают воздействие на процесс турбулентного перемешивания выхлопного потока с окружающей средой.

Пассивные методы предусматривают снижение уже образовавшегося шума посредством применения глушителей, принцип работы которых заключается, в основном, в использовании эффекта затухания акустической энергии в



Уменьшение уровня шумовых пульсаций давления вводом воды в струи ДУ



Наиболее эффективным средством уменьшения

акустических давлений при старте является ввод

в струи ДУ воды с относительным расходом

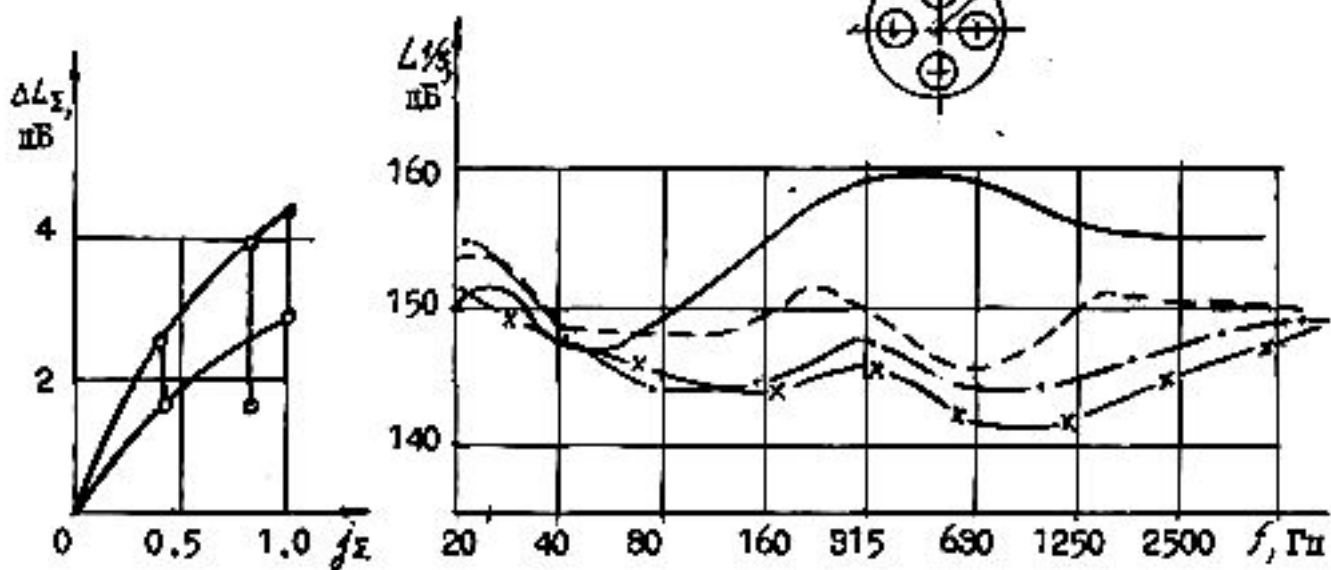
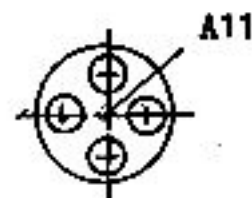
Физика эффекта состоит в снижении скорости

течения струй пропорционально

Уменьшение уровня шумовых пульсаций давления вводом воды в струи ДУ

СМ-А216 ГОСТ. Н=0

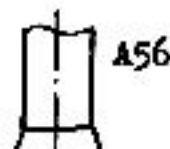
Днище (пята)



Боковая поверхность

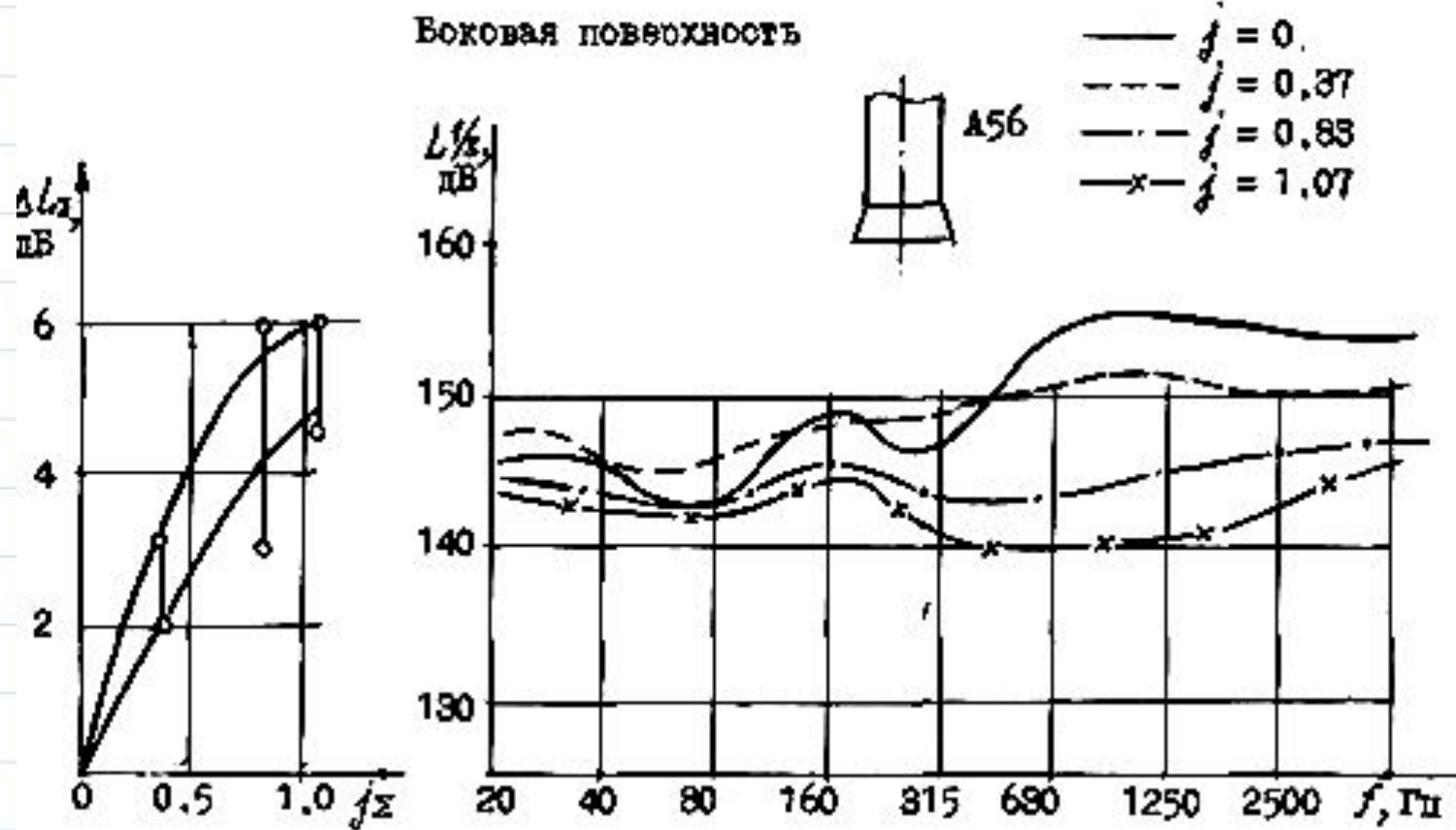
ΔL_{Σ}

L_{Σ}
дБ



- $f_{\Sigma} = 0$
- - - $f_{\Sigma} = 0,37$
- · - $f_{\Sigma} = 0,83$
- x - $f_{\Sigma} = 1,07$

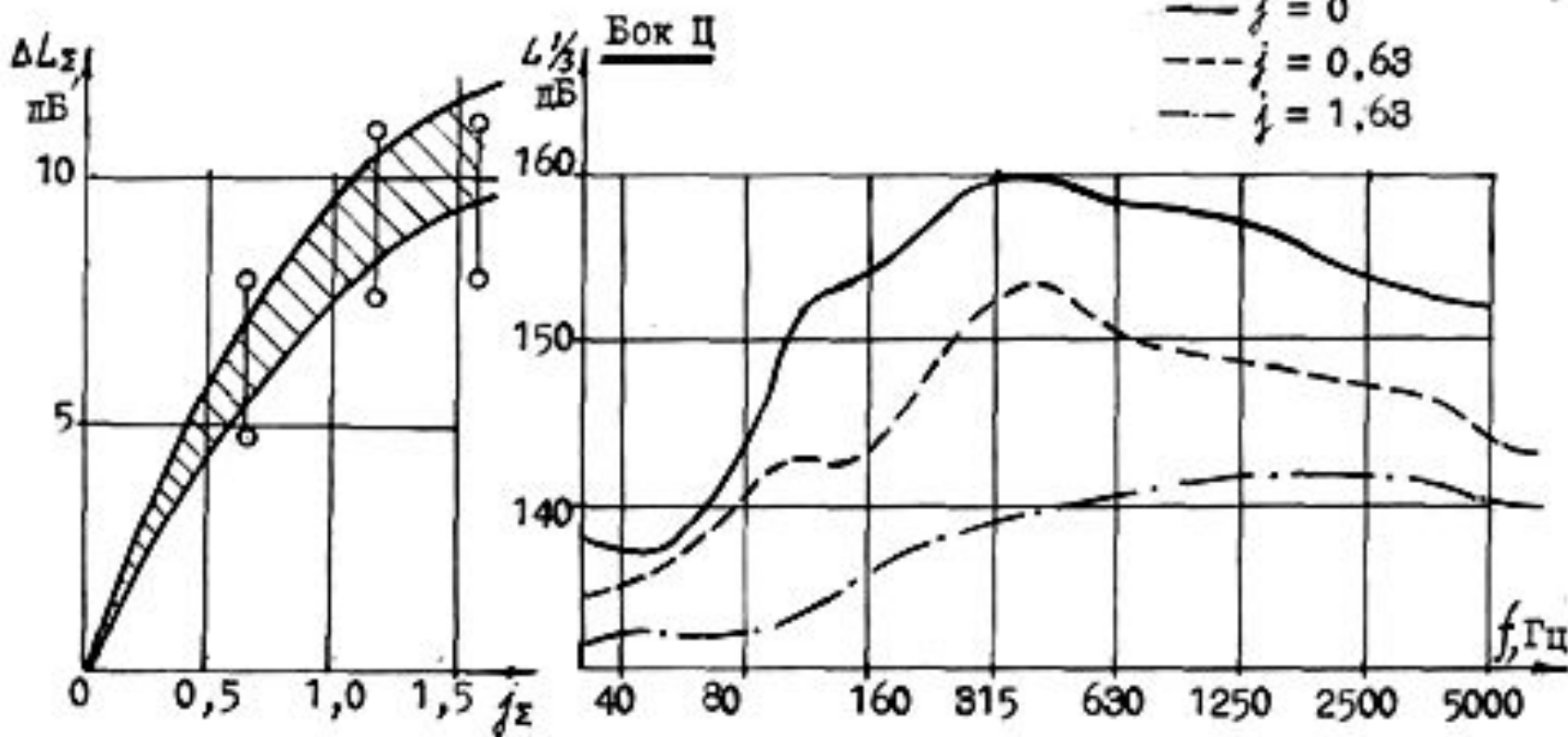
Уменьшение уровня шумовых пульсаций давления вводом воды в струи ДУ



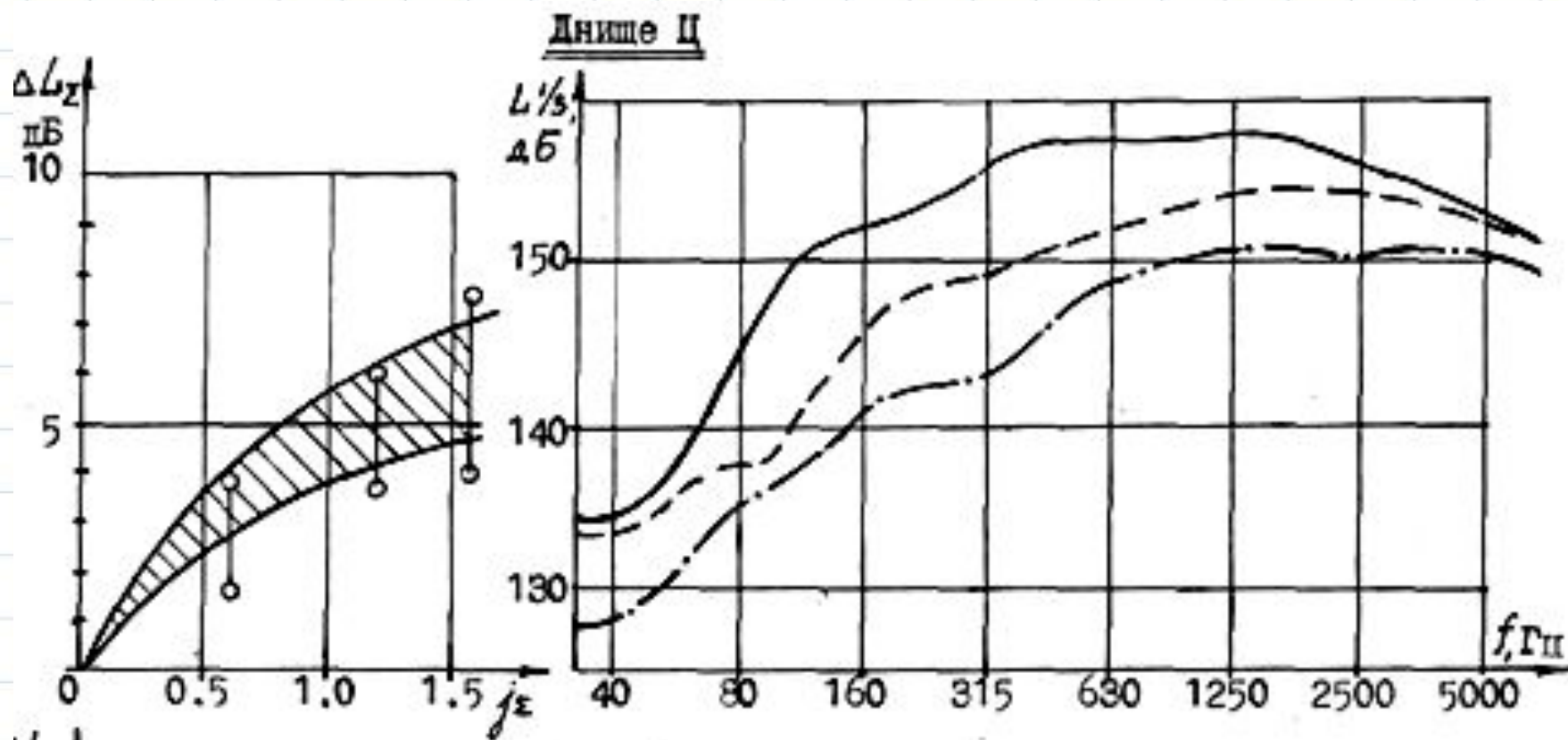
Влияние воды на ΔL_x в модели 1:5 (Зенит)

Уменьшение уровня шумовых пульсаций давления вводом воды в струи ДУ

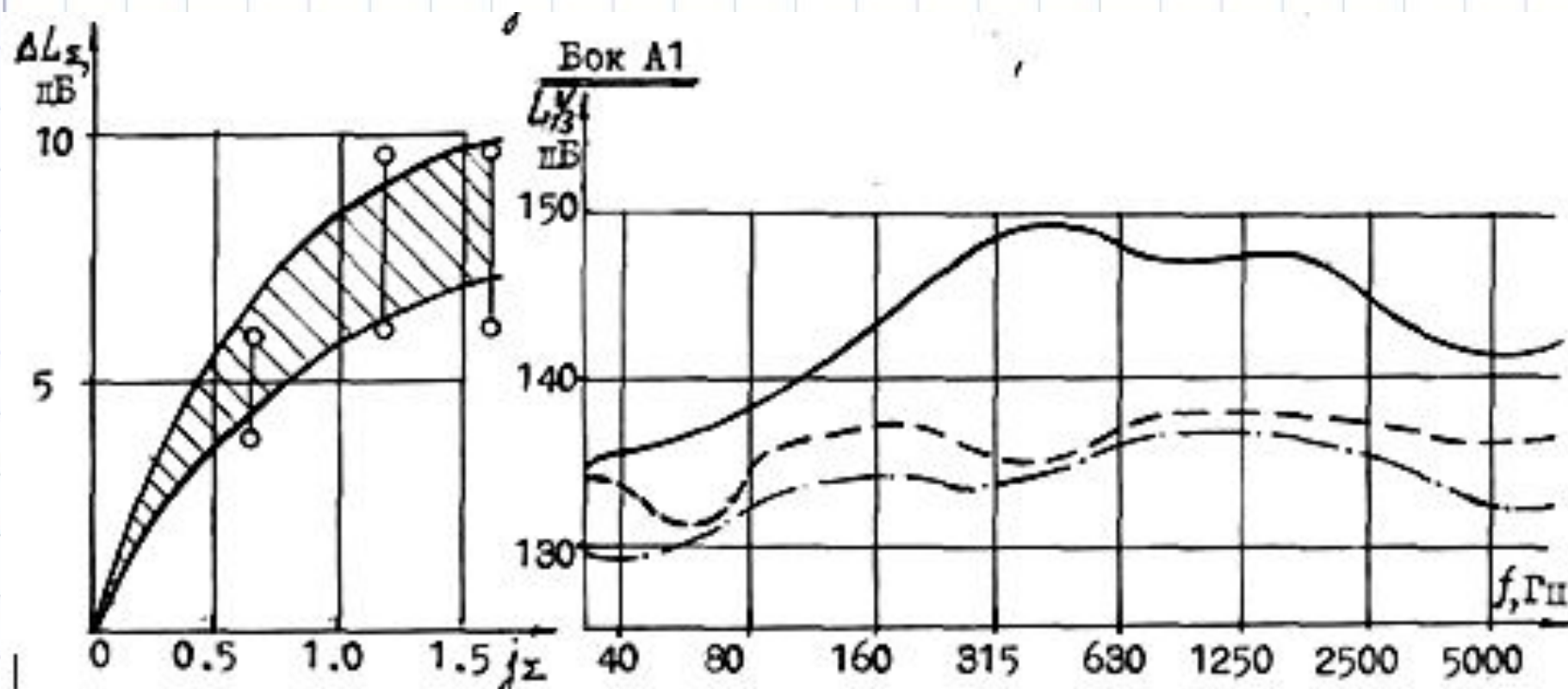
256/М, СМ-А218, ГСТ (Ц-4А), Н = 0



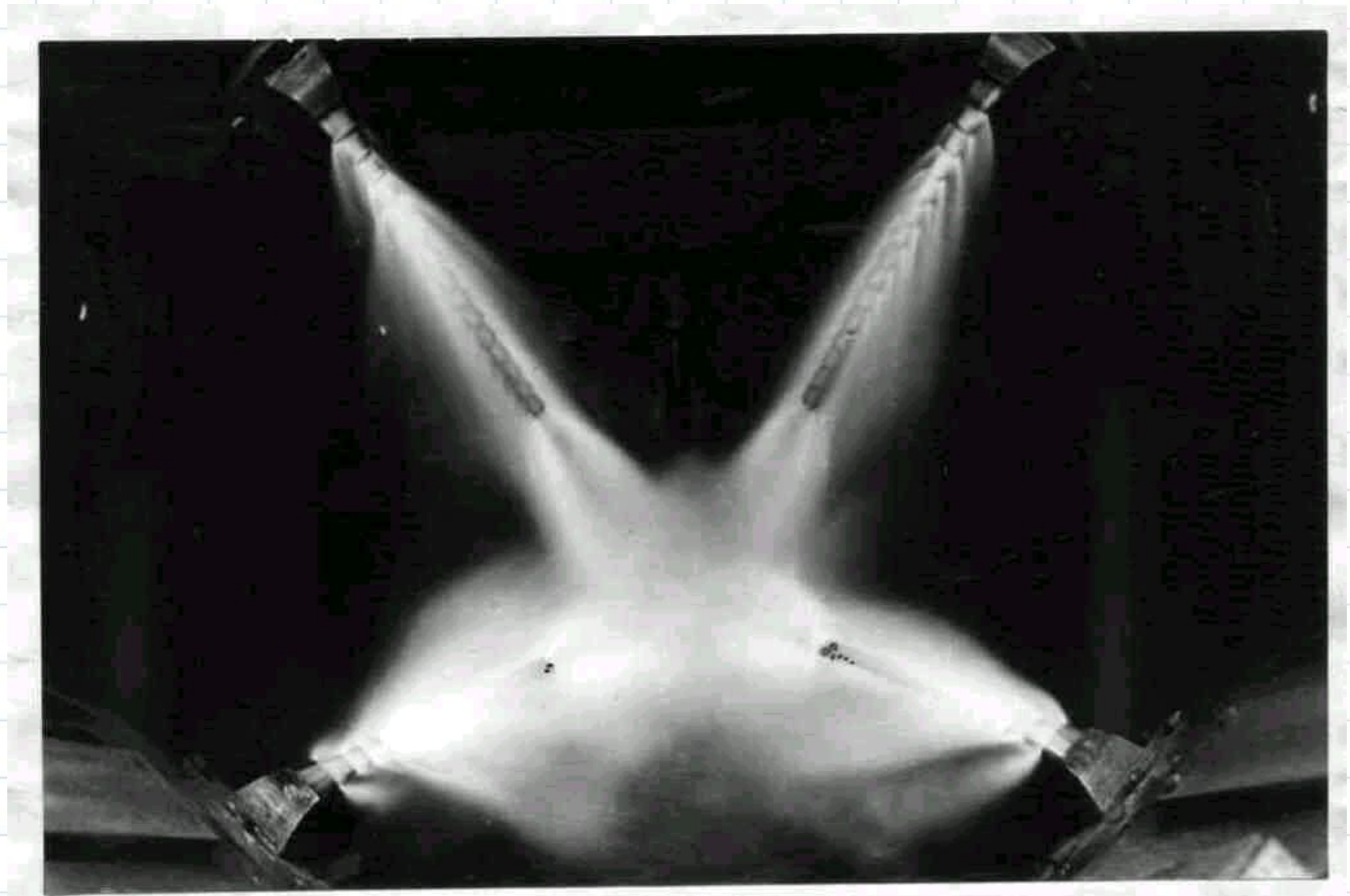
Уменьшение уровня шумовых пульсаций давления вводом воды в струи ДУ



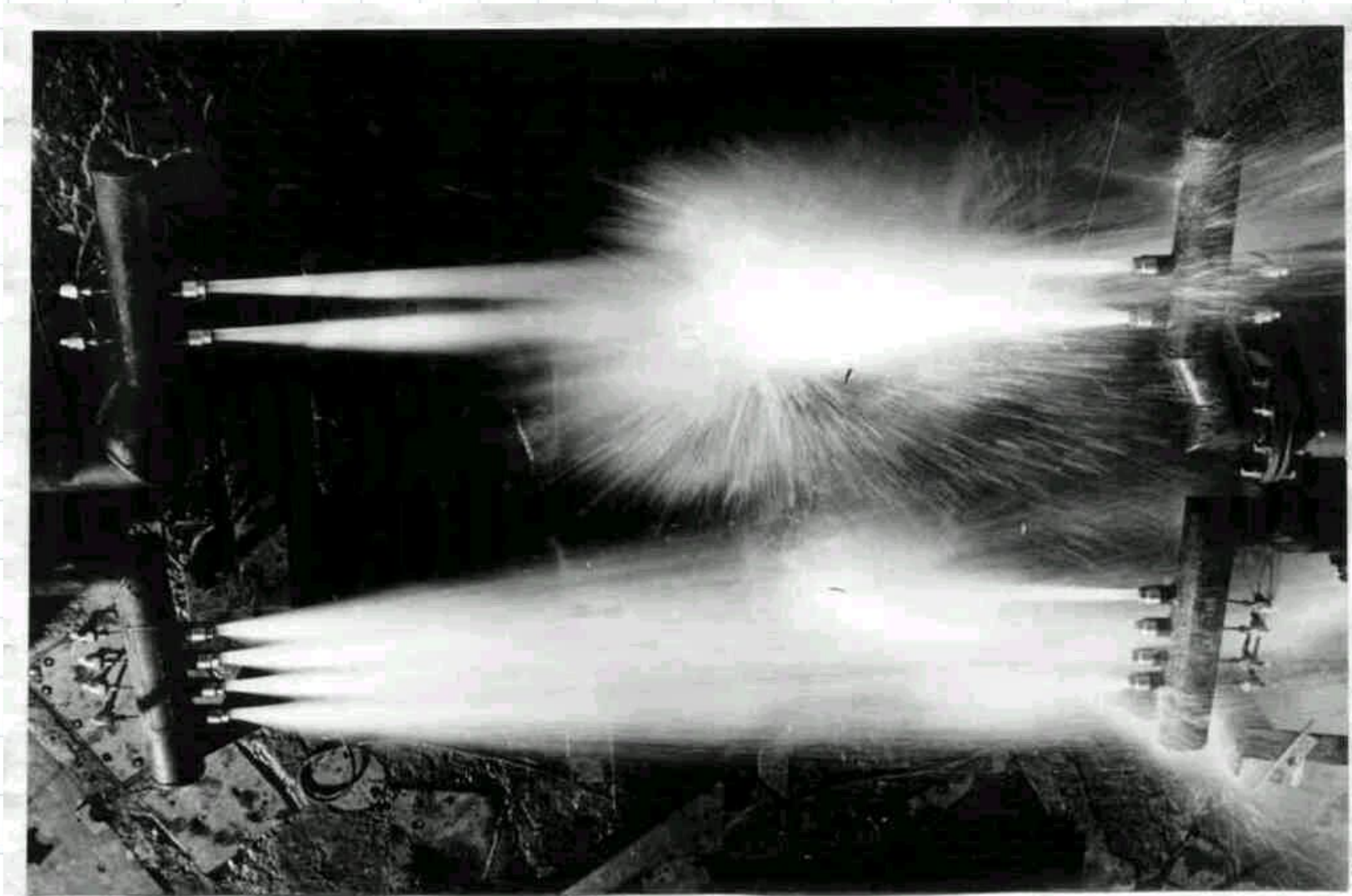
Уменьшение уровня шумовых пульсаций давления вводом воды в струи ДУ



Уменьшение уровня шумовых пульсаций давления вводом воды в струи ДУ



Уменьшение уровня шумовых пульсаций давления вводом воды в струи ДУ



Температурные нагрузки



Рисунок: <http://topwar.ru/uploads/images/2014/785/vsdq533.jpg>

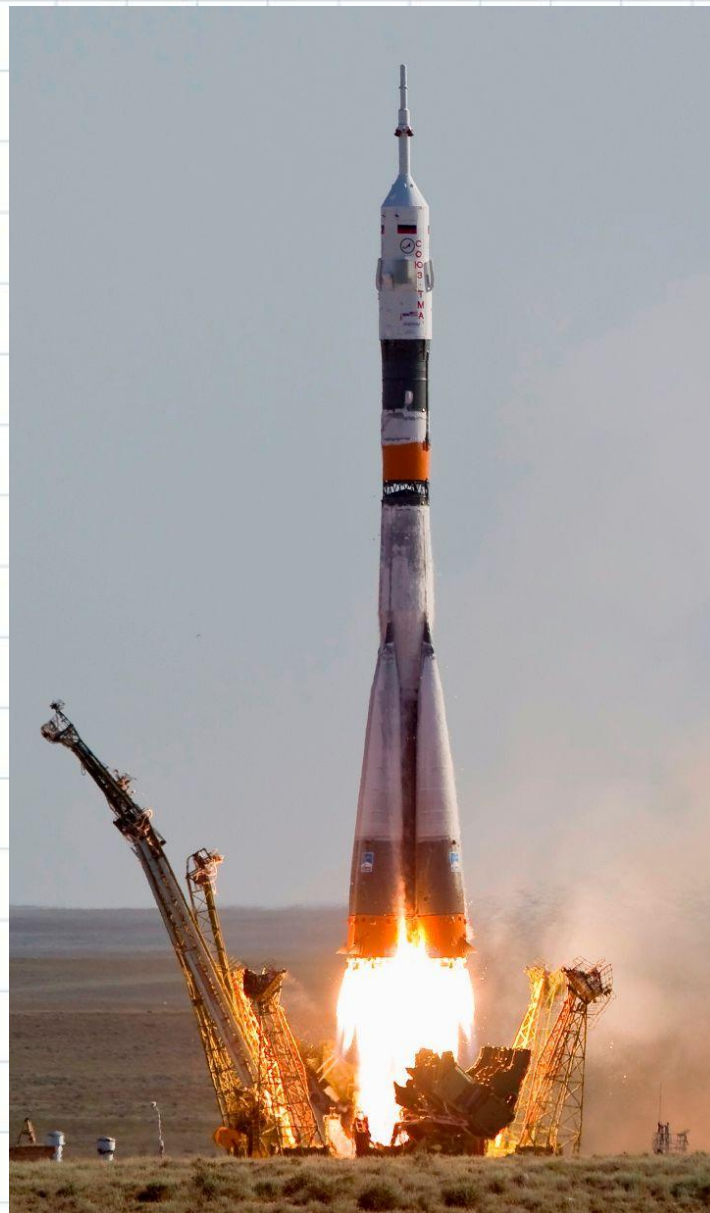


Рисунок: <http://media.search.lt/GetFile.php?OID=238349&filetype=4>

Температурные нагрузки

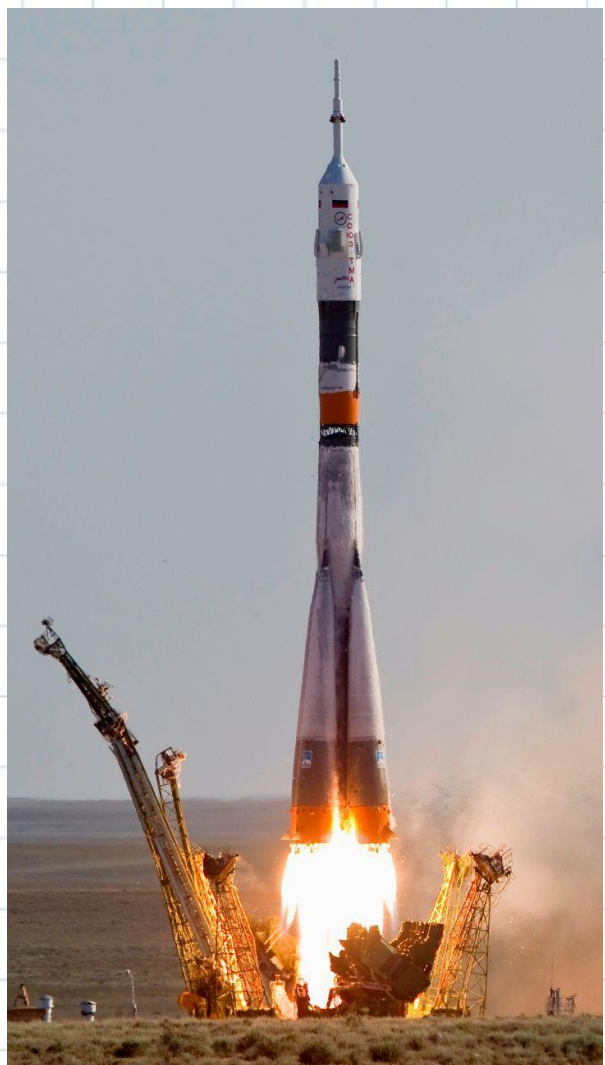
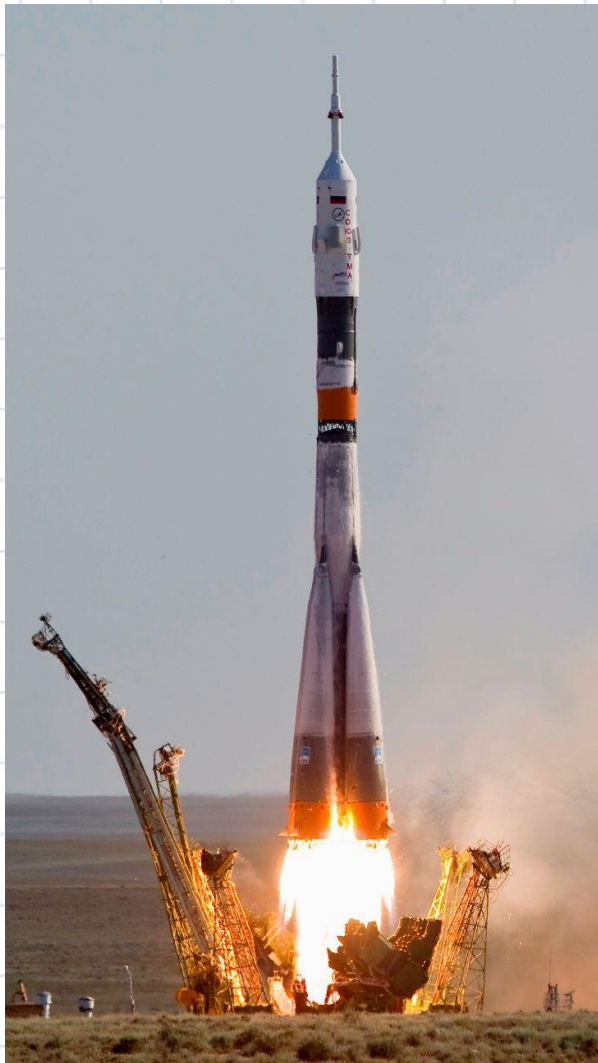


Рисунок:
<http://media.search.lt/GetFile.php?OID=238349&filetype=>
4

Наибольшему тепловому
воздействию
струй ду подвергаются
газоотражатели
и газо-отводные устройства,
воспри-
нимающие на себя силовое и
тепловое
воздействие отводимой от
ракеты

газовой струи

Температурные нагрузки



Тепловое воздействие на газо-отражатели

характеризуется следующими данными:

- плотность теплового потока составляет (в среднем):

$$q=3000 \text{ ккал}/(\text{м}^2\text{с})\approx 12500 \text{ кДж}/(\text{м}^2\text{с});$$

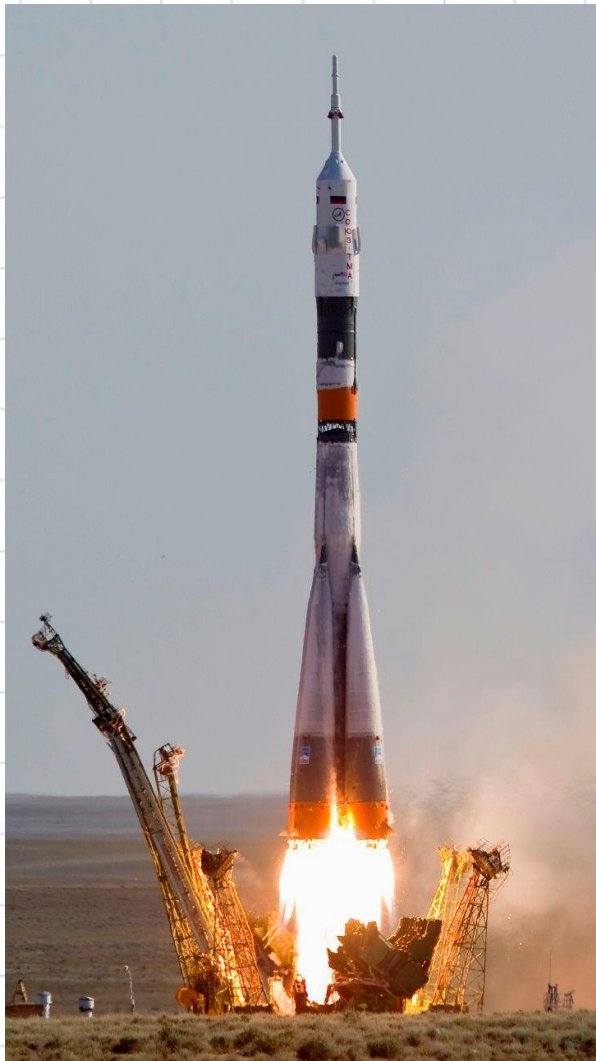
- суммарное тепловое воздействие

$$Q=5000-10000 \text{ ккал}/\text{м}^2\approx 20-30 \text{ МДж}/\text{м}^2;$$

- время активного теплового воздействия

составляет от 3 с до 10 с.

Температурные нагрузки



Плотность теплового потока на отражателях распределяется аналогично давлению на поверхности. Это может быть проиллюстрировано приближенной эмпирической формулой:

$$q = \Delta P \mu_T (T_0 - T_w) \cdot 10^{-4},$$

ΔP – давление на отражателе (кг/м²);

μ_T – характеристика топлива, зависящая от его теплотворной способности H_u .

$$\text{При } H_u = 1650 \text{ ккал/кг } \mu_T = 0,1 \text{ ккал/(кг } ^\circ\text{C c)} \quad \mu_T = \mu_{T_0} \frac{H_u}{1650};$$

$T_0 - T_w$ – разность температур газа и стенки.

Температурные нагрузки

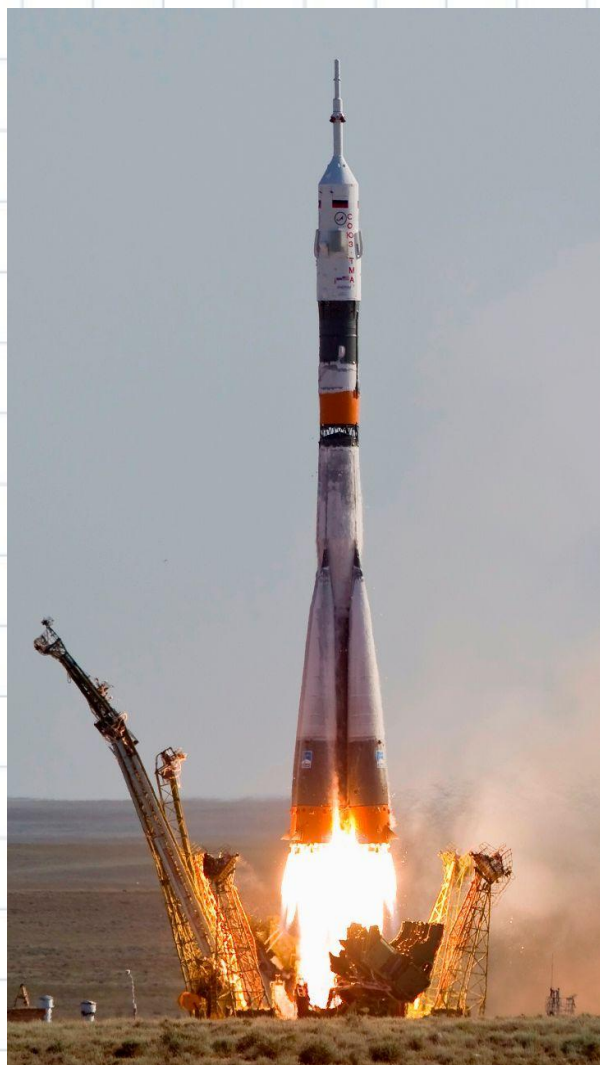


Рисунок:
<http://media.search.lt/GetFile.php?OID=238349&filetype=>

Для определения суммарного теплового воздействия необходимо интегрирование по времени действия сверхзвукового участка струи производства переменных по времени величин (до окончания теплового воздействия

$$\tau_k = \sqrt{\frac{2(\bar{L}_{cc} - \bar{L}_0)d_a}{(n-1)g}}$$

\bar{L}_{cc} – длина сверхзвукового участка струи;

\bar{L}_0 – начальное расстояние сопла от преграды;

n – перегрузка ракеты при старте.

Температурные нагрузки на газоотводные трубы

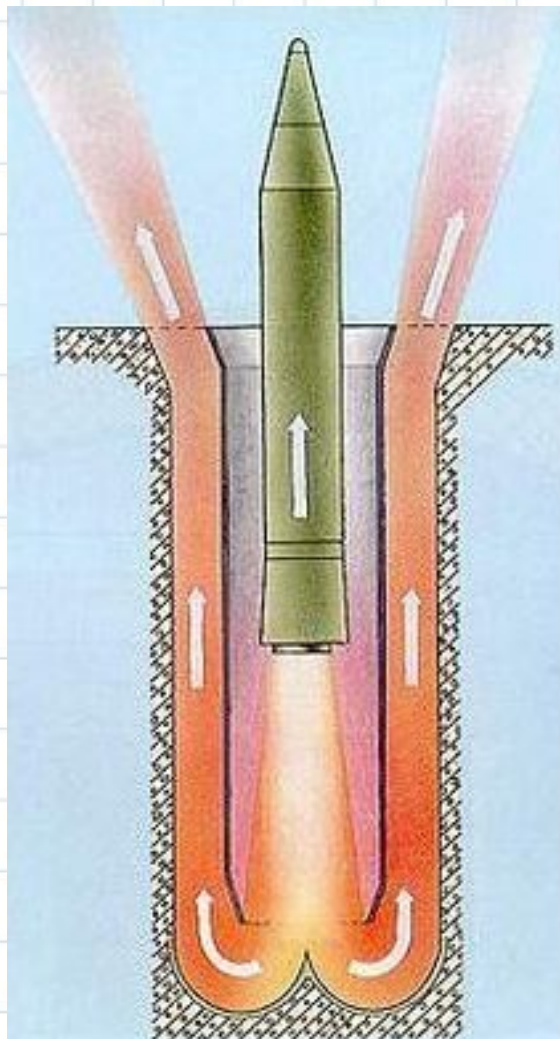


Рисунок:

Тепловое воздействие на газоотводные трубы характеризуется:

- плотностью теплового потока $q=1000-2000$ ккал/(м²с);
- суммарными тепловыми нагрузками $Q=1000-3000$ ккал/м² за время действия от 1 с до 5 с.

Температурные нагрузки на газоотводные трубы

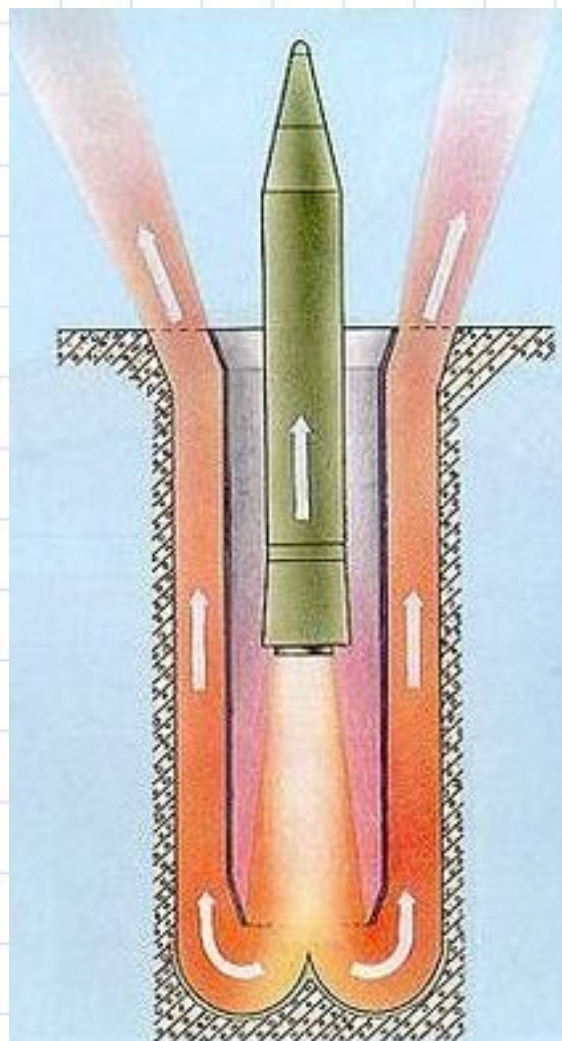
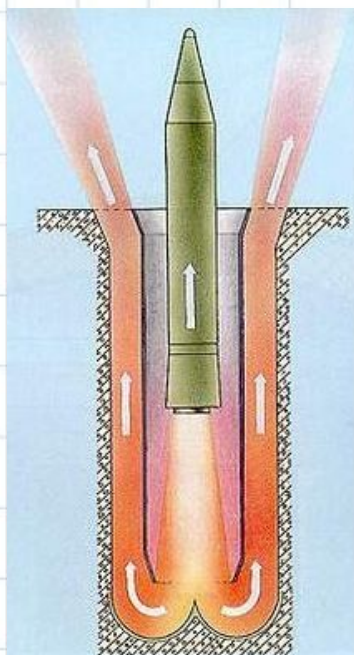
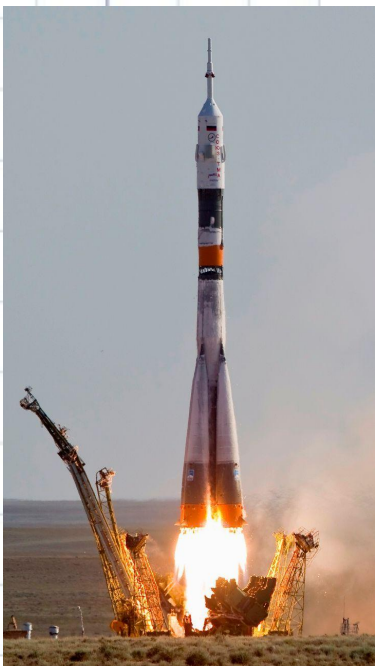


Рисунок:

Параметры теплового воздействия на поверхности газоотводных труб и газоходов были получены в ходе отработки экспериментальных шахтных пусковых установок. При натурных измерениях определялся весь комплекс параметров, возникающих при взаимодействии струй ДУ с элементами пусковой установки (газодинамических, тепловых, акустических, вибрационных). Это позволило выявить

Особенности теплообмена со струёй



Одной из особенностей в условиях теплообмена является запыленность потока частицами бетона, наличие больших объемов газа с температурой, близкой к температуре торможения, т.е. то, что делает заметным вклад в суммарный тепловой поток лучистой составляющей (до 30%).

Особенности теплообмена со струёй

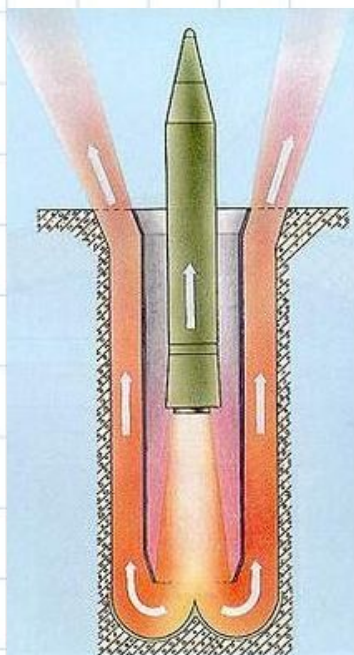
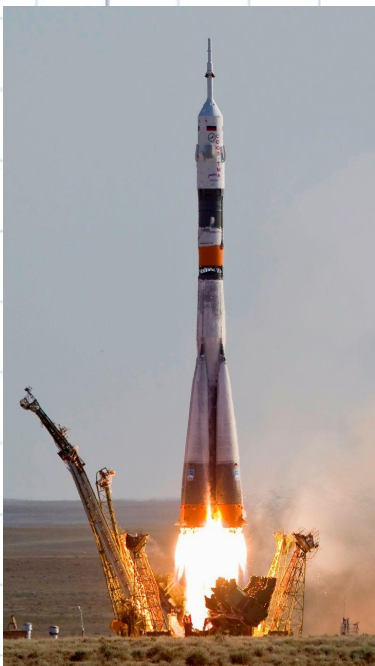
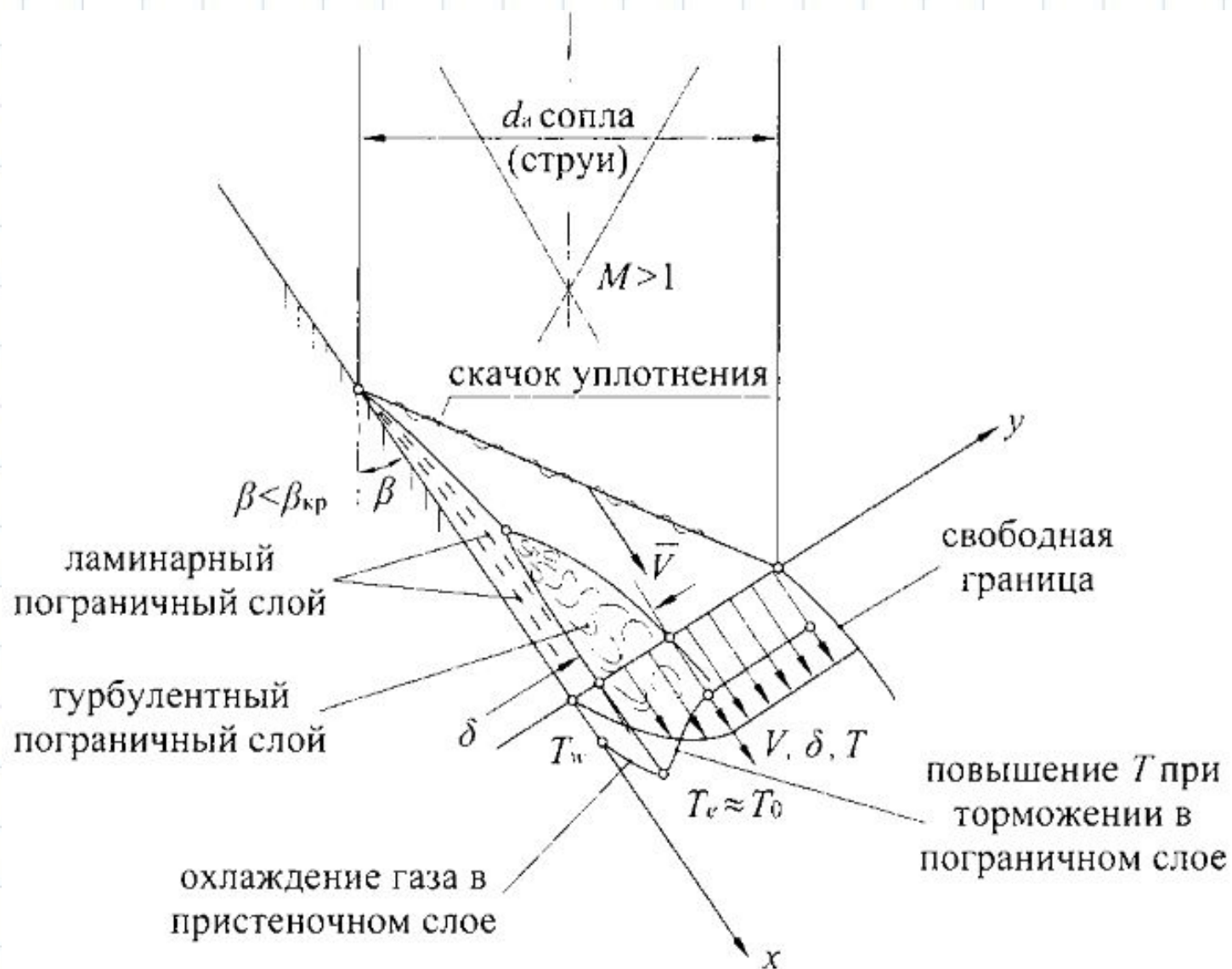


Рисунок:

Однако тепловое воздействие определяет, в основном, конвективный тепло-обмен, который при условиях старта имеет свою специфику и некоторые новые свойства. Эти свойства, в первую очередь, появляются в силу действия такого фактора, как акустическая энергия газовой струи, а также больших градиентов давления на поверхности действия газовых струй и пульсаций давления,

Особенности теплообмена со струёй



Особенности теплообмена со струёй

Теплопередача происходит в

пограничном слое

" δ " и ее интенсивность зависит как от уровня

параметров потока, так и от градиента

изменения

параметров в погранслое на толщине

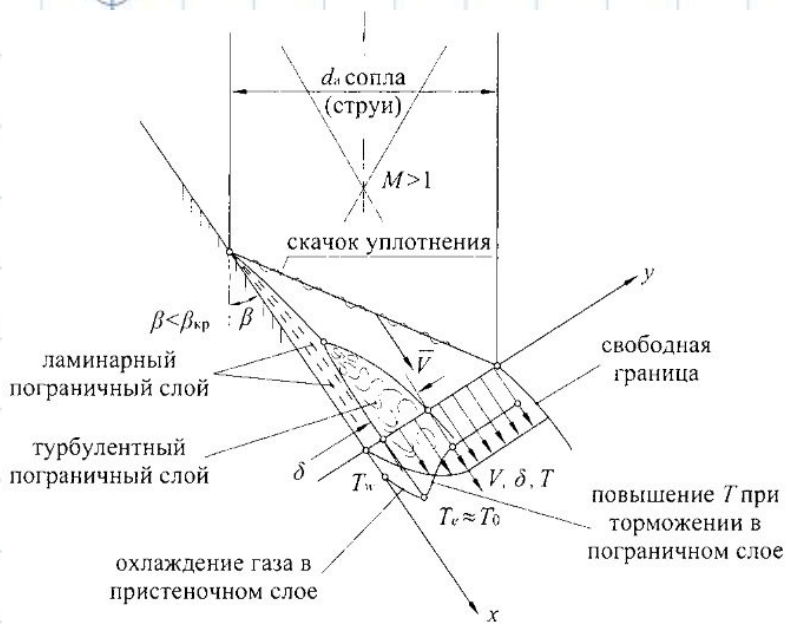
$$Re = \frac{v \rho l}{\mu}$$
 газа тормозятся на стенке ($w=0$).

Если $Re < 10^5$, то течение в толщине погранслоя ламинарное, режим течения

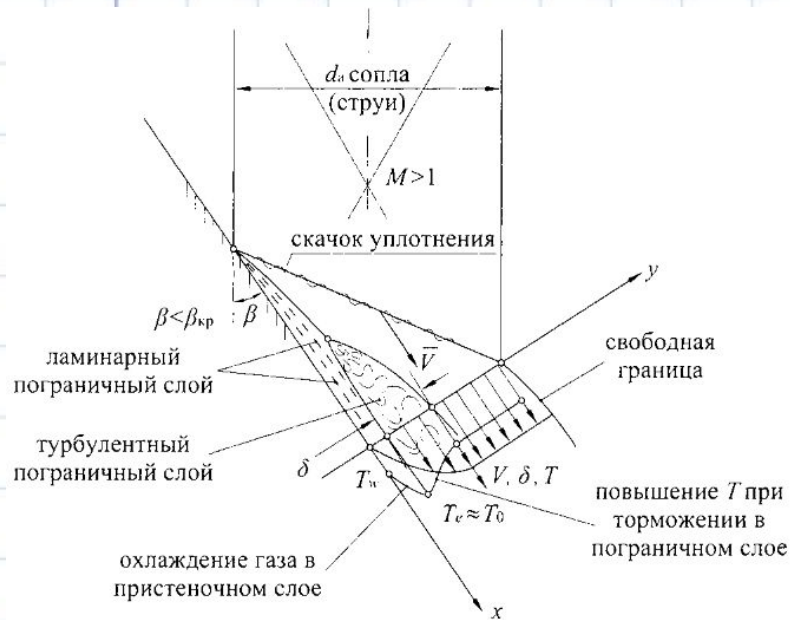
траекториями определяется

частиц – ламинарное. При числах Рейнольдса $Re \sim 10^5$ течение

неустойчивое, т.е. отношением сил инерции к силам



Особенности теплообмена со струёй



Температура газа в погранслое из-за торможения

возрастает от термодинамической T_0 до температуры восстановления T_e ,

близкой к

температуре торможения T_0 .

Однако для теплопроводной стенки

непосредственно вблизи стенки в

ламинарном

подслое температура газа падает,

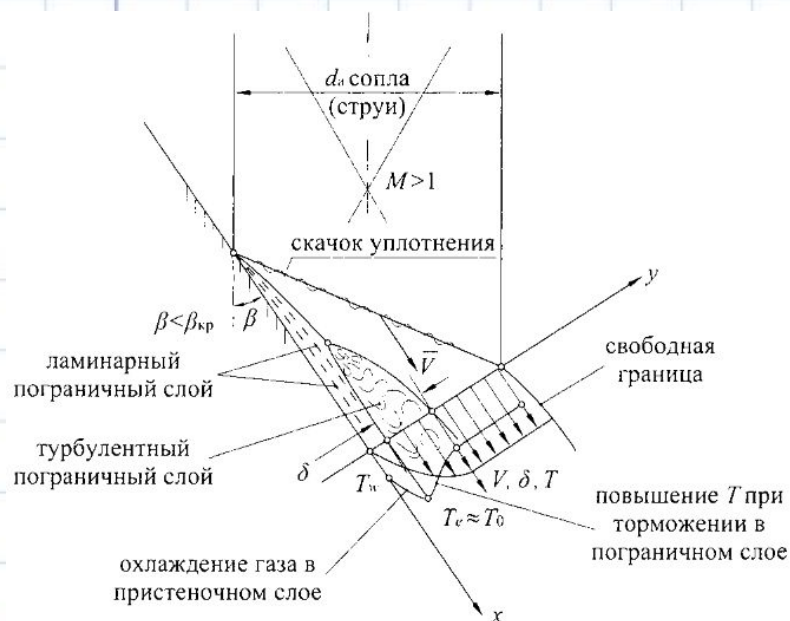
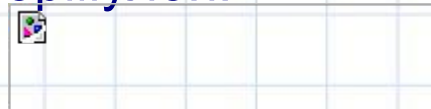
вследствие

теплопередачи в стенку, от значения T_e

Особенности теплообмена со струёй

Плотность теплового потока

определяется формулой:



При простоте формулы, определяющей теплоотдачу

от газа к стенке при температурном перепаде $T_0 - T_w$,

следует обратить внимание на то, что вся сложность

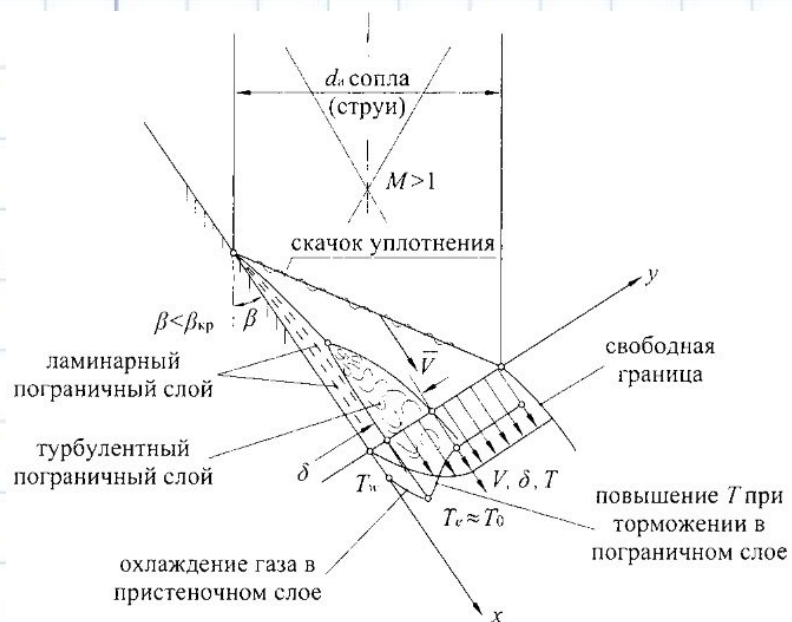
механизма теплопередачи состоит в сложности

определения коэффициента.

Этим коэффициентом должно определяться влияние

на теплообмен газодинамических

Особенности теплообмена со струёй



Коэффициент α определяется из

критериального

уравнения для числа Нуссельта



, характеризующего повышение интенсивности передачи тепла конвекцией по

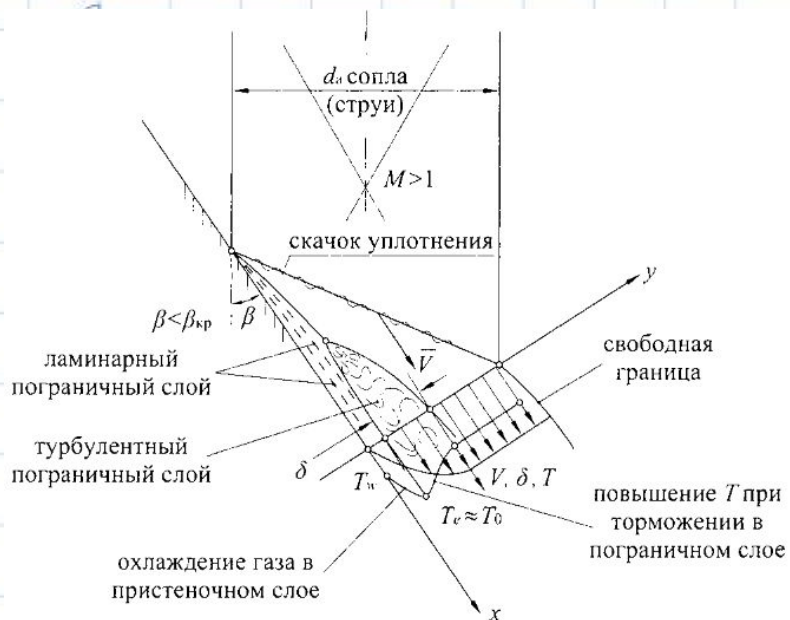
сравнен с те

$$Nu = f\left(Re, Pr, \frac{T_w}{T_0}\right)$$



где

Особенности теплообмена со струёй



Каждый критерий определяет свойства потока,

от которых зависит теплообмен:

- Число Pe определяет по параметрам

потока режим течения в погранслое и интенсивность

тепло-передачи конвекцией;

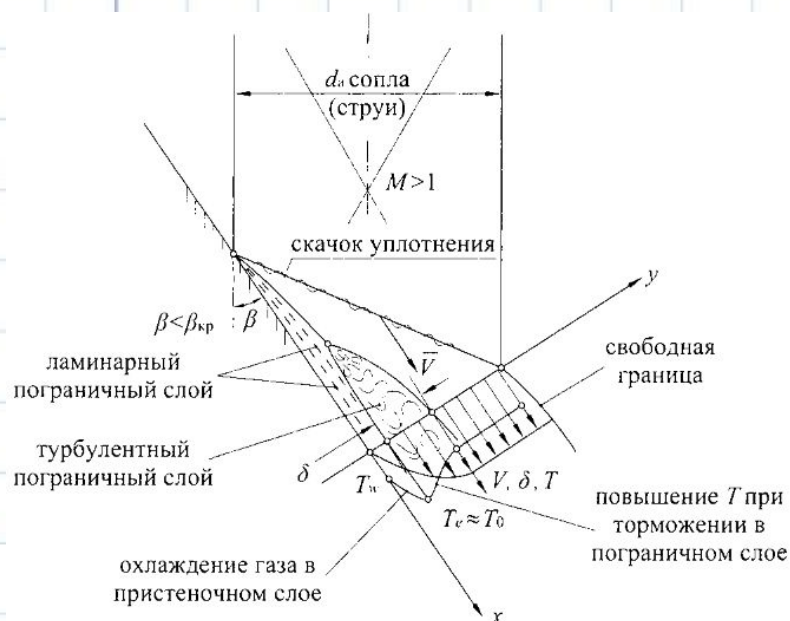
- Число Pe является отношением толщин динамического и теплового погранслоев и зависит от теплофизических (факторов) характеристик:

температурный фактор

T_w/T_0 характеризует

влияние изменения

Особенности теплообмена со струёй



Влияние температурного фактора в условиях

старта существенно в силу значительной

разницы температуры газа T_0 и температуры

металлических конструкций T_w как в начале

нагревания, так и даже при плавлении в случае $\left(\frac{T_w}{T_0}\right)^{-0.1}$

металлических стенок или низкотемпературных ТЗП.

В критериальном уравнении влияние фактора

Особенности теплообмена со струёй

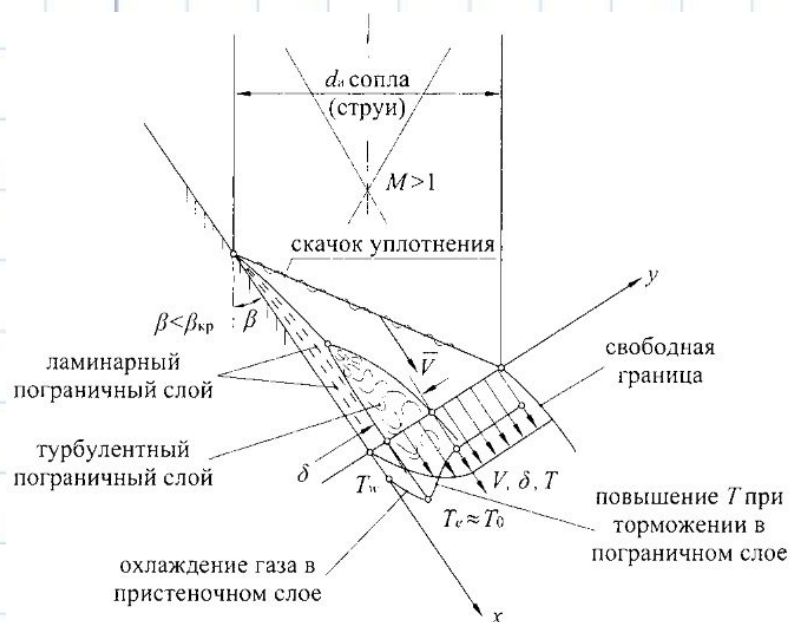
Падение температуры может быть учтено одним

из следующих способов:

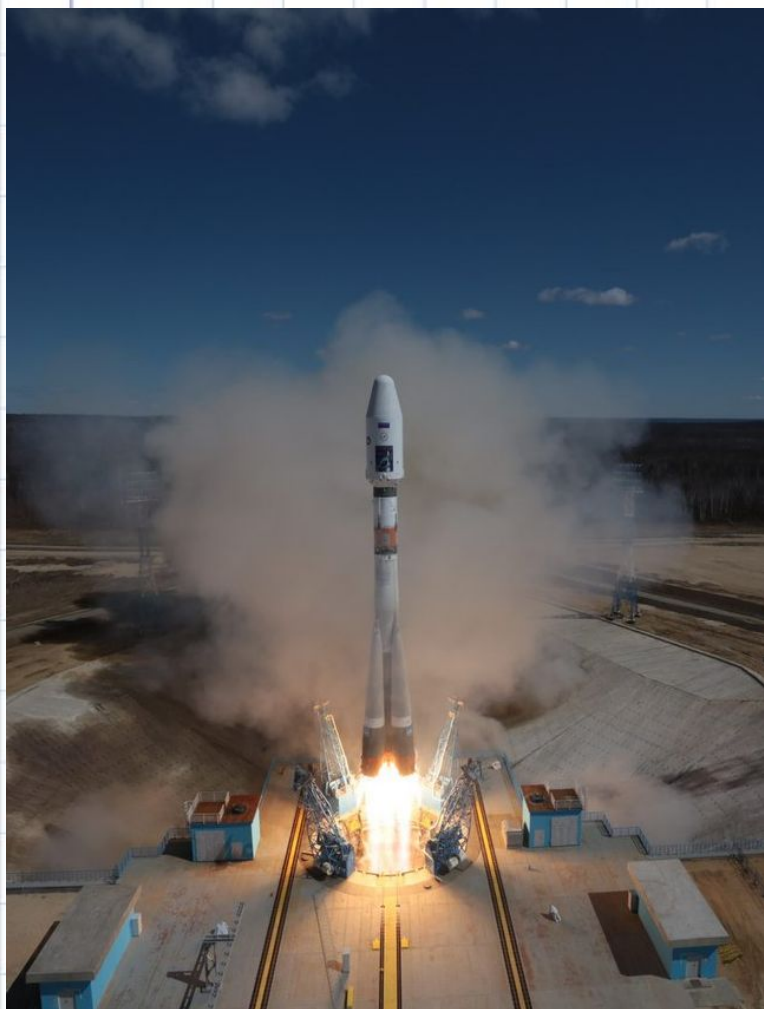
$$T_* = \frac{1}{2}(T_0 + T_w)$$

$$T_* = 0,28T_\delta + 0,51T_w + 0,22T_e,$$

где
$$T_e = T_\delta \left(1 + 0,89 \frac{k-1}{2} M_\delta^2 \right).$$

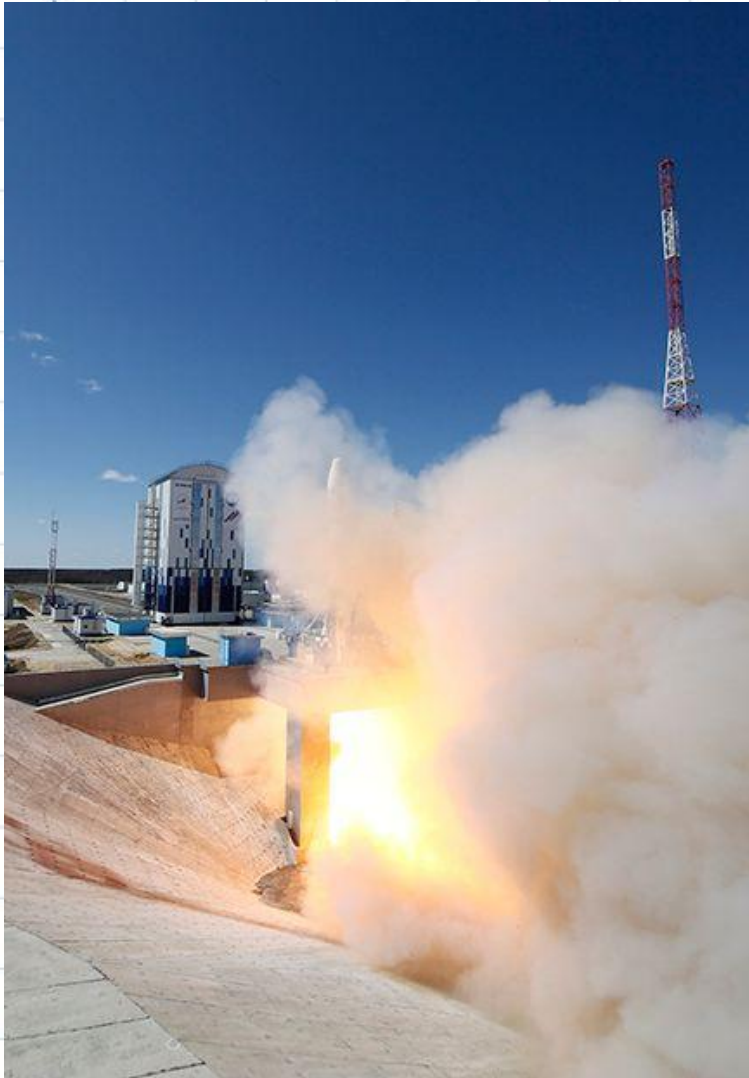


Схемы теплового воздействия на агрегаты ПУ



Агрегаты ПУ имеют сложную геометрию, поэтому при рассмотрении воздействия на них струй целесообразно выделить отдельные элементы, чтобы свести схемы воздействия к некоторым изученным случаям.

Воздействие на газоотражатель



Аналогом воздействия является обтекание

клина внешним потоком. Параметры струи

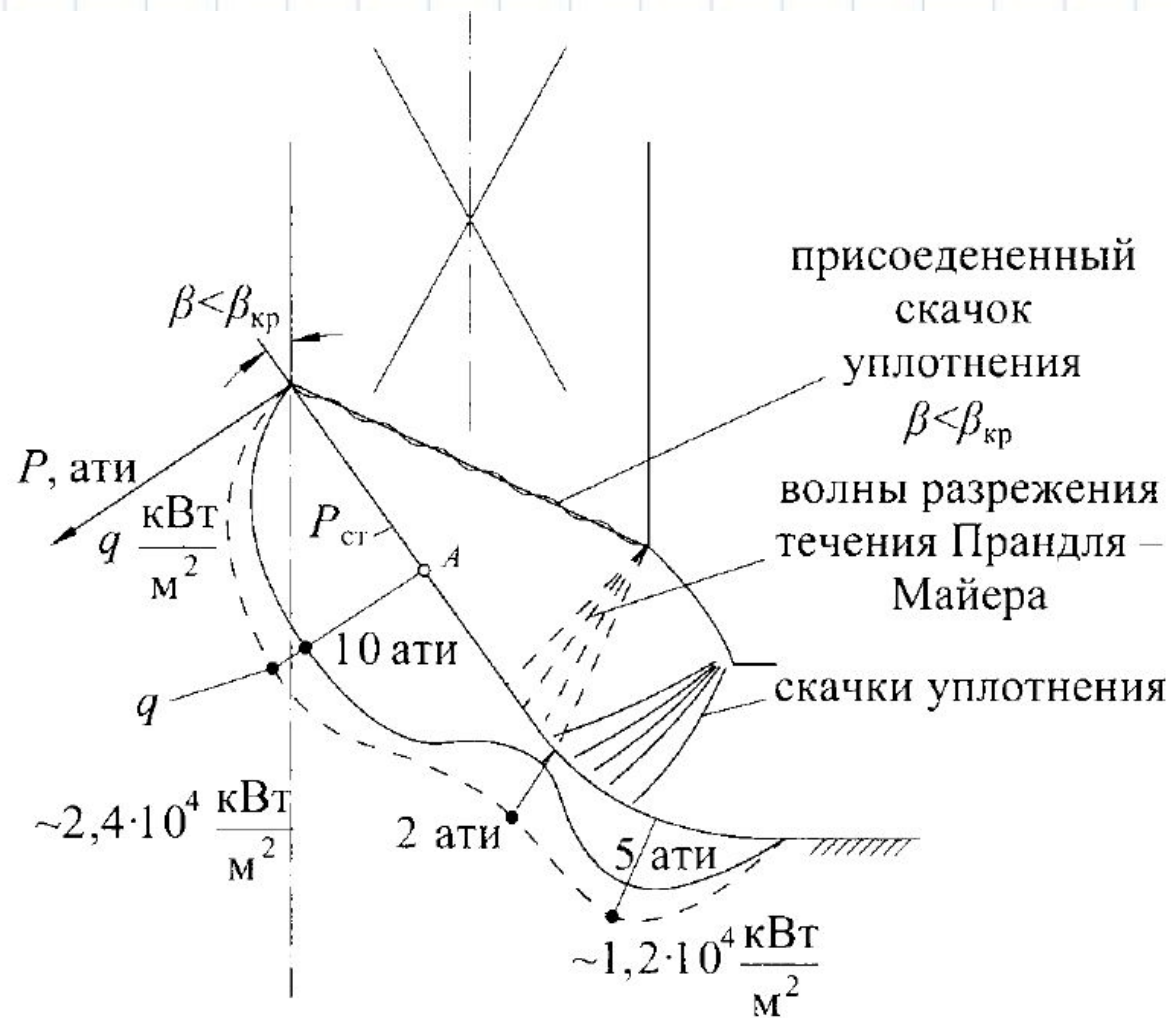
неравномерны по сечению и по длине.

При

расчетах применяют осреднение по сечению струи.

Типовые параметры нагрузок на отражатель:

Воздействие на газотрагатель

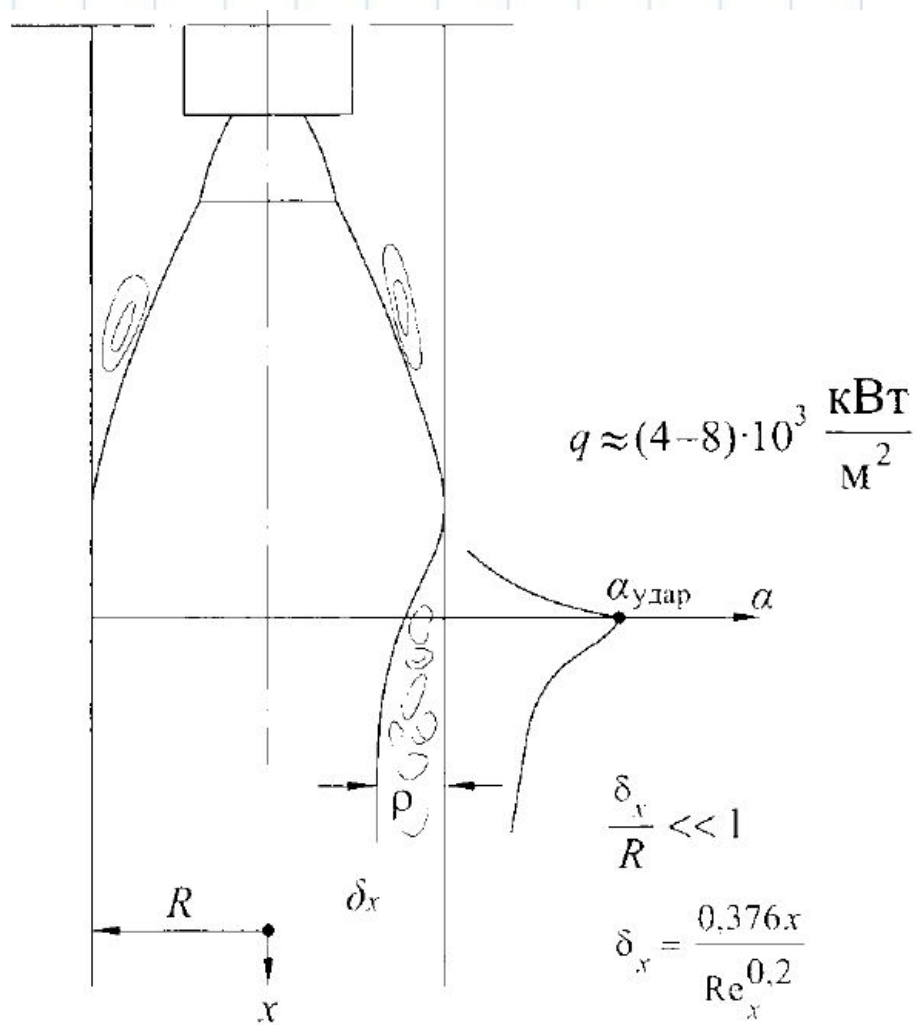


Воздействие на пусковые контейнеры

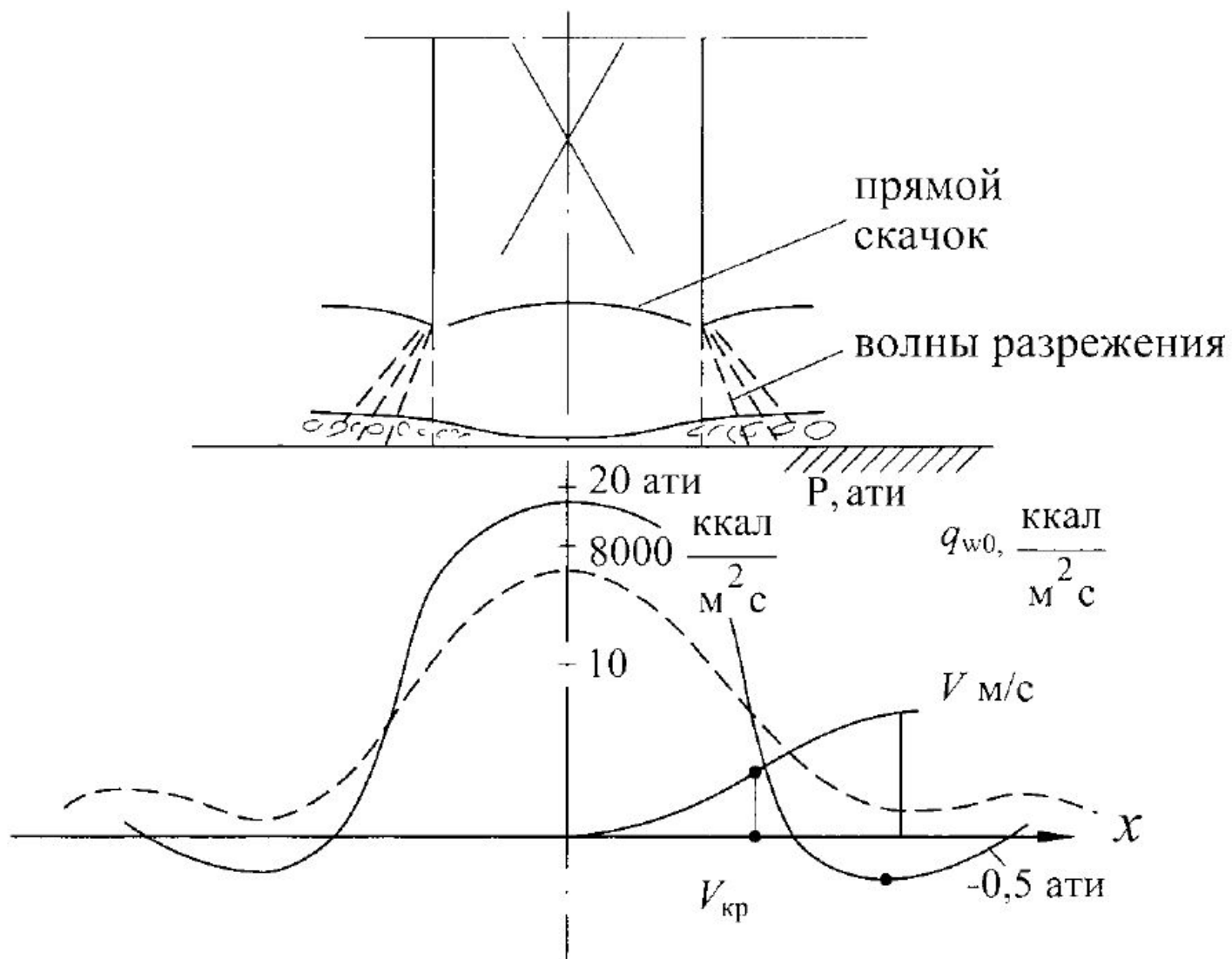


Воздействие локальное с
перемещением зоны
по длине трубы. Максимальное
значение _{уд.} Было
названо «ударным». Ввиду того, что
зона
действия _{уд.} перемещается при движении
ракеты в стволе, по экспериментальным
данным были составлены эмпирические
зависимости, позволившие проводить
расчеты по осредненным параметрам.

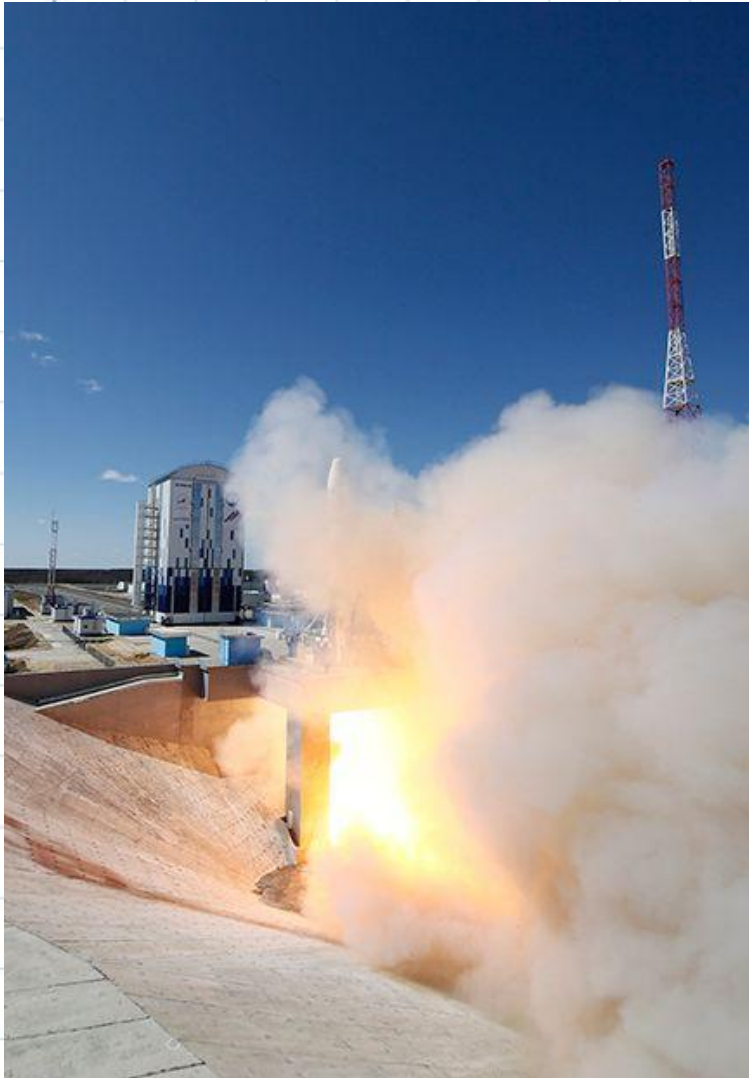
Воздействие на пусковые контейнеры



Натекание струи на преграду

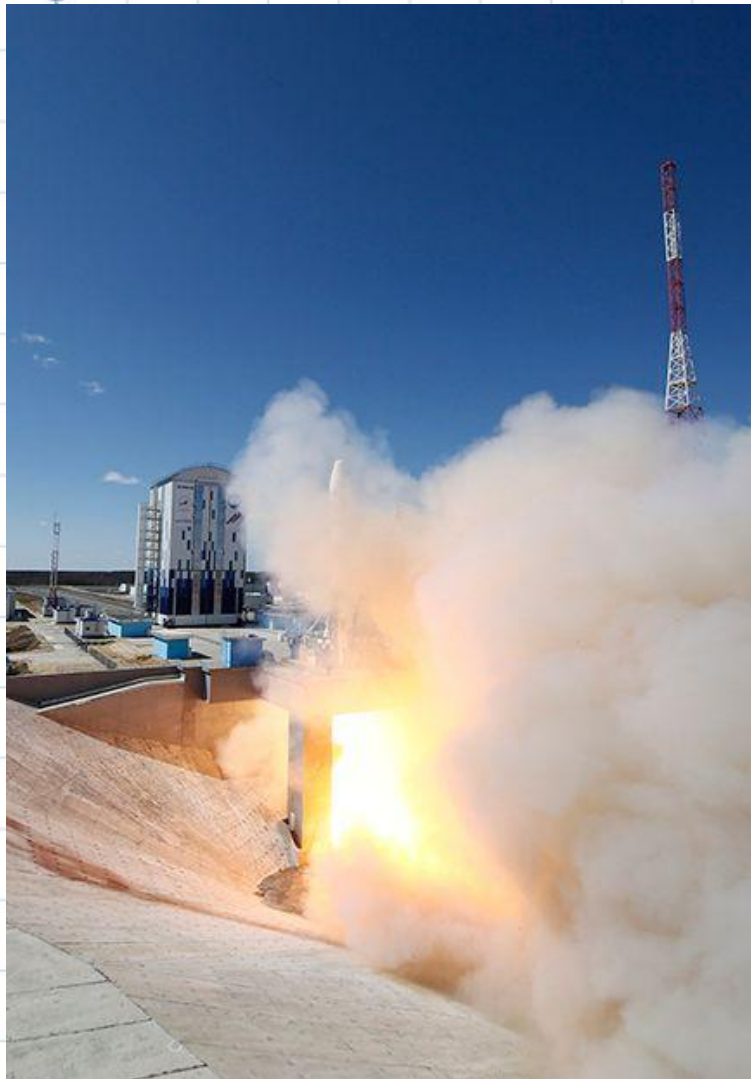


Особенности конвективного теплообмена при воздействии двухфазного потока



Воздействие двухфазного потока на конструкцию ПУ имеет место при запыленности потока твердыми частицами или при старте ракет на РДТТ, продукты сгорания которых имеют металлизированные частицы Al_2O_3 или MgO в жидкой фазе (К-фаза).

Особенности теплообмена при воздействии двухфазного потока в запылённом лотке



В случае запылённого лотка, как правило,

имеет место упругое соударение частиц со

стенками, а влияние частиц на теплообмен

выражается в повышении турбулизации

течения в пограничном слое.

Увеличение

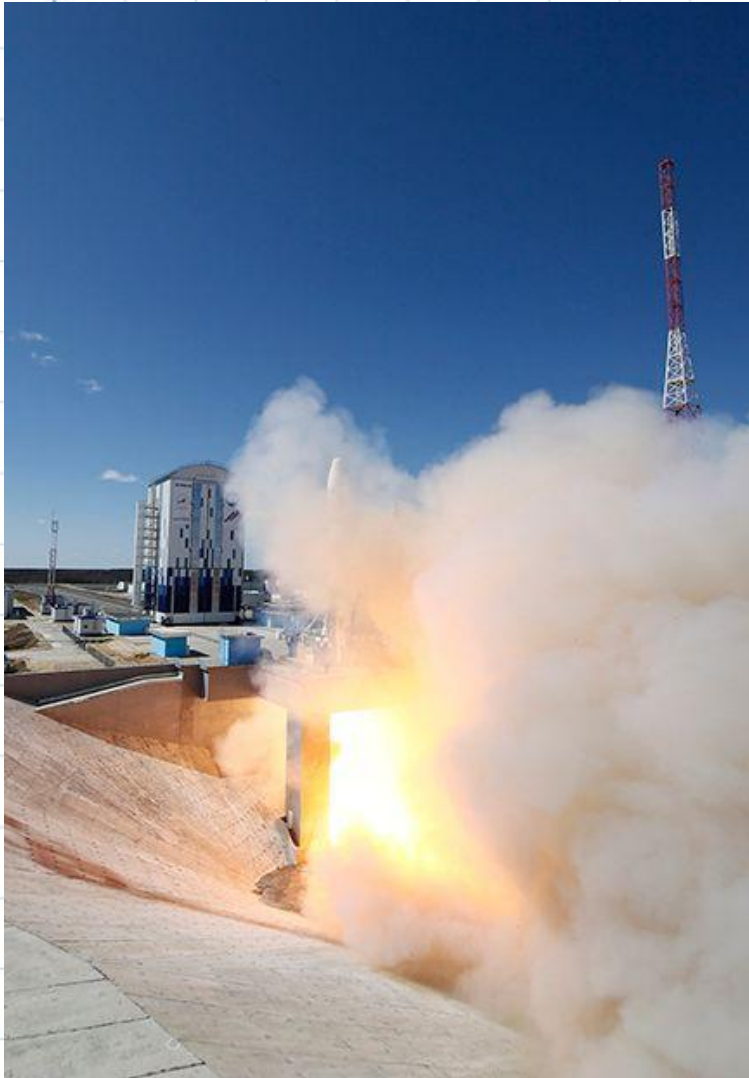
коэффициента теплопередачи будет

зависеть

от концентрации частиц в потоке

весовой

Особенности теплообмена при воздействии двухфазного потока в запылённом лотке



Коэффициенты увеличения тепло-
передачи

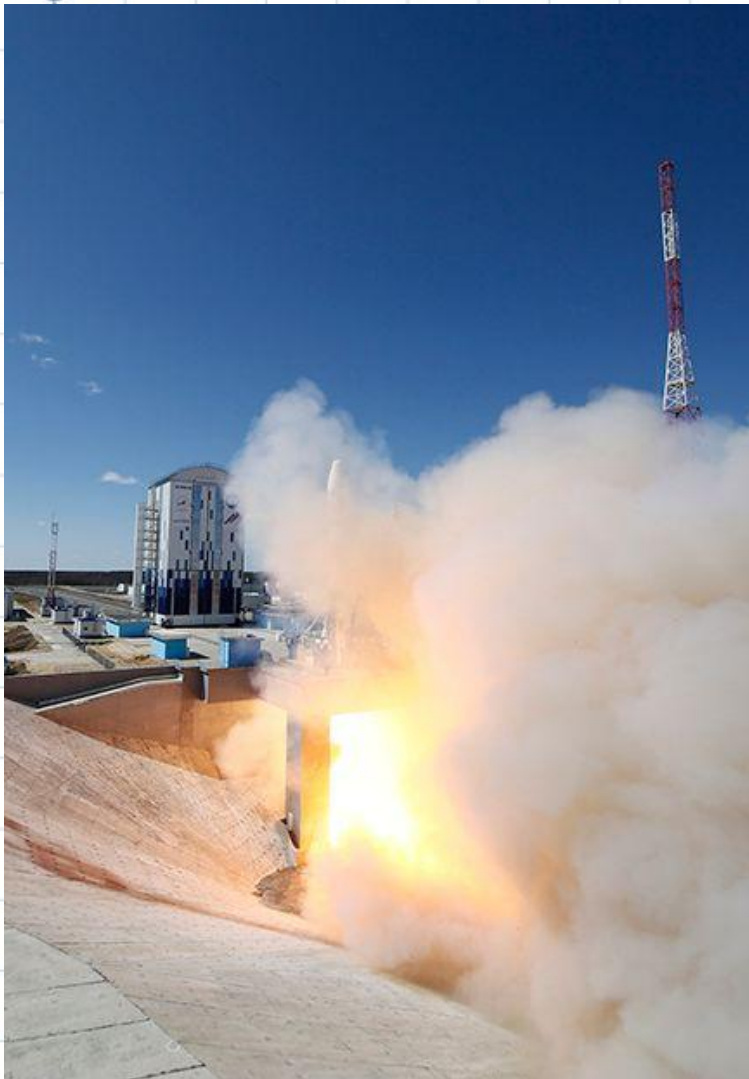
можно оценить по формуле Гоблица:

$$k = (1 + \mu_G - \beta)^{0,8} (1 - \beta)^{1,12} \left(\frac{1 + \frac{c_{тв.ч.}}{c} \mu}{1 + \mu} \right)^{0,4}$$

c – теплоемкость.

Плотность теплового потока может быть
определена по формуле:

Особенности теплообмена при воздействии двухфазного потока в запылённом лотке



Плотность теплового потока может быть определена по формуле:



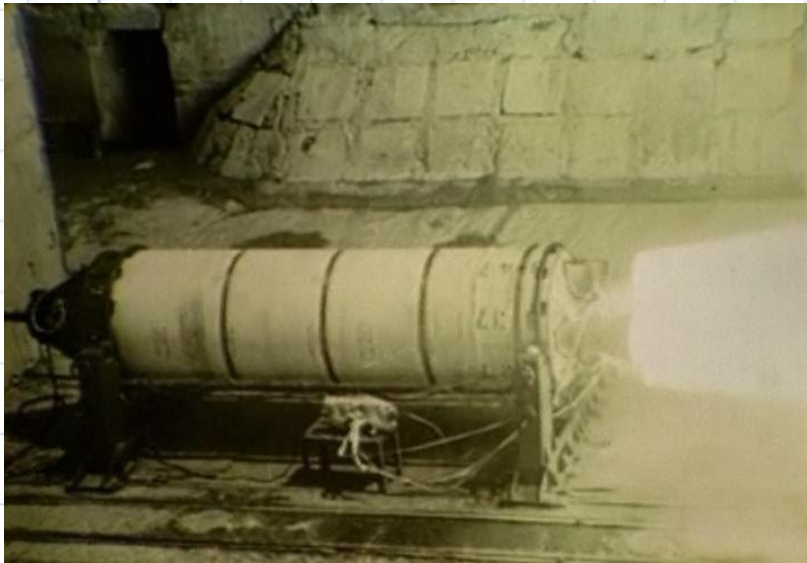
Следует отметить, что значение разности

энтальпий газа будет меньше, чем без частиц,

вследствие отбора тепла от газа на нагрев частиц.

Оценки показывают, что величина

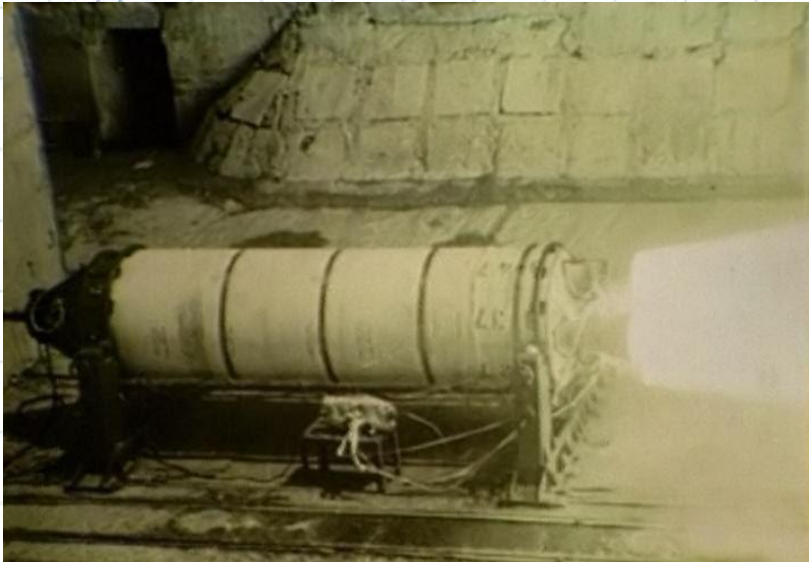
Особенности теплообмена при воздействии двухфазного потока с К-фазой



При воздействии потока с К-фазой, помимо механизма турбулентного потока и усиления теплопередачи конвекцией, существенное влияние оказывает процесс конденсации жидких частиц на более холодной стенке.

В этом случае тепловой поток может

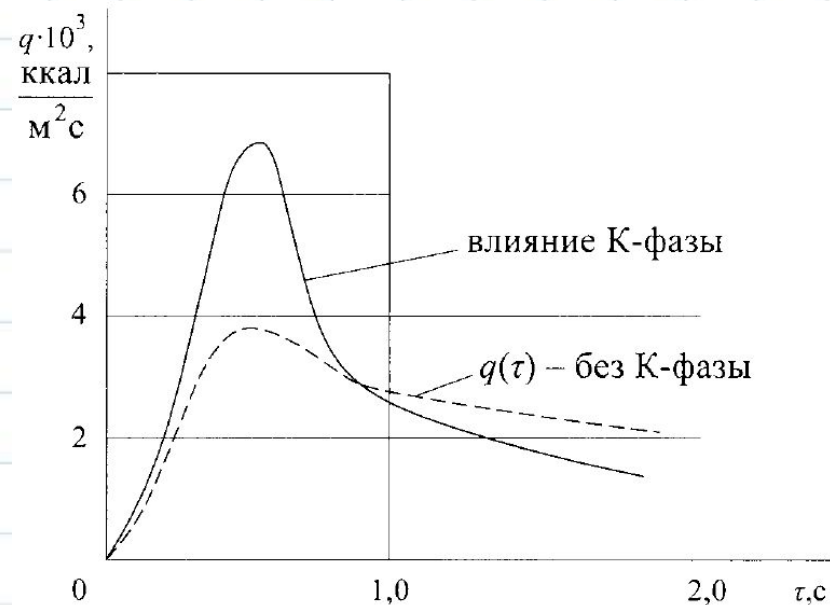
Особенности теплообмена при воздействии двухфазного потока с К-фазой



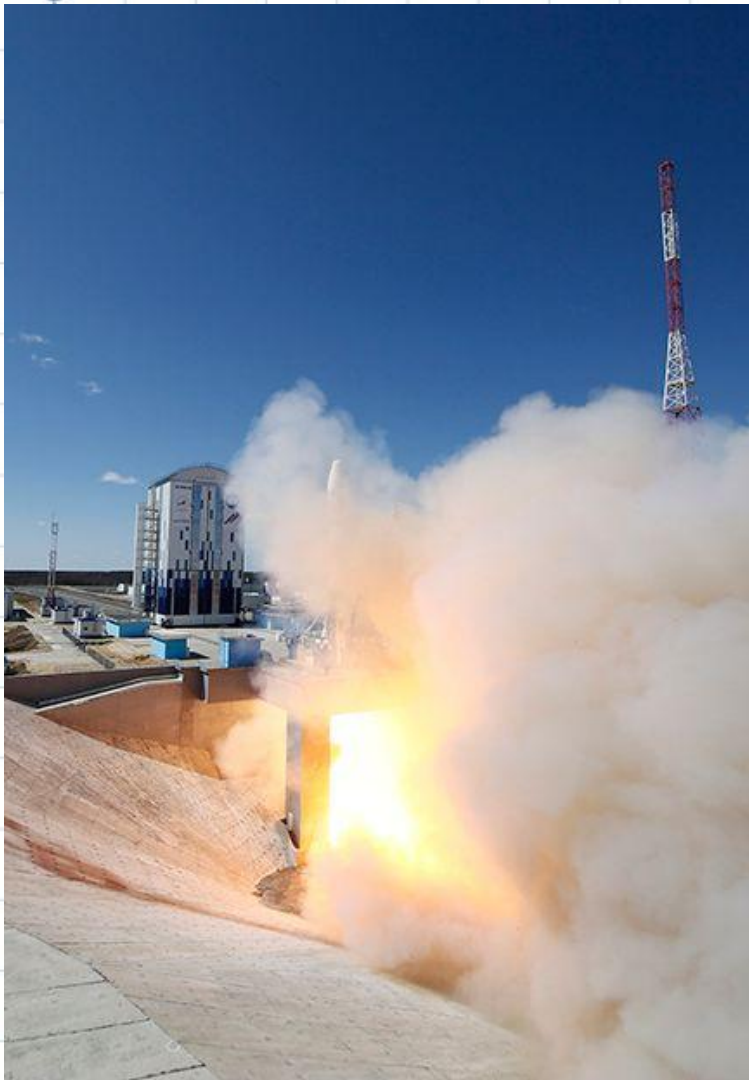
Конденсация частиц на более холодной, чем поток, стенке, приводит к образованию твердой пленки, которая играет роль теплозащиты для

металлической стенки, снижая тепловой поток

за счет роста T_w и соответствующего уменьшения темпера-турного



Лучистый теплообмен от газов ДУ при старте



Конвективный обмен, как было
указано

ранее, играет основную роль при
старте.

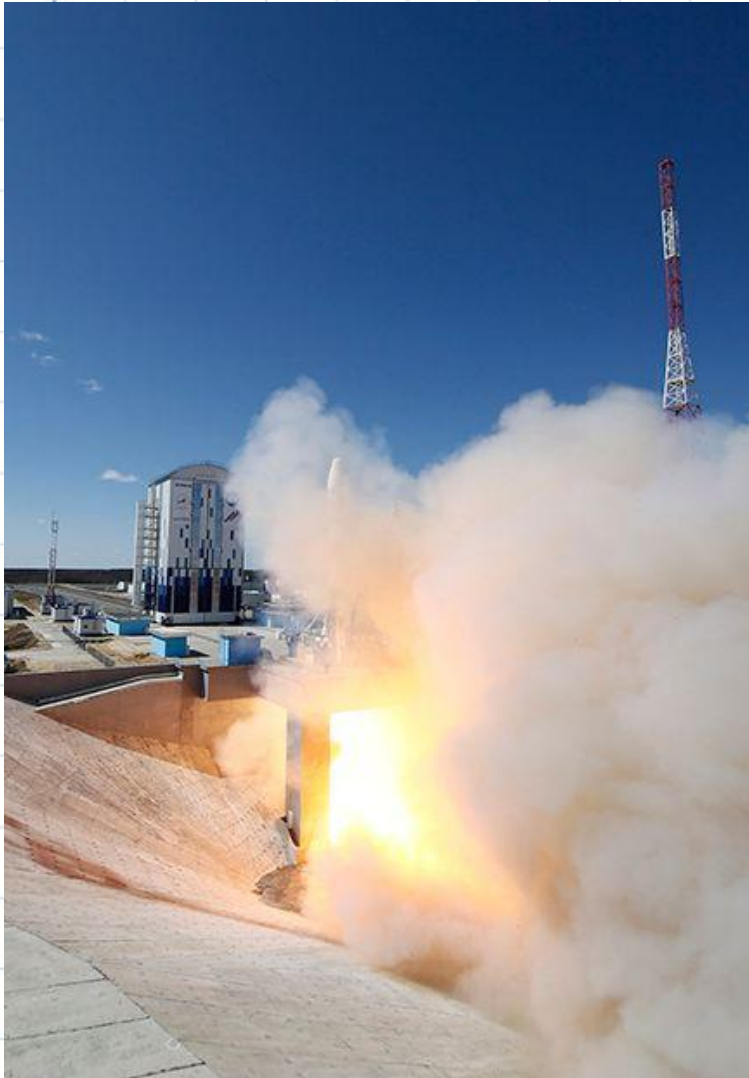
Однако, вследствие больших
объемов

газов, находящихся в состоянии,
близком

к торможению, запыленности потока,
тепловой поток за счет излучения

может

Лучистый теплообмен от газов ДУ при старте



Газовые струи продуктов сгорания топлив

ракетных двигателей излучают тепловую энергию, в основном, за счет присутствия в

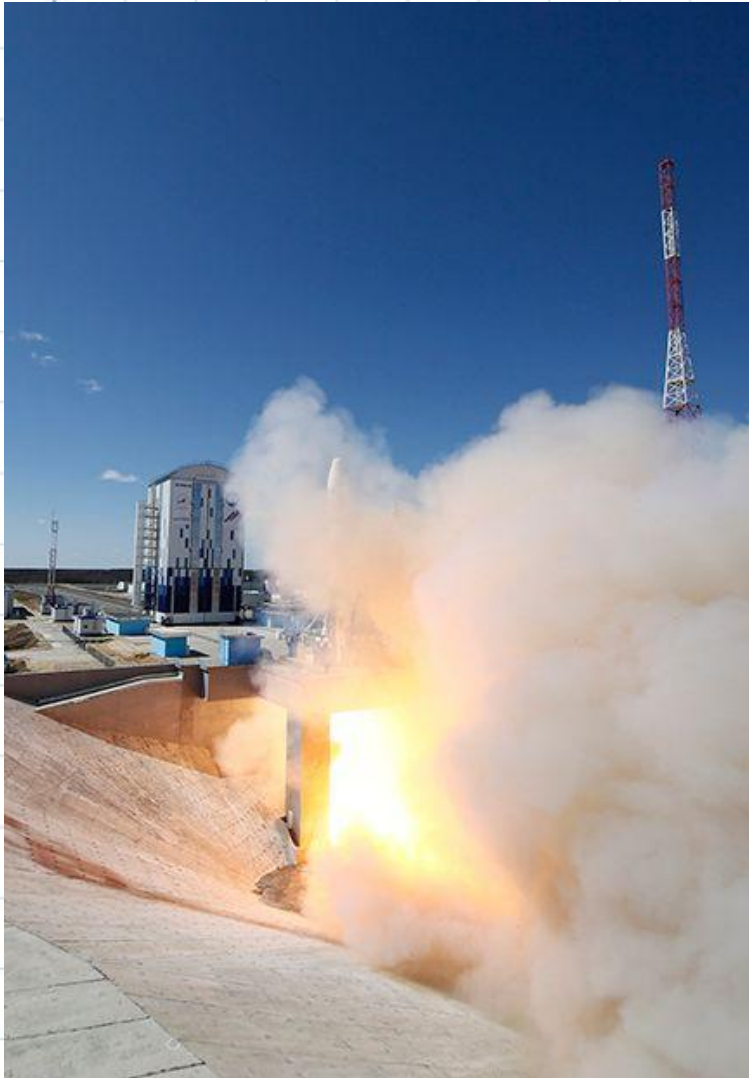
них водяного пара H_2O , углекислого газа CO_2 и других трехатомных компонент.

Излучательная

способность двухатомных газов O_2 , H_2 и N_2 ничтожна.

Газы излучают и поглощают тепловую энергию лишь в определенных

Лучистый теплообмен от газов ДУ при старте



Излучательная способность газов для
какой-либо

полосы длин волн является функцией
произведения P_l , а также температуры

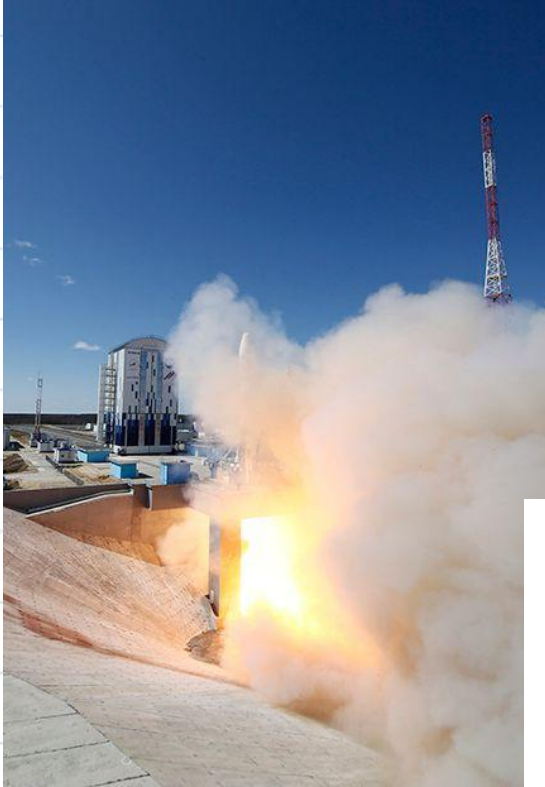
газов:



Общая лучеиспускательная способность
газа

вс $E_{газ} = \sum E_{\Delta\lambda}$, где $E_{\Delta\lambda} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_k} E_{\lambda} d\lambda$ ия на

Лучистый теплообмен от газов ДУ при старте



В основу практических расчетов
лучеиспускания газа к стенкам может
быть

положен закон Стефана – Больцмана:

$$q_{\text{газ.}w} = \varepsilon'_w c_0 \left[\varepsilon_{\text{газ}} \left(\frac{T_{\text{газ}}}{100} \right)^4 - A_{\text{газ}} \left(\frac{T_w}{100} \right)^4 \right] \text{ ккал}/(\text{м}^2\text{час}),$$

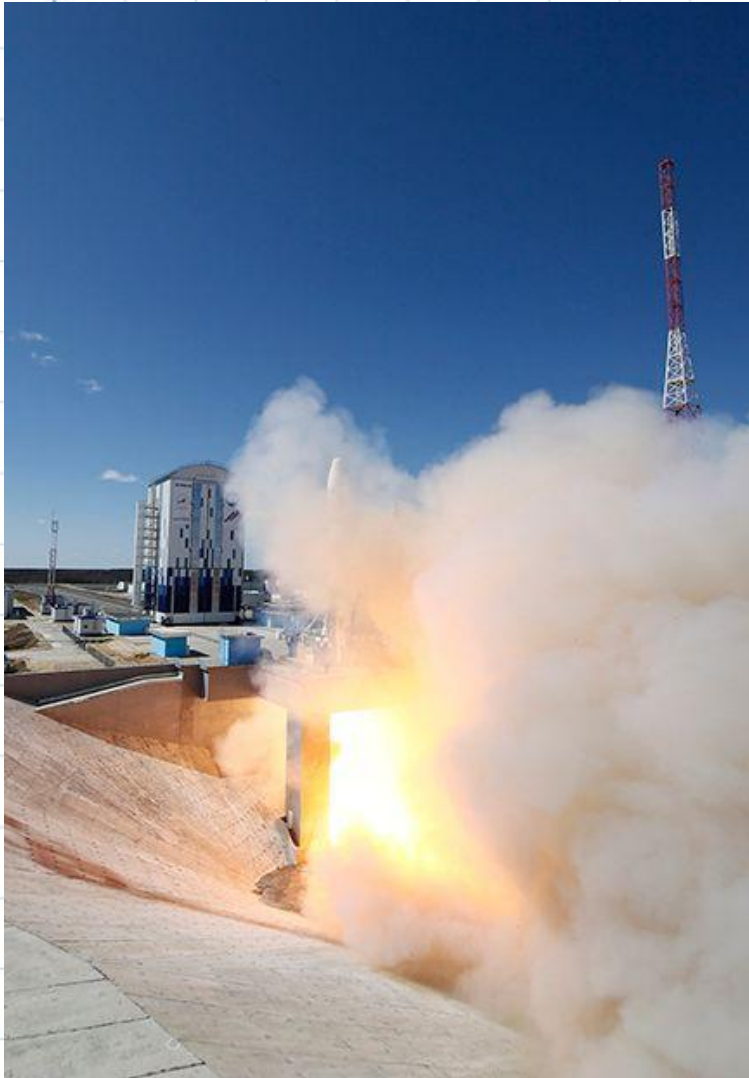
$$\varepsilon'_w = \frac{\varepsilon_w + 1}{2} - \text{эффективная степень черноты оболочки};$$

$c_0 = 4,9 \text{ ккал}/(\text{м}^2 \text{ час } \text{K}^4)$ - коэффициент лучеиспускания абсолютно черного тела;

$$\varepsilon_{\text{газ}} = \varepsilon_{\text{CO}_2} + \beta \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} - \Delta \varepsilon_{\text{газ}} - \text{степень черноты газа};$$

$A_{\text{газ}} = A_{\text{CO}_2} + A_{\text{H}_2\text{O}} - \Delta A_{\text{газ}}$ - поглощательная способность газа при температуре оболочки.

Лучистый теплообмен от газов ДУ при старте



Излучательная способность газов для какой-либо

полосы длин волн является функцией произведения P_l , а также температуры

газов:

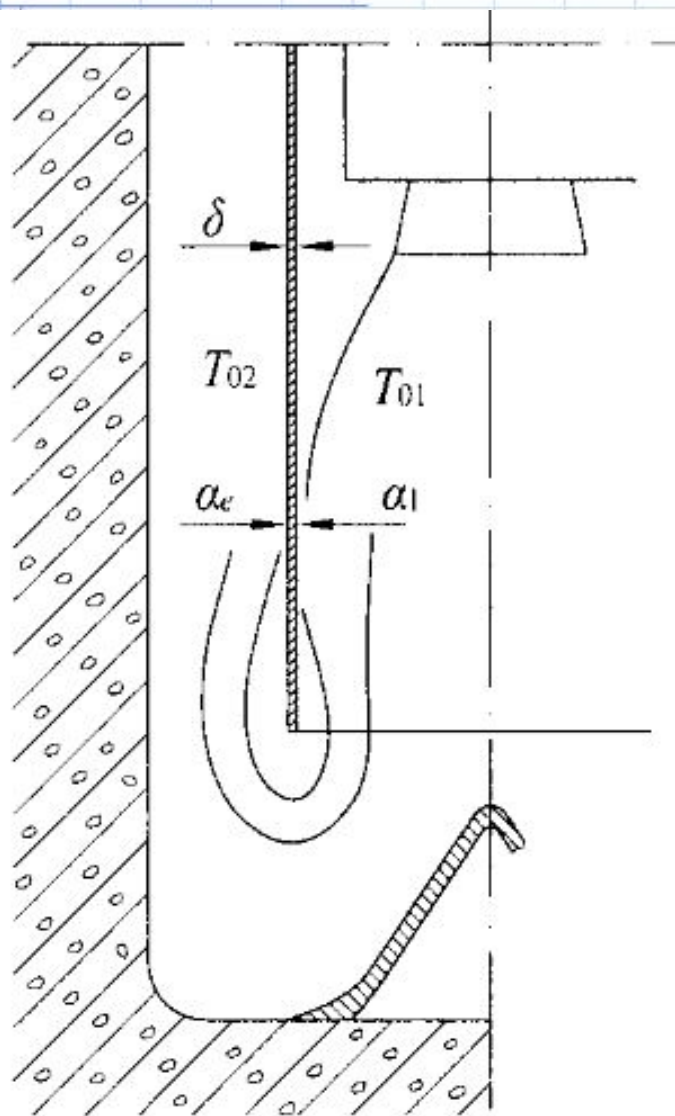


Общая лучеиспускательная способность газа равна сумме энергии лучеиспускания на

ВС

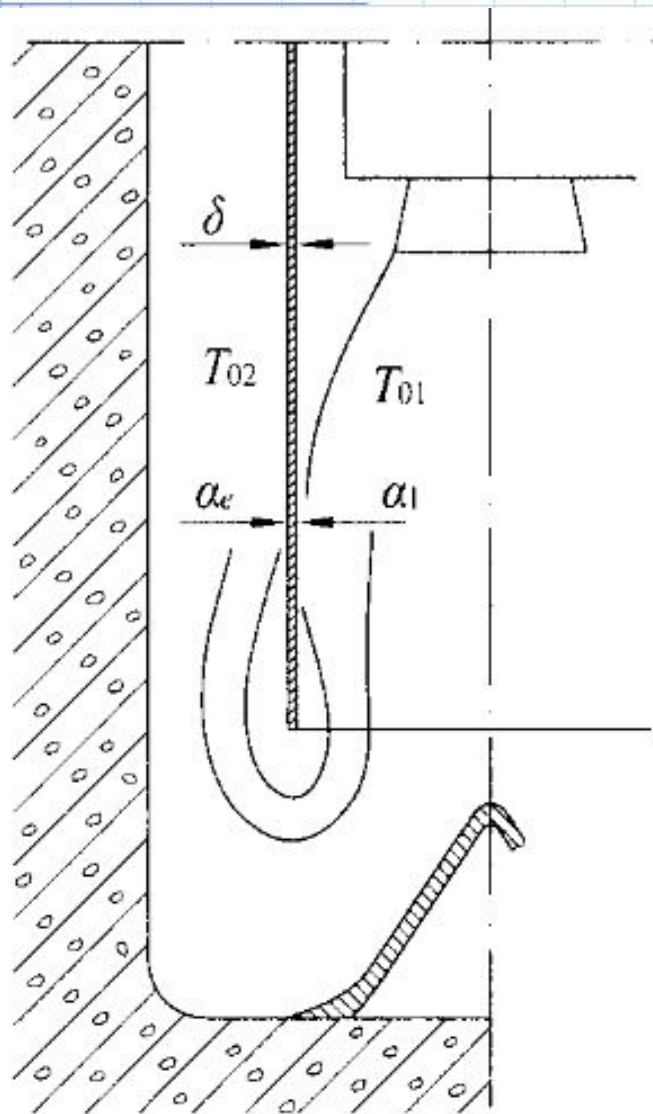
$$E_{\text{газ}} = \sum E_{\Delta\lambda}, \text{ где } E_{\Delta\lambda} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_k} E_{\lambda} d\lambda$$

Нагрев тонкостенных конструкций



Тонкостенные конструкции из теплопроводных материалов (алюминий $\lambda=175$ ккал/(м·час·град), сталь $\lambda=39$ ккал/(м·час·град) при высокой интенсивности теплопередачи, когда критерий Био $Bi \ll 1$, не имеют существенного перепада температур по толщине и им можно пренебречь при расчете нагрева конструкции по времени.

Нагрев тонкостенных конструкций



Тонкостенные конструкции из теплопроводных материалов (алюминий $\lambda=175$ ккал/(м·час·град), сталь $\lambda=39$ ккал/(м·час·град) при высокой интенсивности теплопередачи, когда критерий Био $Bi \ll 1$, не имеют существенного перепада температур по толщине и им можно пренебречь при расчете нагрева конструкции по

Нагрев тонкостенных конструкций

$$\Delta T_k = \frac{\Delta \tau}{c \gamma \delta} \left[\alpha_{1(k-1)} (T_{01(k-1)} - T_{k-1}) + q_{n_1(k-1)} + \alpha_2 (T_{02(k-1)} - T_{k-1}) + q_{n_2(k-1)} \right]$$

$$\left. \begin{aligned} q_{n_1} &= \varepsilon_{\text{пр}_1} \sigma (T_{01(k-1)}^4 - T_{k-1}^4) \\ q_{n_2} &= \varepsilon_{\text{пр}_2} \sigma (T_{02(k-1)}^4 - T_{k-1}^4) \end{aligned} \right\},$$

где σ – постоянная Стефана–Больцмана;

$$\varepsilon_{\text{пр}_{1,2}} = \frac{\varepsilon_2 \varepsilon_w}{\varepsilon_2 + \varepsilon_w - \varepsilon_2 \varepsilon_w},$$

$\varepsilon_1, \varepsilon_2$ – степень черноты поверхностей.

Приближенная оценка тепловой нагрузки на отражатель

Тепловая нагрузка на отражатель определяется

интегралом теплового потока по времени.

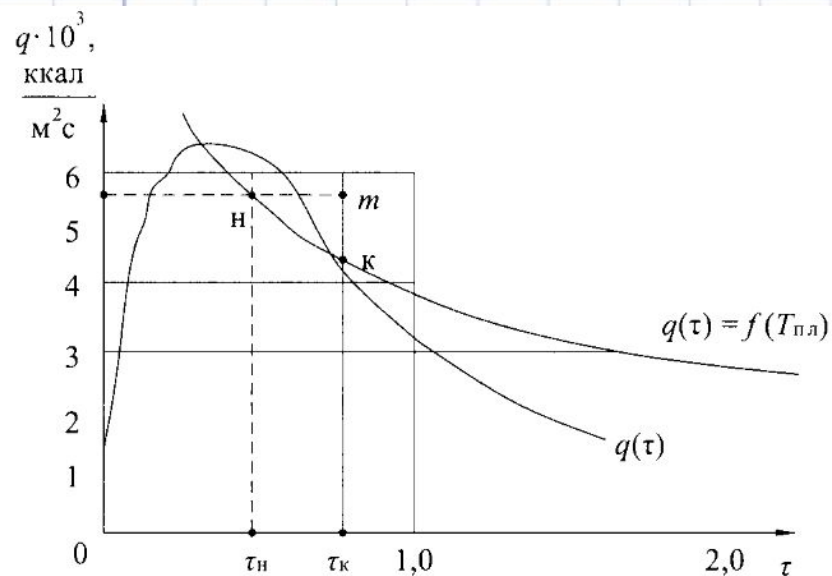
Для упрощения оценки тепловой нагрузки на

отражатель определенная в натуральных условиях

кривую $q=f(\tau)$ заменяется ступенчатым

изменением q , чтобы были одинаковыми

интегральные тепловые нагрузки (рис):



Приближенная оценка тепловой нагрузки на отражатель

Температура T_w стенки при заданном тепловом потоке определяется по приближенной

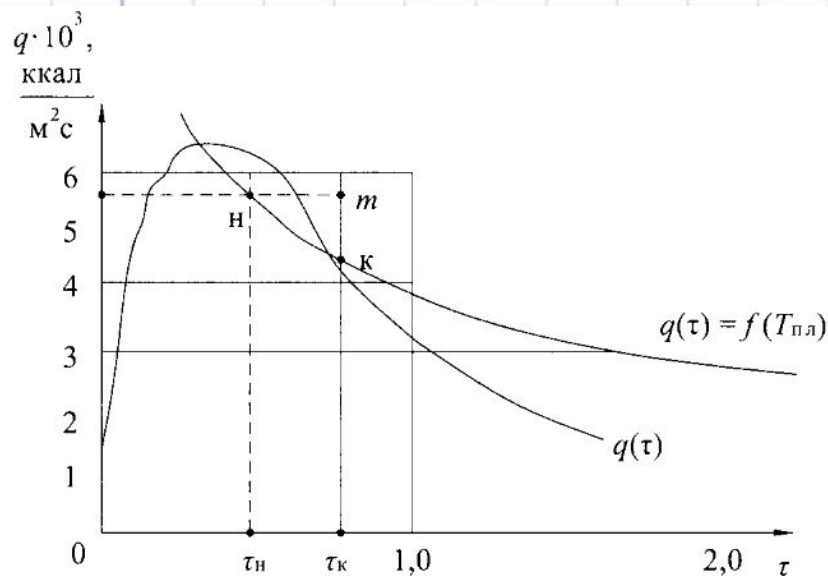
формуле прогрева полубесконечного

тег

$$T_w = \frac{2q\sqrt{\tau}}{\sqrt{\pi\gamma\lambda c}} \text{ при } \delta > 10 \text{ мм,}$$

$$\left(Bi = \frac{\alpha\delta}{\lambda} \gg 1, \Phi_0 = a \frac{\tau}{\delta^2} \ll 1 \right)$$

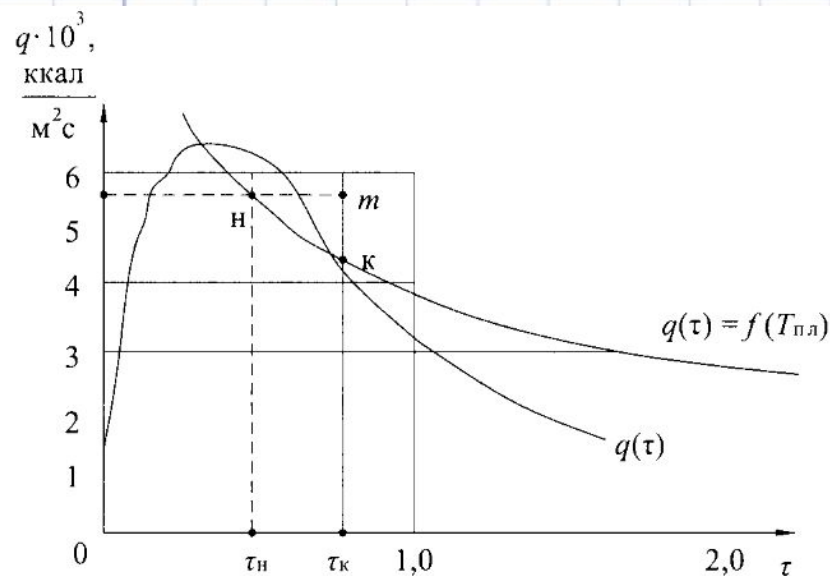
$$a = \frac{\lambda}{c\gamma} = 14,2 \text{ мм}^2/\text{с.}$$



Приближенная оценка тепловой нагрузки на отражатель

Время начала плавления стального
газоотражателя:

$$\tau = \frac{T_w^4 \pi \gamma \lambda c}{4q^2}$$



Для стали $\gamma=7850$ кг/м³, $c = 0,11$ ккал/
(кг град), $\lambda=40$ ккал/(м К час).

При достижении $T_w = T_{пл.}$ начинается унос
металла. Количество тепла,

расходуемого

на унос металла, можно принять

приближенно

как избыточное интегральное