

Я. М. ШАПИРО  
Г. Ю. МАЗИНГ  
Н. Е. ПРУДНИКОВ

**теория**  
ракетного  
двигателя  
на  
твердом  
топливе

ШАПИРО Я. М., МАЗИНГ Г. Ю., ПРУДНИКОВ Н. Е.

ТЕОРИЯ РАКЕТНОГО  
ДВИГАТЕЛЯ  
НА ТВЕРДОМ ТОПЛИВЕ

ВОЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
МИНИСТЕРСТВА ОБОРОНЫ СССР  
МОСКВА — 1966

В книге содержатся основные сведения о топливах, зарядах и материалах, применяемых в ракетных двигателях на твердом топливе. Подробно излагается расчет внутренней баллистики двигателя, приводится методика расчета основных типов зарядов. Большое внимание уделяется тепловой защите и расчетам на прочность корпуса и заряда. Рассматриваются основные вопросы стендовой отработки и эксплуатации двигателя.

Книга может быть ценным пособием для инженеров, работающих в области ракетной техники, специалистов смежных областей, а также для слушателей высших учебных заведений.

Примеры расчетов приводятся для гипотетических двигателей и носят иллюстративный характер.

*Шапиро Я. М., Мазинг Г. Ю., Прудников Н. Е.*

**Теория ракетного двигателя на твердом топливе**

М., Воениздат, 1966 г. 256

Редактор *Чернов В. П.*

Технический редактор *Коновалова Е. К.*    Корректор *Куркина А. К.*

---

Г-32320

Сдано в набор 25.1.66.    Подписано к печати 3.9.66.

Формат бумаги 60×90<sup>1/16</sup> — 16 печ. л.=16 усл. печ. л.=15,327 уч.-изд. л.

Изд. № 6/6107

Тираж 9.500

Зак. № 702

Цена 92 к.

---

2-я типография Военного издательства Министерства обороны СССР  
Ленинград, Д-65, Дворцовая пл., 10

## ВВЕДЕНИЕ

Огромные успехи в развитии ракетной техники за последние 10—15 лет позволили решить ряд сложнейших проблем ракетного движения и достичь такой благородной цели, как завоевание Космоса. Первый искусственный спутник Земли, запущенный в Советском Союзе 4 октября 1957 г., возвестил начало новой — космической эры. Советские космонавты первые проложили космические трассы в просторы Вселенной.

Задачи, решаемые ракетной техникой, непрерывно усложняются. Это требует развития и совершенствования всех ее направлений.

По разнообразию решаемых задач, по широте диапазона использования ракетный двигатель на твердом топливе (РДТТ) не имеет себе равных. Он применяется в противотанковых снарядах, где потребная тяга исчисляется несколькими килограммами, и в межконтинентальных и космических ракетах, где необходима тяга в сотни и тысячи тонн. Основные характеристики современных ракет различных классов на твердом топливе приведены в таблице. РДТТ часто используется для вспомогательных целей как источник рабочего тела для энергоблока и вытеснительной системы подачи жидкости, как исполнительный орган системы управления и т. д.

Ракетные двигатели на твердом топливе по сравнению с двигателями на жидком топливе обладают целым рядом достоинств. Основными из них являются:

— высокая надежность действия и постоянная готовность к пуску;

— простота и компактность устройства;

— простота эксплуатации и связанные с этим простота наземного оборудования и меньшая численность обслуживающего персонала;

— возможность длительного хранения в окончательно снаряженном виде;

— меньшая, по сравнению с другими ракетными двигателями, стоимость изготовления;

— возможности обеспечения высокой тяговооруженности (использование в качестве стартового двигателя).

К недостаткам РДТТ относятся:

— существенная зависимость величины тяги и давления от начальной температуры заряда;

— сложность программирования тяги и управления импульсом (отсечка тяги);

— высокая стоимость твердого топлива (по сравнению со стоимостью обычных жидких топлив).

Длительное время препятствием к использованию РДТТ в управляемых ракетах являлись его плохие весовые характеристики и малое время работы. Эти недостатки были связаны с основной для того времени конструктивной схемой двигателя со свободно вложенным зарядом. При таком снаряжении двигателя продукты сгорания соприкасаются с корпусом по всей его внутренней поверхности, что приводит к интенсивному нагреву корпуса и снижению прочностных характеристик материала. Применявшиеся в то время баллистические топлива могли устойчиво гореть лишь при относительно высоких давлениях, что приводило к завышению расчетного давления, по которому выбиралась толщина стенки двигателя. Все это обуславливало высокие значения весового коэффициента  $\alpha$ , представляющего отношение веса конструкции к весу топлива. Для двигателей со свободно вложенным зарядом значение этого коэффициента составляло 0,8—1,25.

Современный этап в развитии РДТТ связан с использованием смесевых топлив. Основными свойствами этих топлив, определившими их ценность для РДТТ, являются способность к устойчивому горению при относительно низком давлении (30—40 кг/см<sup>2</sup>) и возможность снаряжения двигателя непосредственной заливкой в корпус. Появилась новая конструктивная схема двигателя со скрепленным зарядом. В таком двигателе основная часть поверхности корпуса во время горения топлива защищена от теплового воздействия газов всей толщиной заряда. В новой схеме представилось возможным использовать конструкционные материалы с высокой удельной прочностью  $\sigma_B/\gamma$ , такие, как высокопрочная сталь, титан, алюминиевые сплавы и пластмассы. Вследствие этого удалось величину коэффициента  $\alpha$  снизить до 0,1—0,08, а время работы двигателя увеличить до нескольких десятков секунд. За счет новых составов топлив значения единичного импульса РДТТ были повышены от 180—220 до 245—250 кгсек/кг.

Параллельно с созданием новых образцов ракет на твердом топливе разрабатывались теоретические основы проектирования РДТТ.

В настоящее время в отечественной и зарубежной литературе широко освещаются вопросы общей теории РДТТ, основы их проектирования и применения.

Авторы настоящей книги поставили перед собой задачу изложить в сжатом виде основные положения теории РДТТ, характеристики этих двигателей, а также вопросы их эксплуатации.

## Основные характеристики современных ракет с двигателями на твердом топливе\*

№ ракеты	Название ракеты	Назначение и состояние разработки	Тип двигательной установки	Топливо	Тяга, P, т	Вес, Q, т	Дальность полета, км	Калибр, мм	Длина, м
1	"Минитмен" Модификация "B"	Межконтинентальная баллистическая ракета (США)	3-х ступенчатая ракета с РДТТ	Полибутилен + перхлорат аммония	—	31,3	10 200	2,1	16,9
2	"Титан" 3С	Стратегический баллистический снаряд (США). Находится в разработке	5-ти секционный РДТТ	Синтетический каучук (акрилат и акрилонитрил полибутиадена) + перхлорат аммония	~318 $P_{\max} = 540$	225	—	~3,0	23
3	"Поларис" А-1 "Поларис" А-2 "Поларис" А-3	Баллистические ракеты со стартом с подводных лодок (США). Проходит летные испытания	Первая и вторая ступени РДТТ	1-я ступень — смешевое 2-я ступень — нитропластифицированное баллистическое	1 ст. — 45 2 ст. — 9	12,7	2 200	1,37	8,3
4	"Першинг"	Баллистическая ракета оперативно-стратегического назначения (США)	Первая и вторая ступени РДТТ	—	—	—	4 600	1,37	9,3
5	"Ника-Зевс"	Антиракета для обороны от межконтинентальных баллистических снарядов средней мощности (США)	Первая и вторая ступени РДТТ	—	—	6	До 600	—	10
6	"Виккерс" "Виджилент"	Противотанковый снаряд (Англия)	3-х ступенчатая зенитная управляемая ракета с РДТТ	—	~200 (старт. дв)	9,1	1 600	~1,5	~20
			Одни РДТТ с двумя ступенями тяги	—	—	0,012	1,6	0,114	0,9

\* При составлении таблиц были использованы: Гончаренко М. Зенитные управляемые ракеты, изд. МО СССР, 1961; "Missiles and rockets", X, 1959 г.; XV, 1961 г.; VIII, 1962 г.; X, XIII, 1963 г. Татарченко А. Е. Управляемые снаряды и ракеты, изд. ДОСААФ, 1962 г.

Книга предназначена для инженеров, работающих в области ракетной техники. Она может быть также полезна для специалистов, работающих в смежных областях техники, и для студентов вузов.

Доктором технических наук, профессором, заслуженным деятелем науки и техники РСФСР Шапиро Я. М. написаны: § 1.6—1.9 главы I, § 2.1—2.3 главы II, глава III, § 4.3—4.11 главы IV.

Кандидатом технических наук, доцентом Мазингом Г. Ю. написаны: § 2.4, 2.5 главы II, § 4.1, 4.2, 4.12—4.14 главы IV, главы V, VI, VII.

Кандидатом технических наук, доцентом Прудниковым Н. Е. написаны § 1.1—1.5 главы I.

Авторы приносят искреннюю благодарность доктору технических наук, доценту Дюнзе М. Ф., сделавшему ряд полезных замечаний, которые были учтены авторами при доработке рукописи.

Общее редактирование книги осуществлено Шапиро Я. М.

---

## ГЛАВА I

### ТВЕРДЫЕ РАКЕТНЫЕ ТОПЛИВА

#### § 1.1. ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К ТВЕРДЫМ РАКЕТНЫМ ТОПЛИВАМ И ИХ КЛАССИФИКАЦИЯ

Состав и качество твердого ракетного топлива в значительной степени определяют конструкцию и эффективность работы ракетного двигателя на твердом топливе (РДТТ), а также оказывают решающее влияние на скорость и дальность полета ракеты с этим двигателем.

Главные требования, предъявляемые к топливу, можно сформулировать, рассмотрев известную формулу для максимальной скорости ракеты, полученную в 1903 г. К. Э. Циолковским:

$$v_{\max} = v_e \ln \left( 1 + \frac{\omega}{q} \right),$$

где  $v_{\max}$  — максимальная скорость одноступенчатой ракеты, полученная без учета сопротивления атмосферы и сил земного тяготения;

$v_e$  — эффективная скорость истечения газов из сопла двигателя;

$\omega$  — вес топлива;

$q$  — вес конструкции ракеты.

Первая группа требований, предъявляемых к топливу, относится к энергетическим и термодинамическим свойствам топлива и его продуктов сгорания. Наиболее важными из них являются следующие:

— высокая теплотворная способность (калорийность) топлива; топливо с высокой калорийностью дает возможность получить большую эффективную скорость истечения (единичный импульс РДТТ  $I_1 = \frac{v_e}{g}$ ), а следовательно, и большую скорость полета ракеты;

— большой удельный вес топлива; при данном весе топлива за счет повышенного значения удельного веса можно уменьшить



габариты и вес камеры сгорания, а также все размеры ракеты и увеличить отношение  $\frac{\omega}{g}$  и скорость ракеты;

— малый молекулярный вес продуктов сгорания; уменьшение среднего молекулярного веса продуктов сгорания  $\mu$  и увеличение газовой постоянной  $\left(R = \frac{R_0}{\mu}\right)$  приводит к увеличению скорости истечения газа; повысив содержание в продуктах сгорания свободного водорода и других веществ с малым молекулярным весом, можно добиться этой цели;

— способность к устойчивому и закономерному горению в условиях низких давлений в камере сгорания; в случае низких рабочих давлений существенно снижается вес камеры сгорания за счет уменьшения толщины стенки; выбор рабочего давления в двигателе в значительной мере определяется характеристиками топлива, его способностью гореть при низких давлениях и при высоких скоростях движения газа вдоль горячей поверхности заряда; кроме того, величина расчетного давления зависит от стабильности горения топлива, от величины возможных выскоков давления, от роста давления с увеличением температуры заряда.

Вторая группа требований относится к условиям эксплуатации и к технологии изготовления топлива. Наиболее важными требованиями этой группы являются:

— чувствительность твердого топлива к механическим и тепловым импульсам должна обеспечивать безотказность работы двигателя в момент воспламенения заряда и безопасность в обращении;

— физические и химические свойства твердого топлива должны быть стабильными в различных условиях длительного хранения;

— заряды твердого топлива должны быть однородными и однообразными по своим физико-химическим и баллистическим свойствам;

— заряды твердого топлива должны обладать высокой механической прочностью;

— продукты сгорания твердого топлива должны обладать малой токсичностью и бездымностью при выхлопе газов из сопла двигателя;

— твердое топливо должно быть недорогим и приготовлено из недефицитных исходных материалов; технология изготовления топлива должна быть простой, безопасной и экономичной.

Твердые топлива, применяемые в ракетной технике, в соответствии с их составом и физической структурой можно разделить на два больших класса:

— баллититные, или гомогенные, топлива \*;

— смесевые, или гетерогенные, топлива.

---

\* В зарубежной литературе эти топлива называют двухосновными.

Баллиститные твердые топлива получили широкое распространение в РДТТ перед второй мировой войной.

При изготовлении баллиститных топлив основным исходным компонентом являются нитраты целлюлозы, которые пластифицируются различными растворителями, содержащими большой процент активного кислорода. В дальнейшем изложении топлива подобного вида будут называться баллиститными твердыми топливами.

Новое направление в развитии ракетных топлив, связанное с разработкой смесевых топлив, относится к периоду времени после второй мировой войны. Смесевые топлива представляют собой механическую смесь органических горючих и неорганических окислительных веществ. Горючими компонентами смесевых топлив служат обычно резиноподобные и смолообразные вещества типа каучука, асфальта, битума, органической смолы и т. п. Подобные эластичные вещества в топливной смеси являются одновременно и связками, обеспечивающими однородность смеси и получение ракетного заряда с необходимыми механическими свойствами.

В качестве окислителей в смесевых топливах применяются неорганические соли азотной и хлорной кислот, богатые кислородом (например, нитраты и перхлораты калия и аммония).

Смесевые композиции состоят из недефицитных материалов, что существенно расширило сырьевую базу для производства ракетных топлив. Для смесевых топлив представляется возможным в широких пределах варьировать соотношение горючего и окислителя в целях улучшения энергетических характеристик топлива.

Это обстоятельство, а также большой удельный вес смесевых топлив, их способность гореть при низких давлениях и простота изготовления зарядов (заливка топлива в камеру двигателя) значительно расширили возможности повышения энергетических и баллистических характеристик РДТТ.

## § 1.2. БАЛЛИСТИТНЫЕ ТОПЛИВА

Баллиститные твердые топлива представляют собой гомогенные системы, являющиеся пластифицированными и уплотненными нитратами целлюлозы. Нитроклечатка получается обработкой целлюлозы (вата, хлопковый пух, древесина) смесью азотной и серной кислот. В зависимости от условий процесса получают продукты высшей или низшей степени нитрации. Нитраты целлюлозы с содержанием азота 12,0—13,5% называют пироксилином, а составы с содержанием азота 11,5—12,0% — коллоксилином.

В процессе получения ракетного топлива образование пластичных и термопластичных масс однородного состава и физико-химических свойств, т. е. желатинизацию процесса, обеспечивают те или иные растворители (пластификаторы).

Одним из основных растворителей, применяемых в производстве баллиститных топлив, является нитроглицерин.

Составы и некоторые характеристики ра

Компоненты твердого топлива и характеристики	Баллистит JPN, %	Баллистит JP, %	Баллистит SD, %	Баллистит HES-4016, %	Кордит SC, %
Нитроклетчатка . . . . .	51,5	52,2	66	54	50
Нитроглицерин . . . . .	43	43	25	43	41
Динитроэтиленгликоль . . . . .	—	—	—	—	—
Динитротолуол . . . . .	—	—	—	—	—
Нитрогуанидин . . . . .	—	—	—	—	—
Диэтилфталат . . . . .	3,25	3,5	—	—	—
Этилфенилуретан . . . . .	—	—	—	—	—
Этиловый централит . . . . .	1,0	1,25	8,0	3,0	9,0
Акардит . . . . .	—	—	—	—	—
Сульфат калия . . . . .	1,25	—	—	—	—
Вазелин . . . . .	—	—	—	—	—
Графит . . . . .	0,2	—	—	—	—
Окислы . . . . .	—	—	—	—	—
Влага . . . . .	—	—	—	—	—
Другие примеси . . . . .	0,08	0,1	1	0,1	0,07
Плотность $\delta$ , кг/дм <sup>3</sup> . . . . .	1,62	1,6	1,59	1,58	1,6
Калорийность $Q_{ж}$ , ккал/кг . . . . .	1230	1230	—	1260	965
Температура горения, Т° К . . . . .	2900	3160	2170	3090	2535
Единичный импульс $I_1$ , $\frac{кг\ сек}{кг}$ . . . . .	220	220	—	—	190
Скорость горения в мм/сек при $p=70$ кг/см <sup>2</sup> , $T=20^\circ$ С . . . . .	16,5	17	—	14,3	7,8
Показатель степени в законе горения $\nu$ . . . . .	0,69	0,71	—	0,75	0,69
Коэффициент температурной чувствительности $\left[ \frac{\partial \ln u}{\partial T} \right]_p$ или $D$ , 1/°С . . . . .	0,0038	0,005	—	0,041	—

## Кетных топлив баллистического типа [1,3]

Кордит Г, %	Кордит МК-1, %	Кордит М. Д., %	Состав АТО, %	Дигликолевый порох, %	Состав ВАСАГ R-61, %	Нитрогуани- диновый порох, %	Медленно горящий нитрогли- цериновый порох, %
67	37 (13% N)	65,68 (13% N)	64,7 (12% N)	65 (11,3—11,7% N)	64,5 (12,2% N)	40 (11,8—11,9% N)	56,5 (12,2% N)
22	58	25,53	—	—	—	—	28,0
—	—	—	20,3	24—28	34	18	—
—	—	—	—	—	—	—	11,0
—	—	—	—	—	2,2	30,0	—
—	5	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	1,4	—	—
5,0	—	—	5,0	3—5	—	1,2—4	4,5
—	—	—	0,2	1—5	0,3	1,6—3	—
2,0	—	—	—	1,0	—	1,0	—
3,0	—	—	—	1,0	—	—	—
—	—	—	0,1	1,0	—	0,4	—
—	—	—	0,9	0,5MgO	0,25	0,3	—
1,0	—	—	—	—	0,9	—	—
—	—	4,45	1,0	0,3	0,35	0,3	0,08
1,58	1,59	1,6	1,56	1,57	1,59	1,6	—
880	970	980	—	—	890	—	860
2340	—	—	—	—	2390	—	2060
—	190	195	—	—	—	—	—
11,9	9	10,0	—	—	—	—	—
0,73	—	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—

Нитроглицерин содержит значительное количество кислорода, который окисляет горючие элементы, входящие в состав топлива. Так как нитроглицерин является основным веществом, обеспечивающим в топливе процесс горения, то его процентное содержание определяет калорийность топлива.

Составы баллиститных твердых топлив с большим процентным содержанием нитроглицерина характеризуются высокими энергетическими свойствами. Так, например, американское топливо JPN, отличающееся большим содержанием нитроглицерина (43%), может обеспечить в РДТТ единичный импульс в пределах 215—230  $\frac{\text{кг сек}}{\text{кг}}$ .

Помимо нитроглицерина, в производстве баллиститных твердых топлив в качестве растворителя применяется нитродигликоль, который обладает лучшей желатинизирующей способностью, чем нитроглицерин. Однако топлива на основе нитродиглиоля характеризуются невысокими энергетическими характеристиками.

С целью регулирования энергетических характеристик в составы топлив вводят растворители динитротолуол, нитрогуанидин. Введение в состав топлива нитрогуанидина позволило получить топлива с низкой температурой горения и высокой газовой постоянной.

Для обеспечения химической стойкости топлива в его состав вводят стабилизаторы, которые, не действуя химически на нитраты клетчатки и прочие компоненты топлива, связывают образующиеся при разложении твердого топлива кислые продукты и тем самым предотвращают его прогрессивное автокаталитическое разложение.

В качестве стабилизаторов используются дифениламин и централит (диэтилдифенилмочевина), представляющие собой твердые кристаллические вещества.

В состав твердого топлива включаются также технологические добавки: мел, который уменьшает внутреннее трение топливной массы; вазелин и трансформаторное масло, которые снижают давление при прессовании и улучшают процесс формования.

Наконец, твердые топлива, как правило, содержат некоторое количество присадок, которые снижают температуру горения (дибутилфталат), уменьшают скорость горения (флегматизатор-камфора) и гигроскопичность (канифоль), повышают кислородный баланс (неорганический окислитель).

Составы и некоторые характеристики ракетных топлив баллиститного типа приведены в табл. 1.1.

Производство баллиститных топлив начинается с процесса растворения и смешения нитроклетчатки, нитроглицерина и других ингредиентов, в результате чего образуется желатинообразное вещество. Для придания топливу требуемой формы топливную массу пропускают через матрицу и прессуют в заряды [1]. Выжи-маемая из изложницы при движении плунжера масса смыкается

за крестовиной матрицы вокруг иглы, обеспечивающей формообразование в шашке осевого канала. Наружный профиль шашки и профиль канала определяются конфигурацией иглы и матрицы. При прессовании заканчивается процесс желатинизации топливной массы.

Указанный технологический процесс приготовления твердого топлива обеспечивает высокую плотность и однородность структуры заряда.

Шашки баллиститного топлива могут быть получены также методом литья [1]. Примером подобной технологии является процесс заливки баллиститного топлива в двигатель третьей ступени ракеты «Минитмен» [10]. После нанесения липкого покрытия на внутреннюю поверхность камеры сгорания двигатель засыпается сухими зернами нитроцеллюлозы в виде правильных цилиндров (размером  $0,6 \times 0,6$  мм), которые с помощью поворотного приспособления распределяются равномерно по стенкам. После снаряжения двигатель вакуумируется в течение 24 час для удаления следов влаги. Затем по специальным трубопроводам в камеру вводят нитроглицерин с добавками, ускоряющими разбухание зерен. После этого осуществляется 16-дневная вулканизация заряда, происходящая при температуре  $48^\circ\text{C}$  и под действием давления сжатого воздуха. Заканчивается процесс снаряжения остыванием заряда в течение пяти дней. После окончания процесса вулканизации удаляют стержни, или сердечники, с помощью которых образуются внутренние каналы или полости заряда. Ввиду хорошо отработанной технологии и достаточной производственной мощности промышленности баллиститные твердые топлива, хотя и считаются в настоящее время менее эффективными, чем смесевые, продолжают широко использоваться в ракетных двигателях на твердом топливе [4].

### § 1.3. ГОРЮЧИЕ ВЕЩЕСТВА СМЕСЕВЫХ ТВЕРДЫХ РАКЕТНЫХ ТОПЛИВ

К горючим связующим веществам, применяемым в смесевых ракетных топливах, предъявляются следующие требования:

— высокая теплотворная способность в процессе реакции горения (на единицу объема);

— наличие в составе горючего высокого процента водорода и низкого процента углерода; выполнение данного условия может оказать влияние на получение топлива с большим единичным импульсом, при малой доле горючего в топливе;

— обеспечение хороших связующих качеств горючего при сравнительно малом процентном содержании горючего связующего материала (10—25% общего веса топлива); это свойство горючего положительно влияет на обеспечение необходимых прочностных характеристик топлива;

— критическая температура, при которой горючее становится хрупким, должна быть низкой и не должна превышать нижнего предела эксплуатационного диапазона температур.

Кроме того, при практическом применении горючие связующие вещества должны характеризоваться низким давлением парообразования в жидкой фазе, высокой точкой кипения и низкой точкой замерзания, а также обладать вязкостью при низких температурах и полимеризоваться при нагреве до 20—100°С или без нагревания (в присутствии катализаторов).

Все перечисленные требования ограничивают круг горючих связующих веществ, применяемых в технологии производства смешанных ракетных топлив.

В качестве горючих связующих веществ в твердых ракетных топливах используются органические материалы в виде высокомолекулярных соединений: асфальтоуглеродных, фенольных и целлюлозных смол, формальдегидной резины, природных и синтетических каучуков, полиэтилена и т. д. Из современных полимеров, обладающих связующими свойствами, в смешанных топливах наибольшее применение находят эпоксидные, полиуретановые и полиэфирные смолы, полисульфидные каучуки, поливинилы, полиамиды, полибутадienes, полиизобутилены и различные нитрополимеры.

В твердых топливах типа Гальсит (табл. 1.4) в качестве горючего связующего применялась асфальтовая резина или асфальтовая нефть. Асфальт в топливе отрицательно влияет на его стабильность. Эти топлива обладали также способностью к пластическим деформациям даже при сравнительно небольших температурных изменениях. В отличие от указанного состава топлива на основе полисульфидных каучуков (тиоколы) обладают хорошими связующими и физическими свойствами. Недостатком тиокольных топлив является наличие в полисульфидах серы, что значительно увеличивает молекулярный вес продуктов сгорания и тем самым уменьшает единичный импульс ( $I_1 = 180—200 \frac{\text{кг сек}}{\text{кг}}$ ).

Лучшими характеристиками отличаются топлива на основе полиуретановых смол и каучуков, в которых единичный импульс выше, чем у тиокольных топлив. Заряды на основе полиуретанов могут быть достаточно эластичными даже при 80-процентном содержании в них наполнителя (окислитель, сажа и др.). При этом эластичность зарядов сохраняется при низких температурах.

На основе высокомолекулярных углеводов разработаны топлива, обладающие большой устойчивостью при длительном хранении и лучшими механическими характеристиками при низких температурах. Эти топлива характеризуются более высокими энергетическими свойствами, чем тиокольные топлива [5].

К высококалорийным топливам относятся составы на основе бутадиенового полимера, представляющего собой синтетический каучук со свойствами, близкими к натуральному каучуку. Бутадиеновый каучук хорошо смешивается с порошкообразными и жидкими ингредиентами (наполнителями, ускорителями и т. п.). На основе этих каучуковых полимеров создаются хорошие топлива при весьма ограниченном применении пластификаторов для

обеспечения литейной способности и соответствующих механических свойств [6].

Особый интерес среди связок на бутадиеновом каучуке представляет полибутадиен с конечной карбоксильной группой. Это связующее вещество является более совершенным связующим, чем обычные связующие вещества в отношении баллистических свойств и превосходит последние в отношении механических свойств, особенно при низких температурах. Оно обеспечивает также высокую плотность заряда (уд. вес  $1,83 \frac{г}{см^3}$ ).

В табл. 1.2 приведены характеристики смесевых топлив на основе высококалорийных горючих. Эти топлива содержат перхлорат аммония в качестве окислителя и порошкообразный алюминий.

Таблица 1.2

Характеристики смесевых ракетных топлив на основе высококалорийных горючих [6]

Горючее связующее вещество	Уд. вес, $\frac{кг}{дм^3}$	Температура горения, $T^{\circ}C$	Скорость горения при 70 атм и, $\frac{мм}{сек}$	Единичный импульс $I_1$ , $\frac{кгсек}{кг}$	
				при 70—1,0 атм	в вакууме*
Полибутадиен с конечной карбоксильной группой	1,83	3204	7,6—17,8	248—252	287—292
Полибутадиенакрилонитрил	1,74	2926	10,2—17,8	239—243	277—288
Полиуретан	1,77	3537	7,6—17,8	244—248	282—287

\* При коэффициенте расширения сопла 25 : 1.

Топлива с высоким процентным содержанием окислителя характеризуются высокими энергетическими свойствами. Однако подобные составы топлив обладают плохими литьевыми качествами. Поэтому наблюдается тенденция к разработке комбинаций, в которых горючее содержало бы большой процент активного кислорода. Например, можно привести новую связку — нитразол [6], основой которого является нитроцеллюлоза. При соединении с пластификатором (растворителем), представляющим собой смесь двух веществ, одно из которых является слабым взрывчатым веществом, нитроцеллюлоза приобретает свойства каучукоподобного соединения. На основе нитразола возможно создание топлива с оптимальным соотношением между связкой с добавками алюминия и кристаллическим окислителем ( $NH_4ClO_4$ ) 40 : 60. Подобное топливо будет характеризоваться высокой плотностью и вязкостью, а также хорошей эластичностью при низких температурах и высокой прочностью при повышенных температурах.



## § 1.4. ОКИСЛИТЕЛИ СМЕСЕВЫХ ТВЕРДЫХ РАКЕТНЫХ ТОПЛИВ

Твердые окислители для смесевых ракетных топлив обычно представляют собой минеральные вещества в кристаллическом виде. Чаще всего в производстве смесевых топлив используются перхлораты калия и аммония, а также нитраты калия, натрия и аммония. В некоторых случаях используются органические соединения, подобные пикрату аммония.

К окислителям предъявляются следующие основные требования:

- высокое содержание активного кислорода, не связанного в виде окислов при разложении окислителя;
- минимальный экзотермический эффект образования;
- стабильность физико-химических свойств в заданном температурном интервале и малая гигроскопичность;
- отсутствие токсичности и взрывоопасности в производстве и эксплуатации, а также малая коррозионная активность по отношению к материалам двигателя;
- высокая термическая стойкость окислителя и совместимость его с горючими веществами в технологии производства твердого топлива.

Удовлетворить перечисленные требования можно только правильным выявлением смесевых комбинаций, обеспечивающих наибольшее тепловыделение в процессе горения при возможно меньшем молекулярном весе продуктов сгорания.

В табл. 1.3 приведены основные свойства неорганических окислителей.

Перхлорат аммония  $\text{NH}_4\text{ClO}_4$  является основой современных смесевых высокоэнергетических твердых ракетных топлив. Данный окислитель отличается низкой стоимостью, вполне удовлетворительной технологичностью при изготовлении. Топлива на основе перхлората аммония характеризуются высоким единичным импульсом ( $220\text{--}250 \frac{\text{кг сек}}{\text{кг}}$ ).

При большом процентном содержании перхлората аммония в топливе газы, вытекающие из сопла, бездымны, но во влажной атмосфере они образуют туман, содержащий  $\text{HCl}$ . Недостатком перхлората аммония является невысокая его стабильность.

Большое внимание уделяется возможности использования перхлората лития  $\text{LiClO}_4$ , который является более стабильным компонентом топлива и содержит больше активного кислорода (60,1%). Это позволяет снизить процентное содержание перхлората лития в смесевом твердом топливе до 75% вместо 80%. Данный окислитель не ядовит и в обращении мало опасен.

Высокая стоимость перхлората лития и высокий молекулярный вес продуктов сгорания несколько ограничивают использование его в качестве окислителя твердого топлива.

Перхлорат калия  $\text{KClO}_4$  (хлорнокислый калий) явился одним из первых окислителей, который нашел широкое применение

Основные свойства неорганических окислителей [4, 5]

Окислитель	Химическая формула	Молекулярный вес	Удельный вес, г/см <sup>3</sup>	Температура плавления, °С	Теплота образования, ккал/моль	Общее количество кислорода в % от веса	Количество свободного кислорода в % от веса	Реакция и продукты разложения
Перхлорат аммония	NH <sub>4</sub> ClO <sub>4</sub>	117,5	1,95	Разлагается	-69,4 ÷ -78,3	54,4	34,2	2NH <sub>4</sub> ClO <sub>4</sub> → N <sub>2</sub> + 2HCl + 3H <sub>2</sub> O + 2,5O <sub>2</sub>
Нитрат аммония	NH <sub>4</sub> NO <sub>3</sub>	80,05	1,725	170 разлагается	-87,3	60	19,9	2NH <sub>4</sub> NO <sub>3</sub> → 4H <sub>2</sub> O + 2N <sub>2</sub> + O <sub>2</sub>
Нитрат лития	LiNO <sub>3</sub>	68,95	2,88	255	-118,5	69,6	34,81	4LiNO <sub>3</sub> → 2Li <sub>2</sub> O + 4NO + 3O <sub>2</sub>
Перхлорат лития	LiClO <sub>4</sub>	106,4	2,43	236	-106,13	60,15	60,1	LiClO <sub>4</sub> → LiCl + 2O <sub>2</sub>
Хлорнокислый калий	KClO <sub>4</sub>	138,55	2,52	610	-99,24	46,2	46,2	KClO <sub>4</sub> → KCl + 2O <sub>2</sub>
Азотнокислый калий	KNO <sub>3</sub>	101,1	2,11	334	-117,76	47,4	23,7	4KNO <sub>3</sub> → 2K <sub>2</sub> O + 4NO + 3O <sub>2</sub>
Азотнокислый натрий	NaNO <sub>3</sub>	85,01	2,26	307	-106,6	56,4	28,2	4NaNO <sub>3</sub> → 2Na <sub>2</sub> O + 4NO + 3O <sub>2</sub>
Азотнокислый литий	LiNO <sub>3</sub>	68,95	2,38	—	-115,3	58,01	—	—
Перхлорат нитрозила	2NOClO <sub>4</sub>	—	—	—	—	—	62,1	—
Перхлорат нитрона	NO <sub>2</sub> ClO <sub>4</sub>	—	—	—	—	—	66,7	—

в смесевых топливах. Он содержит высокий процент свободного кислорода, но обеспечивает сравнительно небольшой единичный импульс (около  $180-220 \frac{\text{кг сек}}{\text{кг}}$ ). Перхлорат калия в настоящее время заменяется бездымными составами аммония.

Топлива на основе нитрата аммония  $\text{NH}_4\text{NO}_3$  удовлетворительно горят при небольших давлениях с низкими скоростями горения, но единичный импульс этих топлив сравнительно невелик. Преимущество нитрата аммония как компонента твердого топлива заключается в очень низкой стоимости состава. Однако данный окислитель обладает склонностью к фазовым превращениям при изменении температуры, следствием чего является его набухание и возможность возникновения трещин в заряде твердого топлива. Кроме того, нитрат аммония очень гигроскопичен. Для устранения этих недостатков в состав топлива рекомендуется вводить связующее вещество, хорошо полимеризующееся с бутадиеном (полимер — горючее) [10]. Вязкость и упругость такого вещества обеспечивают сохранение формы топливного заряда, изготовленного из смеси этого горючего и нитрата аммония, и предотвращают появление в нем трещин при набухании окислителя вследствие фазовых превращений.

Нитрат лития  $\text{LiNO}_3$  имеет в молекуле (по весовому соотношению) больше кислорода, чем перхлорат лития, но этот кислород не весь может быть использован при реакции, а остается связанным в окиси азота.

Нитрат лития является веществом безопасным в обращении и при эксплуатации.

Пикрат аммония  $\text{C}_6\text{H}_2(\text{NO}_2)_3\text{ONH}_4$  является одним из немногих представителей окислителей твердых топлив, относящихся к классу органических соединений. Применяя в составах топлив пикрат аммония как второстепенный компонент, получают окислитель с низкими энергетическими характеристиками.

В настоящее время изучается возможность использования новых окислителей — перхлоратов нитрония  $\text{NO}_2\text{ClO}_4$  и нитрозила  $2\text{NOClO}_4$  [6], содержащих большой процент свободного кислорода.

К окислителям, обладающим более высоким содержанием кислорода и обеспечивающим низкий молекулярный вес продуктов сгорания, относятся также азотнокислый ацил и азотнокислая мочеви́на.

## § 1.5. СОСТАВЫ СМЕСЕВЫХ ТОПЛИВ

В смесевых топливах относительное содержание окислителя и горючего можно изменять в сравнительно широких пределах. Однако и для них существуют ограничения, препятствующие достижению оптимального соотношения этих основных компонентов.

Приведенные в табл. 1.4 данные показывают, что топливные смеси редко содержат больше 80—85% окислителя. Это объясняется тем, что связующие и физические свойства, а также литей-

ные качества твердого топлива полностью определяются горючим. Поэтому желательно, чтобы топливо содержало также довольно большое количество горючего вещества, связывающего кристаллические частицы окислителя.

На рис. 1.1 представлены расчетные термодинамические характеристики при изобарическом горении смешанного топлива в ракетной камере ( $p_k = 70 \frac{кг}{см^2}$ ).

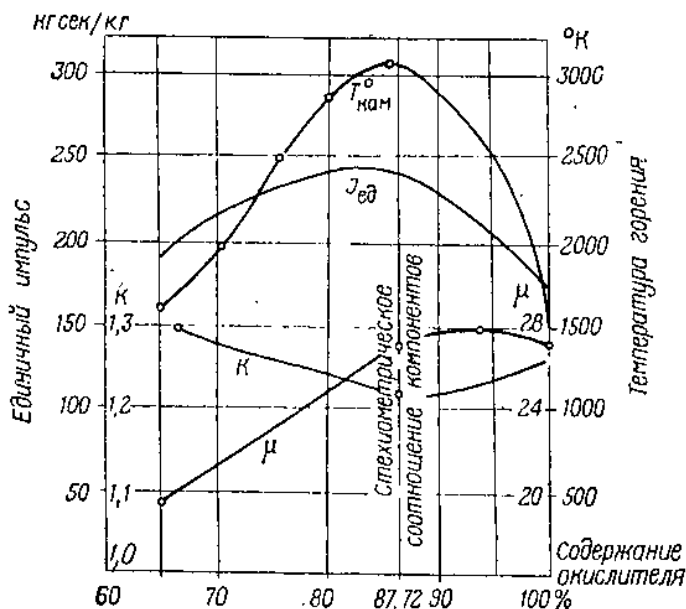


Рис. 1.1. Зависимость энергетических характеристик от относительного содержания окислителя

Увеличение содержания окислителя в топливе до оптимального соотношения между окислителем и горючим (стехиометрического соотношения) приводит к значительному повышению температуры горения, в то время как единичный импульс возрастает значительно медленнее. В связи с этим имеется возможность изменять содержание в топливе окислителя и горючего в ту или другую сторону от стехиометрического соотношения, не изменяя существенно величины единичного импульса. Так, например, оптимальное соотношение между окислителем типа перхлората аммония и органическим горючим, при котором обеспечивается максимум единичного импульса, составляет 88:12 (рис. 1.1). Однако даже при соотношении весов кристаллического окислителя и горючего-связки 80:20 из-за низкого содержания в топливной массе связующего вещества не представляется возможным получить топливные заряды однородного состава с удовлетворительными физическими свойствами.

Состав и некоторые баллистические характеристики типичных смесевых топлив [4, 7]

Тип твердого топлива	Компоненты твердого топлива	% к общему весу	Удельный вес, $g/cm^3$	Единица измерения, $kgсек$	Температура горения, °C	Скорость горения в $mm/сек$ при $p=70 атм.$ , $T_0=21° C$	Показатель степени $\gamma$ в законе скорости горения	Коэффициент температурной чувствительности $\left[ \frac{\partial \ln n}{\partial T} \right]_p \cdot \frac{1}{°C}$	Примечание
Гальсит Alt — 161	I. Перхлорат калия . . .	76	1,8	190	1800—2000	36—38	0,70	0,0014	Нижний предел давления $\frac{кг}{см^2}$ 70
	Асфальтовая нефть или асфальтовая резина . . .	17							
	Смазочное масло . . . . .	7							
EJA**	II. Перхлорат калия . . .	73	1,77	180—190	2000	20	0,71	—	Нижний предел давления $\frac{кг}{см^2}$ 50
	Подимерное горючее (аэроплекс) . . . . .	27							
	I. Перхлорат калия . . .	56							
EJA**	Нитролетчатка (12,6% N) . . . . .	21	1,84	178	2000	17,5	0,74	—	Нижний предел давления $\frac{кг}{см^2}$ 28
	Нитроглицерин . . . . .	13							
	Газовая сажа . . . . .	9							
	Этилцентралит . . . . .	1							
	II. Перхлорат калия . . .	55							
	Нитролетчатка (12,6% N) . . . . .	21	2,8	—	2000	45	0,45	—	
	Нитроглицерин . . . . .	13							
	Магний . . . . .	0,5							
	Окись магния . . . . .	0,5							

Тип твердого топлива	Компоненты твердого топлива	% к общей весу	Удельный вес, г/см <sup>3</sup>	Единицы кгсек/минуты <sup>3</sup>	Температура горения, °C	Скорость горения в мм сек при $p=70 \text{ атм.}$ , $T_0=21^\circ\text{C}$ .	Показатель степени $\nu$ в законе скорости горения	Коэффициент температурной чувствительности $\left[ \frac{\partial \ln u}{\partial T} \right]_p$ , $\frac{1}{^\circ\text{C}}$	Примечание
	Газовая сажа . . . . . Этилцентралит . . . . .	9 1							
NDRS тип EJA218B	Пикрат аммония . . . . . Нитрат натрия . . . . . Терморезиновая смола (фенолформальдегидная) . . . . .	45 45 10	1,68—1,8	160—170	2000—2500	31—32	0,45	—	Шашки по-лучают литьем
NDRS тип EJA480	Пикрат аммония . . . . . Азотнокислый натрий Бураминная резина . . . . . Пластик . . . . .	46,6 46,6 5,2 1,6	1,8	180		6—25		—	Шашки по-лучают литьем
	Пикрат аммония . . . . . Нитрат калия . . . . . Стеарит кальция . . . . . Этилцеллюлоза . . . . .	54,6 36,4 3,6 5,4	1,77	200	1750	—	—	—	Топливо фор-муется под да-влением
Топлива на основе нитрата аммония	1. Нитрат аммония . . . . . Синтетический каучук Газовая сажа . . . . . Пластификаторы . . . . . Отвердители . . . . . Противостаритель . . . . . Катализатор горения . . . . .	83,0 10,0 2,0 2,0 0,4 0,3 2,3	—	—	1400	1,3	0,5	—	

Тип твердого топлива	Компоненты твердого топлива	% к общей массе	Удельный вес, г/см <sup>3</sup>	Единица измерения, кг/сек	Температура горения, °С	Скорость горения в мм/сек при $p=70 \text{ атм}$ , $T=21^\circ\text{C}$	Показатель степени $n$ в законе скорости горения	Коэффициент температурной чувствительности $\left[ \frac{\partial \ln u}{\partial T} \right]_p$ , $\frac{1}{^\circ\text{C}}$	Примечание
Топлива на основе нитрата аммония	II. Нитрат аммония . . . . .	80	—	200	—	1,4	0,5	0,0025	Нижний предел давления $1-7 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$
	Аэроплекс (горючее на основе полиэфиров) . . . . .	20							
Топлива на основе перхлората аммония GCRC	III. Нитрат аммония . . . . .	—	1,55	210	—	3	0,5	—	—
	Полиуретан (без высокоэнергетических добавок) . . . . .								
Топлива на основе перхлората аммония GCRC	I. Перхлорат аммония . . . . .	65	1,62	210	2000—2500	7,6—22,8	0,5—0,6	0,0012—0,0024	—
	Аэроплекс (горючая связка на основе полиэфиров) . . . . .	35							
Тип А	II. Перхлорат аммония . . . . .	50	1,7	200	2400	13,0	0,4	0,0014	Нижний предел давления $1-14 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$
	Тринитротолуол . . . . .	25							
	Жидкий углеводород парафинового ряда . . . . .	12,5							
	Асфальт . . . . .	12,5							

Тип твердого топлива	Компоненты твердого топлива	% к общей массе	Удельный вес, г/см <sup>3</sup>	Единичный импульс, кгсек/кг	Температура горения, °С	Скорость горения в мм/сек при $p=70 \text{ атм}$ , $T^{\circ}=21^{\circ}\text{С}$ .	Показатель степени $\gamma$ в законе скорости горения	Коэффициент температурной чувствительности $\left[ \frac{\partial I_{II}}{\partial T} \right] p^{\gamma} \frac{1}{^{\circ}\text{С}}$	Примечание								
Арсит	III. Перхлорат аммония	—	1,75	238	—	5,6	—	0,0012—0,0024									
	Нитроглицерин . . . . .																
	Нитроцеллюлоза . . . . .																
	Полиуретан . . . . .																
	Алюминий . . . . .																
	Окись магния . . . . .																
	Нитродифениламин . . . . .																
	IV. Перхлорат аммония									—	1,7	200	3100	2,5—25,4	—	0,0012—0,0024	
	Полихлорвинил . . . . .																
	Пластификаторное масло . . . . .																
Алюминий . . . . .																	

\* Значения единичного импульса даны для эталонного двигателя  $\left( p = 70 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}; \frac{d_a}{d_{кр}} = 2,24 \right)$ .

\*\* Рецептура является промежуточной между баллистическими и смешанными составами.



При данном процентном содержании окислителя можно улучшить физические свойства топлива, если применять окислитель с большим удельным весом, так как на механические свойства в основном оказывает влияние не весовая, а объемная доля окислителя. В этом отношении соли аммония уступают другим окислителям (табл. 1.4).

В последнее время в твердые топлива с целью повышения единичного импульса стали вводить легкие металлы: алюминий, магний, цирконий, бериллий, бор и натрий. Применение порошкообразных металлов в качестве добавок к топливу осложняется склонностью их к самовоспламенению, что создает опасность преждевременного воспламенения или неуправляемого горения в процессе производства, эксплуатации и при запуске двигателя. Для уменьшения их активности частицы алюминия «пассивируются» путем инкапсуляции или покрытия пластиками алюминиевых частиц. Более перспективным считается использование алюминия в качестве материала для изготовления капсул, покрывающих отдельные частицы твердого горючего или окислителя. Этот способ позволит увеличить сроки хранения топлива и создает возможность совместного использования и обработки окислителей и горючих, обладающих высоким энергетическим потенциалом.

Созданные смесевые ракетные топлива обеспечивают единичный импульс около  $250 \frac{\text{кгсек}}{\text{кг}}$ . В табл. 1.5 приведены сравнительные характеристики смесевых и баллиститных топлив.

Таблица 1.5

Сравнительные характеристики смесевых и баллиститных топлив [9]

Топливо	Удельный вес $\delta$ , $\text{г/см}^3$	$\nu^*$	$u_1^*$ $p_K=70 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$	Единичный импульс $I_1$ , $\frac{\text{кгсек}}{\text{кг}}$
Смесевое (перхлорат аммония + полибутадиев с присадкой алюминия)	1,74	0,236	0,467	250
Баллиститное (нитроцеллюлоза и нитроглицерин, литьевой заряд)	1,58	0,61 (при $p_K =$ $=56 \div 116 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ )	0,45	219
Смесевое (перхлорат аммония + полиуретан)	1,72	—	0,227	238
Баллиститное (нитроцеллюлоза и нитроглицерин, прессованный заряд)	1,55	—	0,46	216 (при $p_K =$ $=91 \text{ кг/см}^2$ )

\*  $\nu$  и  $u_1^*$  — опытные константы в эмпирической формуле  $u = u_1 p^\nu$ , выражающей зависимость скорости горения твердого топлива от давления в камере сгорания.

В разработке находятся твердые топлива на основе перхлората аммония с присадками бериллия, которые смогут обеспечить единичный импульс  $\approx 260-265 \frac{\text{кгсек}}{\text{кг}}$  [13].

Изучаются также возможности повышения единичного импульса твердого топлива до  $270-275 \frac{\text{кгсек}}{\text{кг}}$  путем присадки к ним гидрида алюминия и до  $290-295 \frac{\text{кгсек}}{\text{кг}}$  путем присадки гидрида бериллия [11, 14]. Отмечается, что могут быть созданы твердые топлива с единичным импульсом до  $340 \frac{\text{кгсек}}{\text{кг}}$ . В то же время указывается, что большинство перспективных твердых топлив с единичным импульсом более  $260 \frac{\text{кгсек}}{\text{кг}}$  неустойчивы, агрессивны и токсичны [8, 12].

Новым направлением в развитии ракетной техники является разработка высококалорийных комбинированных твердых топлив [15].

При применении комбинированного топлива предполагается, что окислитель и горючее в заряде разделены между собой. При этом возможны различные комбинации: от создания двух отдельных зарядов до единого слоеного заряда [6], состоящего из дисков-сегментов или концентрических цилиндров горючего и окислителя.

В зависимости от природы горючего — связующего вещества физические и энергетические свойства смесевых топлив могут быть различными. Между баллистическими, физическими и технологическими характеристиками топлива существует определенная взаимосвязь. Например, если для данной системы горючее-окислитель изменить распределение размеров твердых частиц с целью регулирования скорости горения, то может быть достигнута такая структура, при которой топливо не будет способно к отливке. Если плотность загрузки топлива уменьшается с целью обеспечения способности к отливке или улучшения механических свойств, то изменяются единичный импульс и плотность.

## § 1.6. ОСНОВНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТВЕРДЫХ РАКЕТНЫХ ТОПЛИВ

Основной энергетической характеристикой твердого ракетного топлива является его калорийность или тепловая энергия, выделяющаяся при его сгорании. Полной мерой этой энергии является то количество тепла, которое выделится при охлаждении продуктов сгорания топлива от температуры горения до температуры абсолютного нуля. При этом следует учесть, что если вести процесс охлаждения газов так, чтобы пары воды, находящиеся в продуктах горения, конденсировались, то выделится тепла больше,

чем при охлаждении без конденсации паров воды. Например, для баллиститных порохов эта разница составляет  $80\text{--}100 \frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$ .

Обычно калорийность твердого ракетного топлива ( $Q_{\text{ж}}$ ) определяется экспериментально путем сжигания его в специальной калориметрической установке и последующего охлаждения продуктов сгорания до  $18^\circ\text{C}$  ( $291^\circ\text{K}$ ), при этом пары воды, содержащиеся в продуктах сгорания, полностью конденсируются.

Для твердых топлив баллиститного типа калорийность  $Q_{\text{ж}}$  численно близка к полной калорийности топлива  $Q$ , отвечающей охлаждению продуктов сгорания топлива до абсолютного нуля. Нетрудно видеть, что

$$Q = \int_0^{T_0} c dT,$$

где  $T_0$  — температура горения топлива в условиях опыта;  
 $c$  — теплоемкость 1 кг продуктов сгорания топлива.

Если вести сжигание топлива в постоянном объеме, то достигается наивысшая температура горения  $T_{0V}$ , при этом получаем

$$Q = \int_0^{T_{0V}} c_V dT, \quad (1.1)$$

где  $c_V$  — теплоемкость продуктов сгорания при постоянном объеме.

В условиях опыта в калориметрической бомбе при конденсации паров воды получим

$$Q_{\text{ж}} = \int_{291}^{T_{0V}} c_V dT + \Delta Q_{\text{кон}} = \int_0^{T_{0V}} c_V dT - \int_0^{291} c_V dT + \Delta Q_{\text{кон}}, \quad (1.2)$$

где  $\Delta Q_{\text{кон}}$  — теплота конденсации воды 1 кг продуктов сгорания топлива.

Решая совместно уравнения (1.1) и (1.2), относительно  $Q$  получим

$$Q = Q_{\text{ж}} + \int_0^{291} c_V dT - \Delta Q_{\text{кон}}. \quad (1.3)$$

Пользуясь выражением (1.3), можно подсчитать полную калорийность твердого ракетного топлива по величине  $Q_{\text{ж}}$ . Для примера расчета, рассмотренного ниже, в 1 кг продуктов сгорания содержится 7,8 молей воды, а теплота конденсации одного моля воды равна  $10,6 \frac{\text{ккал}}{\text{моль}}$ . Таким образом,  $\Delta Q_{\text{кон}} = 7,8 \cdot 10,6 = 82,5 \frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$ .

В то же время внутренняя энергия продуктов сгорания при  $T = 291^\circ\text{K}$  равна  $86,6 \frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$ . Таким образом, разница между  $Q$  и  $Q_{\text{ж}}$  получается равной  $4,1 \frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$ , или 0,6% величины калорийности топлива.

Ввиду малой величины разности  $Q - Q_{ж}$  калорийность твердого топлива обычно характеризуется величиной  $Q_{ж}$ .

При горении твердого топлива в камере ракетного двигателя средняя температура горения топлива близка к температуре горения при постоянном давлении. Эта температура  $T_{0p}$  определяется из выражения

$$H_0 = \int_0^{T_{0p}} c_p dT = \tilde{c}_p T_{0p} \quad (1.4)$$

где  $H_0$  — начальное теплосодержание продуктов сгорания топлива;

$\tilde{c}_p$  — средняя теплоемкость этих продуктов при постоянном давлении в интервале температур от 0 до  $T_{0p}$ .

При горении твердого топлива в постоянном объеме, например в калориметрической бомбе, за счет последующего сжатия газов сгорающих компонентов топлива происходит повышение температуры газов.

Температура  $T_{0v}$  горения твердого топлива при постоянном объеме определяется из выражения

$$U_0 = \int_0^{T_{0v}} c_v dT = \tilde{c}_v T_{0v}, \quad (1.5)$$

где  $U_0$  — начальная внутренняя энергия продуктов сгорания топлива;

$\tilde{c}_v$  — средняя теплоемкость этих продуктов при постоянном объеме в интервале температур от 0 до  $T_{0v}$ .

Разница между температурами  $T_{0p}$  и  $T_{0v}$  отвечает энергии, расходуемой на расширение газов в условиях горения топлива при постоянном давлении (ракетная камера).

При сгорании определенного количества топлива выделяется одно и то же количество энергии независимо от того, происходит ли горение при постоянном объеме или при постоянном давлении. Поэтому  $H_0 = U_0$ , и из выражений (1.4) и (1.5) получаем

$$\tilde{c}_v T_{0v} = \tilde{c}_p T_{0p}$$

или

$$\frac{T_{0v}}{T_{0p}} = \frac{\tilde{c}_v}{\tilde{c}_p} = \tilde{k},$$

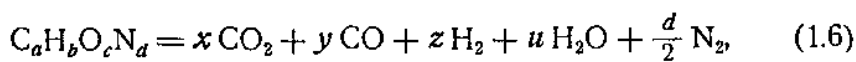
где  $\tilde{k}$  — среднее значение показателя адиабаты для интервала температур от  $0^\circ \text{K}$  и до температуры горения.

## § 1.7. ЭНТАЛЬПИЙНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТВЕРДЫХ РАКЕТНЫХ ТОПЛИВ

Сгорание твердых ракетных топлив в камере ракетного двигателя происходит за счет кислорода, который содержится в самом топливе. При горении баллиститных твердых топлив происходит процесс внутримолекулярного окисления отдельных компонентов топлива: нитратов целлюлозы и нитратов многоатомных спиртов (нитроглицерина, динитрогликоля). Компоненты топлива, неспособные к процессам внутримолекулярного окисления в связи с недостатком или отсутствием в них активного кислорода, заимствуют необходимый для окисления кислород у нитратов целлюлозы и нитроглицерина.

Метод расчета энергетических характеристик рассмотрим на примере двухосновного (баллиститного) топлива.

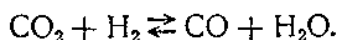
Реакция горения двухосновного топлива в общем виде может быть записана следующим образом:



где  $a, b, c, d$  — число грамм-атомов соответствующих элементов в 1 кг топлива;

$x, y, z, u, \frac{d}{2}$  — число грамм-молекул газов, содержащихся в продуктах сгорания топлива.

Специальные исследования [16] показывают, что в условиях горения двухосновного твердого топлива в камере ракетного двигателя влияние диссоциации на температуру горения топлива пренебрежимо мало. При этих условиях равновесное состояние газовой смеси из  $CO_2$ ,  $CO$ ,  $H_2$  и  $H_2O$  определяется составом топлива и константой  $K_w$  равновесия реакции водяного газа



С повышением температуры реакция водяного газа сдвигается вправо. Равновесное состояние продуктов сгорания не зависит от давления, так как реакция водяного газа происходит без изменения числа молей. Поэтому константа равновесия этой реакции зависит только от температуры.

В табл. 1.6 приведены значения константы равновесия водяного газа в зависимости от температуры.

Таблица 1.6

Т°К	300	600	800	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2200	2400	2600	2800	3000
$K_w$	0	0,04	0,24	0,71	1,40	2,19	3,06	3,80	4,55	5,21	5,78	6,22	6,59	6,92

При этом

$$K_w = \frac{[H_2O][CO]}{[H_2][CO_2]},$$

где  $[H_2O]$ ,  $[CO]$  и т. д. — концентрации соответствующих веществ.

Если известна температура газов, то их состав определяется совместным решением уравнений весового баланса:

$$a = x + y;$$

$$c = 2x + y + u;$$

$$b = 2z + 2u$$

и уравнения равновесия реакции водяного газа

$$K_w = \frac{yu}{xz}.$$

Решение приведенной системы сводится к решению квадратного уравнения относительно числа молей  $CO_2$  в продуктах горения.

При этом получаем

$$x = \frac{1}{2(K_w - 1)} \left\{ -(K_w M + R + a) + \sqrt{(K_w M + R + a)^2 - 4(K_w - 1)aR} \right\}; \quad (1.7)$$

$$y = a - x;$$

$$u = c - a - x; \quad (1.8)$$

$$z = \frac{b}{2} - u,$$

где

$$M = \frac{b}{2} - c + a;$$

$$R = c - a.$$

Если известен состав газов и их температура, то по таблицам теплосодержания газов можно определить теплосодержание 1 кг продуктов сгорания топлива по формуле

$$H = xH_{CO_2} + yH_{CO} + zH_{H_2} + uH_{H_2O} + \frac{d}{2}H_{N_2}, \quad (1.9)$$

где  $H_{CO_2}$ ,  $H_{CO}$  и т. д. — теплосодержания для каждого из газов в  $\frac{\text{ккал}}{\text{моль}}$ .

Значения теплосодержаний указанных газов приведены в табл. 1.7.

## Теплосодержание газов

°К	CO <sub>2</sub>	CO	H <sub>2</sub> O	H <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>
0	0	0	0	0	0
100	0,68	0,68	0,80	0,45	0,68
200	1,44	1,40	1,60	0,98	1,40
300	2,26	2,09	2,39	1,57	2,09
400	3,19	2,77	3,20	2,23	2,78
500	4,22	3,50	4,00	3,06	3,50
600	5,33	4,20	4,88	4,05	4,20
800	7,70	5,70	6,66	5,04	5,67
1000	10,24	7,29	8,57	6,97	7,21
1200	13,00	8,86	10,58	8,42	8,79
1400	15,68	10,52	12,70	9,93	10,43
1600	18,43	12,22	14,89	11,47	12,02
1800	21,28	13,93	17,24	13,06	13,79
2000	24,17	15,65	19,63	14,68	15,51
2200	27,08	17,45	22,08	16,32	17,24
2400	30,02	19,12	24,57	18,02	18,97
2600	32,99	20,90	27,12	19,70	20,72
2800	35,98	22,68	29,70	21,46	22,48
3000	38,98	24,45	32,30	23,20	24,26

Внутренняя энергия продуктов сгорания при различных температурах может быть определена из выражения

$$H = U + nrT,$$

где  $n$  — общее число молей продуктов сгорания топлива;

$r$  — газовая постоянная одного моля, равная  $1,986 \cdot 10^{-3}$ .

Задавшись рядом значений температур, можно для каждой из них рассчитать состав газов продуктов сгорания, их теплосодержание и внутреннюю энергию и построить кривые  $H = f(T)$  и  $U = \varphi(T)$ .

Если нам известно начальное теплосодержание  $H_0$  продуктов сгорания в момент образования газов при горении топлива, то из графика  $H = f(T)$  можно найти значение  $T_{0p}$ , отвечающее значению  $H_0$  (рис. 1.2).

Как указывалось выше, начальное теплосодержание и начальное значение внутренней энергии равны друг другу и равны калорийности топлива  $Q_{ж}$ . Поэтому из графика  $U = \varphi(T)$  можно найти температуру  $T_{0v}$ , отвечающую значению  $U_0 = H_0 = Q$ .

Если калорийность топлива неизвестна, то она может быть определена по методу Де-Поу, рассматриваемому ниже.

При наличии кривых  $H(T)$  и  $U(T)$  для любой интересующей нас температуры мы можем определить истинные теплоемкости и показатель адиабаты из выражений:

$$c_p = \frac{dH}{dT}; \quad c_v = \frac{dU}{dT}; \quad k = \frac{c_p}{c_v}$$

путем численного дифференцирования функции  $H(T)$  и  $U(T)$ .

Если  $\Delta T$  шаг температур в таблице функции  $H(T)$  и  $U(T)$ , то значения истинных теплоемкостей для температуры  $T_i$  можно определить из выражений:

$$\begin{aligned} c_{p_i} &= \frac{H(T_i + \Delta T) - H(T_i - \Delta T)}{2\Delta T}; \\ c_{w_i} &= \frac{U(T_i + \Delta T) - U(T_i - \Delta T)}{2\Delta T}; \\ k_i &= \frac{c_{p_i}}{c_{v_i}}. \end{aligned} \quad (1.10)$$

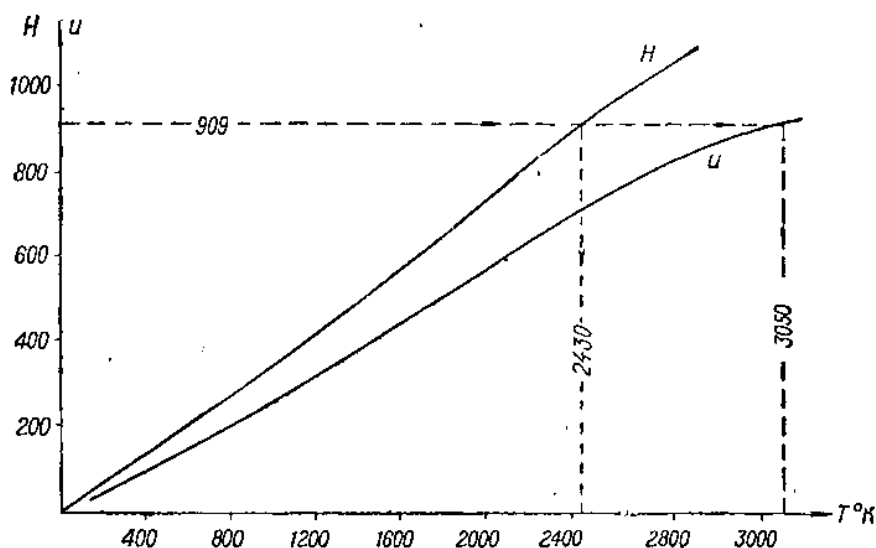


Рис. 1.2. Графики расчетных энергетических характеристик топлива

Средние теплоемкости в произвольном интервале температур  $T_1$ — $T_2$  определяются из выражений:

$$\begin{aligned} [c_p]_{T_1}^{T_2} &= \frac{H(T_2) - H(T_1)}{T_2 - T_1}; \\ [c_v]_{T_1}^{T_2} &= \frac{U(T_2) - U(T_1)}{T_2 - T_1}, \end{aligned}$$

соответственно определяется и среднее значение показателя адиабаты.

Сила топлива  $f_v$  определяется из выражения

$$f_v = RT_{0v},$$

где  $R = nr$  ( $r$  — универсальная газовая постоянная).

В ракетной технике обычно используется величина силы топлива  $f_p$ , определяемая из выражения

$$f_p = RT_{0p}$$



Величины  $f_p$  и  $f_v$  связаны зависимостью

$$f_p = \frac{f_v}{k}.$$

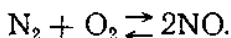
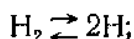
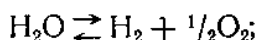
Число молей пороховых газов  $n$  определяется в процессе расчета состава продуктов горения. Число молей газов не изменяется в зависимости от их температуры и может быть определено непосредственно по формуле

$$n = a + \frac{b}{2} + \frac{a}{2}.$$

Объем газов продуктов горения при нормальных условиях ( $0^\circ\text{C}$  и  $760$  мм рт. ст.) определяется из выражения

$$w = 22,4n \left( \frac{A}{KZ} \right).$$

Рассмотренный выше метод расчета основан на допущении, что состав продуктов сгорания топлива полностью определяется равновесием водяного газа и что диссоциацией газа можно пренебречь. Для высококалорийных топлив может оказаться необходимым учет основных реакций диссоциации:



Учет указанных реакций значительно увеличивает трудоемкость расчетов. В работе [16] предлагается метод расчета состава продуктов горения топлива с учетом диссоциаций при помощи последовательных приближений, причем в качестве нулевого приближения принимается результат расчета с учетом только равновесия водяного газа по формулам (1.7), (1.8). Сущность метода сводится к следующему.

Пусть указанным пяти реакциям диссоциации отвечают константы равновесия  $K_1$ — $K_5$ , значения которых в функции температуры даются в таблицах. Тогда парциальные давления продуктов диссоциации могут быть в первом приближении вычислены по формулам:

$$\begin{aligned} \text{O}_2 &= \left( \frac{\text{CO}_2}{\text{CO}} K_1 \right)^2; & \text{OH} &= \frac{\text{H}_2\text{O}}{\sqrt{\text{H}_2}} K_2; \\ \text{H} &= \sqrt{\text{H}_2 K_4}; & \text{NO} &= \sqrt{\text{N}_2 \text{O}_2 K_5}, \end{aligned} \quad (1.11)$$

в которых химическими символами обозначены парциальные давления.

При этом значения  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{H}_2$  берутся из расчетов нулевого приближения (1.7), (1.8). Так как состав газов выражался

в молях, то необходимо предварительно произвести пересчет концентраций газов в парциальные давления  $p_i$ , задаваясь величиной общего давления газов в камере  $p = \sum p_i$ , по формуле

$$p_i = p \frac{n_i}{n},$$

где  $n$  число молей.

Вычислив в первом приближении состав продуктов диссоциации, уточняем состав основных компонентов  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{N}_2$ , доля которых в продуктах горения уменьшается. Для этого уточняем значения  $M$  и  $R$ , входящие в формулу (1.7) для расчета  $\text{CO}_2$ . Исходя из баланса вещества, получим:

$$\begin{aligned} R &= R^0 - (2\text{O}_2 + \text{NO} + \text{OH}); \\ M &= M^0 - \frac{1}{2}(\text{H} + \text{OH}) + (2\text{O}_2 + \text{NO} + \text{OH}), \end{aligned} \quad (1.12)$$

где

$$\begin{aligned} R^0 &= c - a = (\text{CO}_2 + \text{H}_2\text{O})^0; \\ M^0 &= \frac{b}{2} - c + a = (\text{H}_2 - \text{CO}_2)^0. \end{aligned}$$

Индекс  $(^0)$  отвечает нулевому решению.

Далее вычисляем по формулам (1.7), (1.8) уточненные значения парциальных давлений основных газов  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{H}_2$ . Исправленное значение  $\text{N}_2$  находится из выражения

$$\text{N}_2 = \text{N}_2^0 - \frac{1}{2}(\text{NO} + \text{N}).$$

Так как при диссоциации основных компонентов увеличивается число молей, то сумма парциальных давлений компонентов увеличится и окажется больше заданного давления в камере двигателя  $p_{\text{зад}}$ . Чтобы устранить указанное расхождение, исправляем значения парциальных давлений согласно зависимости

$$(p_i)_{\text{испр}} = p_i \frac{p_{\text{зад}}}{\sum p_i}.$$

На этом первое приближение заканчивается. Если требуется произвести второе приближение, то весь расчет повторяется, причем состав основных компонентов, полученный в первом приближении, является исходным для второго приближения.

## § 1.8. РАСЧЕТ КАЛОРИЙНОСТИ ТОПЛИВА ПО МЕТОДУ ДЕ-ПОУ

Принцип расчета калорийности по методу Де-Пуу заключается в том, что калорийность топлива определяется как сумма тепловых эффектов, создаваемых участием в горении топлива отдельных его компонентов.

Обозначим через  $\beta_i$  изменение калорийности топлива, вызываемое введением в его состав 1% данного вещества. Тогда по Де-Пуу

$$Q_{ж} = \sum n_i \beta_i,$$

где  $n_i$  — процентное содержание соответствующего компонента топлива.

Возможность такого метода расчета базируется на следующих допущениях:

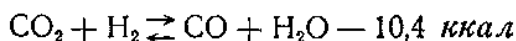
1. Независимо от величины  $Q_{ж}$  введение в топливо 1% вещества всегда вызывает изменение  $Q_{ж}$  на  $\beta$  ккал.

2. Изменения калорийности топлива, вызываемые различными компонентами, аддитивны.

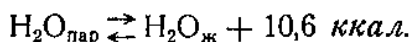
Эти допущения теоретически небезупречны, так как с изменением состава топлива при введении в него того или иного компонента по-разному изменяется состав газов, а следовательно, и тепловой эффект горения топлива.

Все же метод Де-Пуу в применении к двухосновным топливам приводит к малым погрешностям, так как сдвиг равновесия водяного газа при расчете на жидкую воду дает очень малый тепловой эффект.

Это происходит в результате почти полной компенсации тепловых эффектов процессов:



и



Всякий раз, когда введение в топливо определенного компонента сдвигает равновесие в сторону образования воды, снижение теплового эффекта горения топлива на  $10,4 \cdot \Delta n_{\text{H}_2\text{O}}$  ккал почти полностью компенсируется увеличением теплового эффекта конденсации воды на  $10,6 \cdot \Delta n_{\text{H}_2\text{O}}$  ккал.

В табл. 1.8 приведены значения констант  $\beta$  по Де-Пуу.

Таблица 1.8

Наименование вещества	Химическая формула	ккал	Примечание
Нитроклетчатка	—	1,3N—6,7	N — содержание азота в %
Нитроглицерин	$\text{C}_3\text{H}_5(\text{ONO}_2)_3$	+17,0	
Динитротолуол	$\text{C}_6\text{H}_3\text{CH}_3(\text{NO}_2)_2$	0	
Централит	$\text{CON}_2(\text{C}_6\text{H}_5)_2(\text{C}_2\text{H}_5)_2$	-22,5	
Вазелин	$\text{C}_{20}\text{H}_{42}$	-32,5	
Оксид магния	MgO	0	

## § 1.9. ПРИМЕР РАСЧЕТА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДВУХОСНОВНОГО ТВЕРДОГО ТОПЛИВА

Рассмотрим двухосновное топливо следующего состава:

Нитроклетчатка $N = 12,1\%$ . . . . .	56,1%
Нитроглицерин $C_3H_5(ONO_2)_3$ . . . . .	28,3%
Централит $CON_2(C_2H_5)_2(C_6H_5)_2$ . . . . .	2,0%
Динитротолуол $C_6H_3CH_3(NO_2)_2$ . . . . .	12,1%
Вазелин $C_{20}H_{42}$ . . . . .	1,0%
Вода $H_2O$ . . . . .	0,5%
Всего . . . . .	100%

Химическая формула нитроклетчатки может быть составлена, исходя из следующих зависимостей [16]:

$$C = 21,85 - 1,180(N\% - 12,75);$$

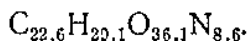
$$H = 27,32 - 2,690(N\% - 12,75);$$

$$O = 36,40 + 0,444(N\% - 12,75);$$

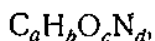
$$N = 9,10 + 0,722(N\% - 12,75),$$

где  $N\%$  — процентное содержание азота в нитроклетчатке.

Для  $N = 12,1\%$  формула нитроклетчатки имеет вид



Зная состав топлива, можно составить условную формулу топлива



где  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  — числа грамм-атомов соответствующих элементов в условной молекуле топлива.

Например, в нитроглицерине, молекулярный вес которого 227, содержится три атома углерода. Относительное содержание нитроглицерина в топливе 28,3%, или 283 г, на 1 кг топлива. Таким образом, число грамм-атомов углерода нитроглицерина, отнесенное к 1 кг топлива, получается равным

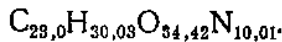
$$a_i = \frac{3 \cdot 283}{227} = 3,74$$

Вычислив числа грамм-атомов углерода, содержащихся во всех компонентах топлива, и суммируя эти величины, получим значение  $a = \sum a_i$ . Подобным образом вычисляются значения  $b$ ,  $c$  и  $d$ .

Результаты расчетов приведены в табл. 1.9.

Компоненты	Углерод <i>a</i>	Водород <i>b</i>	Кислород <i>c</i>	Азот <i>d</i>
Нитроклетчатка . . . . .	12,65	16,29	20,21	4,81
Нитроглицерин . . . . .	3,74	6,22	11,22	3,74
Централит . . . . .	1,22	1,43	0,07	0,14
Динитротолуол . . . . .	4,63	3,97	2,65	1,32
Вазелин . . . . .	0,76	1,57	—	—
Вода . . . . .	—	0,55	0,27	—
Всего . . . . .	23,00	30,03	34,42	10,01

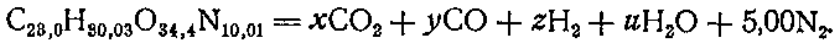
Получаем следующую условную формулу топлива



Проверка правильности расчета производится следующим образом:

$$a \cdot 12 + b \cdot 1 + c \cdot 16 + d \cdot 14 = 1000.$$

Уравнение разложения топлива имеет вид



Задаваясь рядом значений температур, вычисляем по формулам (1.8) значения  $x$ ,  $y$ ,  $z$ ,  $u$  грамм-молекул газов, содержащихся в продуктах сгорания топлива.

Например, для температуры  $T=2400^\circ\text{K}$  получим

$$A = \frac{K_w \left( \frac{b}{2} - c + a \right) + c}{2(K_w - 1)} = \frac{5,78(15,01 - 34,42 + 23,0) + 34,42}{2 \cdot 4,78} = 5,73;$$

$$x = -A + \sqrt{A^2 + \frac{a(c-a)}{K_w - 1}} =$$

$$= -5,73 + \sqrt{5,73^2 + \frac{23,0(34,42 - 23,0)}{4,78}} = 3,62;$$

$$y = a - x = 23,00 - 3,62 = 19,38;$$

$$u = c - a - x = 34,42 - 23,0 - 3,62 = 7,80;$$

$$z = \frac{b}{2} - u = 15,01 - 7,80 = 7,21.$$

Результаты расчета для различных температур сведем в табл. 1.10.

Таблица 1.10

Т°К	3000	2800	2600	2400	2200	2000	1800	1600	1200	800	291
CO <sub>2</sub>	3,32	3,40	3,50	3,62	3,80	4,04	4,35	4,77	6,28	9,36	11,18
CO	19,68	19,60	19,50	19,38	18,20	18,96	18,65	18,23	16,72	13,64	11,82
H <sub>2</sub> O	8,10	8,02	7,92	7,80	7,62	7,38	7,06	6,62	5,14	2,06	0,24
H <sub>2</sub>	6,92	7,00	7,10	7,21	7,39	7,63	7,96	8,36	9,87	12,95	14,78
N <sub>2</sub>	5,00	5,00	5,00	5,00	5,00	5,00	5,00	5,00	5,00	5,00	5,00
<i>n</i>	43,02	43,02	43,02	43,02	43,02	43,02	43,02	43,02	43,02	43,02	43,02

По табл. 1.7 для каждого газа при соответствующей температуре определяем теплосодержание и умножаем на число молей данного газа в 1 кг топлива.

Сумма теплосодержаний всех газов дает теплосодержание продуктов сгорания 1 кг топлива.

Для температуры  $T=2400^{\circ}\text{K}$  результаты расчета приведены в табл. 1.11.

$$H = \sum n_i H_i = 897,7 \frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$$

Таблица 1.11

Газ	Число молей $n_i$	Теплосодержание $H_i$	$n_i H_i$
CO <sub>2</sub>	3,62	30,02	108,5
CO	19,38	19,12	370,4
H <sub>2</sub> O	7,80	24,57	194,5
H <sub>2</sub>	7,21	18,02	129,5
N <sub>2</sub>	5,0	18,97	94,8
Всего . . .			897,7

Внутреннюю энергию вычисляем по формуле

$$U = H - RT = H - nrT = 897,7 - 43,02 \cdot 1,986 \cdot 10^{-8} \cdot 2400 = 691.$$

Средние теплоемкости в интервале температур от 0 до 2400° К равны:

$$\tilde{c}_p = \frac{H}{T} = \frac{897}{2400} = 0,374;$$

$$\tilde{c}_V = \frac{U}{T} = \frac{691}{2400} = 0,288;$$

$$\tilde{K} = \frac{\tilde{c}_p}{\tilde{c}_V} = 1,297.$$

Средние значения теплоемкостей в некотором интервале температур  $\Delta T$  определяются из выражений:

$$[c_p]_{\Delta T} = \frac{\Delta H}{\Delta T}; \quad [c_V]_{\Delta T} = \frac{\Delta U}{\Delta T}.$$

Например, для интервала температур от 1000 до 2000° К, отвечающих средним условиям истечения газов из камеры ракетного двигателя:

$$[c_p]_{\Delta T} = \frac{730 - 337}{1000} = 3,93;$$

$$[c_V]_{\Delta T} = \frac{558 - 251}{1000} = 3,07;$$

$$K_{\Delta T} = 1,28.$$

Результаты расчетов для различных температур приведены в табл. 1.12 и показаны на графике (рис. 1.2).

Таблица 1.12

т°К	3000	2400	2000	1600	1200	800	291
$H$	1157	898	730	568	410	264	82
$RT$	257	206	172	137	103	69	25
$U$	900	691	558	431	307	195	57
$\tilde{c}_p$	0,386	0,374	0,365	0,355	0,342	0,330	0,282
$\tilde{c}_V$	0,299	0,288	0,279	0,269	0,256	0,244	0,196
$\tilde{K}$	1,286	1,297	1,307	1,318	1,333	1,350	1,438

Если известна калорийность пороха  $Q_{ж}$ , то, пользуясь графиком функции  $H(T)$  по величине  $Q_{ж} = H_0$  находим начальную температуру горения при постоянном давлении  $T_{0p}$ . Аналогично, пользуясь графиком  $U(T)$  по величине  $Q_{ж} = U_0$ , находим начальную температуру газов при горении топлива в постоянном объеме.

Расчет  $Q_{ж}$  произведем по Де-Поу.

Для нитроклетчатки при  $N=12,1\%$  коэффициент

$$\beta = 1,3 \cdot 12,1 - 6,7 = 9,0.$$

Исходя из таблицы коэффициентов  $\beta$  по Де-Поу и состава топлива, получим

$$Q_{ж} = 9,0 \cdot 56,1 + 17 \cdot 28,3 + 12,1 \cdot 0 - 22,5 \cdot 2 + 32,5 \cdot 1 = 909 \frac{\text{ккал}}{\text{кг}}.$$

Исходя из этой величины калорийности, получим

$$T_{op} = 2430^\circ \text{К}; \quad T_{ov} = 3050^\circ \text{К}.$$

К энергетическим характеристикам твердого ракетного топлива относится также величина силы пороха  $f_v$ , определяемая из выражения

$$f_v = RT_{ov},$$

в котором газовая постоянная выражается в механических единицах.

При этом для рассматриваемого примера получаем

$$R = 427nr = 427 \cdot 43,02 \cdot 1,986 \cdot 10^{-3} = 0,848 \cdot 43,02 = 36,5,$$

$$f_v = 36,5 \cdot 3050 = 111500 \frac{\text{кгм}}{\text{кг}}.$$

Аналогично получаем  $f_p = 36,5 \cdot 2430 = 88800 \frac{\text{кгм}}{\text{кг}}$ ,

$$K = 1,28.$$

Величину  $f_p$  будем называть приведенной силой пороха. Объем газов определяется из выражения

$$w = 22,4n = 22,4 \cdot 43,02 = 965 \frac{\text{л}}{\text{кг}}.$$

## ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ I

1. Баррер М., Жомотт А., Вебек Б. Ф., Ванденкеркхове Ж. Ракетные двигатели. Оборонгиз, 1962.
2. Будников М. А., Быстров И. В., Левкович Н. А., Сиротинский В. Ф., Шехтер Б. И. Взрывчатые вещества и пороха. Оборонгиз, 1955.
3. Должанский Ю. М., Куров В. Д. Основы проектирования пороховых ракетных снарядов. Оборонгиз, 1961.
4. A. Zaehringер. Solid Propellant Rockets American Rocket Co. Michigan, 1958.
5. Паушкин Я. М. Химия реактивных топлив. Изд-во АН СССР, 1962.
6. Aeroplane № 2610.
7. Missiles and Rockets. 1957, т. 2, № 8, стр. 67, 84. 1959, т. 5, № 2, стр. 18. 1962, № 10, стр. 36, 39, 40, 46.
8. Раббер Эйдж, 1958, VIII.
9. Missile Design and Development. 1960, vol. 6, № 9, p. 24—26.
10. „Aviation Week“, 1963, vol. 79, № 2, p. 15; 1962, vol. 77, № 11, p. 162—167. „Aviation Age“, 1963, vol. 59, т. 28, № 8, p. 112—116.



11. Chemical and Engineering News, 1963, vol. 41, № 39, p. 75.
  12. Пирс Л. «Вопросы ракетной техники», 1959, № 10, 62.
  13. „Вопросы ракетной техники“, 1961, № 5, 15, J. Crook. The Aeroplane and Astronautics, 98, № 2536, 650 (1960).
  14. «Вопросы ракетной техники», 1959, № 28. R. Carpenter. ARS journal, 1960, 29, № 1, 8; 1961, 31, № 9, 1265—1272.
  15. Progr in Astronaut and Rocketry, 1960, 1, 207—226.
  16. Зельдович Я. Б., Ривин М. А., Франк-Каменецкий Д. А. Импульс реактивной силы пороховых ракет. Оборонгиз, 1963.
-

## ГЛАВА II

# ЗАРЯДЫ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В РДТТ, И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОГРЕССИВНОСТИ

### § 2.1. ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОРМЫ ЗАРЯДОВ

Процесс газообразования в камере ракетного двигателя определяется скоростью горения твердого топлива, зависящей от его состава, и поверхностью горения заряда, определяемой его геометрическими параметрами. При горении твердого топлива данного состава давление в камере двигателя определяется в основном отношением поверхности горения топлива к площади критического сечения сопла, а при неизменном критическом сечении — площадью горящей поверхности заряда. Если горящая поверхность возрастает, то горение называется прогрессивным (прогрессивная форма заряда). Аналогично различают заряды дегрессивной формы или постоянной поверхности горения (нейтральный заряд). Характеристикой прогрессивности заряда  $\sigma$  называется отношение горящей поверхности заряда  $S$  к начальной величине этой поверхности  $S_0$ .

Выбор формы заряда должен обеспечивать характер изменения давления, а следовательно, и тяги во времени в соответствии с требуемыми характеристиками летательного аппарата.

Если изменения тяги двигателя в широких пределах не требуется динамикой полета объекта, то значительное изменение давления газов в процессе горения заряда является нежелательным. В этом случае верхний предел давления определяется прочностными характеристиками стенок камеры двигателя, а нижний предел — устойчивостью горения заряда.

При этом необходимо добиваться малого изменения горящей поверхности в процессе горения заряда. Указанному требованию удовлетворяет заряд из небронированной цилиндрической шашки с внутренним каналом. При бронировке торцов негорючим составом поверхность горения шашки остается строго постоянной, так как увеличение поверхности горения внутреннего канала компенсируется уменьшением внешней поверхности горения шашки. Если торцы не бронируются, то поверхность горения является слабо дегрессивной.

Форма заряда должна также обеспечить относительно большое наполнение топливом данного объема камеры двигателя, характеризующееся отношением веса топлива  $\omega$  к объему камеры двигателя  $W_{\text{кам}}$ :

$$\Delta = \frac{\omega}{W_{\text{кам}}}.$$

При сплошной заливке топливом камеры двигателя плотность заполнения приближается к плотности топлива. Однако при этом резко уменьшается поверхность горения заряда.

Степень заполнения зарядом объема камеры иногда характеризуют коэффициентом заполнения поперечного сечения камеры

$$\epsilon_0 = \frac{S_{\text{то}}}{F_{\text{кам}}}, \quad (2.1)$$

где  $S_{\text{то}}$  — начальная площадь поперечного сечения заряда;  
 $F_{\text{кам}}$  — площадь поперечного сечения камеры.

При выборе формы заряда необходимо учесть, что увеличение коэффициента  $\epsilon_0$  связано с уменьшением площади свободного прохода газов и увеличением скорости потока продуктов горения топлива вдоль заряда. Это увеличивает опасность неустойчивого эрозийного горения заряда. При выборе размеров внутреннего канала обычно исходят из величины параметра Победоносцева ( $\chi$ ):

$$\chi = \frac{S_0}{F_{\text{своб}}},$$

предельно допустимая величина которого зависит от состава топлива и давления в камере.

Другим важным обстоятельством, которое необходимо учесть при выборе формы заряда, является тепловая защита стенок камеры, что обеспечивается применением зарядов, скрепленных с корпусом двигателя.

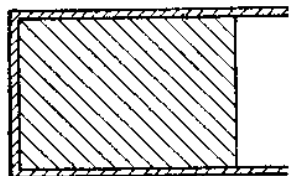


Рис. 2.1. Стержневой заряд, горящий с торца

При этом внешняя поверхность заряда оказывается бронированной и горение заряда происходит только со стороны внутреннего канала и торцов. В некоторых случаях бронируются и торцы. Бронировка внешней поверхности шашки приводит также к увеличению плотности заполнения (заряжения) за счет устранения кольцевого зазора между внешней поверхностью шашки и стенками камеры. Максимальное увеличение плотности заряжения достигается при использовании сплошного стержневого заряда (без внутреннего канала), горящего только с торца, обращенного к соплу (рис. 2.1). Однако подобные заряды характеризуются малой скоростью газообразования и поэтому могут применяться только для двигателей с малой тягой, рассчитываемых на большое время горения.

Трубчатый заряд с внешней бронированной поверхностью и внутренним цилиндрическим каналом (рис. 2.2) характеризуется большой прогрессивностью поверхности горения и значительным возрастанием давления в процессе горения заряда. Поэтому заряды из подобных шашек не нашли широкого применения. Для компенсации прогрессивности горения трубчатого заряда с внешней бронировкой форма шашки изменяется введением в нее депрессивно горящих поверхностей. Для этого с торца шашки на некоторой части ее длины устраивают продольные пропилы (щели) небольшой ширины (рис. 2.3). Дополнительная поверхность, образованная щелями, горит депрессивно. Подбором числа щелей и их относительной длины можно добиться малого изменения поверхности горения шашки.

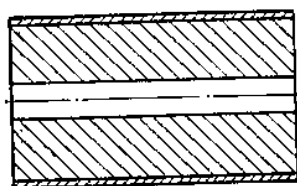


Рис. 2.2. Трубчатый заряд с внешней бронировкой

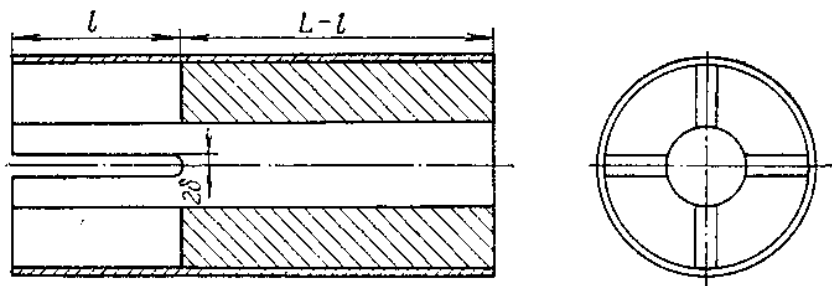


Рис. 2.3. Щелевой заряд

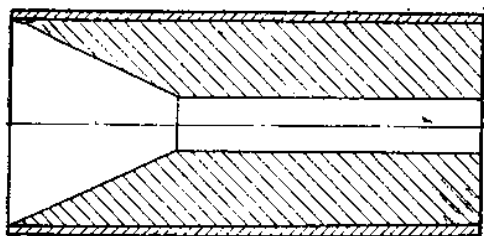


Рис. 2.4. Трубчатый заряд с компенсационным конусом

Компенсации прогрессивности формы трубчатого бронированного заряда можно добиться также приданием части внутреннего канала шашки конической формы (рис. 2.4).

Малое изменение поверхности горения достигается также в бронированных снаружи шашках со звездообразным внутренним каналом (рис. 2.5), в многоканальных шашках и в зарядах типа «вагонное колесо» (рис. 2.6).

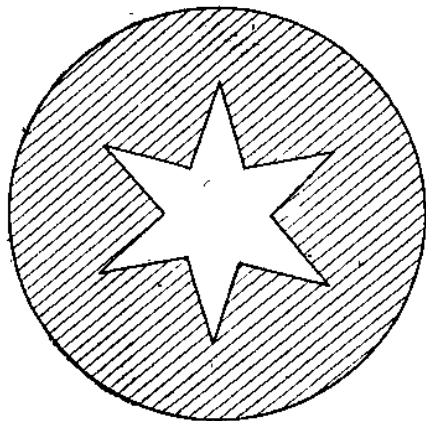


Рис. 2.5. Заряд со звездообразным каналом

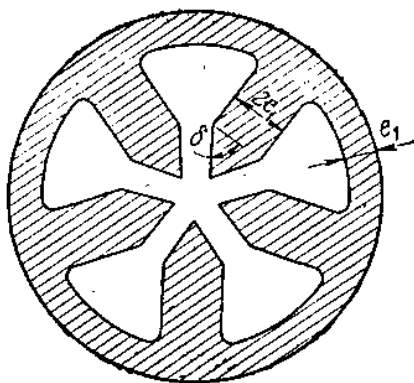


Рис. 2.6. Заряд типа «вагонное колесо»

Телескопический заряд, состоящий из трубчатой шашки, бронированной по внешней поверхности, и внутреннего цилиндрического стержня (рис. 2.7) при бронировке торцов обеспечивает постоянство поверхности горения заряда. Однако фиксация внутреннего стержня представляет известные трудности.

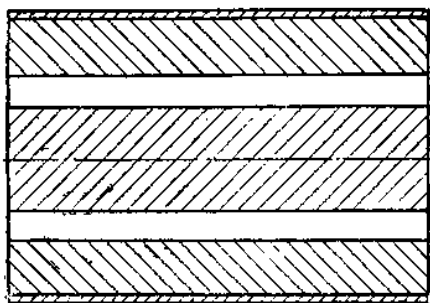


Рис. 2.7. Телескопический заряд

Некоторые конструкции зарядов, например щелевые и звездообразные, характеризуются наличием несгорающих остатков топлива, появляющихся при резком падении давления в конце горения заряда. Наличие большого несгорающего остатка нежелательно, так как это приводит к уменьшению полного импульса тяги.

Важной характеристикой заряда является полное время его горения  $\tau$ , зависящее от состава топлива и формы заряда. Заряды, предназначенные для стартовых двигателей и для противотанковых ракет, характеризуются относительно большой тягой и малым временем горения  $\tau$  (порядка десятых долей секунды или нескольких секунд). Маршевые двигатели характеризуются большим временем горения, измеряемым десятками секунд.

В некоторых случаях может оказаться необходимым подобрать заряд, обеспечивающий ступенчатую диаграмму тяги. Известно, что в зенитных ракетах используются стартовые двигатели большой тяги и маршевые двигатели меньшей тяги. Применение заряда, обеспечивающего ступенчатую характеристику тяги, позволяет отказаться от использования стартовых двигателей.

Ступенчатая диаграмма тяги может быть обеспечена при заливке заряда в камеру в виде концентрических слоев, горящих с различными скоростями горения. При этом внутренний быстрогорящий слой обеспечивает тягу в режиме стартового двигателя (рис. 2.8). Ступенчатая диаграмма тяги может быть достигнута также подбором комбинированной формы заряда. Однако при этом уменьшается плотность заряжения.

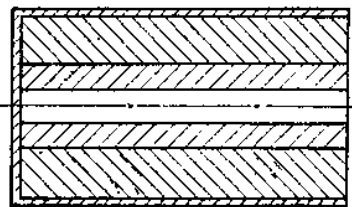


Рис. 2.8. Заряд, состоящий из концентрических слоев топлива с различными скоростями горения

Многие из перечисленных выше требований, предъявляемых к форме заряда, являются противоречивыми. Конструктору приходится искать компромиссное решение, обеспечивающее наилучшие технические характеристики летательного аппарата.

Ниже излагаются методы расчета характеристик прогрессивности некоторых типов зарядов.

## § 2.2. ЗАРЯД ИЗ ОДНОКАНАЛЬНЫХ НЕБРОНИРОВАННЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ШАШЕК (ТРУБЧАТЫЙ ЗАРЯД)

Рассмотрим характеристику прогрессивности небронированной цилиндрической шашки с внутренним каналом.

Будем исходить из соотношений:

$$z = \frac{e}{e_1}; \quad \sigma = \frac{S}{S_0};$$

$$\sigma_r = \frac{S_r}{S_{r0}}; \quad \psi = 1 - \frac{W}{W_0},$$

где  $e$  — переменная толщина сгоревшего слоя;

$e_1$  — максимальная толщина сгоревшего слоя,  $2e_1 = R - r = \frac{D}{2} - r$  ( $R, r$  — внешний и внутренний радиусы сечения трубки);

$S$  — полная поверхность горения трубки;

$S_r$  — площадь торца трубки;

$W$  — объем трубки.

Индекс 0 отвечает началу горения.

Из элементарных геометрических соображений напишем:

$$S = 2\pi [(R - e + r + e)(L - 2e) + (R - e)^2 - (r + e)^2];$$

$$S_0 = 2\pi [(R + r)L + R^2 - r^2].$$

После деления на  $L(R + r)$ , замены  $R - r = 2e_1$  и введения подстановок  $\beta = \frac{2e_1}{L} = \frac{R - r}{L}$ ;  $z = \frac{e}{e_1}$  получим

$$\sigma = \frac{S}{S_0} = 1 - \frac{2\beta z}{1 + \beta}. \quad (2.2)$$

Объем шашки определяется из выражений:

$$W = \pi [(R - e)^2 - (r + e)^2] (L - 2e);$$

$$W_0 = \pi (R^2 - r^2) L,$$

откуда легко получить:

$$\frac{W}{W_0} = (1 - z)(1 - \beta z);$$

$$\psi = 1 - \frac{W}{W_0} = (1 + \beta)z - \beta z^2. \quad (2.3)$$

Исключая  $z$  из выражения (2.2) и (2.3), получим

$$\sigma = \sqrt{1 - \frac{4\beta}{(1 + \beta)^2} \psi}.$$

Обычно  $\beta$  составляет величину 0,03—0,05. Рассматривая  $\beta$  как величину первого порядка малости и пренебрегая величинами высшего порядка малости, получим

$$\sigma = 1 - 2\beta\psi. \quad (2.4)$$

Например, при  $\beta = 0,05$  и  $\psi = 1$  получаем минимальное значение  $\sigma(1) = 0,90$  из выражения (2.4) и  $\sigma(1) = 0,903$  из выражения (2.3). Полученные значения  $\sigma$  указывают, что заряд из цилиндрической небронированной шашки может рассматриваться как заряд небольшой дегрессивности с линейной зависимостью характеристики прогрессивности  $\sigma$  от относительной величины сгоревшего заряда  $\psi$ .

Для площади торца, исходя из выражений:

$$S_T = \pi [(R - e)^2 - (r + e)^2];$$

$$S_{T0} = \pi (R^2 - r^2),$$

нетрудно получить

$$\sigma_T = 1 - (1 - \sigma) \frac{1 + \beta}{2\beta},$$

или

$$\sigma_T = 1 - (1 - \beta)\psi - \beta(1 - 3\beta)\psi^2.$$

Пренебрегая  $\beta^2$ , получим

$$\sigma_T = (1 - \psi)(1 + \beta\psi). \quad (2.5)$$

Для бронированной с торцов шашки поверхность горения получается постоянной:

$$S = S_0 = 2\pi(R + r)L; \quad \sigma(\psi) = 1.$$

В случае когда заряд состоит из нескольких одноканальных шашек, начальные значения  $S_0$  и  $S_{T0}$  увеличиваются пропорционально числу шашек, а значения  $\sigma$  и  $\sigma_T$ , определяемые из выражений (2.4) и (2.5), остаются неизменными.

### § 2.3. ЩЕЛЕВОЙ ЗАРЯД С БРОНИРОВАННОЙ ВНЕШНЕЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Рассмотрим заряд из бронированной по внешней поверхности цилиндрической шашки с внутренним каналом (рис. 2.3).  $R$  и  $r$  — радиусы внешнего и внутреннего цилиндров,  $L$  — полная длина шашки. С одного из торцов на длине  $l$  прорезаны щели шириной  $2\delta$ . Для определения характеристики прогрессивности заряда  $\sigma$  рассмотрим отдельно сплошную часть шашки и часть шашки с пропилами, которую мы будем называть щелевой частью.

При произвольной толщине сгоревшего заряда  $e$  длина щелевой части увеличивается на величину  $e$ . Учитывая, что «потолок» щели при этом принимает форму арки, примем увеличение длины щелевой части равным  $\lambda e$ , где  $\lambda$  — коэффициент приведения, определяемый ниже. Таким образом, для произвольного момента длина щелевой части равна  $l + \lambda e$ , а длина сплошной части  $L - l - \lambda e$ .

Выведем зависимости, определяющие характеристики прогрессивности щелевого заряда.

**Для сплошной части шашки.**

Боковая поверхность горения

$$S_0^{cn} = 2\pi(r + e)(L - l - \lambda e).$$

Площадь торца

$$S_T^{cn} = \pi[R^2 - (r + e)^2].$$

Общая поверхность

$$S^{cn} = 2\pi(r + e)(L - l - \lambda e) + \pi[R^2 - (r + e)^2]. \quad (2.6)$$

Объем

$$W^{cn} = \pi[R^2 - (r + e)^2](L - l - \lambda e). \quad (2.7)$$



### Для щелевой части шашки.

На рис. 2.9 показан сектор, равный  $1/8$  части поперечного сечения щелевой части. Сплошной линией показан начальный периметр сечения, а пунктирной линией — текущий периметр, отвечающий сторанию толщины  $e$  заряда. Текущий периметр состоит из дуги

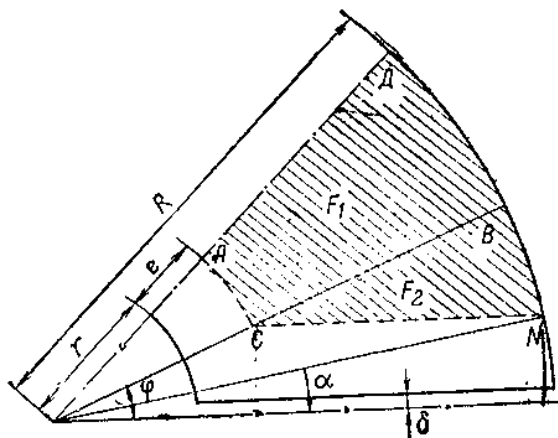


Рис. 2.9. Сектор щелевого заряда

$AC$  и отрезка прямой  $CN$ . Соединим точки  $C$  и  $N$  прямыми с центром сечения и отметим углы  $\varphi$  и  $\alpha$ . При этом учитывая, что

$$CN = R \cos \alpha - (r + e) \cos \varphi;$$

$$\widehat{AC} = (r + e) \left( \frac{\pi}{4} - \varphi \right),$$

получим полный периметр всего сечения

$$\Pi = 8 \left[ (r + e) \left( \frac{\pi}{4} - \varphi \right) + R \cos \alpha - (r + e) \cos \varphi \right],$$

где углы  $\alpha$  и  $\varphi$  определяются из выражений:

$$\sin \alpha = \frac{\delta + e}{R}; \quad \sin \varphi = \frac{\delta + e}{r + e}. \quad (2.8)$$

Дуговая часть периметра исчезает, когда угол  $\varphi$ , определяемый из выражения (2.8), принимает значение  $\varphi \geq \frac{\pi}{4}$ .

Боковая поверхность горения определяется из выражения

$$S_{\text{б}}^{\text{ш}} = 8 \left[ (r + e) \left( \frac{\pi}{4} - \varphi \right) + R \cos \alpha - (r + e) \cos \varphi \right] (l + \lambda e).$$

Площадь торца будем определять, включая в нее площадь свода щели. При этом

$$S_{\text{т}}^{\text{ш}} = S_{\text{т}}^{\text{сн}} = \pi [R^2 - (r + e)^2].$$

Общая площадь щелевой части равна

$$S^{\text{ш}} = 8 \left[ (r + e) \left( \frac{\pi}{4} - \varphi \right) + R \cos \alpha - (r + e) \cos \varphi \right] (l + \lambda e) + \pi [R^2 - (r + e)^2]. \quad (2.9)$$

В этом выражении при  $\varphi \geq \frac{\pi}{4}$ , что отвечает исчезновению дуговой части периметра, необходимо принять  $\varphi = \frac{\pi}{4}$ .

Объем щелевой части будем определять из выражения

$$W^{\text{ш}} = 8 (F_1 + F_2) (l + \lambda e),$$

где  $F_1$  и  $F_2$  — площади фигур  $ADCB$  и  $CBN$  (рис. 2.9).

$$F_1 = \left( \frac{\pi}{4} - \varphi \right) \frac{1}{2} [R^2 - (r + e)^2].$$

Площадь  $F_2$  вычислим заменяя дугу  $BN$  хордой:

$$F_2 = \frac{1}{2} CB \cdot CN \cdot \sin \varphi = \frac{1}{2} [R \cos \alpha - (r + e) \cos \varphi] (R - r - e) \sin \varphi.$$

Таким образом,

$$W^{\text{ш}} = \{ (\pi - 4\varphi) [R^2 - (r + e)^2] + 4 [R \cos \alpha - (r + e) \cos \varphi] (R - r - e) \sin \varphi \} (l + \lambda e). \quad (2.10)$$

Суммарные характеристики прогрессивности формы щелевого заряда найдем из выражения

$$S = S^{\text{сн}} + S^{\text{ш}} = 8 \left[ (r + e) \left( \frac{\pi}{4} - \varphi \right) + R \cos \alpha - (r + e) \cos \varphi \right] \times \\ \times (l + \lambda e) + 2\pi (r + e) (L - l - \lambda e) + 2\pi [R^2 - (r + e)^2]. \quad (2.11)$$

Объем шашки определяется из выражения

$$W = W^{\text{сн}} + W^{\text{ш}} = \pi [R^2 - (r + e)^2] (L - l - \lambda e) + \\ + \{ (\pi - 4\varphi) [R^2 - (r + e)^2] + 4 [R \cos \alpha - (r + e) \cos \varphi] \times \\ \times (R - r - e) \sin \varphi \} (l + \lambda e). \quad (2.12)$$

Значения  $S_0$  и  $W_0$ , отвечающие началу горения, определяются подстановкой в выражения (2.11), (2.12) значения  $e=0$ .

Характеристики прогрессивности определяются из выражений:

$$\sigma = \frac{S}{S_0}; \quad \psi = 1 - \frac{W}{W_0},$$

позволяющих вычислить значения функции  $\sigma(\psi)$ .

Так как площадь сечения заряда различна в сплошной и щелевой частях заряда, то в данном случае нельзя определять коэффициент заполнения сечения камеры зарядом из выражения (2.1).

Введя понятие о приведенной начальной площади сечения заряда, определяемой из выражения  $(S_{\tau_0})_{\text{пр}} = \frac{W_0}{L}$ , получим следующее выражение для коэффициента  $\epsilon_0$ :

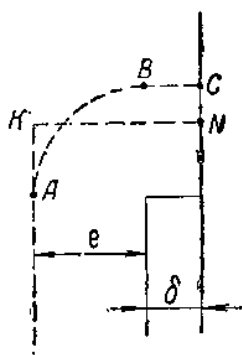


Рис. 2.10. Арка «потолка» щели

$$\epsilon_0 = \frac{(S_{\tau_0})_{\text{пр}}}{F_k},$$

или окончательно

$$\epsilon_0 = \frac{W_0}{LF_k}.$$

В заключение рассмотрим метод определения коэффициента приведения  $\lambda$ . При сгорании толщины заряда  $e$  «потолок» щели принимает вид арочного свода, показанного на рис. 2.10, где пунктирная линия отвечает текущему значению  $e$ , а сплошная линия — началу горения.

Периметр свода  $ABC$  равен  $\delta + \frac{\pi e}{2} = \Pi_1$ .

Заменим реальный свод  $ABC$  приведенным сводом  $AKN$ , высота которого равна  $KA = \lambda e$ , а периметр равен периметру реального свода:

$$KA + KN = \lambda e + e + \delta = \Pi_2.$$

Приравнивая  $\Pi_1 = \Pi_2$ , получим

$$\lambda e + e = \frac{\pi}{2} e,$$

откуда

$$\lambda = \frac{\pi}{2} - 1 \approx 0,6.$$

Рассмотрим пример расчета характеристик прогрессивности щелевого заряда при следующих геометрических его параметрах (размеры в м):

$$R = 0,40; r = 0,12; L = 6,40; l = 2,13; \delta = 0,01.$$

Предварительно найдем граничное значение  $e = e^*$ , при котором исчезает дуговая часть периметра канала щелевой части. Значение  $e^*$  находится из выражения (2.8) при  $\varphi = \frac{\pi}{4}$ :

$$\sin \frac{\pi}{4} = \frac{\delta + e^*}{r + e^*},$$

откуда  $e^* = 0,26$ .

Максимальное значение  $e$  равно  $e_{\text{max}} = R - r = 0,28$ .

$e$	0	0,05	0,10	0,15	0,20	0,26	0,27	0,28
$\sin \varphi = (\delta + e) : (r + e)$	0,083	0,353	0,500	0,593	0,657	0,710	0,710	0,710
$\varphi^\circ$	4,8	20,6	30,0	36,4	41,1	45	45	45
$S_6^{\text{ш}}$	6,20	5,34	4,38	3,37	2,18	0,49	0	0
$S_6^{\text{сн}}$	3,22	4,52	5,81	7,07	8,35	9,83	10,15	10,30
$2S_T$	0,915	0,822	0,704	0,546	0,354	0,100	0,006	0
$S$	10,33	10,68	10,88	10,99	10,88	10,38	10,05	10,30
$W^{\text{ш}}$	0,93	0,65	0,41	0,22	0,084	0,034	0	0
$W^{\text{сн}}$	1,95	1,74	1,48	1,14	0,755	0,206	0,012	0
$W$	2,88	2,39	1,89	1,36	0,84	0,24	0,01	0
$\sigma = \frac{S}{S_0}$	1,000	1,032	1,051	1,065	1,051	1,005	0,973	0,995
$\psi = 1 - \frac{e}{\varepsilon_0}$	0	0,172	0,172	0,347	0,530	0,710	0,916	1,00

На рис. 2.11 приведен график зависимости  $\sigma(\psi)$ , из которого видно, что введение дегрессивно горящей щелевой части позволяет получить незначительное изменение характеристики прогрессивности  $\sigma$ , причем для рассмотренного примера  $\sigma_{\text{max}} = 1,06$ ,  $\sigma_{\text{min}} = 0,97$ .

Коэффициент  $\varepsilon_0$  заполнения сечения камеры зарядом равен

$$\varepsilon_0 = \frac{W_0}{LF_K} = \frac{W_0}{L\pi R^2} = \frac{2,88}{6,4\pi \cdot 0,4^2} = 0,895.$$

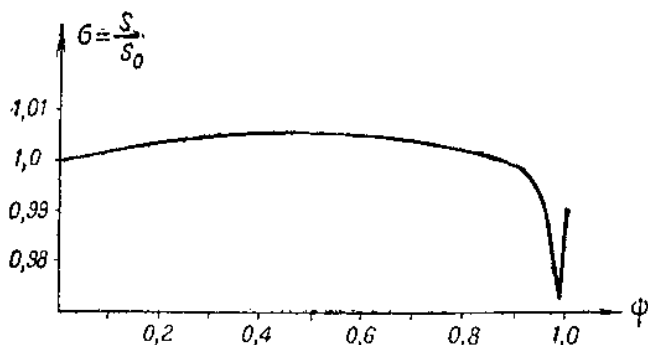


Рис. 2.11. Характеристика прогрессивности  $\sigma(\psi)$

Заметим для сравнения, что для цилиндрических небронированных зарядов, свободно укладываемых в камере, получаем  $\epsilon_0 \sim 0,7$ .

Характер изменения кривой прогрессивности горения  $\sigma(\phi)$  в существенной мере зависит от относительной длины пропилов  $\frac{l}{L}$ . При увеличении этой величины значения  $\sigma(\phi)$  убывают. Близкие к единице значения  $\sigma(\phi)$  отвечают значению  $\frac{l}{L} \sim 0,3$ .

#### § 2.4. ЗАРЯД С КАНАЛОМ ЗВЕЗДООБРАЗНОГО СЕЧЕНИЯ, ГОРЯЩИЙ ИЗНУТРИ

При использовании зарядов с каналом звездообразного сечения обеспечивается надежная защита стенок камеры от воздействия горячих газов, поскольку они вступают в соприкосновение с внутренней поверхностью камеры только в самом конце горения.

Простейшая форма такого заряда показана на рис. 2.5. Однако она не получила практического применения, так как в районах острых углов звезды возникают концентрации напряжений, резко увеличивающие восприимчивость заряда к механическим повреждениям и приводящие к его растрескиванию. Чтобы свести это нежелательное явление к минимуму, острые углы при вершинах приходится скруглять, как показано на рис. 2.12.

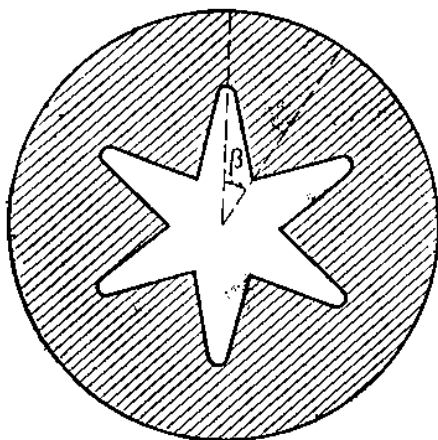


Рис. 2.12. Звездообразный заряд со скругленными углами

При изучении геометрии заряда с каналом звездообразной формы можно ограничиться рассмотрением одного из секторов с вершиной в центре заряда и с углом при вершине  $\beta = \frac{\pi}{n}$ .

Поперечное сечение канала принимается постоянным по всей его длине.

Определяющими геометрическими параметрами для заряда рассматриваемой формы являются:

- Число лучей звезды . . . . .  $n$
- Относительная толщина горящего свода . . . . .  $\bar{e}_1 = \frac{e_1}{D}$
- Радиус закругления при вершине луча . . . . .  $r, \bar{r} = \frac{r}{D}$
- Угол, стягивающий половину первоначальной дуги скругления . . . . .  $\alpha$
- Угол, стягивающий половину дуги сектора при выгорании заряда на величину  $e_1$  . . . . .  $\varphi_1$
- Угол при вершине выступа заряда . . . . .  $\theta$

В общем случае горение заряда с каналом звездообразного сечения можно разделить на три фазы (рис. 2.13):

1. Фронт горения состоит из дуги радиусом  $r+e$  и прямолинейного участка. В зависимости от выбора исходных геометрических параметров горение может быть прогрессивным, с постоянной поверхностью горения (нейтральным) либо депрессивным.

2. Прямолинейный участок исчез. Горение происходит по дуге радиусом  $r+e$  с уменьшающимся углом  $\varphi$ . Конец этой фазы обозначается индексом 1.

3. Фронт горения достиг стенок камеры. Горение приобретает резко депрессивный характер. Остатки заряда догорают при пониженном давлении. При этом на кривой давления появляется характерный участок догорания.

Для рабочего процесса двигателя могут быть использованы лишь первые две фазы горения.

Третья фаза, протекающая при резком снижении давления, сопровождается падением единичного импульса, аномалиями горения и поэтому при выборе геометрии заряда необходимо стремиться к тому, чтобы удельный вес этой фазы в процессе горения был ничтожным.

Депрессивные остатки заряда фактически являются дополнением, приростом к пассивному весу ракеты. Чтобы по возможности сократить этот прирост, в двигатель перед заливкой смесового топлива иногда помещают вставки из легкого материала (пенопласт), соответствующие по форме и размерам депрессивным остаткам заряда [1].

Выведем зависимость периметра горения от толщины сгоревшего свода для первой фазы (рис. 2.14). Для этого проведем из точки  $O_1$  отрезок  $O_1C'$ , параллельный прямолинейному участку горения, и отрезок  $O_1F$ , перпендикулярный лучу  $OM$ . Из прямоугольного треугольника  $OO_1F$  получим

$$O_1F = OO_1 \sin \beta = \left( \frac{D}{2} - e_1 - r \right) \sin \beta.$$

Из прямоугольного треугольника  $O_1FC'$  находим

$$O_1C' = \frac{O_1F}{\sin \theta} = \frac{\left( \frac{D}{2} - e_1 - r \right) \sin \beta}{\sin \theta}.$$

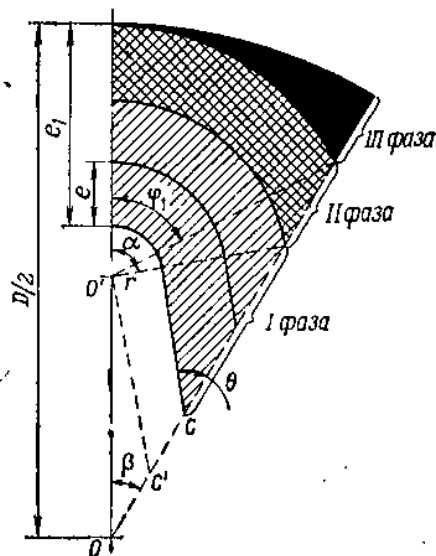


Рис. 2.13. Три фазы горения заряда

Длина прямолинейного участка горения

$$BD = O_1C' - (r + e) \operatorname{ctg} \theta.$$

Начальное значение периметра горения

$$\Pi_0 = 2n(r\alpha + KC) = 2n \left[ r\alpha + \frac{\left(\frac{D}{2} - e_1 - r\right) \sin \beta}{\sin \theta} - r \operatorname{ctg} \theta \right] \quad (2.13)$$

или в безразмерном выражении

$$\bar{\Pi}_0 = \frac{\Pi_0}{D} = 2n \left[ \bar{r}\alpha + \frac{(0,5 - \bar{e}_1 - \bar{r}) \sin \beta}{\sin \theta} - \bar{r} \operatorname{ctg} \theta \right]. \quad (2.14)$$

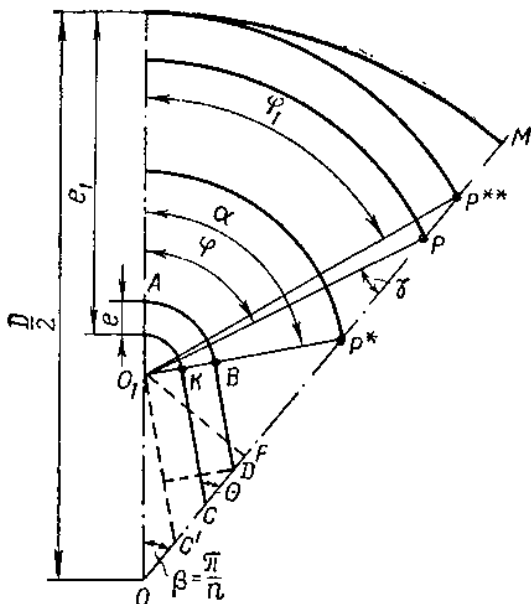


Рис. 2.14. Схема для расчета характеристики прогрессивности

Текущее значение периметра горения

$$\Pi = 2n \left[ (r + e) \alpha + \frac{\left(\frac{D}{2} - e_1 - r\right) \sin \beta}{\sin \theta} - (r + e) \operatorname{ctg} \theta \right]. \quad (2.15)$$

Относительное изменение периметра горения в первой фазе

$$\sigma_{\Pi_1} = \frac{\Pi}{\Pi_0}. \quad (2.16)$$

Рассмотрим, при каких условиях в этой фазе горения может быть обеспечено постоянство периметра горения. При перемещении фронта горения на величину  $e$  изменение длины дуги составит  $\alpha e$ . Длина прямолинейного участка сократится на величину отрез-

ка  $e \cdot \operatorname{ctg} \theta$ . Периметр горения для каждого сектора заряда изменится на величину  $\alpha e - e \cdot \operatorname{ctg} \theta$ . Следовательно, условие постоянства периметра горения можно записать как

$$\alpha = \operatorname{ctg} \theta. \quad (2.17)$$

Из треугольника  $OO_1C'$   $\angle OO_1C' = \theta - \beta$ . Отсюда сумму углов при вершине  $O_1$  можно записать как

$$\pi = \alpha + \frac{\pi}{2} + \theta - \beta.$$

Подставляя значение  $\alpha$  из выражения (2.17), получим

$$\frac{\pi}{2} + \beta = \operatorname{ctg} \theta + \theta. \quad (2.18)$$

Или при  $\beta = \frac{\pi}{n}$  имеем

$$\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{n} = \operatorname{ctg} \theta + \theta. \quad (2.19)$$

Из уравнения (2.19) находим значение  $\theta^*$ , единственное для каждого заданного числа лучей звезды, обеспечивающее постоянство поверхности горения в первой фазе. Эти значения  $\theta^*$  вместе с соответствующими им по уравнению (2.17) значениями  $\alpha^*$  приведены в табл. 2.2 [2].

Таблица 2.2

$n$	$\theta^*$ , град	$\alpha^*$ , рад	$\delta^*$ , град	$n$	$\theta^*$ , град	$\alpha^*$ , рад	$\delta^*$ , град
4	28,21	1,865	61,80	9	38,83	1,242	5,10 и 50
5	31,12	1,657	58,55	10	40,20	1,183	7,50 и 48,35
6	33,53	1,509	56,00	11	41,41	1,133	9,90 и 46,80
7	35,55	1,399	53,75	12	42,52	1,091	12,00 и 45,30
8	37,30	1,313	51,80				

Конец первой фазы горения (см. треугольник  $OO_1P^*$ ) определяется равенством

$$\frac{O_1P^*}{O_1O} = \frac{e^* + r}{\frac{D}{2} - (e_1 + r)} = \frac{\sin \beta}{\cos \theta}.$$

Отсюда находим толщину свода, сгоревшего к концу первой фазы:

$$e^* = \left( \frac{D}{2} - e_1 - r \right) \frac{\sin \beta}{\cos \theta} - r. \quad (2.20)$$

Для второй фазы горения периметр изменяется как длина дуги  $\varphi(r+e)$ , где угол  $\varphi$  при вершине  $O_1$  равен  $\beta + \gamma$ . Угол  $\gamma$  определяется из прямоугольного треугольника  $O_1PF$  как  $\operatorname{arcsin} \left( \frac{O_1F}{O_1P} \right)$ .



Следовательно, для второй фазы

$$\Pi = 2n(r + e) \left[ \beta + \arcsin \frac{\left(\frac{D}{2} - r - e_1\right) \sin \beta}{r + e} \right]. \quad (2.21)$$

В начале второй фазы

$$\Pi_{2,0} = 2n(r + e^*) \alpha. \quad (2.22)$$

Изменение периметра горения во второй фазе относительно начального значения для этой же фазы составит:

$$\sigma_{\Pi_1} = \frac{\Pi_2}{\Pi_{2,0}} = \frac{r + e}{r + e^*} \left[ \frac{\beta}{\alpha} + \frac{1}{\alpha} \arcsin \frac{\left(\frac{D}{2} - r - e_1\right) \sin \beta}{r + e} \right]. \quad (2.23)$$

В некоторых случаях вторая фаза может отсутствовать (рис. 2.15). Это происходит тогда, когда выполняется неравенство

$$\alpha \leq \beta + \arcsin \frac{\left(\frac{D}{2} - r - e_1\right) \sin \beta}{r + e_1}. \quad (2.24)$$

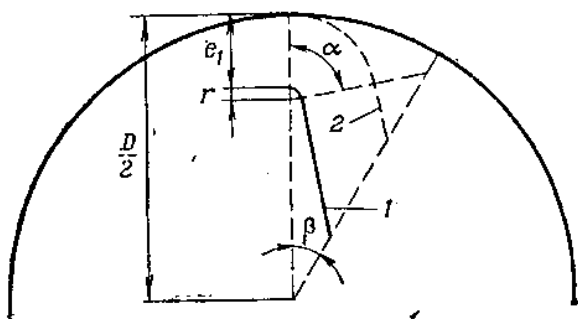


Рис. 2.15. Схема для двух фаз горения

Для конца второй фазы изменение периметра горения относительно его значения для начала горения составит

$$\sigma_S = \sigma_{\Pi_1} \cdot \sigma_{\Pi_2}. \quad (2.25)$$

Отношение площади поперечного сечения остатков после выгорания заряда на величину  $e_1$  к начальной площади торца заряда называют коэффициентом остатка:

$$\Lambda_S = \frac{S_{\text{ост}}}{S_{T_0}} = \frac{\Lambda_K}{\epsilon_0},$$

где

$$\Lambda_K = \frac{S_{\text{ост}}}{F_K}; \quad \epsilon_0 = \frac{S_{T_0}}{F_K}.$$

Величина коэффициента  $\Lambda_k$ , определяемого относительно площади камеры, равна [3]:

$$\Lambda_k = 1 - \frac{4n}{\pi} [(\bar{r} + \bar{e}_1)^2 \varphi_1 + (\bar{r} + \bar{e}_1) (0,5 - \bar{r} - \bar{e}_1) \sin \varphi_1]. \quad (2.26)$$

Коэффициент заполнения поперечного сечения камеры зарядом выражается зависимостью [3]:

$$\epsilon_0 = 1 - \frac{4n}{\pi} \left[ \left( 0,5 - \bar{e}_1 - \bar{r} + \frac{\bar{r}}{\cos \alpha} \right)^2 \frac{\sin \beta \cdot \cos \alpha}{\sin \theta} + \bar{r}^2 (\alpha - \text{tg } \alpha) \right]. \quad (2.27)$$

Относительная доля сгоревшей части заряда при бронированных торцах определится как

$$\psi = 1 - \frac{\epsilon}{\epsilon_0},$$

где  $\epsilon = \frac{S_T}{F_K}$  — текущая величина отношения площади торца заряда к площади поперечного сечения камеры.

Величина  $\epsilon$  определяется различным образом для первой и второй фаз горения. Для первой фазы горения аналогично (2.27) получаем

$$\epsilon = 1 - \frac{4n}{\pi} \left[ \left( 0,5 - \bar{e}_1 - \bar{r} + \bar{e} + \frac{\bar{r} + \bar{e}}{\cos \alpha} \right)^2 \frac{\sin \beta \cos \alpha}{\sin \theta} + (\bar{r} + \bar{e})^2 (\alpha - \text{tg } \alpha) \right]. \quad (2.28)$$

Для второй фазы горения получаем

$$\epsilon = 1 - \frac{4n}{\pi} [(\bar{r} + \bar{e})^2 \varphi + (\bar{r} + \bar{e}) (0,5 - \bar{r} - \bar{e}) \sin \varphi]. \quad (2.29)$$

Используя для первой фазы горения формулы (2.28) и (2.15) и для второй фазы горения формулы (2.29) и (2.21), можно построить зависимость  $\sigma = f(\varphi)$ .

Относительное изменение полной поверхности горения заряда при выгорании заряда на величину  $e_1$  для случая небронированных торцов составит:

$$\sigma_S = \frac{2n\bar{\Pi}_0\sigma_n(L - 2e_1) + 2S_{ocr}}{2n\bar{\Pi}_0L + 2S_{то}}, \quad (2.30)$$

или

$$\sigma_S = \frac{n\bar{\Pi}_0\sigma_n(\bar{L} - 2\bar{e}_1) + \frac{\pi}{4} \Lambda_k}{n\bar{\Pi}_0\bar{L} + \frac{\pi}{4} \epsilon_0}. \quad (2.31)$$

Для случая бронированных торцов

$$\sigma_S = \sigma_n.$$

При необходимости обеспечения постоянной поверхности целесообразно исходить из зависимости  $\sigma = f(z)$  с нейтральным горением в первой фазе (рис. 2.16). Такой вид зависимости обеспечивается при  $\alpha = \alpha^*$ .

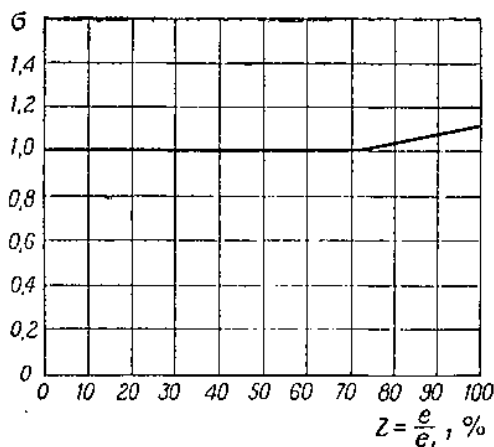


Рис. 2.16. Упрощенная зависимость  $\sigma(z)$

но догорающих остатков. Для вариантов с постоянной поверхностью горения их весовая доля составляет 16—18%. Полезно используемый вес заряда возрастает, если допустить некоторую прогрессивность горения во второй фазе. В табл. (2.3) приведены характеристики зарядов при  $\sigma_S = 1,10$ . Из сопоставления данных следует, что увеличение допустимой прогрессивности резко снижает вес депрессивно догорающих остатков, а также приводит к увеличению толщины горящего свода и плотности заряжания.

Таблица 2.3

Характеристики	$\sigma_S = 1,0$			$\sigma_S = 1,10$		
	6	7	8	6	7	8
$\frac{n}{e_1}$	0,150	0,142	0,125	0,206	0,190	0,181
$\varepsilon_0, \%$	82,4	75,5	67	86,5	79,6	75,7
$\Lambda_{S,} \%$	15	12,7	11,7	8,8	8,3	6,9

На рис. 2.17 показано, как меняются основные характеристики рассматриваемого типа заряда с увеличением числа лучей звезды при сохранении постоянства периметра горения в первой фазе. Из графика видно, что с увеличением числа лучей звезды снижается коэффициент заполнения камеры топливом, возрастает прогрессивность поверхности. Одновременно снижается коэффициент остатка  $\Lambda_K$ . Для практики наибольший интерес представляют заряды с числом лучей  $n = 6, 7, 8$ , для которых постоянство поверх-

ности горения обеспечивается при относительно высокой толщине горящего свода и приемлемом значении  $\varepsilon_0$ .

На рис. 2.18 основные характеристики заряда данного типа представлены в зависимости от относительной толщины горящего свода. Как следует из графика, постоянство либо изменение в ми-

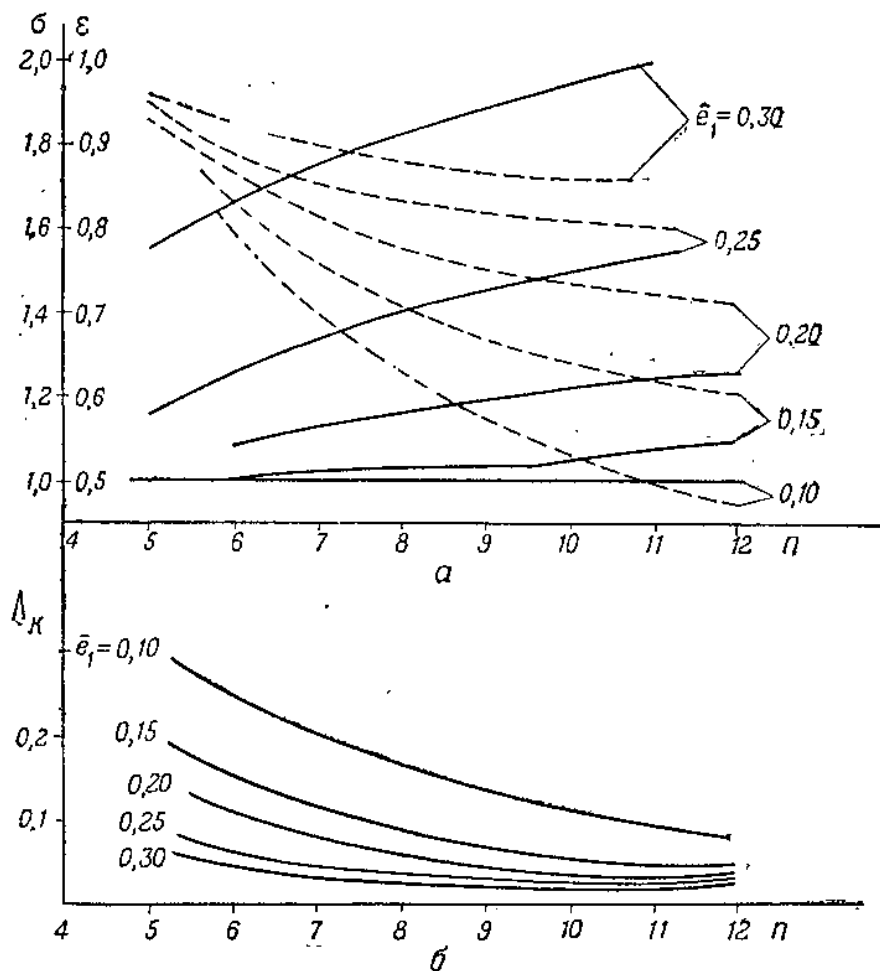


Рис. 2.17. Зависимость характеристик заряда от числа лучей

нимальных пределах поверхности горения для данного типа заряда может быть обеспечено только при относительной толщине свода не более  $\varepsilon_1 = 0,15 - 0,20$ .

Простейшая модификация рассмотренной формы заряда представлена на рис. 2.19. Здесь между внутренними выступами располагаются участки цилиндрической поверхности.

Для внутренних выступов со скруглением сохраняются в силе выведенные выше зависимости с тем лишь отличием, что входящий

в них угол  $\beta$  необходимо рассчитывать как  $\eta \frac{\pi}{n}$ , где  $\eta$  — приходящаяся на выступ доля сектора  $\beta' = \frac{\pi}{n}$ .

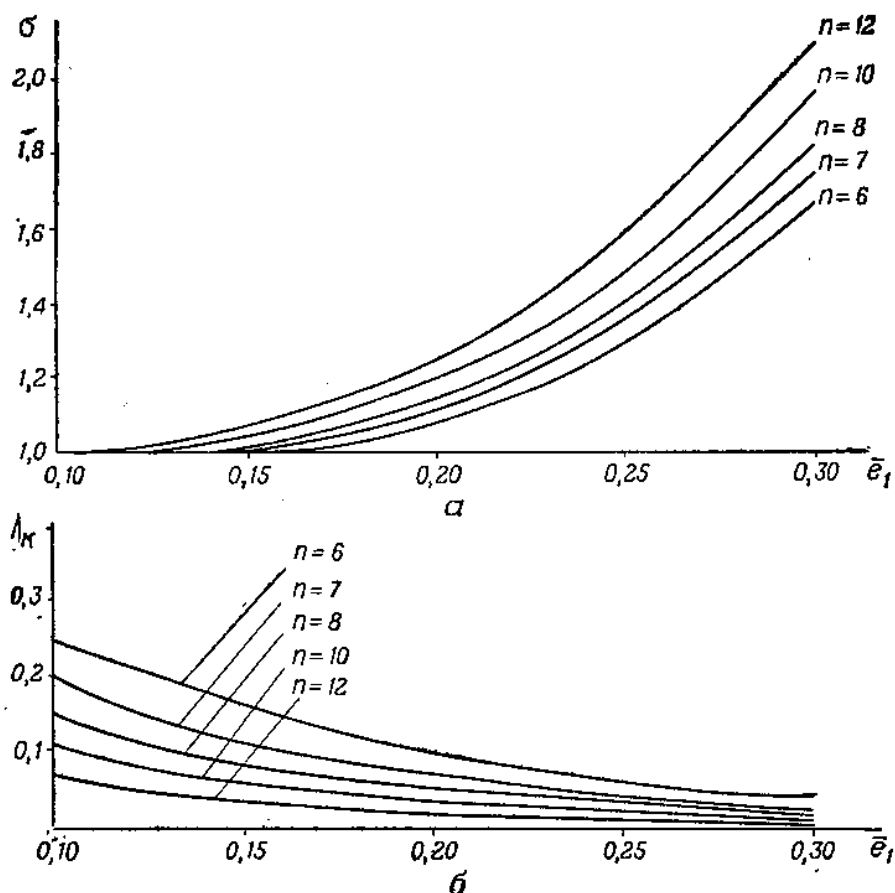


Рис. 2.18. Зависимость характеристик заряда от относительной толщины горящего свода  $\bar{e}_1$

Основные зависимости для этого заряда принимают вид

$$\epsilon_0 = 1 - \frac{4n}{\pi} \left[ \left( 0,5 - \bar{e}_1 - \bar{r} + \frac{\bar{r}}{\cos \alpha} \right)^2 \frac{\sin \eta \frac{\pi}{n} \cos \alpha}{\sin \theta} + \bar{r}^2 (\alpha - \operatorname{tg} \alpha) \right] - (1 - 2\bar{e}_1)^2 (1 - \eta).$$

Начальное значение периметра

$$\bar{\Pi}_0 = 2n \left\{ \frac{\pi}{n} (0,5 - \bar{e}_1) (1 - \eta) + \bar{r} (\alpha - \operatorname{ctg} \theta) + \frac{(0,5 - \bar{e}_1 - \bar{r}) \sin \eta \frac{\pi}{n}}{\sin \theta} \right\}.$$

Текущее значение периметра на первой фазе горения

$$\bar{\Pi} = 2n \left\{ \frac{\pi}{n} (0,5 - \bar{e}_1 + \bar{e}) (1 - \eta) + (\bar{r} + \bar{e}) \alpha + \frac{(0,5 - \bar{e}_1 - \bar{r}) \sin \eta \frac{\pi}{n}}{\sin \theta} - (\bar{r} + \bar{e}) \operatorname{ctg} \theta \right\}.$$

Условие постоянства периметра горения в первой фазе сохраняет прежний вид (2.19), следовательно, при расчете могут быть использованы данные таблицы (2.2).

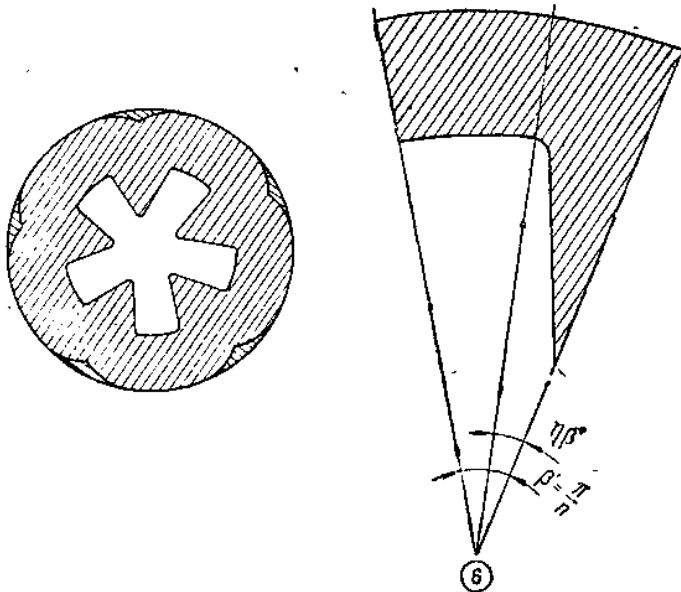


Рис. 2.19. Модифицированная форма заряда с каналом звездообразного сечения

Конец первой фазы наступает при относительной толщине сгоревшего слоя

$$\bar{e}^* = (0,5 - \bar{e}_1 - \bar{r}) \frac{\sin \eta \frac{\pi}{n}}{\cos \theta} - \bar{r}.$$

Следовательно, продолжительность первой фазы для такой модификации будет меньше, чем для исходного варианта.

Для второй фазы изменение периметра горения подчиняется зависимости:

$$\bar{\Pi} = 2n \left\{ \left[ (r + \bar{e}) \eta \frac{\pi}{n} + \arcsin \frac{(0,5 - \bar{e}_1 - \bar{r}) \sin \eta \frac{\pi}{n}}{\bar{r} + \bar{e}} \right] + (0,5 - \bar{e}_1 + \bar{e}) (1 - \eta) \frac{\pi}{n} \right\}.$$

Коэффициент остатка, определяемый относительно площади камеры, рассчитывается по зависимости (2.26).

При одинаковом числе лучей  $n$  и равной толщине свода  $\bar{e}_1$  модифицированный вариант отличается от исходного меньшим коэффициентом остатка. Одновременно снижается коэффициент заполнения  $\epsilon_0$ . С уменьшением  $\eta$  снижается  $\bar{e}^*$  и соответственно увеличивается прогрессивность горения во второй фазе. Вследствие этого

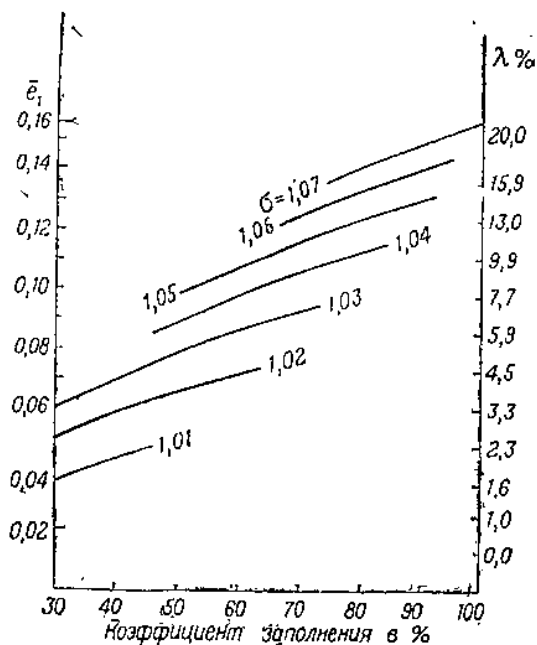


Рис. 2.20. График для определения параметров заряда типа «вагонное колесо»

по мере снижения  $\eta$  верхняя граница диапазона, в котором обеспечивается постоянство поверхности горения, смещается в сторону меньших значений  $\bar{e}_1$ .

Изменение формы выступов в модифицированном варианте приводит к новому типу заряда, форма поперечного сечения которого напоминает вагонное колесо (рис. 2.6). Горение такого заряда протекает также в три фазы. Отличительной особенностью его горения является резкое сокращение поверхности горения при переходе ко второй фазе, что может быть использовано для обеспечения ступенчатой диаграммы тяги в полете. Однако при необходимости можно получить нейтральное горение такого

заряда. Значения угла  $\delta^*$ , обеспечивающие постоянство поверхности горения, приведены в табл. 2.2.

Как показывает анализ, для такого заряда постоянство поверхности горения в сочетании с относительно высоким коэффициентом заполнения можно получить только при  $n=5$ . График для определения основных параметров заряда при  $n=5$  приведен на рис. 2.20.

Для зарядов колесообразной формы возможные значения  $\bar{e}_1$  не превышают 0,2, в то время как для зарядов со звездообразным каналом  $\bar{e}_1$  может достигать до 0,33.

Поэтому заряды колесообразной формы целесообразно использовать в двигателях с относительно небольшим временем горения.

Дальнейшим развитием данного типа заряда является колесообразная форма с чередующимися длинными и короткими выступами (рис. 2.21). Различные соотношения длины и толщины высту-

пов дают возможность обеспечить постоянство тяги, двухступенчатое изменение тяги, трехступенчатое изменение тяги.

В заключение следует отметить, что применение литьевой технологии снаряжения двигателей позволяет получить заряды с изменяющимися по длине размерами и формой канала. Это открывает широкие возможности изменения характеристик прогрессивности элементарных геометрических форм в желаемом направлении.

### § 2.5. ЗАРЯД ИЗ ДВУХ ТОПЛИВ С РАЗЛИЧНЫМИ СКОРОСТЯМИ ГОРЕНИЯ

При снаряжении ракетных двигателей смесевыми топливами возможно получение зарядов, состоящих из двух топлив с различными скоростями горения.

Отношение скоростей горения является дополнительным параметром, расширяющим возможности по обеспечению требуемого характера горения заряда.

Можно выделить два основных типа таких зарядов.

1. Поверхность раздела двух топлив совпадает с некоторым промежуточным положением поверхности горения. При этом процесс горения заряда делится на периоды, в течение которых горит только одно из топлив.

2. Поверхность раздела двух топлив никогда не совпадает с поверхностью горения и происходит одновременное горение обоих топлив, причем текущее соотношение их поверхностей горения определяется профилем поверхности раздела.

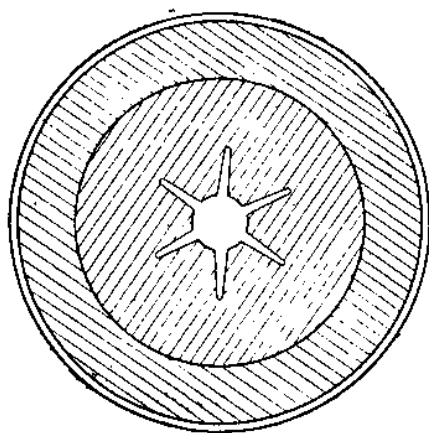


Рис. 2.22. Схема заряда из двух последовательно горящих топлив

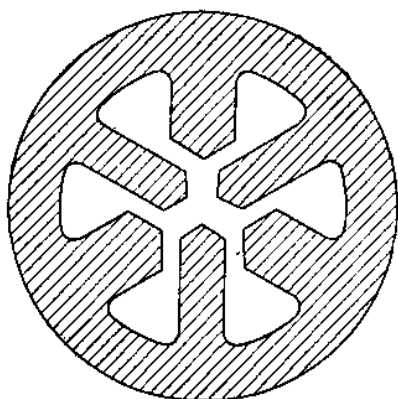


Рис. 2.21. Модифицированная форма заряда «вагонное колесо»

Заряды первого типа (рис. 2.22) нашли применение в однокамерных двухрежимных двигателях [4]. Процесс горения заряда в таком двигателе включает в себя период старта (использование быстрогорящего топлива) и маршевый период (топливо с малой скоростью горения). Расчет характеристик прогрессивности таких зарядов не содержит ничего нового; для каждого из периодов горения эти характеристики рассчитываются по обычным зависимостям для основных форм зарядов.



Остановимся на зарядах второго типа.

Рассмотрим схему заряда, в котором топливо *a* с большей скоростью горения располагается в центральной части, а топливо *б* с меньшей скоростью — по периферии (рис. 2.23).

Такая схема заряда, в отличие от рассмотренных в предыдущем параграфе, позволяет получать требуемый закон изменения поверхности при любой относительной толщине горящего свода. При этом становится возможным обеспечить нейтральное горение

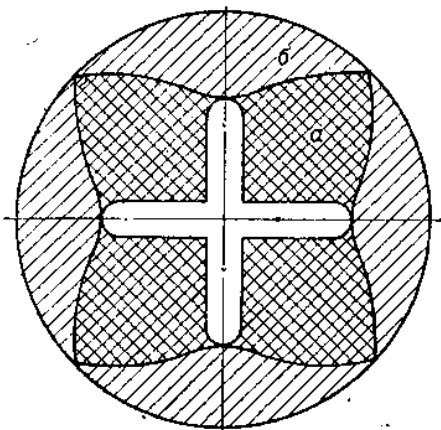


Рис. 2.23. Схема заряда из двух одновременно горящих топлив с различными скоростями горения



Рис. 2.24. Заряд баллистической ракеты из двух топлив с различными скоростями горения

для зарядов с большой относительной толщиной горящего свода, используемых в двигателях с большим временем работы. Кроме того, подбирая профиль поверхности раздела двух топлив, можно добиться того, чтобы поверхность горения в самый последний момент совпала с внутренней поверхностью камеры, т. е. избежать образования дегрессивных остатков. Снаряжение двигателя в этом случае производится в два приема. При заливке медленно горящего топлива в корпус помещается оправка, занимающая объем внутреннего канала и быстрогорящего топлива. После окончания снаряжения оправка вынимается, вместо нее устанавливается вторая оправка, обеспечивающая образование внутреннего канала, и производится снаряжение двигателя быстрогорящим топливом [1]. На рис. 2.24 помещено сечение такого комбинированного заряда, используемого в двигателе второй ступени ракеты «Минитмен» [1].

Рассмотрим, как выбирается геометрия комбинированного заряда. Пусть скорость горения топлива *б* равняется *u*, а топлива *а* —  $k_u u$ .

Будем полагать, что при изменении давления в двигателе отношение скоростей горения  $k_u$  сохраняется постоянным. Будем также полагать, что топлива *а* и *б* различаются только скоростями го-

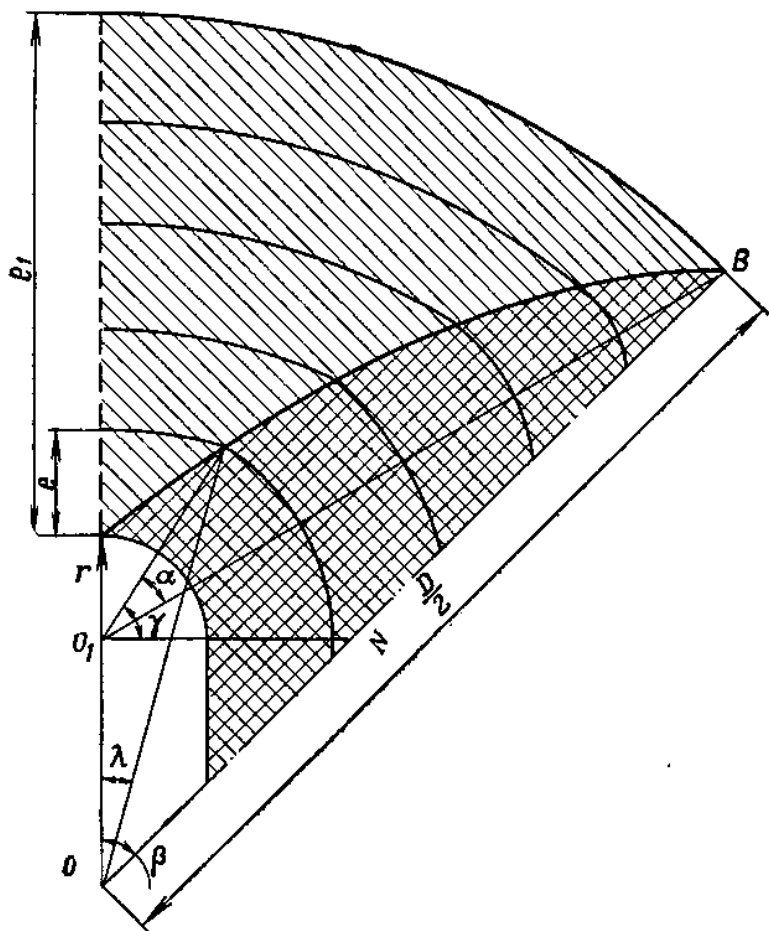


Рис. 2.25. Основные геометрические параметры заряда из двух топлив

рения и имеют одинаковый химический состав и энергетические характеристики. Задача состоит в том, чтобы найти форму поверхности раздела двух топлив, обеспечивающую горение заряда без депрессивных остатков. Поставленное требование выполняется, если фронт горения топлива *б* в каждый произвольный момент времени представляет дугу окружности с центром в точке *O* радиуса  $R+e$  (рис. 2.25). В тот же момент времени фронт горения топлива *а* будет отстоять от начального положения по нормали на расстояние

$k_u e$ . Следовательно, профиль поверхности раздела определится пересечением окружностей радиуса  $R + e$  и периметров горения топлива  $a$ , построенных для одних и тех же моментов времени. В общем случае периметр горения для топлива  $a$  будет состоять из прямолинейного участка и дуги радиуса  $r + k_u e$ .

При рассмотрении характеристик прогрессивности комбинированного заряда целесообразно ввести понятие эффективной поверхности горения

$$S_f = S_b + k_u S_a,$$

где  $S_b$  и  $S_a$  — соответственно поверхности горения топлив  $b$  и  $a$ .

Введение эффективной поверхности горения позволяет считать внутреннюю баллистику двигателя с использованием обычных зависимостей по скорости горения топлива  $b$ .

Применительно к плоской задаче получим

$$\Pi_f = \Pi_b + k_u \Pi_a,$$

где  $\Pi_f$  — эффективное текущее значение периметра горения.

В общем случае

$$\begin{aligned} \Pi_f = & \left( \frac{D}{2} - e_1 + e \right) \lambda + (r + k_u e) \gamma + \\ & + \left[ \left( \frac{D}{2} - e_1 - r \right) \frac{\sin \beta}{\sin \theta} - (r + k_u e) \operatorname{ctg} \theta \right], \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \lambda = \arccos & \frac{\left( \frac{D}{2} - e_1 - r \right)^2 + \left( \frac{D}{2} - e_1 + e \right)^2 - (r + k_u e)^2}{2 \left( \frac{D}{2} - e_1 + e \right) \left( \frac{D}{2} - e_1 - r \right)}; \\ \gamma = \arccos & \frac{\left( \frac{D}{2} - e_1 + e \right) \sin \lambda}{r + e}; \end{aligned}$$

$e_1$  — максимальная толщина горящего свода топлива  $b$ .

При горении топлива  $a$  возможны те же фазы горения, которые наблюдаются у обычной звезды. Здесь также возможны случаи, когда горение идет до конца с сохранением прямолинейного участка.

Если прямая  $O_1 N$  пересекает кривую раздела двух топлив, на некоторой стадии горения исчезает криволинейный участок горения топлива  $a$ . Одним из необходимых условий нейтрального горения является пересечение в одной точке на поверхности камеры кривой раздела двух топлив и луча  $O_1 B$ . При этом должно выполняться соотношение

$$e_1 = \frac{O_1 B - r}{k_u}.$$

Начальное эффективное значение периметра горения вычисляется по формуле (2.13) и затем умножается на  $k_u$ .

Коэффициент заполнения камеры рассчитывается по формуле (2.27).

Анализ характеристик комбинированных зарядов показывает, что приемлемое постоянство эффективной поверхности (периметра) горения обеспечивается при малых значениях  $n$ . Так, например, наилучшее постоянство поверхности ( $\Delta S_f/S_{f0} = \pm 1\%$ ) достигается для  $n=3$  при  $k_u=1,74$ , для  $n=4$  при  $k_u=1,48$ . Для  $n=5$   $\Delta S_f/S_{f0} = \pm 3\%$  обеспечивается при  $k_u=1,32$  [5]. Для  $n=4$  допускаемая при наилучшем постоянстве поверхности относительная толщина горящего свода при  $\bar{r}=0,05-0,25$  составляет соответственно  $\bar{e}_1=0,46-0,29$ .

Основным недостатком комбинированных зарядов является высокая чувствительность характеристик прогрессивности к изменению отношения скоростей горения  $k_u$ . При отклонении  $k_u$  от расчетного значения вследствие разброса скоростей горения топлив происходит отклонение от нейтрального горения и возможно появление депрессивных остатков.

## ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ II

1. Межконтинентальный баллистический снаряд «Минитмен» фирмы «Боннг». «Вопросы ракетной техники», 1963, № 6.
2. Баррер М., Жомотт А., Вебек Б. Ф., Ванденкеркхове Ж. Ракетные двигатели. Оборонгиз, 1962.
3. Стоун М. Практический математический расчет конфигурации заряда. «Вопросы ракетной техники», 1958, № 6.
4. Дарвелл Х. Двухрежимные двигатели на твердом топливе. «Вопросы ракетной техники», 1963, № 5.
5. Ваггере М., Лагье Р. Fusées à propergol solide utilisant deux poudres ayant des vitesses de combustion différentes. Rech. aéronaut, 1962, № 91.

## ГЛАВА III

### РАБОЧИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РДТТ

#### § 3.1. ПАРАМЕТРЫ ИСТЕЧЕНИЯ ГАЗОВ ИЗ СОПЛА РДТТ

При выводе основных зависимостей для параметров истечения газов из сопла обычно рассматривают процесс истечения как одномерный установившийся, при котором параметры потока не изменяются в функции времени и являются постоянными для каждого сечения, перпендикулярного оси двигателя и сопла. Если к тому же не учитывать изменения состава газов и его теплоемкости вдоль потока, а также теплообмена со стенками камеры двигателя и сопла, то из уравнения сохранения энергии получаем следующую зависимость для скорости истечения газов:

$$v = \sqrt{\frac{2gk}{k-1} RT_0 \left(1 - \pi^{\frac{k-1}{k}}\right)}, \quad (3.1)$$

где

$$\pi = \frac{p}{p_0},$$

$p_0, T_0$  — параметры газа в сечении камеры, в котором можно принять скорость газов  $v_0=0$ ; значения  $p, v$  отвечают произвольному сечению потока.

Применительно к условиям РДТТ введем обозначение

$$f_p = RT_{0p}$$

где

$T_{0p}$  — температура горения топлива при постоянном давлении в камере двигателя;

$f_p$  — приведенная сила пороха.

Для учета понижения температуры газов вследствие теплоотдачи от газов к корпусу двигателя введем в выражение (3.1) для скорости истечения коэффициент  $\chi < 1$ . При этом получим

$$v = \sqrt{\frac{2gk}{k-1} \chi f_p \left(1 - \pi^{\frac{k-1}{k}}\right)}. \quad (3.2)$$

Методика определения коэффициента  $\chi$  будет рассмотрена в гл. VI. Некоторые авторы вводят в формулу для подсчета скорости истечения газов перед корнем опытный «коэффициент скорости». Мы будем полагать этот коэффициент включенным в параметр  $\sqrt{\chi}$ , который определяется или уточняется по данным опытов.

Для секундного весового расхода газов  $G$  через некоторое сечение  $F$  сопла имеем выражение

$$G = gF \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_0 \rho_0 \left( \pi^{\frac{2}{k}} - \pi^{\frac{k+1}{k}} \right)}. \quad (3.3)$$

При установившемся движении газов секунднй расход, во всех сечениях потока одинаков. Поэтому наименьшему сечению сопла отвечает максимум подкоренного выражения (3.3). При этом

$$\pi_{кр} = \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (3.4)$$

и выражение (3.3) принимает вид

$$G_{кр} = gF_{кр} \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_0 \rho_0 \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}}}. \quad (3.5)$$

Применительно к условиям двигателя РДТТ удобно придать последнему выражению вид

$$G = \frac{\varphi A F_{кр} p_0}{\sqrt{\chi} f_p}, \quad (3.6)$$

где

$$A = \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{\frac{2gk}{k+1}};$$

$\varphi$  — коэффициент, учитывающий сужение струи в критическом сечении.

Значения  $A$  для различных значений показателя адиабаты приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

$k$	1,20	1,21	1,22	1,23	1,24	1,25	1,26	1,27	1,28	1,29	1,30
$A$	2,031	2,036	2,042	2,048	2,053	2,060	2,065	2,072	2,078	2,084	2,091

Учитывая постоянство секунднго расхода вдоль сопла, из выражений (3.3) и (3.5) можно получить отношение

$$\frac{F}{F_{кр}} = \frac{\left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{\frac{k-1}{k+1}}}{\sqrt{\pi^{\frac{2}{k}} - \pi^{\frac{k+1}{k}}}}, \quad (3.7)$$

устанавливающее зависимость между относительным давлением  $\pi = \frac{p}{p_0}$  и площадью сечения сопла  $F$ . Вместо отношения площадей  $\frac{F}{F_{кр}}$  в дальнейшем будем рассматривать отношение диаметров  $\zeta = \frac{d}{d_{кр}}$ .

В табл. 3.2 и 3.3 даны зависимости  $\pi = f(\zeta)$  для различных  $k$ . Табл. 3.2 отвечает сужающейся части сопла, в которой уменьшению  $\zeta$  отвечает уменьшение давления. В этой части сопла поток дозвуковой. Данные табл. 3.3 отвечают расширяющейся части сопла, в которой падению давления отвечает увеличение сечения сопла. В этой части сопла поток сверхзвуковой.

**Пример.** Из условий  $p_0 = 60 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ ,  $d_{кр} = 15 \text{ см}$ ,  $d_a = 30 \text{ см}$  находим для выходного сечения  $\zeta = 2$ . При  $k = 1,25$  по табл. 3.3 находим  $\pi = 0,0394$ , откуда  $p_a = 0,0394 \cdot 60 = 2,3 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ .

Для того же двигателя, рассматривая в сужающейся части сопла сечение, диаметр которого  $d = 18 \text{ см}$ , получим  $\zeta = 1,2$  и по табл. 3.2 находим  $\pi = 0,878$ , откуда  $p = 0,878 \cdot 60 = 52,5 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ .

Таблица 3.2

Дозвуковая область

$$\pi = f(k, \zeta)$$

$k \backslash \zeta$	1,20	1,21	1,22	1,23	1,24	1,25	1,26	1,27	1,28	1,29	1,30
5,0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
4,5	0,999	999	999	999	999	999	999	999	999	999	999
4,0	999	999	999	999	999	999	999	999	999	999	999
3,5	999	999	999	999	999	999	999	999	999	999	999
3,0	998	998	998	997	997	997	997	997	997	997	997
2,9	997	997	997	997	997	997	997	997	997	997	997
2,8	997	997	997	997	997	996	996	996	996	996	996
2,7	996	996	996	996	996	996	996	996	996	996	996
2,6	995	995	995	995	995	995	995	995	995	995	995
2,5	995	995	995	995	995	994	994	994	994	994	994
2,4	994	994	994	994	994	993	993	993	993	993	993
2,3	993	993	993	993	993	992	992	992	992	992	992
2,2	991	991	991	991	991	991	991	991	991	991	991
2,1	990	990	990	990	989	989	989	989	989	989	989
2,0	987	987	987	987	987	986	986	986	986	986	986
1,9	984	984	984	984	984	983	983	983	983	983	983
1,8	980	980	980	980	980	979	979	979	979	979	979
1,7	975	975	975	974	974	974	974	974	973	973	973
1,6	968	968	968	968	968	967	967	967	967	967	967
1,5	957	957	956	955	955	955	955	955	954	954	954
1,4	942	942	941	940	940	940	939	939	939	938	938
1,3	916	916	915	915	915	914	914	914	914	913	913
1,2	882	881	880	880	879	878	877	876	876	875	874
1,1	816	815	815	813	813	812	812	811	810	810	809

Сверхзвуковая область  
 $\pi = f(k, \zeta)$

$\zeta \backslash k$	1,20	1,21	1,22	1,23	1,24	1,25	1,26	1,27	1,28	1,29	1,30
1,0	0,565	0,563	0,561	0,559	0,557	0,555	0,553	0,551	0,549	0,547	0,545
1,1	285	284	283	282	281	280	279	278	277	276	275
1,2	205	204	202	201	199	198	197	195	194	192	191
1,3	156	155	153	152	151	150	148	147	146	144	143
1,4	123	122	120	119	118	116	115	114	113	111	110
1,5	0,0992	0,0980	0,0969	0,0957	0,0945	0,0944	0,0922	0,0910	0,0898	0,0887	0,0875
1,6	810	800	791	781	772	762	753	744	734	724	715
1,7	680	671	662	653	644	635	626	617	608	599	590
1,8	580	571	563	554	546	538	529	520	512	504	495
1,9	498	490	482	475	466	459	451	443	436	428	420
2,0	428	421	414	408	401	394	387	380	374	367	360
2,1	375	368	362	355	349	342	336	330	323	316	310
2,2	330	324	318	312	306	300	293	287	281	275	269
2,3	291	286	280	275	269	264	259	253	248	242	237
2,4	259	254	249	245	240	235	230	225	221	216	211
2,5	232	228	223	219	214	210	206	201	197	192	188
2,6	209	205	201	197	192	188	184	180	176	172	168
2,7	189	185	181	177	173	170	166	162	158	154	150
2,8	179	168	165	162	158	154	151	148	144	140	137
2,9	156	153	149	146	143	140	137	134	130	127	124



$\frac{b}{c}$	1,20	1,21	1,22	1,23	1,24	1,25	1,26	1,27	1,28	1,29	1,30
3,0	142	139	136	133	130	128	125	122	119	116	113
3,1	130	127	124	122	119	116	113	110	108	105	102
3,2	120	117	115	112	109	106	104	101	0,00988	0,00961	0,00935
3,3	111	108	105	103	101	0,00981	0,00955	0,00929	0,00904	0,00878	0,00852
3,4	102	0,00995	0,00972	0,00947	0,00923	899	875	851	826	802	778
3,5	0,00945	922	899	876	853	830	807	726	704	682	660
3,6	880	858	836	814	793	772	750	731	707	689	667
3,7	818	797	777	757	736	716	696	676	656	635	616
3,8	762	743	724	704	685	665	647	628	608	589	570
3,9	715	696	678	659	641	622	604	586	567	548	530
4,0	670	652	635	617	600	582	565	548	530	512	495
4,1	627	610	594	577	560	544	527	510	493	477	460
4,2	588	572	556	541	525	509	493	477	462	446	430
4,3	552	537	522	508	493	478	464	449	434	420	405
4,4	520	506	492	477	463	449	435	421	406	392	378
4,5	490	477	463	450	436	424	410	396	384	370	357
4,6	460	447	435	422	410	398	385	373	360	348	335
4,7	435	423	412	400	388	376	365	353	341	330	318
4,8	415	403	392	380	369	358	346	334	323	312	300
4,9	395	384	372	361	350	338	327	316	305	293	282
5,0	380	369	358	347	336	325	314	303	292	281	270

Характер распределения давления по соплу показан на рис. 3.1. Там же приведена кривая изменения скорости потока газов вдоль сопла.

Характер изменения скорости потока вдоль сопла легко установить, исходя из зависимости 3.2, рассматривая относительное давление  $\pi$  как функцию  $\zeta$ .

При этом, введя обозначение

$$F_v(\zeta) = \sqrt{\frac{2gk}{k-1} \left(1 - \pi^{\frac{k-1}{k}}\right)}, \quad (3.8)$$

получим выражение для скорости потока в таком виде

$$v = \sqrt{\chi f_p} F_v(\zeta). \quad (3.9)$$

В табл. 3.4 и 3.5 даны значения функции  $F_v(\zeta)$  для значений показателя адиабаты  $k$  от 1,20 до 1,30. Табл. 3.4 отвечает дозвуковой области и позволяет вычислить скорость потока в различных сечениях входного конуса сопла. Табл. 3.5 отвечает сверхзвуковой области и позволяет определять скорость потока газов в расширяющейся части сопла и, в частности, в выходном его сечении.

**Пример.** Для рассмотренного выше примера  $k=1,25$ ,  $\zeta=2$  получаем для сверхзвуковой зоны  $F_v(\zeta)=6,85$ . При значении  $\chi f_p = 90000 \frac{\text{кгс/м}^2}{\text{кг}}$  получим  $v = 2050 \frac{\text{м}}{\text{сек}}$ . Для критического сечения ( $\zeta=1$ ) получим  $F_v(1)=3,30$ , откуда  $v_{кр} = 990 \frac{\text{м}}{\text{сек}}$ .

Для некоторого сечения сужающейся части сопла с тем же относительным сечением  $\zeta=2$  по табл. 3.4 для дозвуковой зоны получим  $F_v(\zeta)=0,518$  и  $v=155 \frac{\text{м}}{\text{сек}}$ .

График изменения скорости потока газов вдоль сопла показан на рис. 3.1.

Рассмотрим влияние изменения внешнего атмосферного давления на распределение давления вдоль сопла.

Если расчетное давление в выходном сечении больше внешнего давления, то все характеристики потока — давление, скорость, секундный расход — не зависят от внешнего давления. Это объясняется тем, что после критического сечения устанавливается сверхзвуковое течение газа, и поэтому

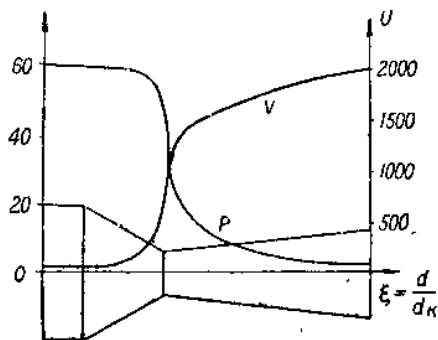


Рис. 3.1. Изменение давления и скорости вдоль сопла

никакое возмущение потока, распространяющегося со скоростью звука, не может передаваться обратно направлению потока. Расширение газа и падение давления от  $p_a$  до  $p_n$  происходит уже вне сопла и сопровождается как бы выпучиванием потока, вызываемым появлением радиальных составляющих скорости.

Рассмотрим случай, когда перепад давления  $p_0 - p_a$  от камеры до выходного сечения мал и поток газов по всему соплу дозвуковой. На рис. 3.2 указанным условиям отвечают кривые, расположенные выше кривой ВКС. На этой кривой точка К отвечает критическому давлению, определяемому формулой (3.4), и только этой точке отвечает звуковая скорость газа. Остальные точки кривой ВКС отвечают дозвуковой области. В рассматриваемом случае распределение давления вдоль потока, а следовательно, и скорость потока и секундный расход в существенной мере зависят от внешнего давления.

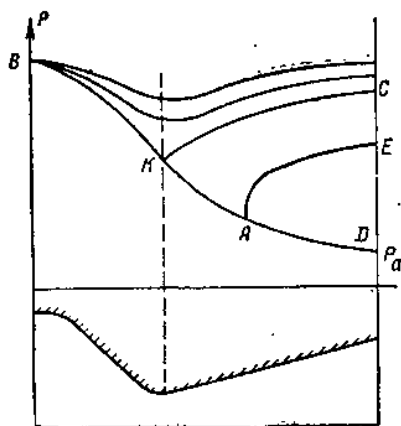


Рис. 3.2. Истечение из сопла с перерасширением

В этом случае секундный расход может вычисляться по формуле (3.3) и не может вычисляться по формуле (3.5), так как последняя верна только для надкритического истечения.

Если внешнее давление  $p_n$  больше расчетного давления  $p_a$ , отвечающего сверхзвуковому потоку, но меньше давления, отвечающего точке С (рис. 3.2), то может иметь место один из следующих двух случаев.

1. Течение с перерасширением. Расширение газа происходит так же, как и в случае, когда  $p_n \leq p_a$ , и характеризуется кривой ВКД. При этом так как давление в выходном сечении меньше внешнего ( $p_a < p_n$ ), то непосредственно за соплом происходит повышение давления и сжатие струи при наличии системы косых скачков уплотнения.

2. Течение с отрывом потока от стенок сопла. В сопле до некоторых пределов происходит перерасширение газов. Затем вследствие отрыва пограничного слоя косой скачок уплотнения перемещается от выходного сечения внутрь сопла (кривая АЕ). При увеличении внешнего давления  $p_n$  зона отрыва пограничного слоя перемещается от выходного к критическому сечению. После скачка давление в потоке повышается. Условия отрыва пограничного слоя при течении с перерасширением определяется опытным путем. По данным Сомерфильда [1], для сопла с половиной угла конусности  $\alpha \approx 15^\circ$  и при  $\frac{p_{кр}}{p_v} > 16$  отрыв пограничного слоя отвечает условию  $\frac{p_a}{p_n} < 0,4$ .

## Дозвуковая область

 $F_v(\zeta)$ 

$\zeta \backslash k$	1,20	1,21	1,22	1,23	1,24	1,25	1,26	1,27	1,28	1,29	1,30
5,0	0,0766	0,0766	0,0766	0,0766	0,0766	0,0766	0,0766	0,0766	0,0766	0,0766	0,0766
4,0	0,128	0,129	0,129	0,130	0,130	0,131	0,131	0,132	0,132	0,133	0,133
3,0	224	225	225	226	226	227	228	228	229	229	230
2,9	239	240	241	242	243	244	246	247	248	249	250
2,8	257	258	259	260	261	263	264	265	266	267	268
2,7	280	280	280	280	280	282	283	285	287	289	290
2,6	297	299	301	302	304	306	308	310	311	313	315
2,5	323	325	327	329	331	333	335	337	339	341	343
2,4	353	355	357	360	362	364	366	368	3,71	3,73	375
2,3	385	388	390	393	395	396	400	403	405	408	410
2,2	425	427	429	431	433	435	437	439	441	443	445
2,1	465	467	469	471	473	475	477	479	481	483	485
2,0	512	513	514	516	517	518	519	520	522	523	524
1,9	565	566	567	568	569	570	571	572	573	574	575
1,8	630	632	633	635	636	638	640	641	643	644	646
1,7	705	707	709	711	713	716	718	720	722	724	726
1,6	795	797	799	801	803	805	806	808	810	812	814
1,5	943	944	945	946	947	949	950	951	952	953	954
1,4	1,09	1,09	1,09	1,10	1,10	1,10	1,10	1,10	1,11	1,11	1,11
1,3	31	31	31	32	32	32	32	32	33	33	33
1,2	57	57	58	58	59	59	59	60	60	61	61
1,1	98	98	99	99	2,00	2,00	2,00	2,01	2,01	2,02	2,02

Таблица 3.5

## Сверхзвуковая область

 $F_v(\zeta)$ 

$\zeta \backslash k$	1,20	1,21	1,22	1,23	1,24	1,25	1,26	1,27	1,28	1,29	1,30
1,0	3,27	3,28	3,28	3,29	3,29	3,30	3,31	3,31	3,32	3,32	3,33
1,1	4,82	4,81	4,79	4,78	4,76	4,75	4,74	4,72	4,71	4,69	4,68
1,2	5,23	5,23	5,22	5,22	5,22	5,22	5,21	5,21	5,21	5,20	5,20
1,3	60	60	59	59	88	88	57	57	56	56	55
1,4	89	88	88	87	57	86	85	85	84	84	83
1,5	6,14	6,13	6,12	6,11	6,10	6,10	6,09	6,08	6,07	6,06	6,05
1,6	35	34	33	31	30	29	28	27	25	24	23
1,7	53	52	50	49	47	46	44	43	41	40	38
1,8	70	68	66	65	63	61	59	57	56	54	52
1,9	81	79	78	76	75	73	71	70	68	67	65
2,0	94	92	90	88	86	85	83	81	79	77	75
2,1	7,05	7,03	7,01	6,99	97	95	93	91	89	87	85
2,2	15	7,13	7,11	7,09	7,07	7,05	7,02	7,00	6,98	96	94
2,3	25	23	20	18	15	13	11	7,08	7,06	7,03	7,01
2,4	33	31	28	26	23	21	18	16	13	11	0,8

$\kappa$ с	1,20	1,21	1,22	1,23	1,24	1,25	1,26	1,27	1,28	1,29	1,30
2,5	7,41	38	36	33	31	28	25	23	20	18	15
2,6	48	45	43	40	37	35	32	29	26	24	21
2,7	55	52	49	46	43	41	38	35	32	29	26
2,8	62	59	56	53	50	47	43	40	37	34	31
2,9	68	65	62	58	55	52	49	46	42	39	36
3,0	73	70	66	63	60	57	53	50	47	43	40
3,1	79	76	73	69	66	62	59	55	52	48	45
3,2	84	81	77	74	70	67	63	60	56	53	49
3,3	89	85	82	78	75	71	67	64	60	57	53
3,4	93	89	86	82	79	75	71	68	64	61	57
3,5	98	94	91	87	83	80	76	72	68	65	61
3,6	8,02	7,98	94	91	87	83	79	75	72	68	64
3,7	06	8,02	7,98	94	90	87	83	79	75	71	67
3,8	09	05	8,01	7,97	93	90	86	82	78	74	70
3,9	13	09	05	8,01	7,97	93	89	85	81	77	73
4,0	16	12	08	03	8,00	96	91	87	83	79	75
4,1	20	16	12	07	03	7,99	95	90	86	82	78
4,2	23	19	14	10	06	8,02	7,97	93	89	84	80
4,3	27	23	18	14	09	05	8,00	96	91	87	82
4,4	29	25	20	16	11	07	03	7,98	94	89	85
4,5	32	28	23	19	14	10	05	8,01	96	92	87
4,6	35	30	26	21	17	12	07	8,03	7,98	94	89
4,7	38	33	20	24	19	15	10	05	8,00	96	91
4,8	40	35	30	26	21	16	11	06	02	97	92
4,9	42	37	32	28	23	18	13	08	03	7,99	94
5,0	44	39	34	30	25	20	15	10	06	8,01	7,96

### § 3.2. ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА ГАЗОВ В КАМЕРЕ ДВИГАТЕЛЯ

Рассмотрим поток газов в камере вдоль горящего заряда твердого топлива. В первом приближении будем полагать, что горение топлива и выделение газов происходит равномерно по всей поверхности заряда, поперечное сечение которого постоянно по всей длине. В этом случае можно рассматривать идеализированную схему, когда через боковую поверхность камеры двигателя поступают газы.

Обозначим через  $\lambda$  массу газа, поступающую в одну секунду от единицы длины камеры.

Рассмотрим элементарный объем камеры длиной  $dx$  (рис. 3.3, а). За время  $dt$  через сечение  $x$  проходит масса газа  $F\rho v dt$ , а через сечение  $x+dx$  масса

$$F[\rho v + d(\rho v)] dt.$$

Разность указанных величин должна равняться количеству газа, которое за время  $dt$  отделяется от стенки камеры на длине элемента  $dx$ .

Таким образом:

$$Fd(\rho v) dt = \lambda dx \cdot dt$$

или

$$\rho dv + v d\rho = \frac{\lambda}{F} dx. \quad (3.10)$$

Составим уравнение количества движения для массы газа в элементе  $dx$ :

$$d(mv) = pF dt - (p + dp)F dt$$

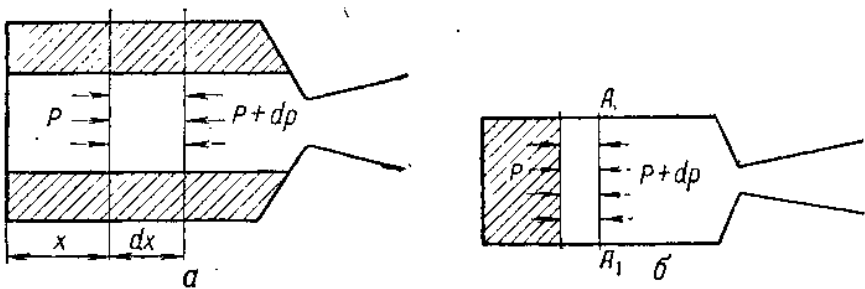


Рис. 3.3. Схемы течения газов в камере:

а — поступление газов от внутреннего канала; б — поступление газов от дна

или

$$mdv + v dm = -F dp dt.$$

При подстановке

$$m = F\rho dx,$$

$$dm = \lambda dx \cdot dt,$$

получаем

$$F dx \rho dv + v \lambda dx \cdot dt = -F dp \cdot dt. \quad (3.11)$$

Разделив на  $F dt$ , учитывая, что  $\frac{dx}{dt} = v$ , и заменяя  $\frac{\lambda}{F} dx$  из уравнения (3.10), получим:

$$\rho v dv + v(\rho dv + v d\rho) = -dp$$

или

$$2\rho v dv = -dp - v^2 d\rho = -dp \left(1 + \frac{v^2}{a^2}\right)$$

и окончательно

$$2\rho v dv = -dp \left(1 + \frac{v^2}{a^2}\right). \quad (3.12)$$

Как мы увидим в дальнейшем, скорость газов в камере двигателя значительно меньше местной скорости звука. Рассматривая

в этом случае газ как несжимаемую жидкость ( $\rho = \rho_0 = \text{const}$ ), получим

$$dp = -2\rho_0 v dv.$$

Интегрируя вдоль камеры двигателя и учитывая, что у дна  $v_0 = 0$ , получим

$$\Delta p = p_0 - p = \rho_0 v^2 = 2 \frac{\rho_0 v^2}{2}, \quad (3.13)$$

т. е. падение давления вдоль заряда твердого топлива равняется удвоенному скоростному напору, отвечающему скорости газов у торца заряда, обращенного к соплу.

Из выражения (3.10), пренебрегая изменением плотности вдоль потока ( $dp = 0$ ), получим

$$v = \frac{\lambda}{F\rho_0} x,$$

т. е. скорость потока газов в камере двигателя пропорциональна расстоянию рассматриваемого сечения от дна камеры.

Для торца заряда, обращенного к соплу, получим

$$v_{\max} = \frac{\lambda}{F\rho_0} L, \quad (3.14)$$

где  $L$  — длина заряда.

Кроме того,

$$v_{\max} F \rho_0 = \lambda L = \frac{G}{g},$$

так как при установившемся истечении наибольший секундный расход газов вдоль заряда равняется секунднему расходу через критическое сечение сопла.

Таким образом, имеем

$$v_{\max} = \frac{G}{gF\rho_0} = \frac{Gf_p}{F\rho_0}.$$

Подставляя значение секундного расхода из выражения (3.6), получим

$$v_{\max} = \varphi A \frac{F_{\text{кр}}}{F} \sqrt{\lambda f_p} \quad (3.15)$$

где  $F$  — свободная площадь прохода газов вдоль заряда твердого топлива.

Подставляя в уравнение (3.13) значение  $v_{\max}$  из выражения (3.15) и значение  $\rho_0$  из уравнения состояния, получим

$$\Delta p = -\rho_0 v_{\max}^2 = -\frac{\rho_0}{g f_p} A^2 \left( \frac{F_{\text{кр}}}{F} \right)^2 f_p$$

или окончательно

$$\frac{\Delta p}{\rho_0} = -\frac{1}{g} \left( A \frac{F_{\text{кр}}}{F} \right)^2.$$

Например, при  $\frac{F_{кр}}{F} = 0,3$  и  $A = 2,06$ , что отвечает  $k = 1,25$ , получим

$$\frac{\Delta p}{p_0} = -\frac{1}{9,81} (2,06 \cdot 0,3)^2 = -0,039.$$

Давление падает вдоль заряда на 4%.

Выше мы показали, что при поступлении газов в камеру через боковые стенки или при горении заряда с боковой поверхности падение давления вдоль заряда равно удвоенному скоростному напору. Нетрудно показать, что и в случае горения бронированного заряда с торца падение давления от источника газообразования к камере равно удвоенному скоростному напору (рис. 3.3, б). Действительно, рассмотрим некоторое сечение камеры  $AA_1$ , близкое к поверхности горения, и применим уравнение количества движения к массе газа, заключенной между поверхностью твердого топлива и этим сечением.

Уравнение имеет вид

$$v dm = [pF - (p + dp)F] dt = -F dp dt;$$

$$v \frac{dm}{dt} = -F dp.$$

Учитывая, что секундный расход массы газа

$$\frac{dm}{dt} = \rho v F,$$

получим

$$\Delta p = -\rho v^2.$$

Мы видим, что и в данном случае падение давления равняется удвоенному скоростному напору.

### § 3.3. РЕАКТИВНАЯ СИЛА (ТЯГА)

При полете ракеты с работающим двигателем главный вектор сил давления, действующих на ракету, определяется из выражения

$$\bar{R} = \iint_S (p - p_n) \bar{n} dS, \quad (3.16)$$

где

$p - p_n$  — избыточное давление в рассматриваемой точке поверхности;

$\bar{n}$  — единичный вектор нормали;

$S$  — общая поверхность ракеты, состоящая из внешней поверхности ракеты  $S_e$  и внутренней поверхности  $S_i$  камеры и сопла двигателя.



Таким образом,

$$\vec{R} = \iint_{S_e} (p - p_n) \vec{n} dS + \iint_{S_i} (p - p_n) \vec{n} dS = \vec{Q} + \vec{P}. \quad (3.17)$$

Первое слагаемое (3.17) представляет собой аэродинамическую силу, а второе слагаемое — реактивную силу.

Таким образом, реактивную силу можно определить как главный вектор сил избыточного давления, действующих на внутреннюю поверхность камеры и сопла двигателя:

$$\vec{P} = \iint_{S_i} (p - p_n) \vec{n} dS. \quad (3.18)$$

Заметим, что в выражениях (3.16) и (3.17) можно было бы под знаком интеграла писать  $p\vec{n}$  вместо  $(p - p_n)\vec{n}$ , ибо

$$\iint_S p_n \vec{n} dS = \vec{0}.$$

Однако необходимо учесть, что в аэродинамике принято учитывать избыточное над атмосферным давление согласно формуле (3.16), а так как в совокупности силы  $\vec{Q}$  и  $\vec{P}$  представляют собой главный вектор сил давления, то и в выражении для реактивной силы необходимо учесть избыточное давление:

$$\vec{P} = \iint_{S_i} (p - p_n) \vec{n} dS = \iint_{S_i} p \vec{n} dS - p_n \iint_{S_i} \vec{n} dS. \quad (3.19)$$

Рассмотрим сначала второе слагаемое правой части (3.19). Если камеру снабдить заглушкой в выходном сечении и наполнить газом, то внутренние силы давления уравновесятся. Если же удалить заглушку, сохранив постоянство давления вдоль внутренней поверхности, то внутренние силы окажутся неуравновешенными на величину  $-p_n F_a$ , где  $F_a$  — площадь выходного сечения сопла. Таким образом,

$$p_n \iint_{S_i} \vec{n} dS = -p_n F_a \vec{n}_a, \quad (3.20)$$

где  $\vec{n}_a$  — единичный вектор внешней нормали к выходному сечению сопла.

Выражение (3.19) принимает вид

$$\vec{P} = \iint_{S_i} p \vec{n} dS + p_n F_a \vec{n}_a.$$

Спроектируем последнее выражение на ось симметрии камеры и сопла, приняв положительное направление оси против потока. При этом получим

$$P = \iint_{S_i} p \cos \alpha dS - p_n F_a; \quad (3.21)$$

где  $\alpha$  — угол между нормалью к поверхности и осью симметрии.

Интеграл в выражении (3.21) будем вычислять для выходного раструба сопла, для входного конуса и для камеры двигателя.

Индексами будем отмечать:

0 — дно камеры;

1 — начало входного конуса;

к — критическое сечение;

а — выходное сечение.

Рассмотрим участок от выходного сечения  $F_a$  до критического сечения  $F_k$  (рис. 3.4). Двумя сечениями, перпендикулярными оси, вырежем элементарное кольцо в форме усеченного конуса, боковая поверхность которого равна  $dS$ . Проекция этой поверхности на плоскость, перпендикулярную оси, равна

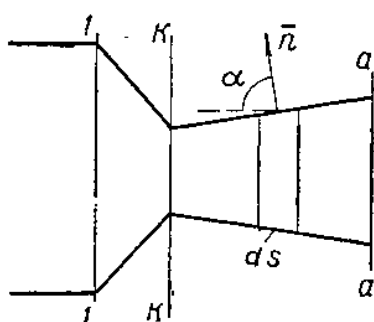


Рис. 3.4. Схема распределения тяги вдоль сопла

$$dS \cdot \cos \alpha = -dF.$$

Знак «минус» указывает, что возрастанию  $S$  отвечает убывание  $F$ .

Для выходного раструба сопла интеграл в выражении (3.21) принимает вид

$$\iint_{a \text{ к}} p \cos \alpha dS = - \iint_{a \text{ к}} p dF = - \iint_{a \text{ к}} d(pF) + \iint_{a \text{ к}} F dp. \quad (3.22)$$

Из уравнения Бернулли имеем

$$\rho v dv = -dp,$$

откуда

$$F dp = -F \rho v dv = -\frac{G}{g} dv.$$

Выражение (3.22) принимает вид

$$\iint_{a \text{ к}} p \cos \alpha dS = -p_k F_k + p_a F_a - \frac{G}{g} v_k + \frac{G}{g} v_a. \quad (3.23)$$

Аналогично для входного конуса сопла имеем

$$\iint_{к 1} p \cos \alpha dS = -p_1 F_1 + p_k F_k - \frac{G}{g} v_1 + \frac{G}{g} v_k. \quad (3.24)$$

Выше мы видели (3.13), что давление у дна камеры превышает давление у входа в сопло на величину удвоенного скоростного напора

$$\Delta p = \rho v_1^2 = g \rho F_1 v_1 \frac{v_1}{g F_1} = \frac{G}{g} \frac{v_1}{F_1}.$$

Таким образом, учитывая, что  $F_0 = F_1$ , имеем

$$p_1 F_1 + \frac{G}{g} v_1 = p_0 F_0$$

и выражение (3.24) принимает вид

$$\int\int_{\kappa 1} p \cos \alpha dS = -p_0 F_0 + p_{\kappa} F_{\kappa} + \frac{G}{g} v_{\kappa} \quad (3.25)$$

Для дна камеры имеем силу давления

$$p_0 F_0 = P_{\text{дно}} \quad (3.26)$$

Складывая выражения (3.23), (3.25), (3.26), получаем из (3.21)

$$P = \frac{G}{g} v_a + F_a (p_a - p_n) \quad (3.27)$$

Выражение (3.27) для реактивной силы получено путем непосредственного интегрирования сил давления по внутренней поверхности камеры и сопла.

Из выражения (3.27) видно, что наибольшая величина реактивной силы отвечает полету ракеты в пустоте ( $p_n = 0$ ). При этом

$$P_{\text{пуст}} = \frac{G}{g} v_a + F_a p_a$$

Некоторые авторы называют реактивной силой первое слагаемое правой части формулы (3.27), отнеся второе слагаемое к внешним силам. Приведенный выше вывод выражения для реактивной силы указывает на неточность подобной трактовки, так как оба слагаемых в совокупности равны величине главного вектора сил давления, действующих на внутренние стенки камеры и сопла.

С известным основанием можно было бы отнести к внешним силам лишь составляющую  $F_a p_n$  и включить ее в аэродинамическую силу. При этом необходимо учесть, что в аэродинамике вычисляют аэродинамическую силу, исходя из выражения

$$\bar{Q} = \int\int_{S_e} (p - p_n) \bar{n} dS = \int\int_{S_e} p \bar{n} dS - p_n \bar{n} F_a$$

где составляющая  $-p_n \bar{n} F_a$  направлена в направлении движения.

Если же передать в аэродинамику «чужеродное» для двигателя слагаемое  $p_n F_a$ , направленное против движения, то получим

$$\bar{Q} = \int\int_{S_e} p \bar{n} dS$$

Это значит потребовать от аэродинамиков вести расчет аэродинамических сил, базируясь не на избыточных, а на абсолютных давлениях. Вряд ли это реально.

Кроме того, при рассмотрении работы двигателя на стенде пришлось бы все же учесть слагаемое  $p_{II}F_a$ .

Выражения (3.24) и (3.25) позволяют вычислить не только суммарную величину реактивной силы, но и отдельные ее составляющие.

Например, складывая выражения (3.23) и (3.25), можно определить ту часть реактивной силы, которая приходится на сопло:

$$P_{\text{сопло}} = \frac{G}{g} v_a + p_a F_a - p_0 F_0 \quad (3.28)$$

Заметим, что выражение (3.28) может быть положительным или отрицательным. В частности, можно подобрать такое сопло и такой режим работы двигателя, при котором  $P_{\text{сопло}} = 0$ . Такое сопло не будет стремиться оторваться от камеры двигателя.

**Пример.** Рассмотрим следующие условия:  $p_0 = 120 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ ;  $d_a = 30 \text{ см}$ ;  $d_k = 15 \text{ см}$ ;  $f_p = 90\,000 \text{ м}$ ;  $k = 1,25$ ;  $F_a = 70,6 \text{ см}^2$ ; диаметр камеры  $D_{\text{кам}} = 50 \text{ см}$ . Для указанных условий получим:

$$G = 14,5 \frac{\text{кг}}{\text{сек}}; \quad v_a = 2050 \frac{\text{м}}{\text{сек}}; \quad p_a = 4,7 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}.$$

Принимая внешнее атмосферное давление  $p_H = 1 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ , по формуле (3.27) получим

$$P = \frac{G}{g} v_a + F_a (p_a - p_H) = \frac{14,5}{9,81} 2050 + 70,6 (4,7 - 1) = 3030 + 260 = 3290 \text{ кг}.$$

В рассматриваемом примере первое слагаемое  $\frac{G}{g} v_a$  составляет 92% общей величины реактивной силы.

Определим силу, действующую на сопло, по формуле (3.28). Имеем

$$F_0 = 196 \text{ см}^2,$$

$$P_{\text{сопло}} = \frac{G}{g} v_a + p_a F_a - p_0 F_0 = 3030 + 4,7 \cdot 70,6 - 120 \cdot 196 = -20\,160 \text{ кг}.$$

Знак «минус» указывает, что сила давления, приложенная к соплу, направлена в сторону потока. По своей величине она на 11,6% меньше силы давления газов на дно:

$$P_{\text{дно}} = p_0 F_0 = 120 \cdot 196 = 23\,520 \text{ кг},$$

направленной против потока.

Рассмотрим, при каких условиях главный вектор сил давления, приложенных к соплу, равен нулю. На основании выражения (3.28) это условие принимает вид

$$\frac{G}{g} v_a + F_a p_a - F_0 p_0 = 0.$$

Подставляя значения  $G$  и  $v_a$  из формул (3.6) и (3.9), а также

$$F_a = \zeta^2 F_k, \quad p_a = \pi_a p_0$$

получим

$$\varphi \frac{A}{g} F_v(\zeta) F_k p_0 + \zeta^2 \pi_a F_k p_0 - F_0 p_0 = 0,$$

откуда получаем условие

$$\frac{F_0}{F_k} = \frac{\varphi A F_v(\zeta)}{g} + \zeta^2 \pi_a.$$

Для рассматриваемого примера  $\zeta = 2$ ;  $\pi_a = 0,0394$ ;  $F_v(\zeta) = 6,85$ , следовательно,

$$\frac{F_0}{F_k} = \frac{0,98 \cdot 2,06 \cdot 6,85}{9,81} + 4 \cdot 0,0394 = 1,43.$$

Таким образом, для рассмотренных условий, если площадь поперечного сечения камеры двигателя всего на 43% превосходит площадь критического сечения, а площадь выходного сечения превосходит площадь последнего в четыре раза ( $\zeta^2 = 4$ ), то сопло будет уравновешенным.

При выводе выражения для реактивной силы мы исходили из установившегося процесса истечения. При этом скорость, плотность, а следовательно, и количество движения газов в камере остаются неизменными. В действительности указанные параметры потока изменяются, особенно в начальном этапе работы двигателя, когда происходит подъем кривой давления. Дадим оценку погрешности, допускаемой неучетом указанного фактора.

При изменении давления в камере двигателя температура газов и скорость потока остаются практически неизменными, а плотность изменяется пропорционально давлению. Количество движения газов в камере

$$K = m v_{cp} = \left( W_{\text{кам}} - \frac{\omega}{\delta} \right) \rho v_{cp},$$

где  $W_{\text{кам}}$  — объем камеры;

$\delta$  — удельный вес топлива;

$\omega$  — его вес;

$W_{\text{кам}} - \frac{\omega}{\delta}$  — объем газов в камере.

Учитывая, что  $\rho = \frac{p}{g f_p}$  и  $W_{\text{кам}} = \frac{\omega}{\Delta}$ , где  $\Delta$  — плотность заряжения камеры топливом, получим

$$K = \omega \left( \frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\delta} \right) \frac{p}{g f_p} v_{cp}$$

Если давление в камере изменится, то получим

$$\Delta K = \frac{\omega v_{cp}}{g f_p} \left( \frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\delta} \right) \Delta p.$$

Сравним полученное выражение с основной величиной количества движения

$$K = \frac{G}{g} v_a \Delta t,$$

входящей в выражение для реактивной силы

$$\epsilon = \frac{\Delta K}{K} = \frac{\omega v_{cp}}{G f_p v_a} \left( \frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\delta} \right) \frac{\Delta p}{\Delta t}.$$

Рассматривая начальный период подъема кривой давления от нуля до  $p_{\max}$ , мы можем приблизительно написать

$$\frac{\Delta p}{\Delta t} \approx \frac{dp}{dt} \approx \frac{p_{\max}}{t_1},$$

где  $t_1$  отвечает моменту достижения  $p_{\max}$ . Далее

$$\omega = G_{cp} \tau,$$

где  $\tau$  — полное время истечения.

Примем еще в выражении для  $\epsilon$

$$G = G_{cp}.$$

При этом получим

$$\epsilon = \left( \frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\delta} \right) \frac{\tau}{t_1} \cdot \frac{v_{cp}}{v_a} \cdot \frac{p_{\max}}{f_p}.$$

Для оценки величины  $\epsilon$  можно принять:

$$\begin{aligned} \delta &= 1.7 \cdot 10^3 \frac{\kappa \mathcal{Z}}{\text{м}^2}; & \Delta &\approx 1.1 \cdot 10^3 \frac{\kappa \mathcal{Z}}{\text{м}^2}; & v_{cp} &= 100 \frac{\text{м}}{\text{сек}}; \\ v_a &= 2000 \frac{\text{м}}{\text{сек}}; & \frac{\tau}{t_1} &\approx 20; & p_{\max} &\approx 120 \cdot 10^4 \frac{\kappa \mathcal{Z}}{\text{м}^2}; \\ f_p &\approx 90\,000 \text{ м}. \end{aligned}$$

При этом получим

$$\epsilon = \left( \frac{1}{1100} - \frac{1}{1700} \right) 20 \cdot \frac{100}{2000} \cdot \frac{120 \cdot 10^4}{90\,000} = 0.43 \cdot 10^{-2}.$$

Таким образом, при указанных условиях изменение количества движения, а следовательно, и реактивной силы вследствие отклонения условий работы двигателя от установившегося не превышает 0,5%.

При выводе выражения (3.27) для реактивной силы мы предполагали выходной поток газов параллельным оси камеры. В действительности в конических соплах поток расходящийся, а реактивная сила определяется осевыми составляющими скоростей истечения. Нетрудно показать [1], [2], что при учете указанного обстоятельства выражение для реактивной силы принимает вид

$$P = \frac{1 + \cos \alpha}{2} \left[ \frac{G}{g} v_a + F_a (p_a - p_n) \right], \quad (3.29)$$

где  $\alpha$  — половина угла конусности сопла.

При  $\alpha = 15^\circ$  поправочный множитель  $\frac{1 + \cos \alpha}{2} \approx 0,983$ .

### § 3.4. ИМПУЛЬС РЕАКТИВНОЙ СИЛЫ. ЕДИНИЧНЫЙ ИМПУЛЬС

Полный импульс реактивной силы за время работы двигателя определяется из выражения

$$I = I(\tau) = \int_0^{\tau} P dt,$$

где  $\tau$  — полное время работы двигателя.

Нетрудно показать, что полный импульс реактивной силы практически не зависит от вида кривой  $P(t)$ . Из выражения (3.27) для реактивной силы имеем

$$I = \frac{v_a}{g} \int_0^{\tau} G dt + F_a \int_0^{\tau} p_a dt - F_a p_n \tau \quad (3.30)$$

Для первого слагаемого правой части получаем

$$\frac{v_a}{g} \int_0^{\tau} G dt = \frac{v_a \omega}{g}.$$

Для второго слагаемого имеем

$$F_a \int_0^{\tau} p_a dt = F_a \pi_a \int_0^{\tau} p_0 dt.$$

Последнее выражение при учете зависимости (3.6) для секундного расхода принимает вид

$$F_a \int_0^{\tau} p_a dt = \frac{F_a}{F_{кр}} \cdot \frac{V \sqrt{\chi f_p}}{A} \pi_a \int_0^{\tau} G dt = \zeta^2 \frac{V \sqrt{\chi f_p} \pi_a}{A} \omega.$$

Окончательно получаем

$$I = \frac{v_a}{g} \omega + \zeta^2 \frac{\pi_a \omega}{A} V \sqrt{\chi f_p} - p_n F_a \tau.$$

В последнем выражении первые два слагаемых не зависят ни от вида кривой  $P(t)$ , ни от продолжительности работы двигателя. От последнего фактора зависит лишь последнее слагаемое, составляющее небольшую часть от величины реактивной силы.

Единичным импульсом реактивной силы  $I_1$  называется полный импульс, отнесенный к одному килограмму веса топлива:

$$I_1 = \frac{I}{\omega} = \frac{v_a}{g} + \frac{\zeta^2 \pi_a}{A} V \sqrt{\chi f_p} - p_n F_a \frac{\tau}{\omega}. \quad (3.31)$$

Учитывая, что

$$\frac{\omega}{\tau} = G_{ср} = \frac{A F_{кр} (p_0)_{ср}}{V \sqrt{\chi f_p}},$$

и пренебрегая изменением  $p_0$  в последнем слагаемом, получим

$$I_1 = \frac{v_a}{g} + \frac{\zeta^2 \pi_a}{A} V \sqrt{\chi f_p} - \frac{p_n \zeta^2}{p_0 A} V \sqrt{\chi f_p}. \quad (3.32)$$

Единичный импульс является важнейшим энергетическим параметром, характеризующим эффективность топлива при его использовании в рассматриваемом двигателе. В тех случаях, когда рассматриваются двигатели с большим временем горения топлива, приходится часто учитывать не только изменение давления, но и изменение термодинамических параметров газов в камере, в том числе температуры, показателя адиабаты и силы топлива.

В этих условиях вместо единичного импульса удобнее применять понятие «удельная тяга», определяемое как отношение тяги к секундному расходу:

$$P_{уд} = \frac{P}{G} = \frac{v_a}{g} + \frac{F_a}{G} (p_a - p_n). \quad (3.33)$$

Нетрудно видеть, что

$$P_{уд} = I_1 = \frac{v_a}{g} + \zeta^2 \frac{\sqrt{\kappa f_p}}{A} \left( \pi_a - \frac{p_n}{p_0} \right), \quad (3.34)$$

однако необходимо учесть, что единичный импульс характеризует среднюю эффективность топлива за время работы двигателя, а удельная тяга может быть отнесена к определенному моменту времени работы двигателя.

Ввиду того что первое слагаемое в выражении (3.33) является определяющим, оказывается удобным ввести в рассмотрение эффективную скорость истечения, определяемую из выражения

$$v_e = v_a + \frac{g}{G} F_a (p_a - p_n) = v_a + g \zeta^2 \frac{\sqrt{\kappa f_p}}{A} \left( \pi_a - \frac{p_n}{p_0} \right). \quad (3.35)$$

При этом выражение для реактивной силы принимает вид

$$P = \frac{G}{g} v_e \quad (3.36)$$

и для единичного импульса

$$I_1 = \frac{v_e}{g}. \quad (3.37)$$

Для рассмотренного выше примера имеем:

$$v_a = 2050; \quad G = 14,5; \quad F_a = 70,6; \quad p_a = 4,7; \quad p_n = 1.$$

При этом

$$\frac{g}{G} F_a (p_a - p_n) = \frac{9,81}{14,5} 70,6 (4,7 - 1) = 176;$$

$$v_e = 2050 + 176 = 2226;$$

$$I_1 = \frac{2226}{9,81} = 227 \frac{\text{кг сек}}{\text{кг}}.$$

Эффективная скорость истечения в рассматриваемом случае превышает скорость  $v_a$  в выходном сечении на 8,5%.



### § 3.5. ЗАВИСИМОСТЬ ЕДИНИЧНОГО ИМПУЛЬСА ОТ ФОРМЫ СОПЛА И ДАВЛЕНИЯ В КАМЕРЕ ДВИГАТЕЛЯ

Простейшего типа сопла, применяемые в ракетной технике, состоят из конической сужающейся части с полууглом конуса в пределах  $30-45^\circ$  и расширяющейся части с полууглом, близким к  $15^\circ$ . Сужающаяся и расширяющаяся части сопла соединяются тороидальной кольцевой частью, радиус закругления которой выбирается в пределах 2—3 радиусов критического сечения.

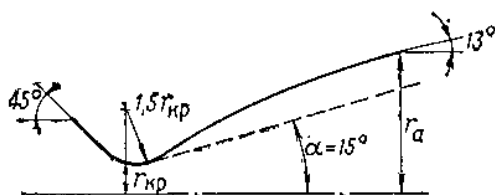


Рис. 3.5. Оптимальное профилированное сопло:

----- коническое сопло

———— профилированное сопло  $\frac{d_a}{d_{kp}} = 4,4$

В некоторых случаях применяется профилированное сопло, обеспечивающее уменьшение потерь в сопле и увеличение единичного импульса. На рис. 3.5 показано профилированное сопло, обеспечивающее увеличение тяги на 2% по сравнению с коническим соплом [1]. По технологическим соображениям удобнее применять конические сопла.

Основной характеристикой сопла является величина  $\zeta = \frac{d_a}{d_{kp}}$ . Чем больше  $\zeta$ , тем больше падение давления и возрастание скорости в сопле.

Рассмотрим зависимость реактивной силы от степени расширения газов в сопле, полагая неизменными давление в камере двигателя и площадь критического сечения.

При этом остается неизменным секундный расход газов. Дифференцируя выражение для реактивной силы

$$P = \frac{Gv_a}{g} + F_a(p_a - p_n)$$

по  $p_a$ , получим

$$\frac{dP}{dp_a} = \frac{G}{g} \frac{dv_a}{dp_a} + F_a + (p_a - p_n) \frac{dF_a}{dp_a}. \quad (3.38)$$

Из уравнения  $\rho v dv = -dp$  имеем

$$\frac{dv_a}{dp_a} = -\frac{1}{\rho_a v_a}.$$

Учитывая, что  $G = g \rho_a v_a F_a$ , получим

$$\frac{G}{g} \frac{dv_a}{dp_a} = -F_a$$

и выражение (3.38) принимает вид

$$\frac{dP}{dp_a} = (p_a - p_n) \frac{dF_a}{dp_a}.$$

Так как  $\frac{dF_a}{dp_a} \neq 0$ , ибо с изменением площади поперечного сечения давление не остается неизменным, то приравняв  $\frac{dP}{dp_a}$  нулю, получим условие

$$p_a = p_n$$

Оценим знак второй производной

$$\frac{d^2P}{dp_a^2} = \frac{d^2F_a}{dp_a^2} (p_a - p_n) + \frac{dF_a}{dp_a}$$

Подставляя  $p_a = p_n$ , получим

$$\frac{d^2P}{dp_a^2} = \frac{dF_a}{dp_a} < 0,$$

что отвечает условию максимума функции. Итак, максимуму тяги, а следовательно, и единичного импульса отвечает такое расширение сопла, при котором давление в выходном сечении равно внешнему атмосферному давлению.

Рассмотрим, какому соплу отвечает это условие. Учитывая, что

$$p_n = p_a = p_0 \pi_a,$$

и принимая  $p_n = 1 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ , получим  $\pi_a = \frac{1}{p_0}$ .

Для значения  $p_0 = 120 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$  получим  $\pi_a = 0,00835$  и по табл. 3.3 найдем

$$\zeta = \frac{d_a}{d_{кр}} \approx 3,5.$$

Для значения  $p_0 = 60 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$  получим соответственно  $\zeta = 2,7$ .

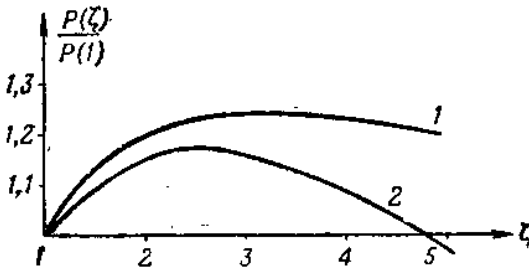


Рис. 3.6. Зависимость тяги от относительного расширения сопла

На рис. 3.6 приведены кривые зависимости  $P(\zeta)$  для значений  $\frac{p_n}{p_0} : \frac{1}{130}$  — кривая 1 и  $\frac{1}{150}$  — кривая 2.

Оптимальное значение  $\zeta = \frac{d_a}{d_{кр}}$  зависит от отношения  $\frac{p_n}{p_0}$  и определяется таблицей 3.6

$\zeta_{\text{опт}}$	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0
$\frac{p_n}{p_0}$	0,039	0,021	0,013	0,008	0,006	0,004	0,003

Из рис. 3.6 видно, что максимум функции  $P(\zeta)$  не является острым. Кроме того, учет потерь в сопле сдвигает оптимум в сторону коротких сопел, что является выгодным и в весовом отношении. Поэтому для двигателей первых ступеней ракет значения  $\zeta$  не выходят из пределов 2—2,5. Для двигателей вторых и третьих ступеней значения  $\zeta$  возрастают, что согласуется с данными табл. 3.6. Так, например, для двигателя третьей ступени ракеты «Минитмен»  $d_a = 375$  мм;  $d_{кр} = 88$  мм, что отвечает  $\zeta = 4,7$ .

С увеличением угла раструба конического сопла увеличиваются потери тяги, вызванные отклонением скоростей газовых струй от осевого направления. Из выражения (3.29) видно, что при величине полуугла конусности сопла  $\alpha = 15^\circ$  потери тяги составляют величину 1,7%. В то же время уменьшение угла раструба при неизменном отношении  $\zeta = \frac{d_a}{d_{кр}}$  приводит к удлинению, а следовательно, и к утяжелению сопла. В пределах значений  $\alpha = 10—25^\circ$  единичный импульс слабо зависит от угла  $\alpha$ . Выбор формы сопла производится еще с учетом технологических факторов.

Зависимость единичного импульса от давления в камере видна из выражения (3.32):

$$I_1 = \frac{v_a}{g} + \zeta^2 \frac{\sqrt{\chi f_p}}{A} \pi_a - \zeta^2 \frac{\sqrt{\chi f_p}}{A} \frac{p_n}{p_0}$$

При давлении в камере  $100 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$  и более, когда диссоциация продуктов полного сгорания топлива невелика, можно принять термодинамические параметры газа в камере не зависящими от давления. При этих условиях первые два слагаемых правой части формулы (3.32) не зависят от давления в камере. Зависимость единичного импульса от давления в камере, определяемого последним слагаемым, для значений:  $\chi f_p = 90\,000$  м;  $k = 1,25$ ;  $\zeta = 2$ ;  $p_n = 1 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$  показана в табл. 3.7.

При давлении в камере  $p_0 = 100 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$  имеем

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{2050}{9,81} + 4 \cdot \frac{\sqrt{90\,000}}{2,06} \cdot 0,0394 - 4 \cdot \frac{\sqrt{90\,000}}{2,06} \cdot \frac{1}{100} = \\ &= 209 + 22,9 - 5,8 = 226,1 \frac{\text{кг сек}}{\text{кг}} \end{aligned}$$

В табл. 3.7 приведены величины изменения  $\Delta I_1$ , единичного импульса в %, по отношению к величине  $I_1$ , отвечающей  $p_0 = 100 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ .

Таблица 3.7

$p_0$	60	80	100	120	140	160	180	200
$\Delta I_1 : (I_1)_{100}$	-1,7	-0,67	0	+0,44	+0,70	+0,97	+1,15	+1,28

Из табл. 3.7 видна малая чувствительность единичного импульса к давлению в камере в диапазоне давлений, близких к  $p_0 = 100 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ . Следует, однако, заметить, что с увеличением калорийности топлива повышается температура газов в камере. При этом увеличивается диссоциация продуктов полного сгорания  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ , что приводит к снижению единичного импульса. С понижением давления степень диссоциации возрастает. Поэтому чувствительность единичного импульса к изменению давления в камере возрастает с увеличением калорийности топлива и с уменьшением давления.

Зависимость единичного импульса порохов от различных факторов детально исследуется в работе [3]. В этой работе показано, что зависимость единичного импульса от калорийности пороха определяется выражением вида  $I_1 = A Q^{0,3}$ .

### § 3.6. ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗА, СОДЕРЖАЩЕГО ТВЕРДЫЕ ЧАСТИЦЫ

При сгорании некоторых твердых топлив выделяется значительное количество твердых частиц, уносимых газовым потоком. В тех случаях, когда размеры этих частиц достаточно малы, можно допустить, что температура и скорость твердых частиц остаются равными соответственно температуре и скорости газов в потоке. Допущение о равенстве скорости и температуры в смешанном потоке оправдывается приближенно, когда диаметры частиц меньше  $10^{-3}$ — $10^{-4}$  см. Кроме того, можно пренебречь удельным объемом твердых частиц по сравнению с удельным объемом газов, так как плотность твердых частиц значительно превосходит плотность газов и к тому же весовая доля твердых частиц обычно невелика.

При указанных допущениях влияние твердых частиц на характеристики потока выразится лишь в изменении теплоемкостей  $c_p$ ,  $c_v$ , показателя адиабаты  $k$  и газовой постоянной  $R$  смешанного потока.

Эти параметры могут быть определены из выражений [1]:

$$\bar{c}_p = (1 - \varepsilon) c_p + \varepsilon c; \quad (3.39)$$

$$\bar{c}_v = (1 - \varepsilon) c_v + \varepsilon c; \quad (3.40)$$

$$\bar{k} = \frac{\bar{c}_p}{\bar{c}_v};$$

$$\bar{c}_p - \bar{c}_v = A\bar{R} = A(1 - \varepsilon)R,$$

где

$\bar{c}_p, \bar{c}_v, \bar{k}, \bar{R}$  — параметры смешанного потока;

$\varepsilon$  — весовая доля твердых частиц;

$c$  — удельная теплоемкость твердых частиц.

Процесс расширения смеси газов и твердых частиц можно при указанных условиях рассматривать как адиабатический.

Исходя из уравнения энергии

$$A \frac{v^2}{2g} + \bar{c}_p T = A \frac{v_0^2}{2g} + \bar{c}_p T_0$$

и уравнения адиабаты

$$\frac{p}{p_0} = \left( \frac{T}{T_0} \right)^{\frac{\bar{k}}{\bar{k}-1}}$$

и принимая  $v_0 = 0$ , получим

$$v_a = \sqrt{\frac{2g\bar{k}}{\bar{k}-1} \bar{R}T_0 \left[ 1 - \left( \frac{p_a}{p_0} \right)^{\frac{\bar{k}-1}{\bar{k}}} \right]}.$$

Произведя замену

$$\bar{R}T_0 = (1 - \varepsilon)RT_0 = (1 - \varepsilon)f_p\chi,$$

получим

$$v_a = \sqrt{1 - \varepsilon} \sqrt{\frac{2g\bar{k}}{\bar{k}-1} \chi f_p \left( 1 - \pi_a^{\frac{\bar{k}-1}{\bar{k}}} \right)},$$

или

$$v_a = \sqrt{1 - \varepsilon} f_v(\zeta, \bar{k}) \sqrt{\chi f_p}, \quad (3.41)$$

где функция  $f_v$  определяется из табл. 3.5 по входным величинам  $\bar{k}$  и  $\zeta = \frac{d_a}{d_{кр}}$ .

Аналогично получим для секундного расхода

$$G = \frac{\bar{A}F_{кр}p_0}{\sqrt{1 - \varepsilon} \sqrt{\chi f_p}}, \quad (3.42)$$

где

$$\bar{A} = A(\bar{k}) = \left( \frac{2}{\bar{k} + 1} \right)^{\frac{1}{\bar{k}-1}} \sqrt{\frac{2g\bar{k}}{\bar{k} + 1}}.$$

Значение  $\bar{A}$  может быть определено из табл. 3.1 по входной величине  $\bar{k}$ .

Для реактивной силы получим

$$P = \frac{G}{g} v_a + F_a (p_a - p_u),$$

где  $G$  и  $v_a$  определяются по формулам (3.41) и (3.42), а величина  $p_a = \pi_a p_0$  определяется с использованием табл. 3.3.

Удельная тяга определяется из выражения

$$I_1 = \frac{v_a}{g} + \frac{F_a}{G} (p_a - p_u).$$

**Пример.** Определить параметры потока для рассмотренных выше условий:

$d_{кр} = 15$  см;  $\xi = 2$ ;  $k = 1.25$ ;  $p_0 = 120 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ ;  $\chi f_p = 90\,000$  м. Для этих условий при

отсутствии твердых частиц мы получили  $v_a = 2050 \frac{\text{м}}{\text{сек}}$ ;  $G = 14,5 \frac{\text{кг}}{\text{сек}}$ ;  $P = 3290$  кг;

$$I_1 = 227 \frac{\text{кг сек}}{\text{кг}}.$$

Рассмотрим теперь случай, когда при том же составе и температуре газов в потоке содержится 10% твердых частиц ( $\epsilon = 0,1$ ). Примем дополнительно  $R = 36 \frac{\text{м}}{\text{°C}}$ ; теплоемкость твердых частиц  $c = 0,35 \frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot \text{°C}}$ .

При этом получим

$$c_v = \frac{AR}{k-1} = \frac{36}{427 \cdot 0,25} = 0,337;$$

$$c_p = k c_v = 1,25 \cdot 0,337 = 0,421.$$

По формулам (3.39), (3.40) получим

$$\bar{k} = \frac{(1-\epsilon)c_p + \epsilon c}{(1-\epsilon)c_v + \epsilon c} = \frac{0,9 \cdot 0,421 + 0,1 \cdot 0,35}{0,9 \cdot 0,337 + 0,1 \cdot 0,35} = 1,225.$$

Определяем скорость истечения  $v_a$ . Предварительно по табл. 3.5 находим:

$$f_v(\bar{k}, \zeta) = f_v(1,225; 2) = 6,89;$$

$$v_a = \sqrt{1-\epsilon} f_v(\bar{k}, \zeta) \sqrt{\chi f_0} = \sqrt{0,9} \cdot 6,89 \cdot 300 = 1955 \frac{\text{м}}{\text{сек}}.$$

Вычисляем секундный расход; предварительно по величине  $\bar{k} = 1,225$  определяем по табл. 3.1  $\bar{A} = 2,045$ , откуда

$$G = \frac{A F_{кр} p_0}{\sqrt{1-\epsilon} \sqrt{\chi f_p}} = \frac{2,045 \cdot 17,65 \cdot 120}{\sqrt{0,9} \sqrt{90\,000}} = 15,2 \frac{\text{кг}}{\text{сек}}.$$

Определяем давление в выходном сечении. Предварительно по значению  $\bar{k} = 1,225$  находим по табл. 3.3  $\pi_a = 0,411$ , откуда

$$p_a = p_0 \pi_a = 120 \cdot 0,411 = 4,92 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}.$$

Вычисляем реактивную силу

$$P = \frac{G}{g} v_a + F_a (p_a - p_u) = \frac{15,2}{9,81} 1955 + 70,6 (4,92 - 1) = 3307 \text{ кг}.$$

Вычисляем единичный импульс

$$I_1 = \frac{P}{G} = \frac{3307}{15,2} = 218 \frac{\text{кгсек}}{\text{кг}}$$

Сравним параметры потока при наличии и отсутствии твердых частиц в потоке.

	$v_a$	$G$	$P_a$	$P$	$I_1$
Однородный поток . . . . .	2050	14,5	4,7	3290	227
Поток с твердыми частицами $\epsilon = 0,1$ . . . . .	1955	15,2	4,9	3307	218
Разность в % . . . . .	-4,6	+4,7	+2	+0,5	-4,0

Из приведенного расчета видно, что при  $\epsilon=0,1$  удельная тяга уменьшается на 4%. В то же время введение в топливо металлических добавок в виде порошка алюминия или бора повышает эффективность топлива за счет увеличения его температуры сгорания и удельного веса. Вопрос о целесообразности использования подобных топлив решается с учетом всех указанных факторов.

Кроме того, можно приближенно принять скорость истечения и удельную тягу изменяющимися пропорционально  $\sqrt{1-\epsilon}$ , а секундный расход — обратно пропорционально  $\sqrt{1-\epsilon}$ . Реактивная сила остается практически неизменной.

### § 3.7. ВЫЧИСЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИСТЕЧЕНИЯ ГАЗОВ ПРИ ПОМОЩИ ТАБЛИЦ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ

В выражении для скорости газа

$$v = \sqrt{\frac{2gk}{k-1} RT_0 \left(1 - \pi^{\frac{k-1}{k}}\right)},$$

учитывая, что скорость в критическом сечении

$$v_{кр} = a_{кр} = \sqrt{\frac{2gk}{k+1} RT_0}, \quad (3.43)$$

и введя обозначение

$$\lambda = \frac{v}{a_{кр}},$$

получим

$$\lambda^2 = \left[1 - \pi^{\frac{k-1}{k}}\right] \frac{k+1}{k-1},$$

откуда

$$\frac{P}{P_0} = \pi(\lambda) = \left[1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right]^{\frac{k}{k-1}}. \quad (3.44)$$

Для температуры и плотности получим соответственно:

$$\frac{T}{T_0} = \tau(\lambda) = 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2; \quad (3.45)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \varepsilon(\lambda) = \left[ 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right]^{\frac{1}{k-1}}. \quad (3.46)$$

Наибольшее значение  $\lambda = \lambda_{\max}$  отвечает бесконечному расширению струи в пустоту.

При этом

$$\tau(\lambda_{\max}) = 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_{\max}^2,$$

откуда

$$\lambda_{\max} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}. \quad (3.47)$$

Таким образом, коэффициент скорости  $\lambda$  изменяется от  $\lambda=0$  до  $\lambda_{\max}$  и равен единице в критическом сечении.

При  $k=1,25$   $\lambda_{\max}=3$ .

Функции  $\pi(\lambda)$ ,  $\tau(\lambda)$  и  $\varepsilon(\lambda)$  монотонно убывают от единицы до нуля при изменении  $\lambda$  от нуля до  $\lambda_{\max}$ .

Выражение (3.7) путем подстановки значения  $\pi(\lambda)$  из выражения (3.44) можно легко привести к виду

$$q(\lambda) = \frac{F_{кр}}{F} = \left( \frac{k+1}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}} \lambda \left( 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{k-1}}. \quad (3.48)$$

Рассмотрим выражение для реактивной силы

$$P = \frac{Gv_a}{g} + F_a(p_a - p_n). \quad (3.49)$$

Опуская индекс  $a$ , получим

$$P = \frac{Gv}{g} + pF - p_n F. \quad (3.50)$$

Далее

$$\frac{Gv}{g} = \rho F v \cdot v = \rho F a^2 \lambda^2.$$

Подставляя значение  $a_{кр}^2$  из выражения (3.43), получим

$$\frac{Gv}{g} = F \lambda^2 \rho \frac{2k}{k+1} \frac{p_0}{\rho_0} = F \lambda^2 \frac{2k}{k+1} \varepsilon(\lambda) p_0,$$

или окончательно

$$\frac{Gv}{g} = F p_0 \lambda^2 \frac{2k}{k+1} \left[ 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right]^{\frac{1}{k-1}}. \quad (3.51)$$



Рассмотрим еще выражение

$$pF = Fp_0\pi(\lambda) = Fp_0 \left[ 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right]^{\frac{k}{k-1}}. \quad (3.52)$$

Подставляя выражения (3.51) и (3.52) в формулу (3.50), получим после преобразований

$$P = Fp_0(1 + \lambda^2) \left[ 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right]^{\frac{1}{k-1}} - Fp_{\text{н}}. \quad (3.53)$$

Введя в рассмотрение функцию  $f(\lambda)$ , определяемую из выражения

$$f(\lambda) \doteq (1 + \lambda^2) \left[ 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right]^{\frac{1}{k-1}} = (1 + \lambda^2) \varepsilon(\lambda),$$

и коэффициент сопла  $\sigma_c$ , получим выражение для реактивной силы

$$P = \sigma_c F p_0 f(\lambda) - F p_{\text{н}}, \quad (3.54)$$

где  $F$  и  $\lambda$  отвечают выходному сечению.

Полученные функции:

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

$$\pi(\lambda) = [\tau(\lambda)]^{\frac{k}{k-1}} = \frac{p}{p_0};$$

$$\varepsilon(\lambda) = [\tau(\lambda)]^{\frac{1}{k-1}} = \frac{\rho}{\rho_0};$$

$$q(\lambda) = \left( \frac{k+1}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}} \lambda \left[ 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right]^{\frac{1}{k-1}} = \frac{F_{\text{кр}}}{F};$$

$$f(\lambda) = (1 + \lambda^2) \left[ 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right]^{\frac{1}{k-1}} = \frac{P + Fp_{\text{н}}}{Fp_0}$$

затабулированы для различных значений  $k$  [4].

Порядок расчета параметров потока при помощи газодинамических функций следующий.

1. Из термодинамического расчета энергетических характеристик газов в камере определяем значения  $T_0$ ,  $\rho_0$ ,  $p_0$ ,  $k$ ,  $R$ ,  $f_p$ .

2. Определяем критическую скорость звука из выражения

$$a_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{2gk}{k+1}} \lambda f_p$$

3. Для рассматриваемого сечения, в частности для выходного сечения, вычисляем для данного  $k$

$$\frac{F_{кр}}{F} = q(\lambda)$$

и по таблице функции  $q(\lambda)$  обратным интерполированием находим  $\lambda$ .

4. Вычисляем

$$v = \lambda a_{кр}$$

5. По таблицам находим функции  $\tau(\lambda)$ ,  $\varepsilon(\lambda)$ ,  $\pi(\lambda)$ ,  $f(\lambda)$ .

6. Вычисляем непосредственно

$$T = T_0 \tau(\lambda); \quad p = p_0 \varepsilon(\lambda); \quad p = p_0 \pi(\lambda).$$

7. Вычисляем тягу двигателя из выражения

$$P = \sigma_c F p_0 f(\lambda) - F p_k$$

8. Вычисляем секундный расход из выражения

$$G = \frac{\varphi A F_{кр} p_0}{V \lambda f_p},$$

где  $A = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{\frac{2gk}{k+1}}$  определяется по табл. 3.1.

9. Вычисляем удельную тягу из выражения

$$P_{уд} = I_1 = \frac{P}{G}.$$

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ III

1. Баррер М., Жомотт А., Вебек Б., Ванденкеркхове Ж. Ракетные двигатели. Оборонгиз, 1962.
2. Алемасов В. Е. Теория ракетных двигателей. Оборонгиз, 1962.
3. Зельдович Я. Б., Ривин М. А., Франк-Каменецкий Д. А. Импульс реактивной силы пороховых ракет. Оборонгиз, 1963.
4. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. Гостехиздат, М., 1953.

## Г Л А В А IV

### ОСНОВНАЯ ЗАДАЧА ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ РДТТ

#### § 4.1. СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ ТВЕРДЫХ РАКЕТНЫХ ТОПЛИВ

Под линейной скоростью горения твердого ракетного топлива понимают скорость перемещения поверхности горения в глубь заряда. Поскольку ракетные топлива горят параллельными слоями, направление скорости горения всегда совпадает с нормалью к поверхности горения. Произведение линейной скорости горения на плотность топлива представляет массовую скорость горения  $m$ , равную массе газа, образующегося в единицу времени с единицы площади горячей поверхности. Характерные значения линейных скоростей горения для различных топлив приведены в таблицах гл. I.

Линейные скорости горения современных ракетных топлив в условиях РДТТ колеблются в пределах от 1 до 50 мм/сек [1]. Большие скорости горения желательны для зарядов к неуправляемым ракетным снарядам и к стартовым двигателям, а также для зарядов к маршевым двигателям, горящих с торцовой поверхности. Малые скорости горения необходимы для обеспечения большого времени работы маршевых двигателей с зарядами, горящими изнутри, в радиальном направлении.

Скорость горения топлива определяется его физико-химическими характеристиками, давлением в ракетной камере  $p$ , начальной температурой  $T_n$  и скоростью  $v$  газового потока, движущегося вдоль поверхности горения. Математически эта зависимость может быть выражена так:

$$\dot{u} = f(p) \eta(T_n) \varphi(v);$$

где функции  $f(p)$ ,  $\eta(T_n)$  и  $\varphi(v)$  обычно полагают независимыми одна от другой.

Они определяются составом топлива и особенностями технологического процесса его изготовления. Для баллистических

топлив на нитроглицерине величина  $u$  возрастает с увеличением содержания нитроглицерина. Известное влияние оказывают условия прессования [2]. Для смесевых топлив  $u$  зависит от типа окислителя и степени измельчения окислителя, а также от наличия катализаторов, вводимых в состав топлива.

Как показывают данные табл. 1.3, из наиболее распространенных окислителей максимальную скорость горения обеспечивает перхлорат калия, минимальную — нитрат аммония, который используется для изготовления медленно горящих составов.

Рассмотрим зависимость скорости горения от давления, которая в общем виде записывается как

$$u = f(p).$$

Для баллиститных топлив в диапазоне низких давлений (до 30—80 кг/см<sup>2</sup>) зависимость между скоростью горения и давлением выражается формулой

$$u = u_1 p^\nu, \quad (4.1)$$

которую во внутренней баллистике называют степенным законом горения. С ростом давления степенная зависимость переходит в линейную:

$$u = A + Bp,$$

или

$$u = \bar{a}(1 + \bar{b}p). \quad (4.2)$$

Линейный закон горения справедлив для давлений от 40 до 200—300 кг/см<sup>2</sup>. В интервале давлений от 30 кг/см<sup>2</sup> до 150 кг/см<sup>2</sup> при определении скорости горения примерно с одинаковой точностью можно использовать как степенную, так и линейную зависимость. При высоких давлениях в двучлене линейного закона можно пренебречь величиной  $A$ , что превращает его в одночленную зависимость, используемую во внутренней баллистике артиллерийских орудий:

$$u = u_1 p. \quad (4.3)$$

Зависимость скорости горения смесевых топлив от давления обычно выражают формулами такого же вида, как и для баллиститных топлив. Взятые для отдельных интервалов давления, они достаточно точно аппроксимируют экспериментальную кривую. Универсальное выражение закона горения для смесевых топлив будет рассмотрено ниже.

Величина показателя степени  $\nu$  для современных ракетных топлив меняется в пределах 0,1—0,85. Более высокие значения  $\nu$  характерны для баллиститных топлив (см. табл. 1.1). Для смесевых топлив скорость горения в меньшей степени зависит от давления.

Следует указать на одно из возможных отклонений от общей зависимости на так называемый эффект «плато», наблюдаемый при горении баллиститных топлив с добавками различных соединений свинца [4]. Для таких топлив скорость горения в некотором диапазоне давлений не зависит от давления ( $v \rightarrow 0$ ).

Рассмотрим уравнение теплового баланса для поверхности горения твердого топлива

$$\dot{m}c_T(T_s - T_n) = q_k + \dot{m}Q_s \quad (4.4)$$

В правой части равенства стоит сумма количеств тепла, подводимого из газовой фазы посредством конвекции  $q_k$  и выделяемого в результате реакций в твердой фазе с единицы площади поверхности горения в единицу времени. Левая часть равенства представляет изменение теплосодержания массы твердого топлива, равной  $\dot{m}$ , при нагреве от начальной температуры  $T_n$  до температуры поверхности  $T_s$ . Здесь  $c_T$  — удельная теплоемкость твердого топлива. Уравнение составлено в предположении, что передача тепла поверхности заряда излучением пламени можно пренебречь. Отсюда

$$\dot{m} = \frac{q_k}{c_T(T_s - T_n) - Q_s} \quad (4.5)$$

Рассмотрим вначале решение для баллиститного топлива.

При нагреве баллиститного топлива происходит термическое разложение его компонентов с образованием газовой смеси, которая содержит горючие вещества (формальдегид и другие сложные органические соединения, окись углерода, водород), окислители (главным образом,  $\text{NO}_2$ ) и инертные продукты.

К поверхности горения примыкает так называемая зона газификации, в которой за счет восстановления  $\text{NO}_2$  до  $\text{NO}$  протекают окислительные процессы. Эти процессы сопровождаются большим выделением тепла (около половины calorificности топлива) и ростом температуры газов (до  $1100$ — $1400^\circ \text{K}$ ).

По израсходованию запасов  $\text{NO}_2$ , образовавшихся при газификации топлива, окислительные процессы приостанавливаются. При этом прекращается и дальнейший рост температуры, которая в пределах некоторой области сохраняется постоянной, равной  $T_1$ . Эту область называют подготовительной или предпламенной зоной. Последующий этап химической активности связан с накоплением в газовой смеси активных центров, которое происходит по всей подготовительной зоне и приводит к возникновению светящегося пламени. В зоне светящегося пламени происходит догорание  $\text{CO}$  и  $\text{H}_2$  за счет восстановления  $\text{NO}$  до  $\text{N}_2$ . При этом температура возрастает до уровня, соответствующего образованию равновесной смеси продуктов сгорания, т. е. до  $T_{\text{ор}}$ .

При низких давлениях ширина подготовительной зоны, располагающейся между зонами газификации и светящегося пламени,

исчисляется сотнями микрон. Это исключает влияние светящегося пламени на процессы, идущие на поверхности топлива.

Подвод тепла к поверхности заряда будет всецело определяться теплопроводностью зоны газификации. Действительный профиль температур в зоне газификации заменим линейной характеристикой, совпадающей с касательной к профилю в точке  $S$  (рис. 4.1).

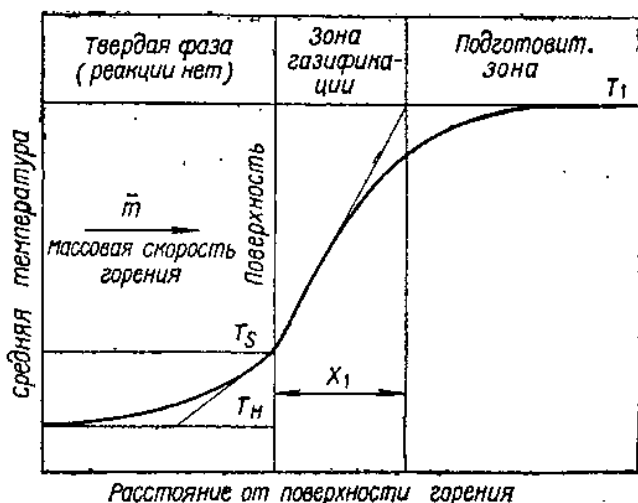


Рис. 4.1. Схема горения баллиститного топлива

Тогда при стационарном режиме теплопроводности

$$q_k = \lambda_r \frac{T_1 - T_S}{X_1},$$

где  $\lambda_r$  — коэффициент теплопроводности газов;  
 $X_1$  — ширина зоны газификации.

Подставляя значения  $q_k$  в уравнение (4.5), получим

$$\dot{m} = \lambda_r \frac{T_1 - T_S}{c_T \left( T_S - T_H - \frac{Q_S}{c_T} \right) X_1}. \quad (4.6)$$

Массовая скорость разложения твердой фазы определяется температурой поверхности  $T_S$ :

$$\dot{m}_S = \rho_T u = k_S e^{-\frac{E}{2RT_S}},$$

- $\rho_T$  — плотность топлива;
- $u$  — линейная скорость горения;
- $k_S$  — химическая константа;
- $E$  — энергия активации;
- $R$  — газовая постоянная.

Как показывает анализ точного решения этой задачи, при изменении давления в широких пределах величина  $T_s$  меняется мало. Так, по данным В. Н. Вилюнова [5], для одного из топлив при изменении давления от 10 до 70 кг/см<sup>2</sup> скорость горения возрастает в 3,5 раза, при этом  $T_s$  изменяется от 808 до 924° К, т. е. всего на 14%. Такая высокая чувствительность скорости газообразования к изменению температуры поверхности объясняется расположением рабочей точки процесса на крутом участке S-образной кривой рассмотренной зависимости. Практически скорость газообразования лимитируется не кинетикой химических реакций, а подводом тепла к поверхности горения. Это позволяет в уравнении теплового баланса для приближенного решения полагать температуру  $T_s$  постоянной, приняв ее средним значением для интересующего нас диапазона давлений. После этого в выражении (4.6) все величины, за исключением  $X_1$ , можно рассматривать как физико-химические константы топлива. Обозначая составляемый ими комплекс через  $F(T)$ , получим

$$\dot{m} = \frac{F(T)}{X_1}. \quad (4.7)$$

Для зоны газификации характерны окислительные процессы, протекающие за счет восстановления  $\text{NO}_2$  до  $\text{NO}$ . В результате реакций в зоне газификации образуется газовая смесь, содержащая горючие компоненты  $\text{CO}$  и  $\text{H}_2$ , и большие количества окиси азота.

Ширину зоны газификации можно определить как

$$X_1 = v\tau, \quad (4.8)$$

где  $v = \frac{\dot{m}}{\rho_r}$  — скорость движения образовавшихся газов по нормали от поверхности горения;  
 $\rho_r$  — плотность газов;  
 $\tau$  — время завершения химической реакции, являющейся для зоны газификации определяющей.

$$\tau = \frac{c_{A_1} - c_{A_S}}{\left(\frac{dc_A}{dt}\right)_{\text{ср}}}, \quad (4.9)$$

где  $c_{A_1}$  и  $c_{A_S}$  — концентрации образующегося в ходе реакции вещества  $A$  из вещества  $D$  на границах зоны  $S-1$ ;  $\left(\frac{dc_A}{dt}\right)_{\text{ср}}$  — средняя скорость химической реакции.

Согласно законам химической кинетики скорость реакции первого порядка, в элементарном акте которой принимает участие одна молекула, равна

$$\frac{dc_A}{dt} = K_1 c_D e^{-\frac{E}{RT}}. \quad (4.10)$$

Скорость реакции второго порядка, элементарный акт которой требует встречи двух молекул вещества  $D$ , равна

$$\frac{dc_A}{dt} = K_2 c_D^2 e^{-\frac{E}{RT}}. \quad (4.11)$$

Здесь  $K_1$  и  $K_2$  — химические константы.

Концентрации реагирующих веществ можно выразить как произведение относительной концентрации  $n$  на плотность газов. Тогда для реакции первого порядка:

$$\frac{dc_A}{dt} = \rho_r \frac{dn_A}{dt} = K_1 n_D \rho_r e^{-\frac{E}{RT}} = K_1 (1 - n_A) \rho_r e^{-\frac{E}{RT}}; \quad (4.12)$$

$$\tau = \frac{n_{A_1} - n_{A_S}}{\left[ K_1 (1 - n_A) e^{-\frac{E}{RT}} \right]_{\text{cp}}}. \quad (4.13)$$

Поскольку во всех случаях независимо от давления величина  $n_A$  меняется в пределах  $n_{A_S}$  и  $n_{A_1}$ , а температура  $T$  в пределах  $T_s$  и  $T_1$ , время  $\tau$  не зависит от давления, т. е.  $\tau(n, T) = \text{const}$ . При этом

$$X_1 = \frac{\dot{m}}{\rho_r} \tau(n, T). \quad (4.14)$$

Подставляя выражение (4.14) в выражение (4.7), получим

$$\dot{m}^2 = \frac{F(T)}{\tau(n, T)} \rho_r. \quad (4.15)$$

Поскольку  $\rho_r = \frac{p}{RT}$  в случае, когда для зоны газификации определяющей является реакция первого порядка, получаем

$$\dot{m} = \Phi_1(T, n) p^{0.5}, \quad (4.16)$$

где  $\Phi_1(T, n)$  — комплекс, определяемый физико-химическими характеристиками топлива.

Для реакции второго порядка

$$\frac{dc_A}{dt} = \rho_r \frac{dn_A}{dt} = K_2 n_D^2 \rho_r^2 e^{-\frac{E}{RT}} = K_2 (1 - n_A)^2 \rho_r^2 e^{-\frac{E}{RT}}, \quad (4.17)$$

откуда

$$\tau = \frac{n_{A_1} - n_{A_S}}{\left( K_2 n_D^2 e^{-\frac{E}{RT}} \right)_{\text{cp}} \rho_r} = \frac{n_{A_1} - n_{A_S}}{\left[ K_2 (1 - n_A)^2 e^{-\frac{E}{RT}} \right]_{\text{cp}}} \frac{1}{\rho_r}; \quad (4.18)$$

$$X = \frac{\dot{m}}{\rho_r} \tau(n, T). \quad (4.19)$$



Подставляя выражение (4.19) в выражение (4.7) и решая поочередно относительно  $m$  и  $X_1$ , получим:

$$\dot{m} = \Phi_2(T, n) p; \quad (4.20)$$

$$X_1 = \frac{\theta(T, n)}{p}. \quad (4.21)$$

Итак, в обоих случаях увеличение давления приводит к сокращению ширины зоны газификации, а это в свою очередь приводит к увеличению подвода тепла к поверхности горения из газовой фазы. Ввиду сложности химических процессов, протекающих в зоне газификации, весьма затруднительно выделить определяющую реакцию. Порядок определяющей реакции устанавливается соотношением скоростей протекающих реакций различных порядков, что в общем случае и приводит к зависимости

$$\dot{m} = \Phi(T, n) p^\nu.$$

Исходное уравнение (4.6) может быть использовано для определения скорости горения смесового топлива. При нагреве поверхностных слоев смесового топлива происходит термическое разложение минерального окислителя и связующего вещества. Зона, прилегающая к поверхности, заполнена направленными от поверхности потоками продуктов распада горючего и окислителя. При смешении газообразных компонентов начинаются процессы горения. Эти процессы завершаются на удалении от поверхности  $X_1 = 50\text{--}100 \text{ мк}$  [17]. Зону, в которой происходят процессы смешения и горения, называют зоной гранулярно-диффузионного горения. В пределах зоны горения температура газов непрерывно возрастает. За ее пределами устанавливается постоянная температура, равная  $T_0$ . Введем среднюю эффективную температуру поверхности горения  $\bar{T}_S$ . Тогда согласно схеме (рис. 4.2)

$$\dot{m} = \lambda_r \frac{T_0 - \bar{T}_S}{c_T \left( \bar{T}_S - T_w - \frac{Q_S}{c_T} \right) X_1}. \quad (4.22)$$

При горении смесового топлива возможны два предельных случая. При очень низком давлении скорость процесса будет определяться скоростью реакции горения в газовой фазе (кинетическое горение). При высоких давлениях, когда скорость химической реакции велика, скорость процесса будет определяться перемешиванием газообразных компонентов, что соответствует диффузионному горению.

Для первого случая вывод зависимости совпадает с выводом для баллиститного топлива. Поскольку при горении смесового топлива в газовой фазе преобладают бимолекулярные реакции, для этого случая справедливы формулы (4.19) и (4.20).

Рассмотрим второй случай (диффузионное горение). При разложении частиц окислителя в газовой фазе образуются скопления продуктов разложения размером

$$d \approx \sqrt[3]{\frac{m_{\text{ок}}}{\rho_r}}, \quad (4.23)$$

где  $m_{\text{ок}}$  — масса частицы окислителя.

Время существования такого скопления можно полагать пропорциональным площади поперечного сечения частицы и обратно

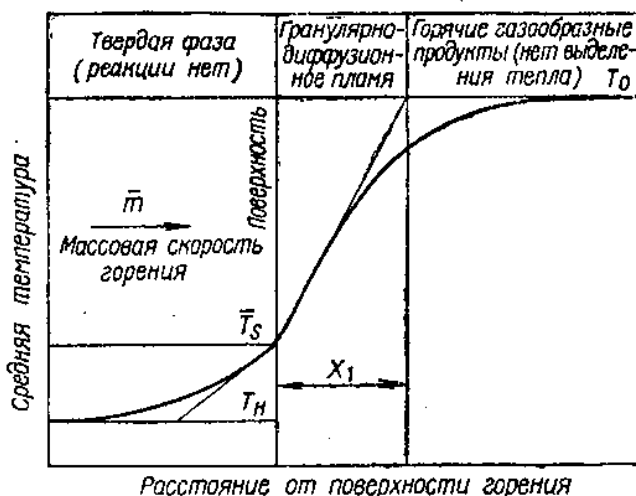


Рис. 4.2. Схема горения смешанного топлива

пропорциональным коэффициенту диффузии  $D$ , который характеризует интенсивность молекулярной диффузии двух газообразных компонентов

$$\tau \sim \frac{d^2}{D}.$$

Если пренебречь временем химической реакции и полагать, что скорость горения определяется только временем на перемешивание компонентов, расстояние  $X_1$  определится как

$$X_{1D} \approx \frac{d^2}{D} \frac{\dot{m}}{\rho_r}. \quad (4.24)$$

Подставив значение  $d$  из выражения (4.23), получим

$$X_{1D} \approx \frac{m_{\text{ок}}^{2/3} \dot{m}}{\rho_r^{1/3} D}. \quad (4.25)$$

Подставляя выражение (4.25) в выражение (4.22) и решая уравнение относительно  $X_{1D}$ , получим

$$X_{1D} = \frac{m_{\text{ок}}^{1/2} \lambda_r^{1/2} (T_0 - \bar{T}_S)^{1/2}}{\rho_r^{1/2} D^{1/2} c_T^{1/2} \left( \bar{T}_S - T_w - \frac{Q_S}{c_T} \right)^{1/2}}. \quad (4.26)$$

Поскольку

$$\rho \approx \rho, \quad D \approx \frac{1}{p},$$

то

$$X_{1D} = \frac{\theta_0(T) m_{\text{ок}}^{1/2}}{p^{1/2}}. \quad (4.27)$$

Подставляя выражение (4.27) в выражение (4.22), получим

$$m = \lambda_r \frac{(T_0 - \bar{T}_S) p^{1/2}}{c_T \left( \bar{T}_S - T_w - \frac{Q_S}{c_T} \right) \theta_D(T) m_{\text{ок}}^{1/2}}, \quad (4.28)$$

или

$$\dot{m} = \frac{\Phi_D(T) p^{1/2}}{m_{\text{ок}}^{1/2}}. \quad (4.29)$$

В общем случае в широком диапазоне давлений, а также при частичном перемешивании компонентов на поверхности горения скорость горения смесового топлива представляет суммарный эффект диффузионного и кинетического горения. Толщину зоны горения при этом можно выразить как

$$X_1 = Z_1 X_{1K} + Z_2 X_{1D}, \quad (4.30)$$

где  $Z_1$  и  $Z_2$  — коэффициенты, выражающие долю участия каждого из видов горения.

Подставляя значения  $X_{1K}$  и  $X_{1D}$  из выражений (4.21) и (4.27), получим

$$X_1 = Z_1 \frac{\theta_K(T, n)}{p} + Z_2 \frac{\theta_D(T) m_{\text{ок}}^{1/2}}{p^{1/2}}. \quad (4.31)$$

Подставляя выражение (4.31) в выражение (4.22) и решая относительно линейной скорости горения, получим

$$\frac{1}{u} = \rho_T \cdot \frac{c_T \left( \bar{T}_S - T_w - \frac{Q_S}{c_T} \right)}{\lambda_r (T_0 - \bar{T}_S)} \left[ Z_1 \frac{\theta_K(T, n)}{p} + Z_2 \frac{\theta_D(T)}{p^{1/2}} m_{\text{ок}}^{1/2} \right],$$

или в общем виде

$$\frac{1}{u} = \frac{a}{p} + \frac{b}{p^{1/2}}. \quad (4.32)$$

Отсюда

$$u = \frac{p}{a + bp^{2/3}} \quad (4.33)$$

Здесь коэффициент  $a$  играет роль параметра времени реакции, а коэффициент  $b$  — параметра времени диффузии. Для заданной композиции топлива с ростом температуры горения (увеличение содержания окислителя) коэффициент  $a$  уменьшается. Величина коэффициента  $b$  снижается с уменьшением размеров частиц. В табл. 4.1 приведены экспериментальные значения этих коэффициентов для топлива на основе перхлората аммония и каучука Р-13 [6].

Как показывают отдельные эксперименты [6], формула (4.33) хорошо описывает зависимость скорости горения от давления в диапазоне от 1 до 100 кг/см<sup>2</sup>, в то время как степенной и линейный законы совпадают с экспериментальной кривой только на отдельных участках.

Таблица 4.1

Содержание окислителя, %	75	75	80	80
Средний размер частиц окислителя, мк:	120	16	120	16
$a$	9,9	10,8	4,35	6,6
$b$	6,25	3,2	4,5	2,7

При указанных в таблице значениях  $a$  и  $b$  скорость горения по формуле (4.33) выражается в  $\frac{см}{сек}$ , если давление выражается в  $\frac{кг}{см^2}$ .

При этом указанные в табл. 4.1 значения  $a$  необходимо умножить на  $10^6$ , а значения  $b$  — на  $2,16 \cdot 10^3$ .

В дальнейшем при решении задач внутренней баллистики мы будем придерживаться технической системы (кг, м, сек).

#### § 4.2. ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ГАЗОВОГО ПОТОКА НА СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ ТОПЛИВА

При обтекании поверхности заряда газовым потоком с большой скоростью увеличивается скорость горения топлива. Это явление наблюдается при горении длинных зарядов в двигателях с небольшой площадью прохода для газов. Эффект повышения скорости горения заряда при больших скоростях омывающего его потока газов в литературе часто называют эрозионным горением. Такой термин нельзя признать удачным, поскольку воздействие газового потока на интенсивность газификации твердого топлива

носит в основном тепловой характер. Экспериментальное определение увеличения скорости горения проводилось по двум направлениям. Первое из них связано со сжиганием небольших плоских образцов (таблеток) топлив, которые вводятся на специальной оправке в газовый поток с известными газодинамическими параметрами [7]. Второе направление основано на сжигании зарядов в модельных двигателях с прерыванием горения.

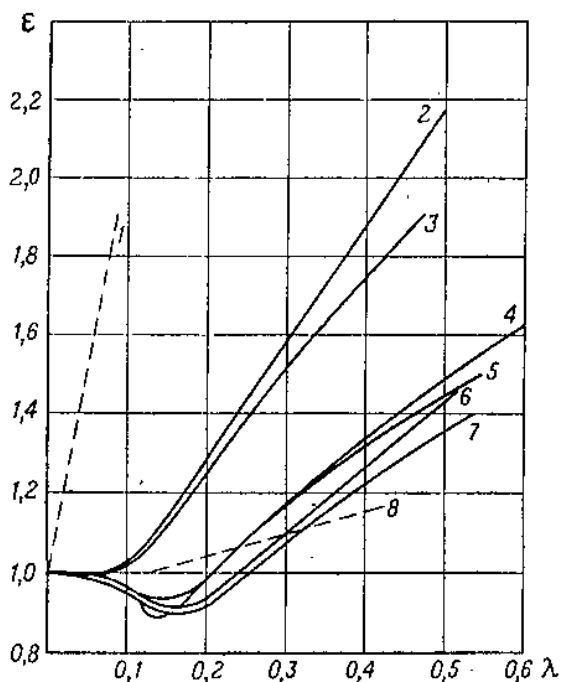


Рис. 4.3. Зависимость скорости горения твердого топлива от скорости потока газов вдоль поверхности горения

Производя обмеры топливных шашек, погашенных в различные моменты времени, можно установить, как меняется скорость горения топлива с изменением проходных сечений камеры. В свою очередь величина проходных сечений камеры совместно с давлением, записанным на осциллограмме, определяет скорость газового потока в различных сечениях по длине заряда и в различные моменты времени. Обмеры погашенных зарядов показывают, что скорость горения топлива возрастает по длине заряда по направлению к соплу, т. е. топливные шашки обгорают по длине неравномерно.

На рис. 4.3 приведены результаты экспериментов в двигателе с прерыванием горения для серии баллиститных и смесевых топлив при  $p = 67 \text{ кг/см}^2$  [8]. По оси ординат отложено отношение скорости горения топлива при рассматриваемой скорости газового потока к скорости горения при отсутствии обтекания:

$$\epsilon = \frac{u_v}{u_0}$$

По оси абсцисс отложены средние по длине модельной камеры значения безразмерной скорости газового потока  $\lambda$ . При этом кривые 1 и 8 — смесевые топлива  $u = 0,24$  и  $2,18 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ , кривые 2—7 — баллиститные топлива  $u = 0,81; 0,86; 1,17; 1,20; 1,23; 1,29$  соответ-

ственно. Из графика следует, что повышение скорости горения наблюдается, начиная с некоторой пороговой скорости потока  $\lambda_{пр}$ . Для скоростей  $\lambda > \lambda_{пр}$  скорость горения изменяется в первом приближении линейно, что позволяет экспериментальную зависимость представить в виде

$$\epsilon = 1 + k_\lambda (\lambda - \lambda_{пр}), \quad (4.34)$$

или

$$\epsilon = 1 + k_v (v - v_{пр}). \quad (4.35)$$

Согласно литературным данным [8], [9] величина коэффициентов  $k_v$  и  $k_\lambda$ , называемых коэффициентами эрозии, изменяется обратно пропорционально скорости горения топлива в спокойной среде. Значение этих коэффициентов больше для топлив с низкой температурой горения и мало для топлив, имеющих высокую температуру пламени. Разрозненные данные, полученные при различных давлениях, указывают на то, что величина  $k_v$  снижается с увеличением давления в двигателе. Согласно имеющимся данным величина  $k_v$  практически не зависит от начальной температуры заряда.

Для баллиститного топлива типа JPN  $v_{пр} = 180$  м/сек, а величина  $k_v$  в диапазоне  $v = 200 - 400$  м/сек может быть принята равной  $0,0022$  сек/м [9].

Для большинства смесевых топлив, характеризующихся по сравнению с баллиститными более высокими температурами пламени и скоростями горения, эрозионный эффект проявляется значительно слабее.

Поскольку скорость потока при заданном отношении  $\frac{S_0}{F_{кр}}$  однозначно определяется параметром проф. Ю. А. Победоносцева  $x = \frac{S_0}{F_{кр}}$ , отношение  $\epsilon$  можно выразить в функции от этого параметра. Для определения  $\epsilon = \varphi(x)$  для баллиститных топлив с калорийностью  $Q_{ж} = 800 - 900$  ккал/кг Я. М. Шапиро была предложена зависимость

$$\varphi(x) = 1 + 3,2 \cdot 10^{-3} (x - 100). \quad (4.36)$$

Эта формула справедлива при  $x \geq 100$ . При меньших значениях  $x$  следует принимать  $\varphi(x) = 1$ . Известны эмпирические формулы, позволяющие определить значение  $\epsilon$  для любого сечения заряда в зависимости от величины местной скорости  $v$ .

Возможности современной вычислительной техники допускают разработку таких методов расчета внутрикамерных процессов в РДТТ, которые позволяют учитывать пространственное изменение отдельных параметров. В этом случае зависимости для определения локального изменения скорости горения приобретают практический интерес.

В общем случае при определении осредненных по камере баллистических параметров необходимо пользоваться зависимостями типа (4.35) и (4.36), выражающими интегральный эффект изменения скорости горения по длине заряда.

Рассмотрим причины эрозионного горения.

Изложенная выше схема горения твердого топлива сохраняется и для условий обтекания поверхности заряда газовым потоком до тех пор, пока пограничные зоны — зона газификации (баллиститное топливо) и зона гранулярно-диффузионного горения (смесевое топливо) — находятся за пределами турбулентного ядра потока. При этом распределение температуры вблизи поверхности заряда остается неизменным, а следовательно, не меняется и тепловой поток, направленный к поверхности горения. При некотором значении увеличивающейся скорости потока границы турбулентного течения переместятся в глубь указанных зон. Турбулентный перенос тепла и реагирующих компонентов характеризуется более высокой интенсивностью по сравнению с тепло-массообменом, который осуществляется в пограничных зонах посредством молекулярной диффузии и теплопроводности газов. Поэтому в первом приближении можно полагать, что на границе турбулентного течения будут завершаться все процессы химического взаимодействия и смешения, свойственные пограничным зонам. При этом в случае баллиститного топлива на границе турбулентного течения должна устанавливаться температура подготавливающей зоны  $T_1$ , в случае смесевого топлива — температура пламени  $T_0$ .

Итак, воздействие газового потока на скорость горения топлива проявляется в сокращении глубины зоны  $X_1$ , которая при заданной разности температур  $T_1 - T_s$  (баллиститное топливо) либо  $T_0 - \bar{T}_s$  (смесевое топливо) определяет величину температурного градиента у поверхности заряда, а следовательно, и величину подводимого к топливу теплового потока.

Эрозионный режим имеет место в двигателях с высокими значениями параметра заряжания  $\chi$  на начальной стадии горения заряда до тех пор, пока проходные сечения камеры малы. По мере выгорания заряда происходит быстрое падение скорости газового потока и эрозионный эффект исчезает. Диаграмма давления в этих случаях носит депрессивный характер. Расчетное давление определяется высотой взрыва, сопровождающего эрозионное горение, в результате чего двигатели получаются тяжелыми. Во избежание этого необходимо ограничивать скорость газового потока в камере, не допуская значительного превышения порогового значения скорости. Для заряда с постоянной по всей его длине площадью свободного прохода снижение скорости газового потока в сечении, обращенном к соплу, неизбежно связано с уменьшением плотности заряжания двигателя. Оптимальное решение состоит в создании заряда со свободным сечением, увеличи-

вающимся в направлении сопла. Одним из вариантов решения является ступенчатый заряд, состоящий из нескольких размещенных по длине камеры зарядов с одинаковой толщиной горящего свода, но с площадями свободного прохода, ступенями, возрастающими по направлению к соплу. При изготовлении зарядов из смесевых топлив возможно образование канала с непрерывным возрастанием сечения от головной части к сопловой с помощью пуансона специальной формы.

### § 4.3. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ РДТТ.

Будем исходить из общей зависимости для горячей поверхности топлива

$$S = S_0 \sigma(\psi),$$

где  $\psi$  — относительная доля сгоревшего топлива;

$\sigma$  — функция, зависящая от формы заряда твердого топлива.

Скорость сгорания твердого топлива при нормальной его температуре будем определять из выражения

$$u = f(p) \varphi(x),$$

где для одночленного степенного закона  $f(p) = u_0 p^v$ , для линейного закона  $f(p) = A + Bp$  и для универсального закона горения  $f(p) = \frac{p}{a + bp^{2/3}}$ .

Функцию  $\varphi(x)$ , характеризующую влияние скорости потока газов на скорость горения топлива, будем определять в зависимости от параметра Победоносцева:

$$x = \frac{S - S_T}{F_{св}}. \quad (4.37)$$

Так как параметр  $x$  является функцией  $\psi$ , то можно написать зависимость для скорости горения в виде

$$u = f(p) \varphi(\psi).$$

Выражение для секундного расхода газов напишем в виде

$$G = \frac{\varphi A F_{кр} p}{V \chi f_p}. \quad (4.38)$$

Мы опускаем индекс 0 и пишем  $p$  вместо  $p_0$ , так как в дальнейшем мы будем рассматривать только давление в камере. Параметр  $\chi$  определяет изменение температуры газов в камере за счет тепловых потерь. Этот параметр изменяется в функции  $\psi$  примерно по гиперболической зависимости (см. § 6.3)

$$\chi = 1 - \frac{a}{1 + b\psi}. \quad (4.39)$$



Выражение для секундного прихода газов можно написать в виде

$$\omega \frac{d\psi}{dt} = \delta S_0 \sigma(\psi) f(p) \varphi(x), \quad (4.40)$$

где  $\delta$  — плотность топлива.

Для секундного расхода газов имеем

$$\omega \frac{d\eta}{dt} = \frac{\varphi A F_{кр} p}{V \chi f_p}, \quad (4.41)$$

где  $\eta$  — относительная доля газов, вытекших к моменту времени  $t$ .

Весовое количество газов, находящееся в камере в рассматриваемый момент времени, определится из выражения

$$\omega(\psi - \eta + \gamma),$$

где  $\gamma\omega$  — весовое количество газов воспламенителя, которое останется в камере к моменту воспламенения всей его поверхности.

Для произвольного момента времени свободный объем в камере равен начальному свободному объему  $(W_{кам} - \frac{\omega}{\delta})$  плюс объем  $\frac{\omega\psi}{\delta}$ , освободившийся от сгоревшей части заряда, минус коловолу  $\alpha$  оставшихся газов.

Уравнение состояния газа принимает вид

$$p = \frac{\chi f_p \omega (\psi - \eta + \gamma)}{W_{кам} - \frac{\omega}{\delta} (1 - \psi) - \alpha \omega (\psi - \eta + \gamma)}.$$

Заменяя  $\frac{\omega}{W_{кам}} = \Delta$ , где  $\Delta$  — плотность заряжения, получим

$$p = \frac{\chi f_p \delta (\psi - \eta + \gamma)}{\frac{\delta}{\Delta} - 1 + \psi + \alpha \delta (\psi - \eta + \gamma)}. \quad (4.42)$$

Интегрирование уравнений прихода и расхода газов (4.40) и (4.41) совместно с уравнением состояния (4.42) позволяет определить  $\psi$ ,  $\eta$  и  $p$  и получить кривую давления в функции времени горения  $p(t)$ .

Величина  $\gamma$  может быть определена из уравнения состояния для начального момента

$$p_0 \left( W_{кам} - \frac{\omega}{\delta} \right) = \chi f'_0 \gamma \omega,$$

где  $p_0$  — начальное давление в момент воспламенения заряда основного топлива;

$f'$  — сила топлива заряда воспламенителя.

В общем случае уравнения (4.40), (4.41) не интегрируются аналитически и получение кривой давления требует применения метода численного интегрирования с использованием вычислительных машин.

#### § 4.4. РЕШЕНИЕ ОСНОВНОЙ ЗАДАЧИ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ РДТТ ПРИ ПОСТОЯННЫХ ПАРАМЕТРАХ $\sigma(\psi)$ , $\varphi(x)$ и $\chi(\psi)$

Рассмотрим случай, когда за данный промежуток времени размеры заряда топлива и условия теплопередачи изменятся незначительно и таким образом, что функции  $\sigma(\psi)$ ,  $\varphi(x)$  и  $\chi(\psi)$  могут быть заменены их средними значениями, которые мы в дальнейшем будем для краткости обозначать  $\bar{\sigma}$ ,  $\bar{\varphi}$ ,  $\bar{\chi}$ .

Перепишем уравнения (4.40) — (4.42) в следующем виде:

$$\dot{\psi} = \frac{\delta S_{\sigma} \bar{\sigma} \bar{\varphi}}{\omega} f(p); \quad (4.43)$$

$$\dot{\eta} = \frac{\bar{\varphi} A F_{кр} p}{\omega \sqrt{\bar{\chi} f_p}}; \quad (4.44)$$

$$p = \frac{\bar{\chi} f_p \delta (\psi - \eta + \gamma)}{\frac{\delta}{\Delta} - 1 + \psi - \alpha \delta (\psi - \eta + \gamma)}. \quad (4.45)$$

Обозначим

$$\begin{aligned} x &= \frac{\delta}{\Delta} - 1 + \psi = x_0 + \psi; \\ y &= \psi - \eta + \gamma, \end{aligned} \quad (4.46)$$

где  $x_0 = \frac{\delta}{\Delta} - 1$ .

Тогда

$$p = \frac{\bar{\chi} f_p \delta y}{x \left( 1 - \alpha \frac{\delta y}{x} \right)}.$$

Оценим слагаемое  $\alpha \delta \frac{y}{x} \approx \alpha \frac{p}{\bar{\chi} f_p}$ .

Полагая  $p = 100 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2} = 10^6 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2}$ ,  $\alpha = 10^{-3} \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$ ,  $\bar{\chi} f_p = 75000 \text{ м}$ , получим  $\frac{\alpha p}{\bar{\chi} f_p} \approx 0,013$ ,

что составляет примерно 1%, поэтому в дальнейшем будем пренебрегать коволюмом газов. Уравнения (4.43) — (4.45) принимают вид:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= \frac{\delta S_0 \tilde{\sigma} \tilde{\varphi}}{\omega} f(p); \\ \dot{y} &= \dot{x} - \frac{\varphi A F_{кр} p}{\omega \sqrt{\tilde{\chi} f_p}}; \\ p &= \delta \tilde{\chi} f_p \frac{y}{x}, \end{aligned} \quad (4.47)$$

откуда получаем

$$\frac{dy}{dx} = 1 - N \frac{p}{f(p)}, \quad (4.48)$$

где

$$N = \frac{\varphi A F_{кр}}{\delta S_0 \tilde{\sigma} \tilde{\varphi} \sqrt{\tilde{\chi} f_p}}. \quad (4.49)$$

Дифференцируя выражение (4.47) по  $x$ , получим

$$y'_x = \frac{p_x x + p}{\delta \tilde{\chi} f_p}.$$

Подставляя в выражение (4.48) и отделяя переменные, получим

$$\delta \tilde{\chi} f_p \frac{dx}{x} = \frac{dp}{1 - N \frac{p}{f(p)} - \frac{p}{\delta \tilde{\chi} f_p}}. \quad (4.50)$$

Оценим последнее слагаемое в знаменателе правой части. Полагая

$$p = 100 \frac{\kappa z}{\text{см}^2} = 10^8 \frac{\kappa z}{\text{м}^2}, \quad \tilde{\chi} f_p = 75000 \text{ м}, \quad \delta = 1600 \frac{\kappa z}{\text{м}^3},$$

получаем  $\frac{p}{\delta \tilde{\chi} f_p} = 0,0083$ , что составляет примерно 1% по отношению к единице. Пренебрегая этой величиной, получаем

$$\tilde{\chi} \delta f_p \frac{dx}{x} = \frac{dp}{1 - N \frac{p}{f(p)}}. \quad (4.51)$$

Интегрируя в соответствующих пределах, получим

$$\tilde{\chi} \delta f_p \ln \frac{x}{x_0} = \Phi(N, p) - \Phi(N, p_0), \quad (4.52)$$

где

$$\Phi(N, p) = \int_0^p \frac{dp}{1 - N \frac{p}{f(p)}}. \quad (4.53)$$

Таким образом, при указанных допущениях решение получается в общем виде для любого вида функции  $f(p)$ , выражающей зависимость скорости горения от давления.

Если функция  $\Phi(N, p)$  затабулирована, то, задаваясь значением  $p$ , можно из выражения (4.52) определить значение  $x$  и величину  $\psi$ :

$$\psi = x + 1 - \frac{W_{\text{квм}} \delta}{\omega} = x - x_0,$$

определяющую относительную величину сгоревшего заряда твердого топлива. Методика вычислений будет рассмотрена в § 4.7.

#### § 4.5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАКСИМАЛЬНОГО (ПРЕДЕЛЬНОГО) ДАВЛЕНИЯ

Для определения максимального давления необходимо приравнять нулю производную  $\frac{dp}{d\psi}$  или  $\frac{dp}{dx}$ .

Из выражения (4.51) имеем

$$\frac{dp}{dx} = \frac{1}{x} \left[ 1 - N \frac{p}{f(p)} \right] \delta \tilde{\chi} f_p.$$

Приравнивая  $\frac{dp}{dx}$  нулю и учитывая, что  $x$  конечная величина, изменяющаяся от  $x_0 = \frac{\delta}{\Delta} - 1$  до  $x_1 = \frac{\delta}{\Delta}$ , получим условие максимума давления из выражения

$$N \frac{p_{\text{max}}}{f(p_{\text{max}})} = 1, \quad (4.54)$$

которое необходимо решить относительно  $p_{\text{max}}$ .

Посмотрим, какому значению  $x$  или  $\psi$  отвечает  $p_{\text{max}}$ , определяемое из выражения (4.54). Если в выражение (4.52) для  $\ln \frac{x}{x_0}$  под знаком интеграла подставить значение  $p = p_{\text{max}}$  из выражения (4.54), то знаменатель обратится в нуль и подынтегральное выражение будет стремиться к бесконечности. При этом и сам интеграл, а следовательно, и  $\frac{x}{x_0}$  обратятся в бесконечность. Таким образом, полученное значение  $p_{\text{max}}$  отвечает  $x = \infty$  и мы по существу имеем не максимальное давление, а предельное давление  $p_{\text{пр}}$ , к которому действительное давление стремится асимптотически.

Для определения этого давления необходимо задаться видом функции  $f(p)$ .

При степенном законе изменения давления

$$f(p) = u_1 p^\nu$$

из выражения (4.54) получим

$$p_{\text{пр}} = \left( \frac{u_1}{N} \right)^{\frac{1}{1-\nu}}. \quad (4.55)$$

При линейном законе горения

$$f(p) = A + Bp$$

получим

$$p_{\text{пр}} = \frac{A}{N - B}. \quad (4.56)$$

А при законе

$$f(p) = \frac{p}{a + bp^{3/2}}$$

имеем

$$p_{\text{пр}} = \left( \frac{1 - aN}{bN} \right)^{2/3}. \quad (4.57)$$

Заметим, что формула (4.54) может быть выведена из простых физических предпосылок, если полагать равенство прихода газов расходу.

Действительно, в этом случае, приравнивая выражения (4.43) и (4.44), получим

$$\begin{aligned} \delta S_0 \tilde{\sigma} \tilde{\varphi} f(p) &= \frac{\varphi A F_{\text{кр}} p}{\sqrt{\tilde{\chi} f_p}}; \\ \frac{p}{f(p)} &= \frac{\delta S_0 \tilde{\sigma} \tilde{\varphi} \sqrt{\tilde{\chi} f_p}}{\varphi A F_{\text{кр}}} = \frac{1}{N}, \end{aligned}$$

откуда получаем выражение (4.54) так же, как и формулы (4.55) — (4.57).

**Пример 1.**

Определим предельное давление в камере стартового двигателя при следующих характеристиках заряжания. Заряд состоит из семи цилиндрических небронированных шашек баллистического топлива.

Размеры шашки (в см):

$$D = 5,6; \quad d = 1,1; \quad L = 77,5.$$

Диаметр критического сечения  $d_{\text{кр}} = 5,6$  см. При этом  $F_{\text{кр}} = 24,8$  см<sup>2</sup>.

Плотность топлива  $\delta = 1,6 \frac{\text{кг}}{\text{дм}^3} = 1600 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ .

Начальная поверхность заряда определяется из выражений:

$$S_{60} = 7\pi (D + d) L = 11400 \text{ см}^2;$$

$$S_{T0} = 7 \frac{\pi}{4} (D^2 - d^2) = 166 \text{ см}^2;$$

$$S_0 = S_{60} + 2S_{T0} = 11730 \text{ см}^2.$$

Начальный объем заряда определяется из выражения

$$W_0 = S_{T0} L = 1,66 \cdot 7,75 = 12,9 \text{ л.}$$

Вес топлива

$$\omega = \delta W_0 = 1,6 \cdot 12,9 = 20,6 \text{ кг.}$$

Характеристика прогрессивности  $\sigma(\psi)$  определяется из выражения

$$\sigma = 1 - 2\beta\psi, \quad (4.58)$$

где

$$\beta = \frac{D-d}{2L} = 0,029.$$

При этом

$$S = S_0 \sigma(\psi).$$

Изменение площади торца определяется из выражения

$$S_T = S_{T0} \sigma_T(\psi) = S_{T0} (1 - \psi) (1 + \beta\psi). \quad (4.59)$$

Параметр  $\chi$  Победоносцева определяется из выражения

$$\chi = \frac{S - S_T}{F_{св}} = \frac{S - S_T}{F_{кам} - S_T}. \quad (4.60)$$

Внутренний диаметр камеры  $D_{кам} = 17,5 \text{ см}$ , при этом  $F_{кам} = 240 \text{ см}^2$ .

Параметр  $\varphi(\chi)$  будем определять из выражения

$$\varphi(\chi) = 1 + 3,2 \cdot 10^{-3} (\chi - 100).$$

Коэффициент тепловых потерь будем определять из выражения (4.39)

$$\chi(\psi) = 1 - \frac{0,16}{1 + 2\psi}. \quad (4.61)$$

Сила топлива  $f_p = 85000 \text{ м}$ .

Показатель адиабаты для продуктов горения  $k = 1,25$ .

Зависимость скорости горения от давления определяется выражением

$$u = f(p) = \frac{p}{a + bp^{2/3}},$$

где

$$a = 7 \cdot 10^7; \quad b = 3,25 \cdot 10^3.$$

При этом  $u$  выражается в  $\frac{\text{м}}{\text{сек}}$  и  $p$  в  $\frac{\text{кг}}{\text{м}^2}$ .

Параметр  $N$ , характеризующий давление в камере, определяется из выражения (4.49)

$$N = \frac{\varphi A F_{кр}}{\delta S_0 \sigma(\psi) \varphi(\chi) \sqrt{\chi} f_p} = \frac{N_0}{B(\psi)},$$

где

$$B(\psi) = \sigma(\psi) \varphi(\chi) \sqrt{\chi}.$$

При этом для показателя адиабаты  $k=1,25$  по табл. 3.1 находим  $A=2,06$ .  
 Коэффициент расхода  $\varphi$  примем равным 0,98.  
 При этом получим

$$N_0 = \frac{0,98 \cdot 2,06 \cdot 24,8}{1600 \cdot 11730 \sqrt{85000}} = 0,916 \cdot 10^{-8}$$

Значения  $B(\varphi)$ , вычисленные по формулам (4.58)–(4.61), приведены в табл. 4.2.

Таблица 4.2

$\varphi$	$\sigma(\varphi)$	$\cdot S_T$	$x$	$\varphi(x)$	$\lambda$	$B(\varphi)$
0	1,00	166	156	1,172	0,840	1,075
0,01	0,999	164	152	1,167	0,843	1,070
0,02	0,999	163	150	1,160	0,846	1,063
0,03	0,998	161	146	1,147	0,849	1,053
0,04	0,998	159	143	1,138	0,852	1,046
0,05	0,997	158	141	1,131	0,855	1,042
0,10	0,994	150	127	1,087	0,867	1,005
0,20	0,998	134	108	1,025	0,886	0,951
0,40	0,977	101	82	1	0,911	0,932
0,60	0,965	67	65	1	0,927	0,930
0,80	0,953	34	55	1	0,938	0,925
1,00	0,942	0	46	1	0,947	0,917

Для двигателей рассматриваемого типа подъем кривой давления происходит для значений  $\varphi$  в пределах 0–0,10.

Поэтому для приближенного определения наибольшего давления примем значения  $\varphi_{ср} = 0,05$ .

При этом

$$N_{ср} = \frac{0,916 \cdot 10^{-8}}{1,042} = 0,879 \cdot 10^{-8}$$

$$p_{пр} = \left( \frac{1 - aN}{bN} \right)^{3/2} = \left( \frac{1 - 0,879 \cdot 10^{-8} \cdot 7 \cdot 10^7}{0,879 \cdot 10^{-8} \cdot 3,25 \cdot 10^3} \right)^{3/2} = 157 \cdot 10^4 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2},$$

или

$$p_{пр} = 157 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}.$$

Характер подъема кривой давления будет рассмотрен в дальнейшем.

В табл. 4.3 даны значения  $p_{др}(\varphi)$ , вычисленные, исходя из значений  $B(\varphi)$ , приведенных в табл. 4.2.

Таблица 4.3

$\varphi$	0	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,07	0,10	0,20	0,50	0,80	1,00
$p_{пр}, \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$	176	175	169	162	158	157	153	136	114	96	92	91

### Пример 2.

Определим предельное давление в камере двигателя баллистической ракеты.

Заряд состоит из бронированной снаружи цилиндрической шашки смешанного топлива с внутренним каналом и с продольными прорезями (шелевой заряд). Результаты расчетов характеристики прогрессивности приведены в § 2.3.

Дополнительные данные:

$$\delta = 1750 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}; \quad f_p = 90\,000 \text{ м}; \quad k = 1,25;$$

$$D_{\text{кам}} = 0,814 \text{ м}; \quad d_{\text{кр}} = 0,195 \text{ м}; \quad F_{\text{кр}} = 0,0299 \text{ м}^2.$$

Зависимость скорости горения от давления будем определять по формуле (4.33) при значениях  $a = 1,05 \cdot 10^7$ ;  $b = 1,3 \cdot 10^4$ . Так как стенки камеры изолированы от потока, то коэффициент  $\chi$  тепловых потерь в данном случае меньше, чем в камере стартового двигателя. Примем для него выражение

$$\chi(\psi) = 1 - \frac{0,05}{1 + 1,5\psi}.$$

Параметр  $\varphi(\chi)$  будем определять из зависимости

$$\varphi(\chi) = 1 + 3,2 \cdot 10^{-3} (\chi - 100).$$

Значения  $\chi$ ,  $\varphi(\chi)$ ,  $\chi$  и  $B(\psi)$  приведены в табл. (4.4).

Таблица 4.4

$\psi$	0	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,10	0,20	0,50	0,80	1,00
$\chi$	148	135	126	118	113	105	80	48	28	12	0
$\varphi(\chi)$	1,153	1,112	1,083	1,058	1,042	1,016	1	1	1	1	1
$\chi$	0,950	0,951	0,952	0,952	0,953	0,954	0,957	0,962	0,971	0,976	0,986
$B(\psi)$	1,125	1,100	1,075	1,058	1,042	1,030	1,012	1,018	1,047	1,035	0,960

Параметр заряжания  $N$  определим из выражения

$$N = \frac{N_0}{B(\psi)},$$

где

$$N_0 = \frac{\varphi A F_{\text{кр}}}{\delta S_0 \sqrt{\chi_p}} = \frac{0,98 \cdot 2,06 \cdot 0,0299}{1750 \cdot 10,33 \sqrt{90000}} = 1,113 \cdot 10^{-8}.$$

$$N = \frac{1,113}{B(\psi)} \cdot 10^{-8}.$$

Из табл. 4.4 видно, что минимальное значение  $B(\psi) = 1,012$  отвечает  $\psi = 0,10$ . Этому значению  $B(\psi)$  отвечает минимум  $p_{\text{пр}}$ , который мы определим, учитывая

$$N_{\psi=0,10} = \frac{1,113}{1,012} \cdot 10^{-8} = 1,10 \cdot 10^{-8};$$

тогда 
$$p_{\text{пр}} = \left( \frac{1 - aN}{bN} \right)^{5/2} = \left( \frac{1 - 1,10 \cdot 10^{-8} \cdot 1,05 \cdot 10^7}{1,10 \cdot 10^{-8} \cdot 1,3 \cdot 10^4} \right)^{5/2} = 48,5 \cdot 10^4 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2};$$

$$p_{\text{пр}} = 48,5 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2} \approx 48 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}.$$



$\phi$	0,02	0,05	0,10	0,30	0,50	0,75	1,00
$p_{гр}$	54	50	48	50	52	51	44

#### § 4.6. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ $p_{max}$ К ПАРАМЕТРУ ЗАРЯЖАНИЯ. УСТОЙЧИВОСТЬ ДАВЛЕНИЯ

Напишем выражение для наибольшего давления при степенном законе горения

$$p_{max} = \left( \frac{u_1}{N} \right)^{\frac{1}{1-\nu}}. \quad (4.62)$$

Рассмотрим изменение  $p_{max}$  при небольшом изменении величин, входящих в выражение для параметра заряжания  $N$ , например, при небольшом изменении площади критического сечения  $F_{кр}$  или поверхности топлива  $S_0$ . Логарифмируя и дифференцируя обе части равенства (4.62) и заменяя дифференциалы приращениями, получаем

$$\frac{\Delta p_{max}}{p_{max}} = \frac{1}{1-\nu} \left( \frac{\Delta u_1}{u_1} - \frac{\Delta N}{N} \right).$$

Аналогично из выражения для  $N$  получаем

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{\Delta F_{кр}}{F_{кр}} - \frac{\Delta S_0}{S_0} - \frac{1}{2} \frac{\Delta f_p}{f_p}.$$

Таким образом, получаем

$$\frac{\Delta p_{max}}{p_{max}} = \frac{1}{1-\nu} \left[ \frac{\Delta u_1}{u_1} + \frac{\Delta S_0}{S_0} - \frac{\Delta F_{кр}}{F_{кр}} + \frac{1}{2} \frac{\Delta f_p}{f_p} \right]. \quad (4.63)$$

Принимая  $\nu = \frac{2}{3}$ ;  $\frac{1}{1-\nu} = 3$ , получаем, что изменение какого-либо параметра, входящего в  $N$ , на 1% изменяет максимальное давление на 3%. Чем ближе  $\nu$  к единице, тем большим получается коэффициент при  $\frac{\Delta N}{N}$ , следовательно, тем большей получается чувствительность давления к параметрам заряжания. Посмотрим с чисто физической стороны, почему процесс горения не может быть устойчивым при  $\nu \geq 1$ .

Из выражений (4.43), (4.44) при  $f(p) = u_1 p^v$  следует, что секундный приход пропорционален  $p^v$ , а расход газов пропорционален  $p$ . При  $v < 1$  получается картина, изображенная на рис. 4.4.

Точка пересечения кривых отвечает некоторому давлению  $p_e$ , при котором приход равен расходу. Если по какой-либо причине давление получилось  $p_1 > p_e$ , то расход будет больше прихода и давление будет падать. Если  $p_2 < p_e$ , то давление будет расти. Таким образом, равновесное давление будет устойчивым.

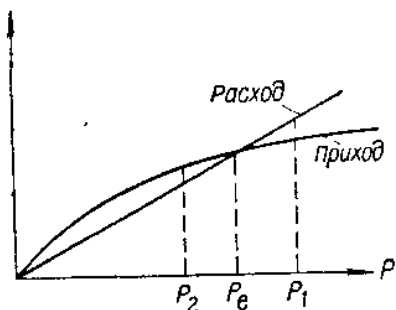


Рис. 4.4. Условие устойчивости давления в камере

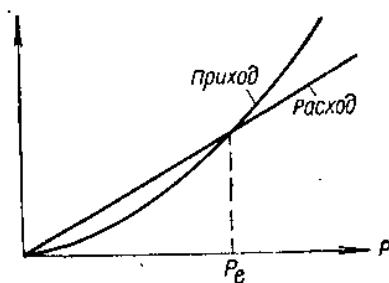


Рис. 4.5. Условие неустойчивого давления в камере

Если  $v > 1$ , то получится картина, изображенная на рис. 4.5 (равновесное давление неустойчиво). Если закон скорости горения отличен от степенного, вопрос об устойчивости равновесного давления может быть решен путём сопоставления графиков прихода из расхода. Для аналитической оценки чувствительности давления к параметрам заряжения можно для любой функции  $p(N)$  написать:

$$dp = p'(N) dN;$$

$$\frac{dp}{p} = \frac{Np'(N)}{p} \cdot \frac{dN}{N}$$

или, заменяя дифференциалы приращениями:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{Np'(N)}{p} \cdot \frac{\Delta N}{N}.$$

Назовём показателем давления функцию  $\gamma(N)$ , определяемую из выражения

$$\gamma(N) = \frac{Np'(N)}{p}.$$

В этом случае получаем зависимость

$$\frac{\Delta p}{p} = \gamma \frac{\Delta N}{N},$$

связывающую относительное изменение давления с относительным изменением параметра заряжания  $N$ . Чем меньше  $\gamma$ , тем меньше чувствительность давления к условиям заряжания.

В случае степенного закона горения  $\gamma = \frac{1}{1-\gamma}$  является постоянной величиной. Для двучленного закона из выражения (4.56) получим

$$\gamma = \frac{N p_{\text{пр}}}{A}$$

или

$$\gamma = 1 + \frac{B}{A} p_{\text{пр}}$$

Таким образом, показатель давления  $\gamma$  возрастает с увеличением давления. Для универсального закона получим

$$\gamma = \frac{3}{2} \frac{1}{1 - aN}$$

и с учетом выражения (4.57)

$$\gamma = \frac{3}{2} \left( 1 + \frac{a}{b p_{\text{пр}}^{2/3}} \right).$$

При

$$a = 5,6 \cdot 10^7, \quad b = 5 \cdot 10^3$$

получим

$$\frac{a}{b} = 1,12 \cdot 10^4,$$

$$\gamma = \frac{3}{2} \left( 1 + \frac{1,12 \cdot 10^4}{p_{\text{пр}}^{2/3}} \right).$$

Таким образом, при рассматриваемом законе горения

$$f(p) = \frac{p}{a + b p^{2/3}}$$

с увеличением давления чувствительность давления к условиям заряжания уменьшается.

Для давления  $p_{\text{пр}} = 50 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2} = 50 \cdot 10^4 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2}$ ;  $p_{\text{пр}}^{2/3} = 6,3 \cdot 10^3$   
получаем  $\gamma = 4,17$ .

Для давления  $p_{\text{пр}} = 200 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2} = 2 \cdot 10^6 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2}$ ;  $p_{\text{пр}}^{2/3} = 1,59 \cdot 10^4$   
получаем  $\gamma = 2,56$ .

§ 4.7. МЕТОДИКА ПОСТРОЕНИЯ КРИВОЙ ДАВЛЕНИЯ  
ПРИ ПОСТОЯННОМ ЗНАЧЕНИИ  $B(\phi)$

Исходя из постоянства  $B(\phi)$ , мы получили зависимость (4.52):

$$\delta \chi_{f_p} \ln \frac{x}{x_0} = \Phi(N, p) - \Phi(N, p_0),$$

или

$$\delta \chi_{f_p} \ln \frac{x}{x_0} = \int_{p_0}^p \frac{dp}{1 - N \frac{p}{f(p)}}. \quad (4.64)$$

Будем исходить из выражения

$$f(p) = \frac{p}{a + bp^{2/3}}.$$

При этом выражение (4.64) принимает вид:

$$\delta \chi_{f_p} \ln \frac{x}{x_0} = \int_{p_0}^p \frac{dp}{1 - N(a + bp^{2/3})},$$

или

$$\delta \chi_{f_p} \ln \frac{x}{x_0} = \frac{1}{1 - Na} \int_{p_0}^p \frac{dp}{1 - \frac{Nb}{1 - Na} p^{2/3}}.$$

Но из выражения (4.57) для  $p_{\text{пр}}$  следует, что

$$\frac{1 - Na}{Nb} = p_{\text{пр}}^{2/3}.$$

При этом имеем

$$\delta \chi_{f_p} \ln \frac{x}{x_0} = \frac{1}{1 - Na} \int_{p_0}^p \frac{dp}{1 - \left(\frac{p}{p_{\text{пр}}}\right)^{2/3}}.$$

Введя обозначение

$$\Pi = \frac{p}{p_{\text{пр}}},$$

получим

$$\delta \chi_{f_p} \ln \frac{x}{x_0} = \frac{p_{\text{пр}}}{1 - Na} \int_{\Pi_0}^{\Pi} \frac{d\Pi}{1 - \Pi^{2/3}}. \quad (4.65)$$

Мы избавились от параметра  $N$  под знаком интеграла и последний может быть вычислен как функция одной переменной  $\Pi$ .

Подынтегральная функция  $\frac{1}{1-\Pi^{2/3}}$  терпит разрыв при  $\Pi=1$  и имеет вид, показанный на рис. 4.6.

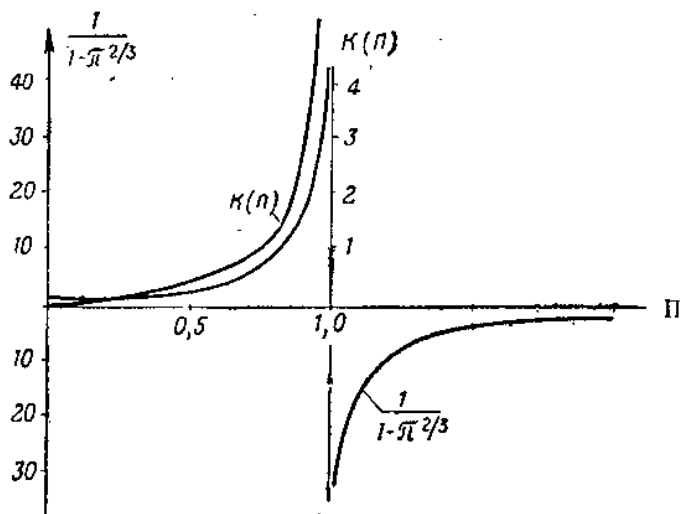


Рис. 4.6. График функции  $K(\Pi)$ , используемой для построения кривой давления

Для условий  $p_0 < p_{пр}$ ;  $\Pi_0 < 1$  (обычно имеющих место на практике) можно задаться значением  $\Pi$ , близким к единице, например  $\Pi=0,95$  или  $\Pi=0,98$ , и построение кривой давления вести до этого значения параметра  $\Pi$ . Введя обозначение

$$K(\Pi) = \int_0^{\Pi} \frac{d\Pi}{1 - \Pi^{2/3}},$$

Таблица 4.6

Функция  $K(\Pi)$

$\Pi$	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
0,0	0	0,0103	0,0209	0,0319	0,0431	0,0545	0,0662	0,0781	0,0903	0,1027
0,1	0,1153	0,1282	0,1412	0,1546	0,1682	0,1820	0,1961	0,2103	0,2249	0,2397
0,2	0,2548	0,2701	0,2857	0,3016	0,3176	0,3342	0,3509	0,3679	0,3853	0,4029
0,3	0,4209	0,4391	0,4578	0,4767	0,4960	0,5157	0,5357	0,5562	0,5771	0,5982
0,4	0,6200	0,6421	0,6646	0,6876	0,7111	0,7351	0,7596	0,7845	0,8101	0,8262
0,5	0,8630	0,8903	0,9183	0,9469	0,9762	1,0062	1,0370	1,0686	1,1011	1,1344
0,6	1,1685	1,2036	1,2398	1,2770	1,3152	1,3547	1,3954	1,4374	1,4808	1,5256
0,7	1,5720	1,6202	1,6701	1,7219	1,7758	1,8319	1,8904	1,9516	2,0155	2,0826
0,8	2,1531	2,2274	2,3059	2,3890	2,4772	2,5714	2,6722	2,7807	2,8981	3,0260
0,9	3,1663	3,3216	3,4955	3,6993	3,9221	4,1918	4,5221	4,9482	5,5457	6,5432

получим выражение (4.65) в следующем виде:

$$\ln \frac{x}{x_0} = \frac{p_{np}}{\delta \chi f_p (1 - Na)} [K(\Pi) - K(\Pi_0)]. \quad (4.66)$$

Последнее выражение на основании формулы (4.57) может быть записано в виде

$$\ln \frac{x}{x_0} = \frac{p_{np} + \frac{a}{b} p_{np}^{1/2}}{\delta \chi f_p} [K(\Pi) - K(\Pi_0)]. \quad (4.67)$$

Интеграл  $K(\Pi)$  подстановкой  $z = \Pi^{1/2}$  приводится к виду

$$K(\Pi) = 1,5 \left[ \int_0^z \frac{z^2 dz}{1+z} + \int_0^z \frac{z^2 dz}{1-z} \right].$$

Интегралы в квадратных скобках находятся элементарными методами (подстановки  $1+z=x$ ;  $1-z=y$ ).

Окончательно получим

$$K(\Pi) = \frac{3}{2} \ln \frac{1 + \Pi^{1/2}}{1 - \Pi^{1/2}} - 3\Pi^{1/2}. \quad (4.68)$$

Значения функции  $K(\Pi)$  приведены в табл. 4.6. Выражение (4.67) позволяет установить зависимость давления  $p$  от  $x$  или от относительной величины  $\phi$  сгоревшего топлива.

Последовательность расчетов следующая.

1. Методом, рассмотренным в § 4.5, вычисляем параметр заряжения  $N$  и наибольшее давление  $p_{np}$ .

2. Исходя из характеристик воспламенителя, задаемся величиной  $p_0$  и определяем

$$\Pi_0 = \frac{p_0}{p_{np}}.$$

3. Задаваясь несколькими значениями  $\Pi$

$$\Pi_0 < \Pi < 1,$$

определяем соответствующие значения  $\frac{x}{x_0}$ .

4. Исходя из выражения (4.46) для  $x$ , находим

$$\psi = \left( \frac{x}{x_0} - 1 \right) x_0 = \left( \frac{x}{x_0} - 1 \right) \left( \frac{\delta}{\Delta} - 1 \right).$$

В итоге выполненных расчетов получаем зависимость  $p(\phi)$ .

Если требуется получить зависимость  $p(t)$ , то необходимо найти зависимость  $\phi(t)$ , исходя из уравнения прихода газов

$$\dot{\phi} = \frac{\delta S_0 \sigma \tilde{\varphi}}{\omega} f(p),$$

откуда при постоянстве  $\tilde{\sigma}$  и  $\tilde{\varphi}$

$$t = \frac{\omega}{\delta S_0 \tilde{\sigma} \tilde{\varphi}} \int_0^{\psi} \frac{d\psi}{f(p)}. \quad (4.69)$$

Для значения

$$f(p) = \frac{p}{a + bp^{2/3}}$$

имеем

$$t = \frac{\omega}{\delta S_0 \tilde{\sigma} \tilde{\varphi}} \int_0^{\psi} \left( \frac{a}{p} + \frac{b}{p^{1/3}} \right) d\psi.$$

После получения зависимости  $p(\psi)$ , как указано выше, интеграл в выражении (4.69) может быть вычислен методом численного интегрирования.

Рассмотрим частный случай, когда  $p_0 > p_{пр}$ ;  $\Pi_0 > 1$ ; это может иметь место при чрезмерно большой навеске воспламенителя, поскольку  $p_{пр}$  зависит от параметров основного топливного заряда и не зависит от веса воспламенителя. Нетрудно увидеть, что и в этом случае с возрастанием  $\psi$  давление в камере будет стремиться к величине  $p = p_{пр}$ , но приближаясь к этому значению сверху. При построении кривой давления необходимо учесть, что в этом случае  $\Pi_0 > 1$ , и так как при  $\Pi = 1$  подынтегральная функция терпит разрыв, то расчет может производиться лишь для значений  $\Pi > 1$ .

Преобразуем выражение (4.65) к виду

$$\delta \chi f_p \ln \frac{x}{x_0} = \frac{p_{пр}}{1 - Na} \int_{\Pi}^{\Pi_0} \frac{d\Pi}{\Pi^{2/3} - 1}.$$

Использованные выше подстановки позволяют привести последнее выражение к виду

$$\delta \chi f_p \ln \frac{x}{x_0} = \frac{p_{пр}}{1 - Na} [L(\Pi_0) - L(\Pi)], \quad (4.70)$$

где  $L(\Pi) = \frac{3}{2} \ln \frac{\Pi^{1/3} - 1}{\Pi^{1/3} + 1} + 3\Pi^{1/3}$ .

Формула (4.70) позволяет построить кривую давления  $p(\psi)$  для случая, когда  $p_0 > p_{пр}$ .

Рассмотрим случай, когда зависимость скорости горения от давления выражается формулой

$$f(p) = u_1 p^\gamma.$$

В этом случае выражение (4.64) принимает вид

$$\delta\chi f_p \ln \frac{x}{x_0} = \int_{p_0}^p \frac{dp}{1 - \frac{N}{u_1} p^{1-\nu}}.$$

Введением подстановки

$$p = \Pi p_{np} = \Pi \left( \frac{u_1}{N} \right)^{\frac{1}{1-\nu}}$$

последнее выражение приводится к виду

$$\delta\chi f_p \ln \frac{x}{x_0} = p_{np} \int_{\Pi_0}^{\Pi} \frac{d\Pi}{1 - \Pi^{1-\nu}}.$$

Окончательно получаем

$$\ln \frac{x}{x_0} = \frac{p_{np}}{\delta\chi f_0} [M(\Pi, \nu) - M(\Pi_0, \nu)], \quad (4.71)$$

где

$$M(\Pi, \nu) = \int_0^{\Pi} \frac{d\Pi}{1 - \Pi^{1-\nu}}$$

При  $\nu = \frac{1}{3}$  значение  $M\left(\Pi, \frac{1}{3}\right)$  совпадает со значением функции  $K(\Pi)$ , введенной ранее.

При  $\nu = \frac{1}{2}$  подстановкой  $\left(1 - \Pi^{\frac{1}{2}}\right) = z$  можно получить

$$M\left(\Pi, \frac{1}{2}\right) = 2 \left[ \ln \frac{1}{1 - \Pi^{1/2}} - \Pi^{1/2} \right].$$

При  $\nu = \frac{2}{3}$  аналогично получим

$$M\left(\Pi, \frac{2}{3}\right) = 3 \left[ \frac{1}{1 - \Pi^{2/3}} - \Pi^{2/3} - \frac{1}{2} \Pi^{2/3} \right].$$

#### Пример построения кривой давления при постоянном $B$ ( $\Psi$ )

Для условия примера 1 § 4.5 построим начальный участок кривой  $p$  ( $\phi$ ). Дополнительно зададимся следующими параметрами:

$$W_{\text{кам}} = 22,0 \text{ л}; \quad p_0 = 50 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}; \quad \Pi_0 = \frac{50}{157} = 0,318.$$

Плотность заряжания

$$\Delta = \frac{\omega}{W_{\text{кам}}} = \frac{20,6}{22,0} = 0,936 \frac{\text{кг}}{\text{л}} = 936 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}.$$



Определяем начальное значение параметра  $x$ :

$$x_0 = \frac{\delta}{\Delta} - 1 = \frac{1,6}{0,936} - 1 = 0,71.$$

Расчет ведем, пользуясь выражением

$$\ln \frac{x}{x_0} = \frac{p_{пр}}{\delta \chi f_p (1 - Na)} [K(\Pi) - K(\Pi_0)]$$

или

$$\lg \frac{x}{x_0} = A [K(\Pi) - K(\Pi_0)],$$

где

$$A = \frac{p_{пр}}{2,303 \cdot \delta \chi f_p (1 - Na)}.$$

По данным примера 1 § 4.5:

$$A = \frac{157 \cdot 10^4}{2,303 \cdot 1600 \cdot 0,855 \cdot 85000 (1 - 0,879 \cdot 10^{-8} \cdot 7 \cdot 10^7)} = 0,0152.$$

Дальнейшие расчеты показаны в табл. 4.7. Значения  $K(\Pi)$  определяем по табл. 4.6.

Таблица 4.7

$$K(\Pi_0) = 0,454$$

$\Pi$	0,318	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,98
$K(\Pi)$	0,454	0,890	1,204	1,620	2,227	3,332	4,192	5,546
$K(\Pi) - K(\Pi_0)$		0,436	0,750	1,166	1,773	2,868	3,738	5,092
$\lg \frac{x}{x_0} =$ $= 0,0152 [K(\Pi) - K(\Pi_0)]$		0,0066	0,0114	0,0177	0,0263	0,0436	0,0568	0,0773
$x : x_0$		1,015	1,027	1,042	1,063	1,106	1,140	1,195
$\psi = \left( \frac{x}{x_0} - 1 \right) x_0$		0,010	0,019	0,030	0,045	0,075	0,100	0,138
$p = \Pi p_{пр}$	50	79	94	110	125	141	149	154

#### § 4.8. ХАРАКТЕР НАРАСТАНИЯ КРИВОЙ ДАВЛЕНИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УСЛОВИЯХ ЗАРЯЖАНИЯ

Из рассмотренного в предыдущем параграфе примера видно, что давление очень быстро стремится к предельному и что при  $\phi = 0,10$ , т. е. когда сгорит 10% заряда, давление в камере будет отличаться от предельного всего на 5%. Посмотрим, во всех ли случаях происходит столь быстрое возрастание кривой давления. Выше мы видели, что при постоянстве поверхности горения ( $\sigma = \text{const}$ ) и постоянстве  $\phi(x)$  и  $\chi(\phi)$  давление не имеет максимума,

а стремится асимптотически к величине  $p_{пр}$ , определяемой параметром заряжания  $N$ . Поэтому зададимся определенным значением  $\Pi = \frac{p}{p_{пр}}$ , при котором можно считать, что практически достигнуто наибольшее давление. Это давление будем отмечать индексом \*:

$$\Pi^* = \frac{p^*}{p_{пр}}.$$

В дальнейшем примем  $\Pi^* = 0,95$  и будем искать то значение  $\phi^*$ , которое ему отвечает. Посмотрим, от каких параметров зависит  $\phi^*$ . Из выражения (4.67) следует, что

$$\ln \frac{x^*}{x} = \frac{p_{пр} + \frac{a}{b} p_{пр}^2}{\chi \delta f p} [K(\Pi^*) - K(\Pi_0)]. \quad (4.72)$$

Кроме того, из выражения (4.46) для  $x$  следует, что

$$\phi^* = \left( \frac{x^*}{x_0} - 1 \right) \left( \frac{\delta}{\Delta} - 1 \right). \quad (4.73)$$

Из выражений (4.72) и (4.73) следует, что при фиксированном  $\Pi^*$  величина  $\phi^*$  возрастает с увеличением  $p_{пр}$  и убывает с увеличением  $\delta$ ,  $\chi f p$  и  $\Delta$ .

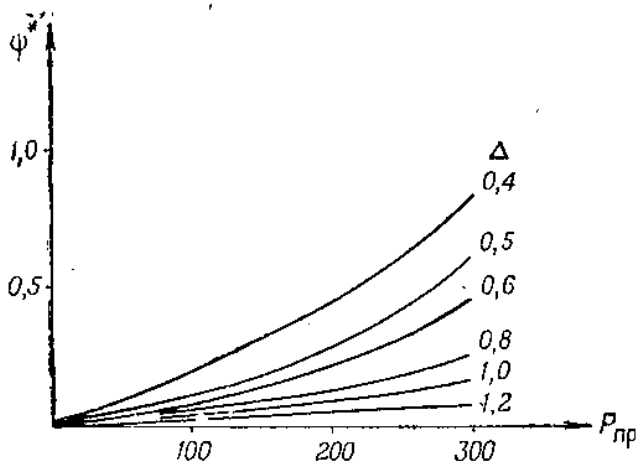


Рис. 4.7. График, характеризующий быстроту приближения действительного давления  $p$  к предельному  $p_{пр}$

На рис. 4.7 приведен полученный расчетом график зависимости  $\phi^* = f(p_{пр}, \Delta)$  для типового двигателя. Расчеты показывают, что влияние начального давления на величину  $\phi^*$  незначительно. Так как двигатели баллистических ракет характеризуются большими плотностями заряжания и малыми давлениями, то при этом значения  $\phi^*$  получаются примерно 0,01. Это означает, что давление

в камере очень быстро приближается к значению  $p_{пр}$ , определяемому зависимостями (4.55), (4.57), и эти формулы могут быть использованы для построения кривых давления  $p(\phi)$ .

#### § 4.9. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ В КАМЕРЕ ДВИГАТЕЛЯ ПРИ ПЕРЕМЕННОМ ПАРАМЕТРЕ $B(\phi)$

В § 4.7 мы рассмотрели метод построения кривой давления при постоянном значении параметров  $\sigma$ ,  $\varphi$  и  $\chi$ . В общем случае переменной поверхности горения и переменных условий теплопередачи необходимо учесть переменный характер указанных функций. Точный метод определения зависимости  $p(\phi)$  или  $p(t)$  требует численного интегрирования уравнений (4.43)–(4.45) с учетом начальных условий  $\phi_0=0$  и  $p=p_0$ . Ниже рассматривается приближенный метод построения кривой давления  $p(\phi)$  при переменных  $\sigma(\phi)$ ,  $\varphi(\chi)$  и  $\chi(\phi)$  с использованием метода, изложенного в § 4.7. Для этого разделим восходящую ветвь кривой давления  $p(\phi)$  на участки таким образом, чтобы для каждого из этих участков можно было принять  $B(\phi)$  постоянными и средними для рассматриваемого участка. При этом для  $i$ -го участка от  $\phi_{i-1}$  до  $\phi_i$  расчетные формулы принимают вид

$$\ln \frac{x_i}{x_{i-1}} = \frac{\tilde{p}_{пр t}}{\tilde{\chi}_i \delta f_p (1 - \tilde{N}_a)} [K(\Pi_i) - K(\Pi_{i-1})], \quad (4.74)$$

где величины, отмеченные значком ( $\sim$ ), отвечают средним значениям параметров  $\sigma(\phi)$ ,  $\varphi(\chi)$ ,  $\chi(\phi)$  на участке от  $\phi_{i-1}$  до  $\phi_i$ :

$$\tilde{N} = \frac{1}{2} [N(\psi_i) + N(\psi_{i-1})];$$

$$\tilde{\chi} = \frac{1}{2} [\chi(\psi_i) + \chi(\psi_{i-1})];$$

$$\tilde{p}_{пр t} = p_{пр}(\tilde{N}_i) = \left( \frac{1 - a\tilde{N}_i}{b\tilde{N}_i} \right)^{1/a};$$

$$x_i = x_0 + \psi_i,$$

$$\text{где } x_0 = \frac{\delta}{\Delta} - 1.$$

Расчетной формуле (4.74) придадим вид

$$K(\Pi_i) = K(\Pi_{i-1}) + D \lg \frac{x_i}{x_{i-1}},$$

где

$$D = \frac{2,303 \delta \tilde{\chi}_i f_p (1 - \tilde{N}_i a)}{\tilde{p}_{пр t}};$$

$$\tilde{N}_i = \frac{N_0}{B(\psi_0)}.$$

Методику построения кривой давления при переменном параметре  $B(\psi)$  рассмотрим применительно к условиям примера 1 § 4.5 и примера построения кривой давления при постоянной  $B(\psi)$  § 4.7.

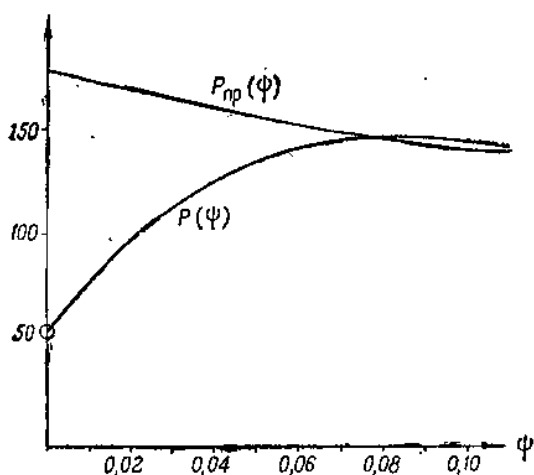


Рис. 4.8. Восходящий участок кривой  $p(\psi)$

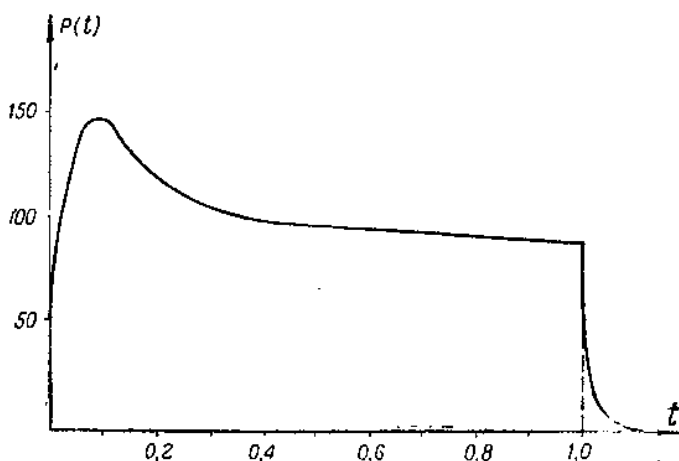


Рис. 4.9. График кривой  $p(t)$ , полученной расчетом

Исходные данные:

$$f_p = 85000 \text{ м}; \quad \delta = 1600 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}; \quad x_0 = 0,71; \quad N_0 = 0,916 \cdot 10^{-8};$$

$$a = 7 \cdot 10^7; \quad b = 3,25 \cdot 10^3; \quad \Pi_0 = \frac{p_0}{p_{\text{пр0}}} = \frac{50}{175} = 0,276.$$

Значения  $\chi$ ,  $p_{\text{пр}}$  и  $B(\psi)$  приведены в табл. 4.2 и 4.3. Последовательность расчетов показана в табл. 4.8.

1	$\psi_{i-1}$	0	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,07	0,07
2	$\psi_i$	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,07	0,10	0,10
3	$B(\psi_{cp})$	1,073	1,066	1,058	1,049	1,044	1,035	1,015	1,015
4	$\tilde{N} = N_0 \cdot B(\psi_{cp})$	$0,855 \cdot 10^{-6}$	0,860	0,866	0,875	0,877	0,885	0,903	0,903
5	$N_a$	0,598	0,602	0,606	0,613	0,614	0,620	0,631	0,631
6	$1 - \tilde{N}a$	0,402	0,398	0,394	0,387	0,386	0,380	0,369	0,369
7	$\tilde{\chi}$	0,841	0,844	0,847	0,850	0,853	0,858	0,863	0,863
8	$2,3038/p$	$3,13 \cdot 10^6$	3,13	3,13	3,13	3,13	3,13	3,13	3,13
9	$(6) \cdot (7) \cdot (8)$	$102,5 \cdot 10^6$	105,6	104,2	103,0	103,0	102,0	0,994	0,994
10	$\tilde{p}_{np}$	$175 \cdot 10^4$	172	165	160	158	155	146	146
11	$(9) : (10) = D$	57,6	61,4	63,2	64,3	65,1	65,7	68,0	68,0
12	$\Pi_{i-1} = p_{i-1} \cdot \tilde{p}_{np}$	0,286	0,471	0,625	0,730	0,795	0,855	0,965	0,965
13	$x_i = x_0 + \psi_i$	0,72	0,73	0,74	0,75	0,76	0,78	0,81	0,81
14	$x_{i-1} = x_0 + \psi_{i-1}$	0,71	0,72	0,73	0,74	0,75	0,76	0,78	0,78
15	$x_i : x_{i-1}$	1,015	1,014	1,013	1,012	1,012	1,025	1,038	1,038
16	$\lg(x_i : x_{i-1})$	0,0065	0,0060	0,0056	0,0052	0,0052	0,0107	0,0162	0,0162
17	$(11) \cdot (16) = D \lg(x_i : x_{i-1})$	0,374	0,368	0,354	0,334	0,338	0,703	1,100	1,100
18	$K(\Pi_{i-1})$	0,396	0,788	1,258	1,722	2,118	2,622	4,735	4,735
19	$(17) + (18) = K(\Pi_i)$	0,770	1,156	1,612	2,056	2,456	3,325	5,835	5,835
20	$\Pi_i$	0,464	0,596	0,708	0,786	0,838	0,910	0,984	0,984
21	$\tilde{p}_i = \Pi_i \tilde{p}_{np}$	81	103	117	126	133	141	144	144

Результат расчетов кривой  $p(\phi)$  для восходящего участка кривой  $p(\phi)$  показан на рис. 4.8. Максимум давления отвечает  $\phi=0,08$ . На том же рисунке показана кривая  $p_{пр}(\phi)$ . Из рассмотрения графиков рис. 4.8 видно, что после достижения максимума кривая давления практически совпадает с кривой  $p_{пр}(\phi)$ . Для построения кривой  $p(t)$  необходимо определить зависимость  $t(\phi)$  при помощи зависимости (4.69).

Вид кривой  $p(t)$  показан на рис. 4.9.

#### § 4.10. ИСТЕЧЕНИЕ ПО ОКОНЧАНИИ ГОРЕНИЯ ТОПЛИВА

Рассмотренные выше методы позволяют построить кривую давления  $p(t)$  до конца горения топлива. За все время горения топлива температура горения в камере принимается постоянной, так что  $\int_p = \text{const}$ .

После окончания горения топлива давление в камере двигателя быстро падает. При этом, пренебрегая теплообменом с камерой, можно рассматривать расширение газов в камере как адиабатическое. По окончании горения топлива работа расширения газов совершается за счет внутренней энергии газов, т. е. за счет падения их температуры. Рассмотрим методику построения кривой давления  $p(t)$  для периода времени от момента  $t_1$  (окончания горения топлива) до полного истечения газов.

После окончания горения топлива в камере остается некоторое весовое количество газов  $Q_1$  при давлении  $p_1$ . Величина  $Q_1$  найдется из уравнения состояния газов

$$Q_1 = \frac{p_1 W_{\text{кам}}}{\chi f_p} . \quad (4.75)$$

После окончания горения топлива приведенную силу газов топлива нельзя считать постоянной, так как происходит адиабатическое расширение газов и падение температуры. Выражению для секундного расхода удобно придать вид

$$G = \omega \dot{\eta} = \frac{\varphi A F_{\text{кр}} p}{V \chi f_p} = \frac{\varphi A F_{\text{кр}} p}{V p \omega} = \varphi A F_{\text{кр}} \sqrt{\frac{p}{\omega}} , \quad (4.76)$$

где  $\eta$ ,  $\omega$  — относительное количество вытекших газов и их удельный объем.

Кроме того, суммарный расход газов с момента времени  $t_1$  равен

$$\omega \eta = Q_1 - Q = Q_1 - \frac{W_{\text{кам}}}{\omega} ,$$

где  $Q$  — весовое количество газов в камере для произвольного момента времени  $t$ , а  $\frac{1}{\omega}$  — весовая плотность газов.

Следовательно:

$$\omega \dot{\eta} = \frac{W_{\text{кам}}}{\omega^2} \cdot \frac{d\omega}{dt} . \quad (4.77)$$

Приравнивая выражения (4.76) и (4.77), получим

$$\varphi AF_{кр} \sqrt{\frac{p}{w}} = \frac{W_{кам}}{w} \frac{dw}{dt},$$

откуда

$$dt = \frac{W_{кам} dw}{\varphi AF_{кр} \sqrt{p w^{3/2}}}. \quad (4.78)$$

Обозначив  $z = \frac{p}{p_1}$ , из уравнения адиабаты имеем:

$$w = w_1 \left( \frac{p}{p_1} \right)^{-\frac{1}{k}} = w_1 z^{-\frac{1}{k}};$$

$$dw = -\frac{w_1}{k} z^{-\frac{k+1}{k}} dz.$$

Подставляя  $w$ ,  $dw$  и  $z$  в выражение (4.78), получим

$$dt = -\frac{W_{кам}}{\varphi k AF_{кр} \sqrt{p_1 w_1}} z^{-\frac{3k-1}{2k}} dz.$$

Принимая начало отсчета времени от момента конца горения топлива и интегрируя слева от нуля до  $t$ , а справа от единицы до  $z$ , получим

$$t = \frac{W_{кам}}{\varphi k AF_{кр} \sqrt{p_1 w_1}} \cdot \frac{2k}{k-1} \left( z^{-\frac{k-1}{2k}} - 1 \right). \quad (4.79)$$

При замене  $p_1 w_1 = \chi f_p$  и подстановке

$$\frac{1}{B} = \frac{2W_{кам}}{\varphi AF_{кр} (k-1) \sqrt{\chi f_p}} \quad (4.80)$$

выражение (4.79) примет вид

$$Bt = \left( z^{-\frac{k-1}{2k}} - 1 \right). \quad (4.81)$$

Полученная зависимость применима тогда, когда давление в камере больше критического, так как формула (4.76) для секундного расхода верна только в этом случае. Следует, однако, учесть, что подкритическое истечение может иметь место, когда давление в камере весьма мало ( $p \sim 2 \frac{\kappa z}{\text{см}^2}$  при  $p_H = 1 \text{ кг/см}^2$ ). Поэтому с достаточной для практики точностью можно применять зависимость (4.81) для всего периода истечения газов после окончания горения топлива. Значения  $z = f(Bt)$ , вычисленные по формуле (4.81), даны в табл. 4.9. Пользуясь этой таблицей, нетрудно построить участок кривой давления после окончания горения топлива.

<i>z</i>	1,0	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3	0,2	0,1
<i>Bt</i>	0	0,010	0,022	0,036	0,052	0,072	0,096	0,128	0,174	0,259
<i>z</i>	0,10	0,09	0,08	0,07	0,06	0,05	0,04	0,03	0,02	0,01
<i>Bt</i>	0,259	0,272	0,287	0,305	0,325	0,349	0,380	0,420	0,479	0,585

Рассмотрим условия примера, приведенного в § 4.9. Имеем  $W_{\text{кам}} = 22,0 \text{ дм}^3$ ;  $F_{\text{кр}} = 24,8 \text{ см}^2$ ;  $f_p = 85000 \text{ м}$ . Для конца горения  $\chi = 0,947$ ;  $p = 91 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$

$$B = \frac{\varphi A F_{\text{кр}} (k-1) \sqrt{\chi f_p}}{2 W_{\text{кам}}} =$$

$$= \frac{0,98 \cdot 2,06 \cdot 24,8 \cdot 10^{-4} \cdot 0,25 \sqrt{0,947 \cdot 85000}}{2 \cdot 22,0 \cdot 10^{-3}} = 0,806.$$

Задаваясь различными значениями *z*, определяем *Bt* по табл. 4.9. Разделив на *B*, получим соответствующее значение *t*. Результаты расчетов приведены в табл. 4.10 и показаны на рис. 4.9 (конечный участок).

Таблица 4.10

<i>z</i>	1	0,7	0,5	0,3	0,1	0,05	0,02
<i>p</i>	91	64	46	30	9	4,5	1,8
<i>Bt</i>	0	0,036	0,072	0,128	0,259	0,349	0,479
<i>t</i>	0	0,005	0,009	0,017	0,032	0,044	0,059

Рассмотрим, от чего зависит продолжительность свободного истечения газов. Если во всех случаях считать истечение законченным при фиксированном значении, например, при  $z = 0,02$ , то продолжительность свободного истечения будет зависеть от параметра *B*, уменьшаясь с его увеличением. Из выражения для этого параметра видно, что продолжительность свободного истечения пропорциональна величине  $\frac{W_{\text{кам}}}{F_{\text{кр}}}$ .

Для подобных двигателей и топливных зарядов  $W_{\text{кам}}$  пропорционален  $d^3$ , а  $F_{\text{кр}} \rightarrow d^2$ . Следовательно, для подобных двигателей продолжительность свободного истечения пропорциональна диаметру камеры.



#### § 4.11. ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗОВ В КАМЕРЕ

При выводе уравнений, определяющих изменение давления в камере двигателя, мы исходили из постоянства температуры газов. При этом температура газов  $T_0 = T_{0p}$  определялась из энергетического расчета горения топлива при постоянном давлении исходя из зависимости

$$Q_{ж} = c_p T_{0p}$$

При горении топлива в постоянном объеме температура горения определяется из соотношения

$$Q_{ж} = c_v T_{0v}$$

откуда следует, что

$$\frac{T_{0p}}{T_{0v}} = \frac{c_p}{c_v} = k.$$

Тепловые потери в камере мы учитывали коэффициентом  $\chi < 1$ , определяемым из опыта или расчетом. Таким образом, для идеального процесса мы полагали температуру газов постоянной. Такое допущение было бы обоснованным в случае постоянного давления в камере. Однако в реальных условиях переменного давления температура газов не должна оставаться постоянной. Для определения температуры газов в камере необходимо, помимо уже использованных трех уравнений — прихода, расхода и состояния газов, — составить уравнение баланса энергии.

Пусть за некоторое время  $dt$  сгорает весовое количество топлива  $\omega d\phi$  и вытекает  $\omega d\eta$  газов. При сгорании топлива выделяется энергия (в механических единицах)

$$dU = \frac{\omega d\phi \cdot Q_{ж}}{A} = \frac{\omega c_v T_{0v}}{A} d\phi,$$

где  $\frac{1}{A}$  — механический эквивалент тепла.

Учитывая, что

$$c_v = \frac{AR}{k-1},$$

получим

$$dU = \frac{\omega}{k-1} RT_{0v} d\phi. \quad (4.82)$$

Энергия  $dU$  тратится:

1. На внутреннюю энергию добавочных газов в камере

$$dU_1 = \omega (d\phi - d\eta) \frac{RT}{k-1}, \quad (4.83)$$

где  $T$  — переменная температура газов в камере.

2. На изменение внутренней энергии газов в камере, связанное с изменением температуры газов:

$$dU_2 = \omega (\psi - \eta + \gamma) \frac{C_v}{A} dT, \quad (4.84)$$

где  $\gamma$  — начальное относительное количество газов от воспламенителя.

3. На потери энергии вследствие теплоотдачи от газов к стенкам камеры

$$dU_3 = \frac{q}{A} dt, \quad (4.85)$$

где  $q = q(t)$  — секундный тепловой поток от газов к стенкам камеры.

4. На внутреннюю и кинетическую энергию, уносимую вытекающими газами:

$$dU_4 = \frac{k}{k-1} RT \omega d\eta. \quad (4.86)$$

Выражение для  $dU_4$  вытекает из следующих соображений. При истечении газов через критическое сечение газы обладают внутренней и кинетической энергией. По мере движения газов вдоль сопла внутренняя энергия убывает, а кинетическая энергия возрастает. В предельном случае истечения через идеальное бесконечно расширяющееся сопло в пустоту вся внутренняя энергия превращается в кинетическую. При этом скорость газов

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{2gk}{k-1}} RT,$$

где  $T$  — температура газов в камере в рассматриваемый момент времени.

Кинетическая энергия вытекающих газов

$$\frac{\omega d\eta}{g} \cdot \frac{v_{\max}^2}{2} = \omega \frac{k}{k-1} RT d\eta = dU_4.$$

Если истечение происходит не через бесконечно расширяющееся сопло, то не вся внутренняя энергия превращается в кинетическую. Однако суммарное количество уносимой энергии  $dU_4$  остается неизменным и определяется из выражения (4.86). Уравнение баланса энергии получается в следующем виде:

$$dU = dU_1 + dU_2 + dU_3 + dU_4$$

или

$$\begin{aligned} \frac{RT_{0v}}{k-1} \omega d\psi &= \omega (d\psi - d\eta) \frac{RT}{k-1} + \omega (\psi - \eta + \gamma) \frac{RdT}{k-1} + \\ &+ \frac{q}{A} dt + \frac{k}{k-1} RT \omega d\eta. \end{aligned}$$

Разделив обе части равенства на  $\frac{\omega RT_{0v}}{k-1}$ , учитывая, что  $AR = (k-1)c_v$ ,  $c_v T_{0v} = Q_{ж}$ , и обозначив  $\tau = \frac{T}{T_{0v}}$ , получим

$$d\psi = (d\psi - d\eta)\tau + (\psi - \eta + \gamma)d\tau + k\tau d\eta + \frac{q}{\omega Q_{ж}} dt.$$

Разделив на  $dt$ , получим

$$\dot{\tau} = \frac{(1-\tau)\dot{\psi} - (k-1)\tau\dot{\eta} - \frac{q}{\omega Q_{ж}}}{\psi - \eta + \gamma}. \quad (4.87)$$

Если тепловой поток  $q(t)$  известен по данным расчетов или опыта, то уравнение (4.87) совместно с уравнениями прихода и расхода газов:

$$\dot{\psi} = \frac{\delta S_{0v}(\psi) \varphi(x) f(p)}{\omega}; \quad (4.88)$$

$$\dot{\eta} = \frac{\varphi A F_{кр} p}{\omega \sqrt{RT_{0v} \tau}} \quad (4.89)$$

и уравнением состояния

$$p = \frac{\delta RT_{0v} \tau (\psi - \eta + \gamma)}{\frac{\delta}{\Delta} + 1 - \psi - \omega \delta (\psi - \eta + \gamma)} \quad (4.90)$$

позволяет определить значения  $p$ ,  $\psi$ ,  $\eta$ ,  $\tau$  для произвольного момента времени.

В дальнейшем не будем учитывать теплоотдачи от газов к стенкам. Рассмотрим частные случаи.

1. В случае горения топлива в замкнутом объеме получим

$$\eta = 0; \quad \dot{\eta} = 0.$$

Уравнение (4.87) принимает вид

$$\dot{\tau} = \frac{1-\tau}{\gamma + \psi} \dot{\psi}. \quad (4.91)$$

Интегрируя в соответствующих пределах, получим

$$(1-\tau) = \frac{\gamma}{\gamma + \psi} (1-\tau_0). \quad (4.92)$$

Если в начальный момент температура газов в бомбе равна  $T_{0v}$ , то  $\tau_0 = 1$ , и из выражения (4.92) следует, что  $\tau = 1$ , т. е. температура газов в бомбе все время остается равной температуре горения топлива  $T_{0v}$ . Если в начальный момент температура газов в бомбе была меньше  $T_{0v}$  (за счет температуры воздуха и газов воспламенителя), то  $\tau_0 < 1$  и правая часть равенства положительна. Следовательно,  $\tau < 1$ . Так как правая часть непрерывно убывает, то  $\tau$  непрерывно растет. Итак, в этом случае температура

в бомбе непрерывно растет, но остается меньше  $T_{0v}$ . Нетрудно увидеть, что если  $\tau_0 > 1$ , то  $\tau$  убывает, но остается больше единицы. Наконец, если горение начинается в вакууме, то  $\gamma = 0$  и всегда  $\tau = 1$ ;  $T = T_{0v}$ .

2. Рассмотрим установившийся процесс истечения газов в камере, при котором  $\dot{\psi} = \eta$ . В этом случае из уравнения (4.87) получим

$$\dot{\tau} = \frac{1 - k\tau}{\psi - \eta + \gamma} \dot{\psi}, \quad (4.93)$$

откуда

$$\ln \frac{1 - k\tau}{1 - k\tau_0} = -k \int_0^{\psi} \frac{d\psi}{\psi - \eta + \gamma}.$$

Если в начальный момент  $\tau_0 = \frac{1}{k}$ , то  $1 - k\tau_0 = 0$  и так как правая часть конечна, то должны иметь место равенства  $k\tau = 1$

$$\tau = \frac{1}{k}; \quad T = \frac{T_{0v}}{k} = T_{0p}.$$

Если  $\tau_0 > \frac{1}{k}$ ;  $k\tau_0 > 1$ , то и  $k\tau > 1$ . При этом, так как правая часть отрицательна, то

$$\frac{k\tau - 1}{k\tau_0 - 1} < 1 \text{ или } \tau < \tau_0.$$

Таким образом, если  $\tau_0 > \frac{1}{k}$ , то  $\tau$  убывает, оставаясь больше  $\frac{1}{k}$ . Аналогично можно показать, что если  $\tau_0 < \frac{1}{k}$ , то  $\tau$  растет, оставаясь меньше  $\frac{1}{k}$ .

Итак, при стационарном процессе в камере, когда приход равен расходу, и при отсутствии теплоотдачи к стенкам температура газов либо равна  $\frac{1}{k}$ , либо непрерывно приближается к ней сверху или снизу.

Рассмотрим общий случай, когда приход не равен расходу и когда давление возрастает или падает. В этом случае  $\dot{\psi} \neq \eta$ . Для некоторого конечного промежутка времени примем  $\eta = n\dot{\psi}$ , где  $n$  постоянное число. Уравнение (4.87) принимает следующий вид:

$$\dot{\tau} = \frac{1 - \tau - (k-1)n\tau}{\psi - \eta + \gamma} \dot{\psi},$$

или

$$\dot{\tau} = \frac{1 - m\tau}{\psi - \eta + \gamma} \dot{\psi}, \quad (4.94)$$

где

$$m = 1 + n(k - 1). \quad (4.95)$$

Сравнивая уравнения (4.94) и (4.93), мы видим, что они отличаются только численным значением коэффициента при  $\tau$ . Следовательно, можно сделать вывод, что при нестационарном процессе в камере в каждый данный момент величина  $\tau$  стремится к величине  $\frac{1}{m}$ , а температура газов стремится к  $\frac{T_{0v}}{m}$ .

Напишем выражение для  $m$ . Из уравнений (4.88) и (4.89) следует, что

$$n = \frac{\dot{\eta}}{\psi} = \frac{\varphi A F_{кр} p}{\delta S_{0\sigma}(\psi) \varphi(x) \sqrt{RT_{0v} \tau} f(p)}. \quad (4.96)$$

Можно показать, что для определения значения  $m$  в формуле (4.95) с точностью до 1% достаточно определить значение  $n$  с точностью до 5% и значение  $\tau$  в выражении (4.96) с точностью до 10%. При этих условиях можно в выражении (4.96) заменить  $RT_{0v} \tau$  величиной  $\chi RT_{0p} = \chi f_p$ , которую мы принимали ранее. При этом, учитывая обозначение

$$N = \frac{\varphi A F_{кр}}{\delta S_{0\sigma}(\psi) \varphi(x) \sqrt{\chi f_p}},$$

получим:

$$n = N \frac{p}{f(p)}$$

и

$$m = 1 + (k - 1) N \frac{p}{f(p)}. \quad (4.97)$$

В случае степенной функции  $f(p) = u_1 p^\nu$  имеем

$$n = \frac{N}{u_1} p^{1-\nu}.$$

Учитывая выражение для  $p_{пр}$

$$p_{пр} = \left( \frac{u_1}{N} \right)^{\frac{1}{1-\nu}},$$

откуда

$$\frac{u_1}{N} = p_{пр}^{1-\nu},$$

мы можем написать:

$$n = \left( \frac{p}{p_{пр}} \right)^{1-\nu}$$

и

$$m = 1 + (k - 1) \left( \frac{p}{p_{пр}} \right)^{1-\nu}. \quad (4.98)$$

Имея кривую давления, рассчитанную обычным путем при постоянной температуре в камере, можно из выражения (4.97) или (4.98) определить величину  $\frac{T_{0v}}{m}$ , к которой температура газов в камере стремится сверху или снизу. Очевидно, что наибольшего отклонения температуры газов от изотермической, определяемой из выражения  $T = \frac{T_{0v}}{k} = T_{0p}$ , можно ожидать в случаях наибольшего отклонения процесса в камере от стационарного, когда давление в камере быстро возрастает или падает. Это происходит обычно в двигателях противотанковых ракетных снарядов. В табл. 4.11 приведены результаты расчета температуры газов в камере условного противотанкового снаряда методом численного интегрирования уравнений (4.87) — (4.90) при значении  $k=1,25$ .

Там же приведены значения  $\frac{1}{m}$ , вычисленные по формуле (4.98).

Таблица 4.11

$\psi$	$p \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$	$\tau$	$\frac{1}{m}$
0	75	0,885	0,891
0,1	260	0,847	0,842
0,2	347	0,832	0,824
0,3	392	0,822	0,815
0,4	410	0,814	0,809
0,5	415	0,809	0,807
0,6	415	0,806	0,803
0,7	410	0,804	0,803
0,8	390	0,804	0,803
0,9	362	0,797	0,784
0,95	310	0,781	0,750
1,00	185	0,736	0,683

Из рассмотрения данных табл. 4.11 можно сделать следующие выводы.

1. В условиях рассмотренной задачи относительная температура  $\tau$  отличается от ее значения, определяемого при стационарном процессе ( $\tau=0,8$ ) в камере, на величину до 10%.

2. Точные значения температуры отличаются от их приближенных значений  $\tau = \frac{1}{m}$  примерно на 1% для большей части периода горения заряда.

3. Для приближенных расчетов можно исходить из зависимости  $\tau = \frac{1}{m}$ , где  $m$  определяется из зависимости (4.97) или (4.98).

## § 4.12. НЕУСТОЙЧИВОЕ (АНОМАЛЬНОЕ) ГОРЕНИЕ-РАКЕТНЫХ ЗАРЯДОВ

Внешними признаками аномального горения являются выделение большого количества бурых паров двуокиси азота и падение давления в двигателе ниже расчетного значения, определяемого заданными параметрами заряжания.

Аномальное горение часто проявляется в виде прерывистого горения, когда после воспламенения заряда и достижения  $p_{\max}$  наблюдается спад давления до атмосферного, затем следует повторный взрыв давления,

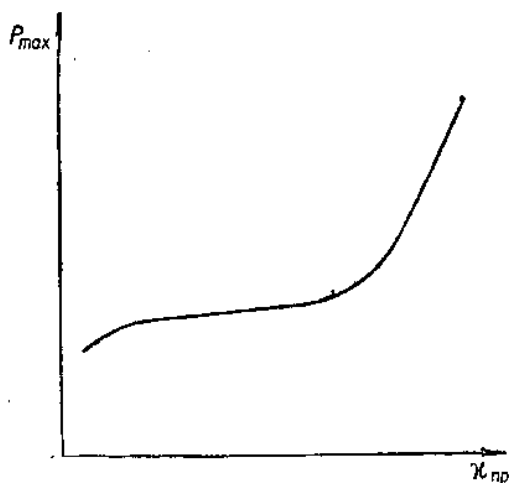


Рис. 4.10. Зависимость минимально допустимого  $p_{\max}$  от предельного значения параметра  $x$

сменяющийся спадом, и т. д. Число циклов колеблется от двух — трех до нескольких десятков. Во всех случаях при аномальном горении наблюдается резкое снижение единичного импульса.

Величина предельного значения максимального давления в двигателе  $(p_{\max})_{\min}$ , ниже которого наблюдается аномальное горение, определяется характеристиками топлива и условиями заряжания. Баллистические топлива характеризуются высокими значениями  $(p_{\max})_{\min}$ , которые при благоприятных условиях заряжания составляют около 20—40 кг/см<sup>2</sup>. Верхняя цифра относится к топливам с калорийностью  $(Q_{\text{ж}} = 800 - 900 \frac{\text{ккал}}{\text{кг}})$ , нижняя — к топливам с высокой калорийностью  $(Q_{\text{ж}} = 1100 - 1230 \frac{\text{ккал}}{\text{кг}})$  [2]. Для смесевых топлив граница устойчивого горения опускается до нескольких атмосфер.

Из параметров заряжания решающее влияние на устойчивость горения оказывает параметр  $x$ , который в свое время был рекомендован проф. Ю. А. Победоносцевым в качестве критерия устойчивости горения топлива в РДТТ. Как показывает эксперимент, для каждого давления существует свое предельное значение  $x$ , выше которого горение становится неустойчивым. Характер зависимости  $(p_{\max})_{\min} = f(x_{\text{пр}})$  представлен на рис. 4.10. Из графика следует, что с увеличением максимального давления в начале горения заряда допустимое значение  $x$  возрастает.

Рассмотрим вначале причины неустойчивого горения, связанного с низким уровнем давлений в двигателе при благоприятных

условиях заряжания ( $x \ll x_{пр}$ ). Скорость химических реакций, протекающих в газовой фазе горения, в сильной степени зависит от давления. В первую очередь это относится к протекающим в пламенной зоне реакциям взаимодействия окислов азота с  $H_2$  и  $CO$ . При снижении давления в двигателе ниже некоторого предела указанные реакции замедляются настолько, что времени пребывания газов в ракетной камере становится недостаточно для их завершения. Истекающие из сопла продукты сгорания в этом случае содержат значительные количества непрореагировавших окислов азота ( $>20\%$ ), которые, взаимодействуя с кислородом воздуха, образуют  $NO_2$  (газ бурого цвета). Поскольку на долю этих реакций приходится почти половина тепла, выделяемого при горении твердого топлива, их незавершенность приводит к резкому падению тепловыделения, а следовательно, и величины  $RT_0$ , что влечет за собой падение давления в двигателе ниже расчетной величины. Так как с падением давления происходит снижение скорости газификации, падение давления может стать прогрессирующим и привести к полному затуханию заряда.

Процесс газификации топлива может продолжаться и после спада давления до атмосферного за счет тепла, аккумулированного в поверхностном слое заряда. При накоплении в ракетной камере достаточного количества продуктов газификации и при наличии источника инициирования в виде нагретых элементов конструкции между этими продуктами начинается бурное взаимодействие. За счет выделяемого тепла происходит резкий подъем давления.

С ростом температуры горения (калорийности) твердого топлива скорость реакций, протекающих в пламенной зоне, возрастает и полнота процесса горения достигается при более низких давлениях. Этим объясняется снижение величины предельного давления с ростом калорийности топлива.

При значениях параметра Победоносцева  $x \geq x_{пр}$  неустойчивое горение проявляется при более высоком давлении  $p_{max}$ , чем то, которое согласно зависимости химической кинетики обуславливает химическую неполноту сгорания. Для объяснения причин влияния  $x$  на устойчивость горения твердого топлива необходимо рассмотреть связь между скоростью горения и толщиной прогретого слоя топлива. Распределение избыточной температуры в твердой фазе при стационарном горении топлива описывается уравнением

$$T - T_n = (T_s - T_n) e^{-\frac{\zeta a}{a}}, \quad (4.99)$$

где  $\zeta$  — расстояние от поверхности горения;

$a = \frac{\lambda}{c\delta}$  — коэффициент температуропроводности топлива.

Вывод этой зависимости приводится в § 6.8, гл. VI. Согласно уравнению (4.99) глубина прогретого слоя представляет собой



условную величину, определяемую некоторым заданным значением избыточной температуры  $(T - T_n)$ :

$$\zeta_{пр} = \frac{a}{u} \ln \frac{T_s - T_n}{T - T_n}. \quad (4.100)$$

Запас количества тепла, аккумулированного в поверхностном слое заряда, из расчета на  $1 \text{ м}^2$  составляет

$$Q = \int_0^{\infty} (T - T_n) \delta c d\zeta = (T_s - T_n) \delta c \int_0^{\infty} e^{-\frac{\zeta u}{a}} d\zeta,$$

откуда

$$Q = (T_s - T_n) \frac{\lambda}{u}. \quad (4.101)$$

Следовательно, при стационарном горении каждому значению скорости горения соответствует свой температурный профиль в твердой фазе. Для примера на рис. 4.11 приведены расчетные

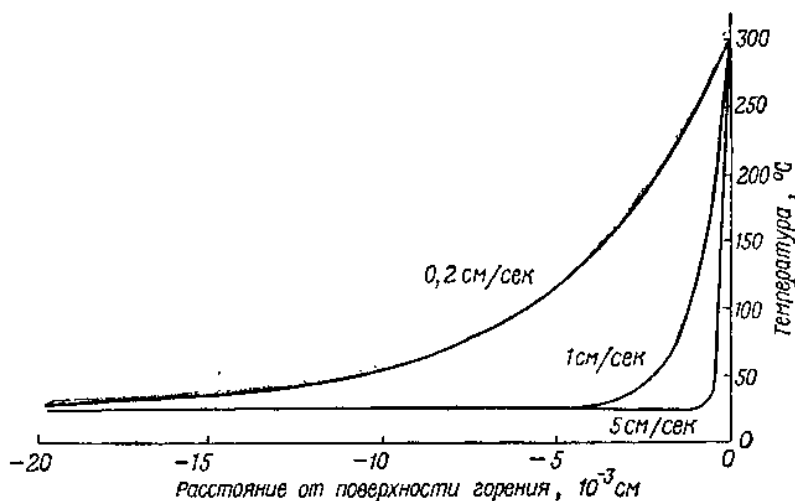


Рис. 4.11. Распределение температуры в заряде из баллиститного топлива при различных скоростях горения (расчетные данные)

температурные профили в заряде из баллиститного топлива при различных скоростях горения [9]. С уменьшением скорости горения глубина прогретого слоя увеличивается. При этом возрастает также количество тепла, аккумулированного в поверхностном слое заряда.

Следовательно, изменение температурного профиля в заряде при снижении давления в двигателе всегда связано с израсходованием дополнительной энергии на прогрев более толстого слоя топлива. Если давление снижается медленно, температурный профиль успевает следить за давлением и перестраивается в соответ-

ствии с изменением стационарной скорости горения. При быстром падении давления перестройка температурного профиля запаздывает. Вследствие этого скорость горения в начальный момент снижается в большей степени, чем это вызывается падением давления (см. рис. 4.12). Снижение скорости горения может привести к неустойчивому горению либо даже к затуханию заряда.

Как показано в § 6.8, гл. VI, характерным временем тепловой релаксации системы с подвижной поверхностью раздела фаз является отношение  $a/u_c^2$ . Можно полагать, что переход к неустойчивому горению в результате падения давления произойдет, если время спада меньше времени тепловой релаксации

$$\tau < \tau_p^*.$$

Поскольку

$$\tau \sim \frac{1}{dp/dt}, \quad u_c^2 \sim p^{2\nu},$$

условие устойчивости горения можно представить в виде

$$\text{const} > \frac{1}{p^{2\nu}} \cdot \frac{dp}{dt}. \quad (4.102)$$

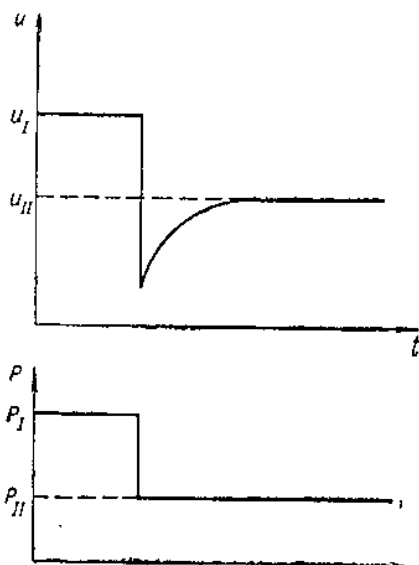


Рис. 4.12. Изменение скорости горения твердого топлива при резком спаде давления

В соответствии с представленной схемой влияние параметра Ю. А. Победоносцева на устойчивость горения ракетного заряда объясняется тем, что с увеличением  $\chi$  возрастает дегрессивность горения. При  $\chi \approx \chi_{пр}$  скорость спада давления после эрозионного пика давления достигает значения, при котором неравенство (4.102) меняет свой знак. Согласно неравенству (4.102), чем выше давление  $p_{\max}$ , предшествующее спаду, тем большая дегрессивность горения, а следовательно, и более высокое значение  $\chi$  могут быть допущены без перехода горения заряда в аномальное.

На практике устойчивое горение заряда обеспечивается выбором рабочего давления в двигателе ( $p_{\max} > (p_{\max})_{\min}$ ) и параметра заряжания  $\chi < \chi_{пр}$ .

Но иногда цель состоит в том, чтобы погасить заряд. Такая необходимость возникает при различных исследованиях рабочих

\* Представление о порядке величины  $\tau_p$  дает следующий расчет: для баллиститного топлива JP при  $p=50 \text{ кг/см}^2$ ,  $T_n = +21^\circ \text{C}$ ,  $u=20 \text{ мм/сек}$  [2]; для баллиститных топлив  $a=0,32 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{час} = 0,89 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{сек}$ , откуда

$$\tau_p = \frac{0,89 \cdot 10^{-7}}{4 \cdot 10^{-4}} = 0,22 \cdot 10^{-3} \text{ сек.}$$

процессов РДТТ. В этом также состоит одно из возможных решений регулирования дальности стрельбы управляемыми баллистическими ракетами с РДТТ при постоянном угле тангажа в конце активного участка траектории. Как показывает эксперимент, существует некоторая критическая скорость сброса давления  $(dp/dt)_{пр}$ , гарантирующая надежное гашение заряда. Величина критической скорости сброса давления связана обратной зависимостью с максимальным давлением в камере. Следует отметить, что критическая скорость сброса давления на целый порядок выше величины  $dp/dt$ , при которой начинается неустойчивое горение заряда [11].

### § 4.13. ВИБРАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ

В РДТТ при некоторых условиях горения возникают высокочастотные колебания давления, сопровождающиеся значительными отклонениями средней скорости горения топлива от расчетного значения. Это явление получило в литературе название вибра-

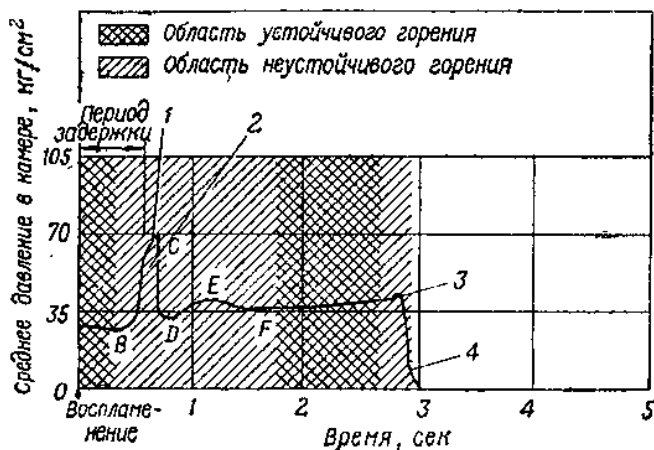


Рис. 4.13. Характерная кривая изменения давления в РДТТ при вибрационном горении

ционного, или резонансного горения. Внешним признаком вибрационного горения служит появление на осциллограмме вторичных пиков давления. Характерная кривая давления для подобного случая при горении шашки с цилиндрическим каналом и бронированной наружной поверхностью приведена на рис. 4.13 [12]. Согласно показаниям малоинерционных датчиков через 0,38 сек после воспламенения заряда в канале шашки возникли колебания давления с амплитудой  $\sim 0,07$  кг/см<sup>2</sup>. Затем эти колебания стали усиливаться, а при их максимальном усилении на осциллограмме появился резкий скачок давления (до 74 кг/см<sup>2</sup>), в 2,5 раза превысивший среднее давление при стационарном горении. С ос-

лаблением колебаний процесс горения вернулся к стационарному состоянию.

Вибрационное горение связано с усилением колебаний давления, соответствующих одной из форм собственных колебаний столба газа во внутренней полости заряда. Причина возникновения колебаний неясна. Известно, что небольшие колебания являются обычным явлением, сопутствующим всем типам пламени.



Рис. 4.14. Рябь на поверхности горения баллистического топлива JPN после прерванного вибрационного горения. Рябь ориентирована в тангенциальном направлении

Как показывает эксперимент, в большинстве случаев определяющими являются тангенциальные колебания. Частоты собственных колебаний газового столба ( $\sim 1 \div 10$  кгц) при горении заряда меняются в соответствии с изменением геометрии внутренней полости заряда. Полагают, что очаги возникновения вибрационного горения располагаются в местах пучностей стоячих волн давления, температуры и плотностей газа. К таким выводам приводит осмотр поверхности шашек после прерывания горения, произведенного вслед за возникновением вибрационного горения [13], [14]. На поверхности каналов шашек в местах пучностей располагаются участки максимальной скорости горения топлива. Поверхность в этих местах покрыта рябью, по ориентации которой можно судить о направлении колебаний (см. рис. 4.14 [13]).

Вероятность возникновения вибрационного горения в РДТТ связана с такими параметрами заряжения, как отношение  $S_0/F_{кр}$  (заданный уровень рабочего давления в двигателе), геометрия заряда, начальная температура заряда и физико-химические характеристики топлива.

Как показывает эксперимент [12], для заряда заданной геометрии по мере уменьшения критического сечения сопла вначале склонность заряда к вибрационному горению возрастает, затем по достижении некоторого критического значения рабочего давления резко падает. Так определяется нижняя граница полностью стабильного горения. Это явление представлено на рис. 4.15 в виде

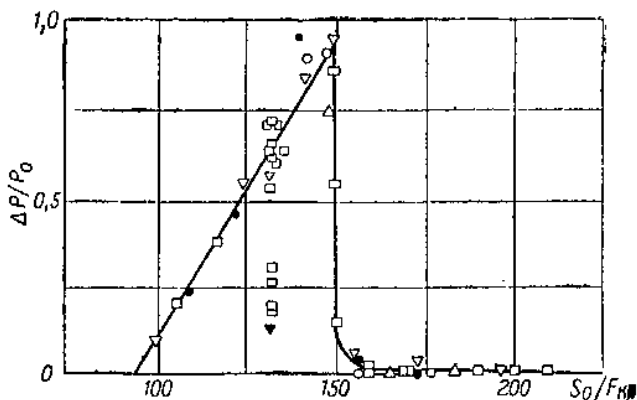


Рис. 4.15. Относительное приращение давления в РДТТ при вибрационном горении в зависимости от  $S_0/F_{кр}$ . Заряд из смесового топлива на основе перхлората аммония, горящий по поверхности цилиндрического канала

графика  $\Delta p/p_0 = f(S_0/F_{кр})$ , где  $\Delta p$  — разность между высоким давлением при вибрационном горении и стационарным давлением в камере. Для заряда из смесового топлива на основе перхлората аммония, для которого получен этот график, критическое давление равняется примерно  $20 \text{ кг/см}^2$  [12].

Стабильности горения благоприятствует некруговая форма внутренней поверхности, затрудняющая развитие тангенциальных колебаний. Однако для некоторых некруговых форм канала (звездообразный профиль) возможно появление новых типов колебаний, например, поперечных колебаний в углах звезды [1].

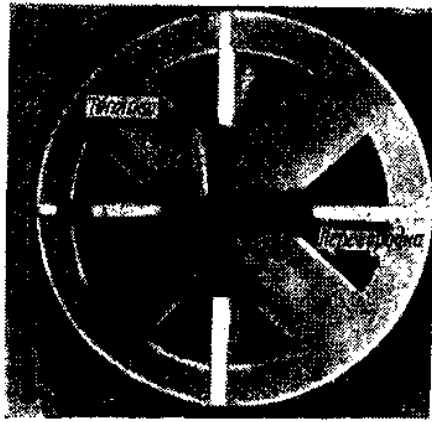
Вибрационное горение чаще наблюдается при относительно больших длинах канала  $L/d$ . Отмечается существование для отдельных геометрических форм некоторого критического значения  $L/d$ , определяющего переход от стабильного горения к вибрационному [12]. Вибрационное горение реже наблюдается у баллистических топлив со средней калорийностью  $\sim 800\text{—}900 \frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$ , а также у смесовых топлив на основе перхлората калия, нитрата

аммония или пикрата аммония. По некоторым данным, для топлив на основе перхлората аммония склонность к вибрационному горению понижается с увеличением размеров частиц окислителя [13].

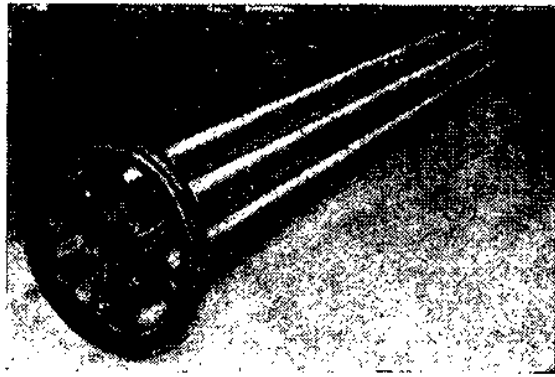
Согласно современным взглядам на природу вибрационного горения усиление слабых колебаний в газовой среде происходит при наличии определенной фазовой связи между собственными колебаниями этой среды и усиливающим фактором — колебаниями энергии, вносимой в газовую среду вместе с новыми поступлениями газа с поверхности заряда. Как отмечалось ранее, скорость газообразования определяется подводом тепла к поверхности горения из зоны газификации. Колебания в газовой фазе, сопровождающиеся изменением всех газодинамических параметров, вызывают колебания теплового потока к поверхности заряда. Исключительно низкая теплопроводность твердого топлива обуславливает локализацию тепловых колебаний в поверхностном слое заряда. Этим определяется высокая чувствительность к таким колебаниям температуры поверхности заряда и связанной с ней скорости газообразования. Скорость газообразования и определяемое ею поступление энергии в газовую фазу играет в рассматриваемом процессе роль обратной связи. Между изменением скорости газообразования и вызываемым им изменением параметров газового потока во внутренней полости заряда существует некоторый разрыв во времени — время запаздывания. Запаздывание определяется временем, необходимым для завершения физико-химических процессов, преобразующих продукты разложения твердой фазы в конечные продукты сгорания. Факторами, благоприятствующими усилению колебаний, являются: высокая температура горения (калорийность) топлива, высокая теплота фазового превращения, высокая начальная температура заряда. Таким образом объясняется меньшая склонность к вибрационному горению топлив с низкой калорийностью, а также топлив на основе перхлората калия, для которого теплота разложения почти равна нулю. Более сложную роль играет давление, которое, с одной стороны, изменяет время задержки, способствуя усилению колебаний, с другой стороны, — повышая интенсивность теплопередачи, делает процесс горения менее чувствительным к колебаниям граничных параметров.

Вред вибрационного горения не исчерпывается возможностью разрушения корпуса двигателя при высококачественных давлениях, превышающих расчетное значение. Другими возможными последствиями вибрационного горения являются:

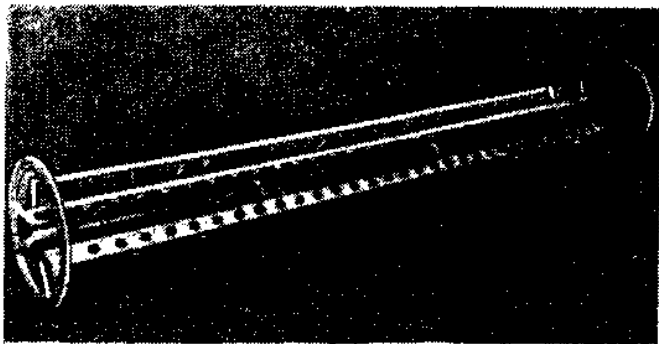
- растрескивание топливного заряда вследствие вибрационных нагрузок;
- местные прогары корпуса двигателя после вибрационного растрескивания теплозащитных покрытий;
- вредное воздействие колебательных нагрузок на электронное оборудование ракеты;



*a*



*б*



*в*

Рис. 4.16. Механические устройства для устранения вибрационного горения:  
а — перегородки; б — стержни; в — перфорированные пластины

- усталостное разрушение отдельных узлов конструкции;
- снижение единичного импульса.

Для борьбы с вибрационным горением в настоящее время применяются методы, установленные эмпирическим путем при обработке различных образцов РДТТ. Рассмотрим эти методы.

### Размещение во внутренней полости заряда устройств из негорючих материалов

В зависимости от формы заряда и конструкции двигателя такие устройства могут выполняться в виде перегородок, делящих на части внутреннюю полость заряда (рис. 4.16, а) [15], стержней, располагающихся вдоль оси канала (4.16, б), перфорированных пластин (4.16, в). Такие устройства обеспечивают акустическую «перенастройку» полости, нарушая условия возникновения упорядоченных акустических колебаний.

### Усиление неупорядоченного движения газов в полости заряда

В трубчатых шашках, горящих по всей поверхности, это достигается применением сквозных радиальных сверлений в своде шашки диаметром  $\leq 0,4d$  канала, расположенных по длине шашки по винтовой линии. В зарядах крестообразной формы это обеспечивается спиральным расположением бронированных участков на наружной поверхности шашки. Суть этого метода состоит в улучшении теплопередачи к поверхности заряда за счет турбулизации основного потока газов. При этом повышается стабильность теплопередачи, снижается зависимость ее от колебаний параметров теплового пограничного слоя [1].

### Введение в газовую фазу демпфирующих частиц

Как показывает эксперимент, введение в состав топлива добавок, которые затем образуют в продуктах сгорания конденсированные частицы определенных размеров, обеспечивает демпфиру-

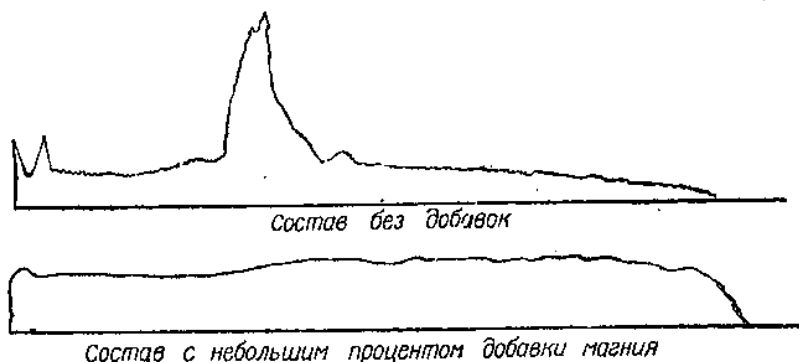


Рис. 4.17. Осциллограммы, показывающие стабилизирующее действие добавок металлов



вание колебаний газовой фазы. Этот эффект может быть получен при введении в состав топлива металлов (алюминий, магний), участвующих в горении (рис. 4.17) [15].

#### § 4.14. ВОСПЛАМЕНЕНИЕ РАКЕТНОГО ЗАРЯДА

Воспламенение является начальной стадией горения твердого топлива. Для воспламенения заряда необходимо его поверхностный слой довести до такого температурного состояния, при котором тепловыделение за счет термического разложения становится больше теплопотерь и реакция разложения твердой фазы начинает устойчиво развиваться. Наряду с тепловым импульсом, сообщаемым поверхностным слоям топлива, для нормального воспламенения заряда необходимо создать в ракетной камере давление, обеспечивающее устойчивое горение топлива.

Передача тепла к поверхности заряда при сгорании воспламенителя может осуществляться посредством излучения, конвекции при обтекании заряда продуктами сгорания воспламенителя и, наконец, горячими твердыми частицами, оседающими на поверхности заряда. В реальных условиях при воспламенении заряда проявляется совместное действие многих факторов, что препятствует выявлению закономерностей самого процесса воспламенения. Для определения основных критериев воспламеняемости топлив могут быть использованы специальные источники тепла, позволяющие точно измерить количество энергии, подводимой к заряду. Опытами по воспламенению твердых топлив с помощью дугowego отражательного источника [16] было установлено соответствие между заданной вероятностью воспламенения того или иного вида топлива и количеством подводимого тепла на единицу поверхности заряда. Минимальное количество тепла, обеспечивающее 50-процентную вероятность воспламенения, можно рассматривать как пороговую энергию воспламенения. Было найдено, что для смесевых топлив на основе перхлората аммония пороговая энергия воспламенения существенно уменьшается с ростом давления до  $5 \text{ кг/см}^2$ , после чего изменяется незначительно, составляя около  $1 \text{ кал/см}^2$ . При давлениях ниже  $0,06 \text{ кг/см}^2$  воспламенение становится невозможным: горение топлива прекращается вместе с облучением. Пороговая энергия воспламенения изменяется с ростом теплового потока к поверхности заряда. Минимум пороговой энергии обеспечивается при тепловых потоках  $\sim 70\text{—}150 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{сек}$  и составляет примерно  $1 \text{ кал/см}^2$ . При снижении теплового потока возрастает доля тепла, отводимого в глубь заряда, и пороговая энергия воспламенения возрастает. Для тепловых потоков  $10\text{—}20 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{сек}$  она составляет  $3\text{—}2 \text{ кал/см}^2$ . Рост пороговой энергии при увеличении тепловых потоков сверх оптимального значения связан с уменьшением времени, а следовательно, и глубины прогрева. Эти опыты убедительно показывают,

что температура поверхности заряда не является критерием воспламеняемости. Критерий воспламеняемости обязательно должен включать наряду с критическим уровнем температуры поверхности закон распределения температуры в поверхностном слое топлива.

При подводе к топливу достаточного для воспламенения теплового импульса воспламенение топлива происходит с некоторым запаздыванием во времени, называемым временем задержки. Опыты по воспламенению смесевых топлив на основе перхлората аммония посредством генерируемого в ударной трубе горячего газа ( $p=10-25$  кг/см<sup>2</sup>,  $T_0=1200-1800^\circ$  К,  $v=50-100$  м/сек) показали, что время задержки воспламенения заряда изменяется обратно пропорционально среднему тепловому потоку к поверхности заряда. Для обеспечения задержки воспламенения в пределах 5—45 мсек величина конвективного теплового потока к поверхности должна составлять 1000—100 ккал/м<sup>2</sup>·сек [17].

На воспламеняемость топлива оказывает существенное влияние начальная температура заряда. Пороговая энергия воспламенения с понижением температуры заряда возрастает линейно. Для топлив на основе перхлората аммония температурная чувствительность пороговой энергии примерно того же порядка, что и температурная чувствительность скорости горения.

Воспламеняемость топлив существенно зависит от их состава. Баллиститные топлива воспламеняются легче, чем смесевые. Сами смесевые топлива значительно различаются по воспламеняемости: топлива на основе нитрата аммония не воспламеняются в условиях, при которых топлива на основе перхлората аммония воспламеняются без труда.

Воспламенение ракетных зарядов остается одним из наименее изученных явлений в рабочем процессе РДТТ. Поэтому подбор воспламенителя при отработке нового двигателя осуществляется обычно опытным путем. Наряду с надежностью воспламенения и безотказностью срабатывания воспламенитель ракетного заряда должен удовлетворять следующим требованиям:

- минимальные размеры и вес;
- однообразие действия;
- отсутствие высококов давления;
- обеспечение минимального времени выхода двигателя на режим;
- возможность длительного хранения.

В качестве воспламенительного состава наиболее широко используется черный порох. Высокая воспламеняющая способность черного пороха определяется большим содержанием раскаленных твердых частиц в продуктах его сгорания (до 60% по весу), что обуславливает их высокую излучательную способность, а также интенсивность контактной теплоотдачи. Интенсивность газообразования в известных пределах регулируется величиной зерен. Используются также пиротехнические составы на основе металлов (алюминий или магний) и минеральных окислителей (перхлорат

или нитрат калия). Недостатком этих составов является окисление металлов при длительном хранении.

Исследовались возможности воспламенения зарядов в РДТТ посредством впрыска в камеру самовоспламеняющихся жидкостей (трифтористый хлор, трех- и пятифтористый бром). При оседании жидкости на поверхности заряда начинается химическая реакция между впрыскиваемым веществом и топливом с выделением тепла, достаточного для воспламенения заряда. Таким образом удается обеспечить воспламенение твердого топлива при очень низких давлениях (до 0,07 атм). Однако при таком способе воспламенения резко возрастает время задержки воспламенения (в десятки раз по сравнению с воспламенителем из ДРП) и наблюдаются большие выскоки давления [18].

Воспламенительный состав обычно помещают в герметичный корпус из пластмассы или металла. Зажигание воспламенительного состава в большинстве случаев осуществляется электрозапалом. Конструкция корпуса должна обеспечить достаточную прочность его при срабатывании электрозапала, пока пламя не охватит всю навеску воспламенителя. Однако корпус не должен быть настолько прочным, чтобы разрушение его происходило со взрывом, так как при этом может быть поврежден ракетный заряд.

Недостаточная изученность процессов воспламенения и некоторые расхождения во взглядах на механизм воспламенения твердых ракетных топлив нашли отражение в разнообразии эмпирических формул, которые предлагались различными исследователями для расчета веса воспламенителя.

Приведем две характерные зависимости [10]:

$$\omega_b = \frac{qS_0'}{Q_{ж.в.}};$$

$$\omega_b = 16 \sqrt{\frac{S_0 F_{кр}}{\Delta}}.$$

Отправным пунктом первой зависимости, предложенной Я. М. Шапиро, является величина  $q$  — количество тепла на единицу поверхности заряда, которое гарантирует надежное воспламенение. Согласно рекомендации Я. М. Шапиро  $q \approx 7 \frac{\text{кал}}{\text{см}^2}$ . В знаменателе стоит  $Q_{ж.в.}$  — калорийность воспламенительного состава. Из параметров заряжания сюда входит только поверхность горения заряда. Вторая зависимость включает также площадь критического сечения сопла и плотность заряжания. Эти параметры введены в расчетную зависимость с целью учета давления воспламенения и продолжительности воздействия продуктов сгорания воспламенителя. Основным недостатком известных в настоящее время эмпирических зависимостей является то, что они пригодны лишь в узкой области, соответствующей условиям эксперимента, из которого они получены.

Правильным подбором веса воспламенителя в значительной степени определяется баллистическое совершенство двигателя. При слабом воспламенителе затягивается выход двигателя на рабочий режим, возможны задержки воспламенения заряда. При избыточном весе воспламенителя появляются пики давления, угрожающие прочности конструкции.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ IV

1. Баррер М., Жомотт А., Вебек Б. Ф., Ванденкеркхове Ж. Ракетные двигатели. Оборонгиз, 1962.
2. Уимпресс Р. Н. Внутренняя баллистика пороховых ракет. Изд. иностр. лит., 1952.
3. Паушкин Я. М. Химия реактивных топлив. Изд. АН СССР, 1962.
4. Preckel R. F. Plateau ballistics in nitrocellulose propellant. ARS, Journal, 1961, № 9.
5. Вилюнов В. Н. К математической теории стационарной скорости горения конденсированного вещества: ДАН СССР, 1960, т. 136, № 1.
6. Саммерфильд М., Сатерленд Г. С., Уэбб М. Дж., Табак Х. Дж., Холл К. П. Механизм горения топлив на перхлорате аммония. «Исследование ракетных двигателей на твердом топливе». Сб. статей. Изд. иностр. лит., 1963.
7. Marklund T., Lake A. Experimental investigation of propellant erosion. ARS, Journal, 1960, № 2.
8. Герон Р. Проблемы внутренней баллистики РДТТ. «Вопросы ракетной техники», 1963, № 6.
9. Хуггетт К. Горение твердых ракетных топлив. Сборник под ред. Ю. Х. Шаулова. Изд. иностр. лит., 1959.
10. Серебряков М. Е. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. Оборонгиз, 1962.
11. Сиплач С. Влияние быстрого понижения давления на горение твердого топлива. «Ракетная техника», 1961, № 11.
12. Браунли В. Г., Марбл Ф. Е. Экспериментальное исследование неустойчивого горения в ракетных двигателях на твердом топливе. «Исследование ракетных двигателей на твердом топливе». Сб. статей под ред. М. Саммерфильда. Изд. иностр. лит., 1963.
13. Прайс Е. В. Обзор экспериментальных исследований неустойчивого горения твердых топлив. Сб. статей под ред. М. Саммерфильда. Изд. иностр. лит., 1963.
14. Ландсбаум Е. М., Кьюби У. С., Спейд Ф. У. Экспериментальные исследования неустойчивого горения в ракетных двигателях твердого топлива. Сб. статей под ред. М. Саммерфильда. Изд. иностр. лит., 1963.
15. Ангелус Т. А. Явление неустойчивого горения двух основных топлив. «Исследование ракетных двигателей на твердом топливе». Сб. статей под ред. М. Саммерфильда. Изд. иностр. лит., 1963.
16. Беер Р. Б., Фишман Н. Воспламенение твердого топлива лучистой энергии высокой интенсивности. Сб. статей. Изд. иностр. лит., 1963.
17. Бер А. Д., Райан Н. В., Солт Д. А. Воспламенение топлива интенсивными конвективными тепловыми потоками. Сб. статей под ред. М. Саммерфильда. Изд. иностр. лит., 1963.
18. Сиплач С., Аллен Д. Зажигание твердого топлива в ракетных двигателях посредством впрыска самовоспламеняющихся жидкостей. «Ракетная техника», 1961, № 4.

## Г Л А В А V

### НАСТРОЙКА РДТТ

#### § 5.1. РАЗБРОС ТЯГОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РДТТ И ПУТИ ЕГО УМЕНЬШЕНИЯ

Прологарифмировав и продифференцировав расчетные зависимости для давления в двигателе (4.55) и тяги (3.54), заменив затем дифференциалы конечными приращениями параметров, получим формулы, связывающие относительное изменение тяговых характеристик РДТТ с относительными отклонениями основных параметров заряжания:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{1-\nu} \left( \frac{\Delta u_1}{u_1} + \frac{\Delta S_0}{S_0} + \frac{1}{2} \frac{\Delta f_p}{f_p} - \frac{\Delta F_{кр}}{F_{кр}} \right); \quad (5.1)$$

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta p}{p} + \frac{\Delta f(\lambda_a)}{f(\lambda_a)}. \quad (5.2)$$

Для времени горения, принимая  $e_1 = u_1 p^\nu \tau$ , получим

$$\frac{\Delta \tau}{\tau} = \frac{\Delta e_1}{e_1} - \frac{1}{1-\nu} \frac{\Delta u_1}{u_1} - \frac{\nu}{1-\nu} \left[ \frac{\Delta S_0}{S_0} + \frac{1}{2} \frac{\Delta f_p}{f_p} - \frac{\Delta F_{кр}}{F_{кр}} \right]. \quad (5.3)$$

Согласно зависимостям (5.1) — (5.3) основными факторами, обуславливающими непостоянство тяговых характеристик двигателя, являются: непостоянство скорости горения твердого топлива, разброс его энергетических характеристик, различие размеров заряда и сопла двигателя в пределах допусков на их изготовление.

Из перечисленных факторов главенствующую роль играет непостоянство единичной скорости горения твердого топлива. Как отмечалось ранее, единичная скорость горения твердого топлива существенно зависит от начальной температуры заряда, что в свою очередь обуславливает зависимость от нее тяговых параметров. Для некоторых топлив, применяемых в ракетах армии США, при изменении начальной температуры заряда на 50°С тяга двигателя изменяется на 30%. Для баллистических топлив, применявшихся во вторую мировую войну, зависимость тяги от температуры заряда была значительно большей. Кроме того, при одной и той же

температуре в одном и том же двигателе наблюдается разброс скоростей горения зарядов вследствие различных отклонений от норм технологического процесса при их изготовлении и колебаний химического состава топлива. По американским данным, изменения в химическом составе топлива от партии к партии могут вызвать изменения тяги примерно на 3%. У двигателей, снаряженных зарядами из одной партии топлива, могут наблюдаться колебания в величине тяги примерно на 2% [1].

Отклонения тяговых параметров от их расчетных значений могут вызываться также случайными факторами, возникающими в процессе работы двигателя (увеличение поверхности горения вследствие появления трещины в заряде, разгар критического сечения сопла и т. д.).

Указанные недостатки РДТТ становятся особенно нетерпимыми при использовании этого двигателя в управляемых ракетах. Инерциальные системы наведения баллистических ракет предъявляют жесткие требования к постоянству тяги двигателя. При использовании ЖРД постоянство тяги с точностью до 1% сравнительно просто обеспечивается путем регулирования подачи жидкого топлива в камеру сгорания. Создание систем наведения, допускающих значительные изменения тяги, характерные для нерегулируемого РДТТ, по мнению иностранных специалистов, связано с чрезмерным усложнением системы и увеличением ее стоимости при одновременном снижении ее точности и надежности.

Таким образом, для некоторых типов ракет выявляется необходимость регулирования РДТТ для обеспечения требуемых режимов работы и регламентации его тяговых характеристик. Основными направлениями решения этой задачи являются:

— применение средств автоматического регулирования, непрерывно следящих за изменением давления в двигателе либо изменением ускорения ракеты и устраняющих отклонение этих контрольных параметров от программных значений путем воздействия на рабочий процесс двигателя;

— предстартовое регулирование или настройка.

Применение надежно работающих, компактно сконструированных автоматических регуляторов тяги явилось бы наиболее прогрессивным и полным решением рассматриваемой задачи. Только таким образом можно избавиться от влияния на тяговые параметры различных случайных факторов, неподдающихся предварительному учету. При использовании таких систем можно также изменять тягу двигателя в полете в соответствии с оптимальным решением задачи внешней баллистики. Однако разработка средств авторегулирования РДТТ, насколько об этом можно судить по опубликованным данным, пока не вышла из стадии перспективных исследований.

По механизму воздействия исполнительных органов на рабочий процесс двигателя предлагаемые схемы автоматического регулирования можно разделить на три основные группы:

— регулирование посредством изменения критического сечения сопла;

— регулирование изменением единичной скорости горения топлива (например, за счет ультразвукового воздействия на поверхность горения);

— изменение энергетических характеристик (температуры горения) за счет ввода в камеру дополнительных компонент (вода, гидразин и т. д.).

Настройка, или предстартовое регулирование РДТТ, является основным направлением регламентации тяговых параметров РДТТ.

Настройкой в значительной мере устраняется влияние наиболее существенных причин нестабильности — зависимости скорости горения от температуры заряда, различия скоростей горения для различных партий топлив. В зависимости от поставленной цели различают настройку двигателя на постоянство тяги и давления. Регулировка на постоянство давления производится с целью снижения расчетного давления, определяющего толщину стенок корпуса, чтобы облегчить конструкцию двигателя. Наиболее простым средством настройки РДТТ является изменение площади критического сечения сопла.

## § 5.2. ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗАРЯДА НА ОСНОВНЫЕ БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ НЕРЕГУЛИРУЕМОГО РДТТ

Влияние начальной температуры заряда на линейную скорость горения твердого топлива проявляется главным образом в изменении коэффициента скорости  $u_1$ . Это положение справедливо как в случае двухчленного линейного закона горения  $u = \bar{u}_1 (1 + \bar{b}p)$ , так и для степенного закона  $u = u_1 p^\nu$ . Хотя влияние температуры сказывается также на изменении показателя степени  $\nu$  и коэффициента  $\bar{b}$ , однако для существующих ракетных топлив в рабочем диапазоне давлений это влияние имеет второстепенное значение. Формулы, учитывающие изменение скорости горения с температурой, носят чисто эмпирический характер. Наиболее простой из них является зависимость вида [2].

$$u_{1T} = u_{1N} \frac{B}{B - (T - T_N)} \quad (5.4)$$

где  $u_{1T}$  — скорость горения при температуре заряда  $T^*$ ;  
 $u_{1N}$  — скорость горения при температуре заряда  $T_N$ , принимаемой за расчетную;  
 $B$  — физико-химическая константа топлива.

\* Для упрощения обозначений мы в этой главе опускаем индекс н.

Из аналитической зависимости (4.5) для скорости горения следует, что при постоянстве давления ( $X_1 = \text{const}$ ):

$$\frac{\dot{m}_T}{\dot{m}_N} = \frac{T_S - T_N - \frac{Q_S}{c_T}}{T_S - T - \frac{Q_S}{c_T}} \quad (5.5)$$

или

$$\frac{u_{1T}}{u_{1N}} = \frac{T_S - T_N - \frac{Q_S}{c_T}}{\left(T_S - T_N - \frac{Q_S}{c_T}\right) - T + T_N} \quad (5.6)$$

Обозначая

$$B = T_S - \frac{Q_S}{c_T} - T_N,$$

получим

$$\frac{u_{1T}}{u_{1N}} = \frac{B}{B - (T - T_N)} \quad (5.7)$$

Итак, аналитическим путем мы получили зависимость, совпадающую по структуре с эмпирической формулой (5.4). Проверим тождественность входящей в формулы (5.4) и (5.7) величины  $B$  на примере топлива HES4016. Для этого топлива  $Q_S = 140$  ккал/кг,  $c_T = 0,35$  ккал/кг °К [3]. Полагая  $T_S = 874^\circ \text{K}$  (среднее значение в диапазоне давлений 10—70 кг/см<sup>2</sup> согласно [4]) и приняв  $T_N = -40^\circ \text{C}$  (233° K), получим

$$B = 874 - \frac{140}{0,35} - 233 = 241.$$

Согласно табл. 1.1 для этого топлива экспериментальное значение  $B$ , соответствующее принятому  $T_N$ , составляет  $B = \frac{1}{D} = 244$ .

Согласно данным строгого аналитического решения [4] значение  $B$  для данного топлива при изменении давления от 10 до 70 кг/см<sup>2</sup> изменяется в пределах 17%.

Для упрощения расчетов, связанных с настройкой РДТТ, удобнее пользоваться другой зависимостью [1]

$$u_{1T} = u_{1N} e^{D(T - T_N)}, \quad (5.8)$$

где  $D$  — постоянная, аналогичная  $B$ .

Применение зависимости (5.8) избавляет от трудоемких вычислений, связанных с возведением в дробную степень при использовании степенного закона горения, поскольку здесь используется экспонента — табличная функция, численные значения которой приводятся во всех математических справочниках.



Выбор расчетной температуры определяется спецификой проектируемого двигателя. Для двигателя, предназначенного для использования в широком диапазоне температур, в качестве  $T_N$  может быть принята минимальная температура заряда, соответствующая самым неблагоприятным условиям горения топлива, т. е. случаю, являющемуся расчетным для обеспечения устойчивости горения заряда.

В данной главе мы для упрощения математических выкладок также приняли  $T_N = T_{\min}$ .

Различие в выборе расчетной температуры не сказывается на величине степенного коэффициента  $D$ , но приводит к расхождению значений  $u_{1N}$ . Если допустить, что расчетной температуре  $T_N^I$  соответствует  $u_{1N}^I$ , то, приняв в качестве расчетной температуру  $T_N^{II}$ , мы должны в формуле (5.8) принять в качестве коэффициента скорости горения

$$u_{1N}^{II} = u_{1N}^I e^{D(T_N^{II} - T_N^I)}.$$

Покажем, что формулы (5.4) и (5.8), несмотря на внешние различия, могут рассматриваться как математически тождественные выражения при условии, что в обеих зависимостях используется одно и то же значение  $T_N$ . Разлагая экспоненциальный множитель формулы (5.8) в ряд, получим

$$e^{D(T - T_N)} = 1 + \frac{D(T - T_N)}{1!} + \frac{D^2(T - T_N)^2}{2!} + \frac{D^3(T - T_N)^3}{3!} + \dots$$

Оценим погрешность, вносимую отбрасыванием членов разложения со степенью выше единицы. Наибольшую величину погрешности следует ожидать для топлив с высокой температурной зависимостью, например, для пороха JPN ( $D = 0,0038$ ). Задаваясь значениями  $T - T_N = 90^\circ \text{C}$  и  $D = 0,004$ , получим

$$e^{D(T - T_N)} = 1 + 0,36 + 0,064 + 0,00078 + \dots$$

Следовательно, уже величина третьего члена разложения составляет около 5% суммы первых двух, величина же четвертого члена разложения составляет от этой суммы менее одной десятой процента. Для смесевых топлив величина погрешности будет значительно меньше. Следовательно, учитывая большой разброс самих физико-химических характеристик топлив, можно, ограничившись первыми двумя членами разложения, написать приближенное равенство

$$e^{D(T - T_N)} \approx 1 + D(T - T_N).$$

Поскольку второй член суммы в правой части равенства существенно меньше единицы, согласно правилам приближенного вычисления правую часть можно преобразовать так:

$$1 + D(T - T_N) \approx \frac{1}{1 - D(T - T_N)} = \frac{1/D}{1/D - (T - T_N)}.$$

Таким образом, в результате преобразования выражения мы получили формулу

$$\frac{u_{1T}}{u_{1N}} = \frac{1/D}{1/D - (T - T_N)}.$$

Сопоставляя ее с формулой (5.4), можно написать зависимость для перехода от формулы (5.4) к формуле (5.8)

$$D = \frac{1}{B}. \quad (5.9)$$

Для оценки температурной зависимости в литературе часто пользуются температурным коэффициентом скорости горения

$$\tau = \left[ \frac{\partial \ln u}{\partial T} \right]_p. \quad (5.10)$$

При определении температурного коэффициента из формулы (5.8) получим

$$\tau = D. \quad (5.11)$$

Значения  $\tau$  для различных топлив приведены в табл. 1.1.

Начальная температура заряда влияет также на энергетические характеристики топлива. Для баллистических топлив, теплоемкость которых примерно равна теплоемкости продуктов горения, изменение температуры горения численно равно изменению начальной температуры заряда [5]:

$$T_{0(T)} = T_{0(N)} + T - T_N. \quad (5.12)$$

С изменением температуры заряда от  $-50$  до  $+50^\circ\text{C}$  произведение  $RT_0$  изменится на 3,5—4,5%. Этому изменению  $RT_0$  соответствует изменение  $I_1$  на 1,5—2% [5]. Следовательно, зависимость приведенной силы топлива от начальной температуры заряда относительно слабая.

По аналогии с температурной зависимостью для скорости горения можно записать

$$f_{PT} = f_{PN} e^{2m(T - T_N)}. \quad (5.13)$$

Величину  $m$  можно определить из соотношения

$$\frac{T_{0(T)}}{T_{0(N)}} = e^{2m(T - T_N)},$$

откуда

$$m = \frac{\ln (T_{0(T)}/T_{0(N)})}{2(T - T_N)}. \quad (5.14)$$

Прямым следствием зависимости скорости горения топлива от температуры заряда является изменение рабочего давления в двигателе. Если воспользоваться зависимостью для степенного закона

горения топлива, рассмотренной в гл. IV, подставив в нее выражения (5.3) и (5.13), получим

$$p = \left( \frac{u_{1N} \delta S_0 V f_{PN}}{\varphi A F_{кр}} \right)^{\frac{1}{1-\nu}} e^{\frac{m+D}{1-\nu} (T-T_N)}. \quad (5.15)$$

Первый сомножитель выражает величину давления в ракетной камере при расчетной температуре

$$p_N = \left( \frac{u_{1N} \delta S_0 V f_{PN}}{\varphi A F_{кр}} \right)^{\frac{1}{1-\nu}}. \quad (5.16)$$

Следовательно:

$$p = p_N e^{\frac{m+D}{1-\nu} (T-T_N)}. \quad (5.17)$$

Относительное изменение давления в двигателе с нерегулируемым соплом будет равно

$$\frac{p_T}{p_N} = e^{\frac{m+D}{1-\nu} (T-T_N)}. \quad (5.18)$$

Из формулы (5.18) следует, что относительное изменение давления с ростом температуры заряда не зависит от параметров заряжения, а определяется относительным изменением скорости горения и силы топлива от температуры, а также показателем степени  $\nu$ . Из формулы (5.18) следует также, что при фиксированной величине констант  $D$  и  $m$  давление в камере при малых значениях  $\nu$  в меньшей степени зависит от температуры заряда. Этим еще раз подтверждается важность обеспечения низких значений  $\nu$  для разрабатываемых топлив.

В связи с этим следует отметить баллистические преимущества топлив, при горении которых наблюдается эффект «плато». Если рабочее давление в РДТТ лежит в области возникновения «плато», то, поскольку в этой области  $\nu \rightarrow 0$ , зависимость рабочих параметров двигателя от температуры заряда будет минимальной.

**Пример 1.** Оценить, в каких пределах изменяется давление в нерегулируемом ракетном двигателе в диапазоне температур от  $-40$  до  $+50^\circ\text{C}$  при использовании топлив с высокой и низкой температурной зависимостью.

В качестве топлива с высокой температурной зависимостью рассмотрим порох JPN ( $D=0,0038$ ,  $\nu=0,69$ ). В качестве средней величины, характеризующей температурную зависимость смесевых топлив, примем  $D=0,0014$  при  $\nu=0,4$ .

Для пороха JPN на основании зависимости (5.12) получим:

$$T_{0(+50)} = 3160 + 30 = 3190^\circ\text{K};$$

$$T_{0(-40)} = 3160 - 60 = 3100^\circ\text{K},$$

а из формулы (5.14) имеем

$$m = \frac{\ln(3190/3100)}{2,90} = 0,00016.$$

Согласно литературным данным [1] для некоторых смесевых топлив  $m = 0,0002$ . Учитывая приближенность расчетов  $m$  для пороха JPN, округлим его до 0,0002 и примем эту характеристику одинаковой для топлив обоих типов.

Для пороха JPN

$$\frac{p_{+60}}{p_{-40}} = e^{\frac{0,0040}{1-0,69} 90} = e^{1,16} = 3,19.$$

Для смесевго топлива

$$\frac{p_{+50}}{p_{-40}} = e^{\frac{0,0016}{1-0,40} 90} = e^{0,24} = 1,27.$$

**Пример 2.** Оценить влияние показателя  $\nu$  на максимальное давление в регулируемом двигателе. Рассматриваются смесевые топлива с равными температурными коэффициентами  $D=0,0014$ , но с разными показателями  $\nu=0,7$  (топливо типа Alt-161) и  $\nu=0,4$  (топливо типа А из табл. 1.4).

Для топлива с  $\nu=0,7$

$$\frac{p_{+60}}{p_{-40}} = e^{\frac{0,0016}{1-0,7} 90} = e^{0,48} = 1,62.$$

По сравнению с топливом, у которого  $\nu=0,4$  (см. пример 1), для Alt=161 давление при максимальной температуре выше на 27%.

В качестве характеристики зависимости давления от температуры заряда иногда используют производную  $\frac{\partial \ln p}{\partial T}$ . Как следует из формулы (5.18):

$$\frac{\partial \ln p}{\partial T} = \frac{D + m}{1 - \nu}. \quad (5.19)$$

С изменением давления в камере будут изменяться расход продуктов сгорания и тяга двигателя. Тяга двигателя может быть рассчитана по формуле

$$P = \sigma_{cf}(\lambda_a) p_0 F_a - p_N F_a = p_0 F_a \left[ \sigma_{cf}(\lambda_a) - \frac{p_N}{p_0} \right].$$

Относительное изменение тяги за счет температуры составит

$$\frac{P_T}{P_N} = \frac{P_T}{P_N} \frac{\sigma_{cf}(\lambda_a) - p_N/p_T}{\sigma_{cf}(\lambda_a) - p_N/p_N}. \quad (5.20)$$

Учитывая малость второго члена разности можно приближенно полагать, что

$$\frac{P_T}{P_N} \approx \frac{P_T}{P_N} = e^{\frac{m+D}{1-\nu} (T-T_N)}. \quad (5.21)$$

Линейная скорость горения топлива при температуре  $T$  определится как

$$u_T = u_{1T} p_T^\nu = u_{1N} e^{D(T-T_N)} p_N^\nu e^{\frac{m+D}{1-\nu} (T-T_N)\nu}.$$

или

$$u_T = u_N e^{\frac{D+m\nu}{1-\nu} (T-T_N)}. \quad (5.22)$$

Время горения заряда при температуре  $T$

$$\tau_T = \frac{e_1}{u_T}.$$

Относительное изменение времени горения заряда

$$\frac{\tau_T}{\tau_N} = \frac{u_N}{u_T} = e^{-\frac{D+m}{1-\nu}(T-T_N)}. \quad (5.23)$$

### § 5.3. НАСТРОЙКА СОПЛА РДТТ НА ПОСТОЯНСТВО ДАВЛЕНИЯ

Рабочее давление в двигателе должно всегда оставаться в пределах, обусловленных, с одной стороны, прочностью ракетной камеры, с другой стороны, —

устойчивостью горения твердого топлива. Переменную площадь критических сечений соплового блока можно представить как сумму некоторого постоянного слагаемого, равного площади критического сечения при расчетной температуре заряда  $F_{крN}$  и переменной площади  $\bar{F}_{кр}$ . Обозначив

$$X = \frac{\bar{F}_{кр}}{F_{крN}},$$

получим

$$F_{крT} = F_{крN} (1 + X). \quad (5.24)$$

Подставляя выражение (5.24) в формулу (5.15), получим

$$p_T = p_N \left[ \frac{e^{(D+m)(T-T_N)}}{1+X} \right]^{\frac{1}{1-\nu}}. \quad (5.25)$$

Для того чтобы давление в ракетной камере при изменении температуры заряда сохранялось постоянным, необходимо выполнить условие

$$1 + X = e^{(D+m)(T-T_N)}. \quad (5.26)$$

Из уравнения (5.26) можно найти требуемое изменение критического сечения сопла, выраженное в долях площади его при расчетной температуре. Для смесового топлива, рассмотренного в примере 1 предыдущего параграфа, изменение площади критиче-

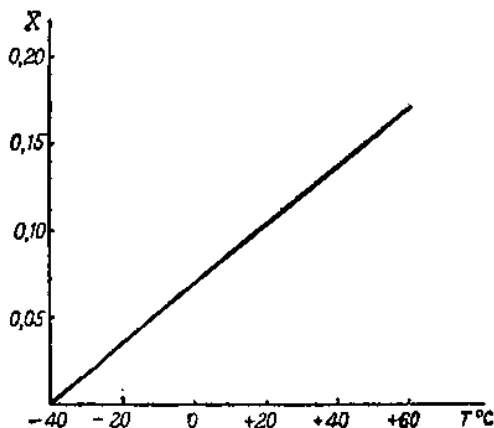


Рис. 5.1. Относительное увеличение площади критического сечения сопла при настройке двигателя на постоянство давления ( $D+m=0,0016$ )

ского сечения сопла от температуры заряда, рассчитанное по формуле (5.26), представлено на рис. 5.1.

Относительное изменение времени работы двигателя, регулируемого на постоянство давления, равно

$$\frac{\tau_T}{\tau_N} = \frac{u_N}{u_T} = e^{-D(T-T_N)}. \quad (5.27)$$

Из сопоставления формул (5.23) и (5.27) следует, что для двигателя с постоянным давлением время работы при равных температурах заряда больше, а максимальный разброс времени с изменением температуры меньше, чем у нерегулируемого двигателя. Рассмотрим, как при сохранении постоянного давления изменяется тяга в зависимости от температуры. Будем полагать, что при регулировании критического сечения сопла коэффициент восстановления давления  $\sigma_c$  не меняется. Тогда относительное изменение тяги при температуре  $T$  составит

$$\frac{P_T}{P_N} = \frac{\sigma_c f(\lambda_{aT}) - p_n/p}{\sigma_c f(\lambda_{aN}) - p_n/p}. \quad (5.28)$$

**Пример.** Рассчитать относительное изменение тяги для двигателя, регулируемого на  $p = \text{const} = 50 \text{ кг/см}^2$ , с зарядом из топлива типа JPN при температуре  $+50^\circ \text{C}$ .

Потребное изменение площади критического сечения сопла

$$1 + X = e^{0,004 \cdot 90} = e^{0,36} = 1,43.$$

Примем, что при расчетной температуре  $T_N = -40^\circ \text{C}$ ,  $\frac{F_a}{F_{кр}} = 4$ , т. е.  $q(\lambda_{aN}) = 0,25 \cdot f(\lambda_{aN}) = 0,3984$ . При  $T = +50^\circ \text{C}$ ,  $q(\lambda_{aT}) = 0,25 \cdot 1,43 = 0,358$ . С этим значением  $q(\lambda_{aT})$  входим в газодинамические таблицы и находим при  $k = 1,25$  соответствующее значение функции  $f(\lambda_{aT}) = 0,5438$ . Принимая  $\sigma_c = 0,9$ , получим

$$\frac{P_T}{P_N} = \frac{0,9 \cdot 0,5483 - \frac{1}{50}}{0,9 \cdot 0,3984 - \frac{1}{50}} = 1,395.$$

Для смешанного топлива типа А в аналогичных условиях получим:

$$1 + X = e^{0,0016 \cdot 90} = e^{0,144} = 1,155;$$

$$q(\lambda_{aT}) = 0,25 \cdot 1,155 = 0,289;$$

$$f(\lambda_{aT}) = 0,4536;$$

$$\frac{P_T}{P_N} = \frac{0,9 \cdot 0,4536 - \frac{1}{50}}{0,9 \cdot 0,3984 - \frac{1}{50}} = 1,135.$$

Таким образом, сохранение в двигателе постоянного давления за счет регулировки связано со значительным изменением тяги. Избежать этого удастся в том случае, когда изменение  $F_{кр}$  осуществляется за счет регулируемых сопел, расположенных под прямым углом к оси двигателя; при этом приведенное значение еди-

ничного импульса, равное отношению импульса осевой тяги к полному весу заряда, будет с температурой заряда падать обратно пропорционально изменению проходных сечений боковых сопел

$$\frac{I_{1T}}{I_{1N}} = \frac{1}{1 + X}$$

Следовательно, такой способ одновременного регулирования на постоянство давления и тяги практически неприемлем. Единственным возможным способом настройки двигателя, при котором условия постоянства давления и тяги совпадают, является предстартовое термостатирование двигателя.

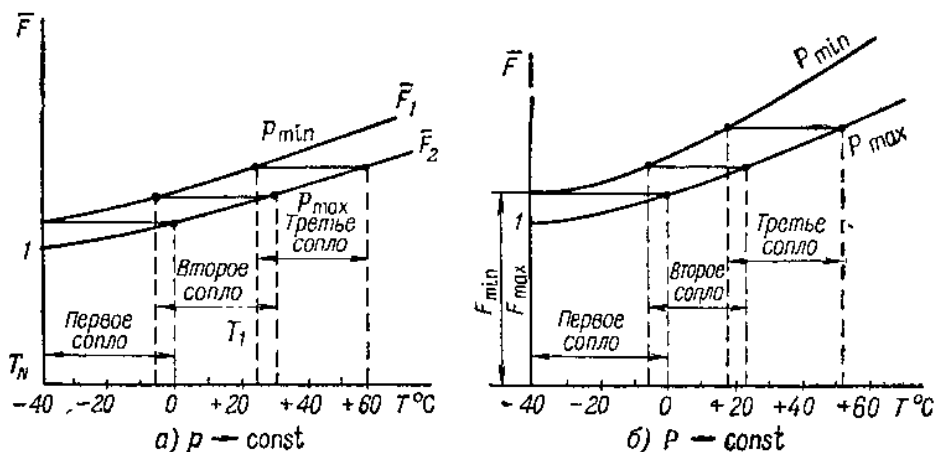


Рис. 5.2. Схема подбора сечений сменных сопел:

а — при настройке двигателя на постоянство давления; б — при настройке на постоянство тяги

В некоторых случаях для ракет простейшей конструкции вместо регулировки на постоянство давления бывает достаточно ограничить его изменение некоторыми пределами так, чтобы, с одной стороны, давление никогда не падало ниже уровня  $p_{\min}$ , гарантирующего устойчивое горение топлива, с другой стороны, — не поднималось выше  $p_{\max}$ , допускаемого прочностью конструкции. Это может быть достигнуто ступенчатым регулированием критического сечения за счет применения комплекта сменных сопел. Схема подбора сечений сменных сопел и выбора рабочего диапазона температур для каждого из них представлена на рис. 5.2, а. Пусть нижнему пределу давления  $p_{\min}$  при температуре заряда  $T_N$  соответствует относительная площадь критического сечения сопла, принимаемая за единицу. Для обеспечения постоянства давления изменение  $(\bar{F}_{\text{кр}})_{\max}$  с температурой должно следовать зависимости (5.26). Согласно этой зависимости и построена кривая  $(\bar{F}_{\text{кр}})_{\max}$ . Теперь построим кривую изменения  $(\bar{F}_{\text{кр}})_{\min}$ , обеспечивающего в двигателе постоянное давление  $p_{\max}$ . Кривая

строится по той же зависимости (5.26) с тем лишь различием, что начальная точка кривой, определяющая масштаб ее ординат, будет соответствовать меньшему критическому сечению согласно равенству

$$\frac{(F_{крN})_{\max}}{(F_{крN})_{\min}} = \left( \frac{p_{\min}}{p_{\max}} \right)^{\frac{1}{1-\nu}}$$

Проведем из точки, соответствующей  $T_N$ , на верхней кривой  $p = p_{\min}$  горизонтальный отрезок  $F_{кр} = \text{const}$  до пересечения с нижней кривой. Точка пересечения определит верхнюю температурную границу применения первого сменного сопла. Горизонтальный отрезок для второго сопла вновь начинаем с кривой  $(\bar{F}_{кр})_{\max}$ , но не из точки, соответствующей  $T_1$ , а лежащей левее ее на  $5-10^\circ\text{C}$ , чтобы обеспечить перекрытие температурных диапазонов сменных сопел. Подобный график, построенный в относительных величинах для определенного топлива, позволяет производить расчет сменных сопел для любого двигателя на этом топливе. Для этого необходимо найденные из графика относительные значения  $\bar{F}_{кр}$  умножить на абсолютное значение площади критического сечения, рассчитанное для данного двигателя по величине минимально допустимого давления  $p_{\min}$  при температуре  $T_N$ . С помощью графика можно решать и обратную задачу, когда задается число сменных сопел в комплекте и требуется установить диапазон изменения давления в двигателе при их использовании.

Если известно отклонение средней для данной партии топлива единичной скорости горения  $\Delta u_{1N}$  от номинала  $u_{1N}$ , влияние этого фактора также может быть компенсировано изменением  $F_{кр}$ . Для этого необходимо значение площади критического сечения сопла, рассчитанное с учетом изменения температуры заряда, скорректировать на сомножитель  $\varphi(u_1) = 1 \pm \frac{\Delta u_{1N}}{u_{1N}}$ .

Заметим, что результаты расчетов по формулам (5.26), (5.27), а также по формулам (5.18), (5.21), (5.23) определяются разностью температур  $T - T_N$  и не зависят от величины  $T_N$ . Это позволяет результаты расчетов представлять в виде графиков со скользящей шкалой  $T - T_N$ , которые могут быть использованы при любом значении  $T_N$ .

#### § 5.4. НАСТРОЙКА СОПЛА РДТТ НА ПОСТОЯНСТВО ТЯГИ

Рассмотрим вначале условие постоянства тяги при различных температурах заряда, когда настройка осуществляется за счет изменения площади критического сечения сопла при постоянной площади выходного сечения. Это можно записать следующим образом:

$$[\sigma_{сТf}(\lambda_{aT}) p_T - p_H] F_a = [\sigma_{сNf}(\lambda_{aN}) p_N - p_H] F_a \quad (5.29)$$



где  $\bar{\sigma}_{cT}$  и  $\bar{\sigma}_{cN}$  — коэффициенты восстановления давления сопла при различных установках регулирующего устройства (дросселя), соответствующих температурам  $T$  и  $T_N$ ;

$\lambda_{aT}$  и  $\lambda_{aN}$  — безразмерная скорость в выходном сечении сопла, соответствующая этим температурам.

Из уравнения (5.29) получаем

$$\frac{p_T}{p_N} = \frac{\sigma_{cN}}{\sigma_{cT}} \frac{f(\lambda_{aN})}{f(\lambda_{aT})}. \quad (5.30)$$

Подставляя выражение  $p_T/p_N$  из (5.25), получаем:

$$e^{\frac{D+m}{1-\nu}(T-T_N)} = (1+X)^{\frac{1}{1-\nu}} \frac{\sigma_{cN}}{\sigma_{cT}} \frac{f(\lambda_{aN})}{f(\lambda_{aT})}. \quad (5.31)$$

Прологарифмировав (5.31), решим полученное уравнение относительно температуры заряда

$$T = T_N + \frac{1}{D+m} \ln(1+X) + \frac{1-\nu}{D+m} \ln \left[ \frac{\sigma_{cN}}{\sigma_{cT}} \frac{f(\lambda_{aN})}{f(\lambda_{aT})} \right]. \quad (5.32)$$

Если задаваться величиной  $X$ , для топлива с известными характеристиками  $D$ ,  $m$  и  $\nu$  можно построить зависимость  $T=f(X)$ . Для того чтобы воспользоваться зависимостью, необходимо установить связь между величиной  $X$  и изменением газодинамической функции  $f(\lambda_a)$ .

Так как

$$\begin{aligned} q(\lambda_{aN}) &= F_{крN}/F_a; \\ q(\lambda_{aT}) &= \frac{F_{крT}}{F_a} = \frac{F_{крN}(1+X)}{F_a}, \\ q(\lambda_{aT}) &= q(\lambda_{aN})(1+X). \end{aligned} \quad (5.33)$$

Поскольку величина  $q(\lambda_{aN})$  полагается заданной, зависимость (5.33) позволяет по величине  $X$  определить значение  $q(\lambda_{aT})$ , по которому с помощью газодинамических таблиц [6] можно определить величину  $f(\lambda_{aT})$ .

**Пример.** Построить зависимость  $T=f(X)$  для двигателя, регулируемого на постоянство тяги в диапазоне температур  $T=-40 \div +60^\circ \text{C}$ .

Определить, как меняется давление в двигателе в заданном диапазоне температур.

Характеристики топлива:  $\nu=0,4$ ,  $D=0,0014$ ,  $m=0,0002$ . Принять:  $T_N=-40^\circ \text{C}$ ,  $F_a/F_{кр, N}=6,25$ ,  $\sigma_{cT}=\sigma_{cN}$ .

Порядок расчетов рассмотрим для одной точки  $X=0,3$ :

$$q(\lambda_{aN}) = \frac{1}{6,25} = 0,16.$$

Входя с этим значением в таблицы газодинамических функций при  $k=1,25$ , интерполируя, находим:

$$f(\lambda_{aN}) = 0,2652;$$

$$q(\lambda_{aT}) = q(\lambda_{aN})(1 + X) = 0,16 \cdot 1,3 = 0,208.$$

По таблицам газодинамических функций находим:  $f(\lambda_{aT}) = 0,3373$ ;

$$T = -40^\circ + \frac{1}{0,0016} \ln 1,3 + \frac{0,6}{0,0016} \ln \frac{0,2652}{0,3373} = +33,3^\circ \text{ C}.$$

Проводя вычисления для других значений  $X$ , получаем зависимость, представленную на графике (рис. 5.3, кривая 1) и в табл. 5.1.

Т а б л и ц а 5.1

$T^\circ \text{C}$	-40	-12,4	+12,9	+33,3	+55
$X$	0	0,1	0,2	0,3	0,4
$p_T/p_N$	1	0,92	0,85	0,79	0,74

Относительное изменение давления рассчитываем по формуле

$$\frac{p_T}{p_N} = \left[ \frac{e^{(D+m)(T-T_N)}}{1+X} \right]^{1-\nu}.$$

На рис. 5.4 приведены значения  $X$ , рассчитанные при  $D+m=0,002$  для различных значений  $\nu$ , а на рис. 5.5 — соответствующие им отношения  $p_T/p_N$ .

Для топлив с высокой температурной зависимостью (высокие значения  $D$ ) при настройке сопла на постоянство тяги, как это следует из формулы (5.32), площадь критического сечения сопла приходится менять в более широких пределах. На рис. 5.3 кривая 3 отвечает результатам расчетов, проведенных для топлива типа JPN ( $\nu=0,69$ ,  $D=0,0038$ ). С увеличением  $D$  возрастает также перепад давлений в заданном диапазоне температур, в пределах которого обеспечивается постоянство тяги.

Как следует из графиков, приведенных на рис. 5.3 и 5.4, увеличение  $\nu$  следует рассматривать как благоприятный фактор, обеспечивающий эффект регулирования при небольших изменениях проходного сечения сопла и рабочего давления в двигателе.

В некоторых случаях ограничиваются применением сменных сопел либо применением сменных вкладышей к соплам, обеспечивающих постоянство тяги двигателя в пределах допустимого разброса тяги  $P_{\max} - P_{\min}$ .

Если полагать, что для всех сменных сопел отношение  $F_a/F_{кр}$  сохраняется постоянным, условие постоянства тяги можно переписать в следующем виде:

$$F_{крT} p_T = F_{крN} p_N. \quad (5.34)$$

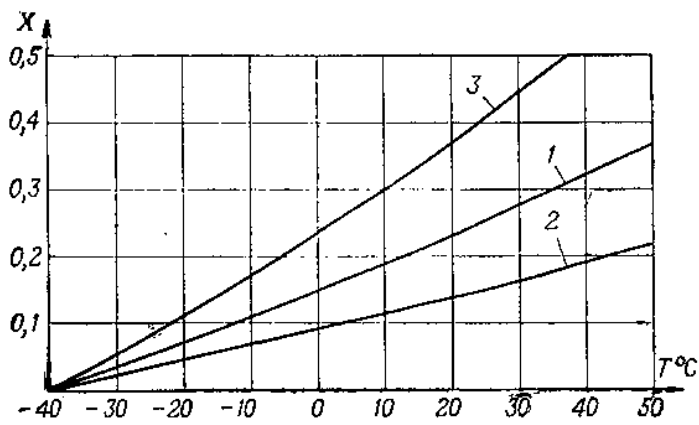


Рис. 5.3. Зависимость относительного увеличения площади критического сечения сопла от температуры заряда при настройке РДТТ на постоянство тяги:

- 1 — при  $\nu = 0,4$ ,  $D + m = 0,0016$ ;
- 2 — при  $\nu = 0,7$ ,  $D + m = 0,0016$ ;
- 3 — при  $\nu = 0,69$ ,  $D + m = 0,0040$

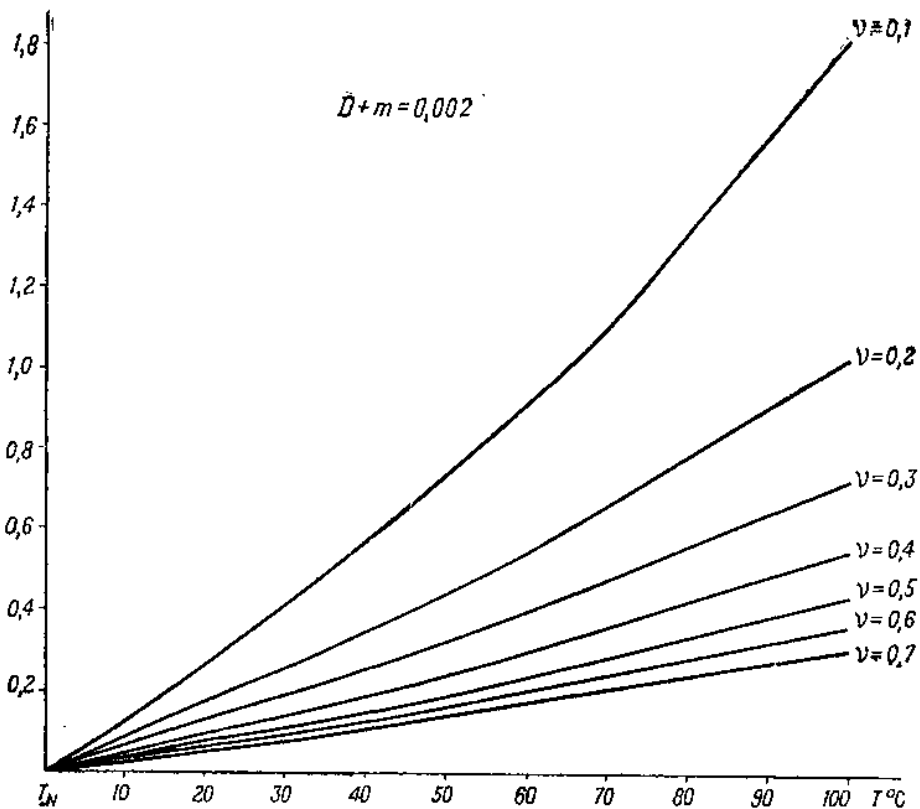


Рис. 5.4. Зависимость относительного увеличения площади критического сечения сопла от температуры заряда при настройке РДТТ на постоянство тяги для различных значений  $\nu$  при  $D + m = 0,002$

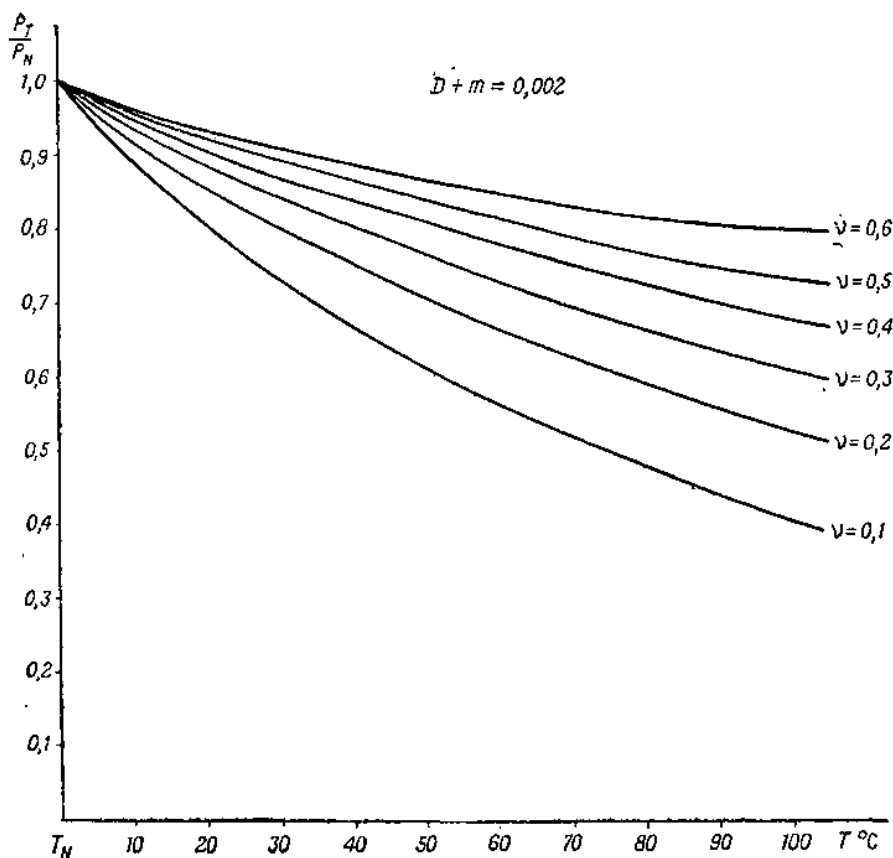


Рис. 5.5. Зависимость относительного изменения давления от температуры заряда при настройке РДТТ на постоянство тяги ( $D+m=0,002$ )

откуда

$$\frac{p_T}{p_N} = \frac{F_{крN}}{F_{крT}} = \frac{1}{1+X}$$

Подставляя  $p_T/p_N$  из (5.25), получим

$$e^{\frac{D+m}{1-\nu}(T-T_N)} = (1+X)^{\frac{\nu}{1-\nu}} \tag{5.35}$$

Отсюда найдем потребное изменение критического сечения сопла, обеспечивающее постоянство тяги

$$1+X = e^{\frac{D+m}{\nu}(T-T_N)} \tag{5.36}$$

Пусть  $(F_{крN})_{min}$  — площадь критического сечения сопла, обеспечивающая при минимальной температуре минимально допустимое значение тяги.

Для обеспечения постоянства минимального значения тяги во всем заданном диапазоне температур площадь критического сечения сопла следовало бы изменять в соответствии с зависимостью

$$(F_{кр})_{\min} = (F_{крN})_{\min} (1 + X) = (F_{крN})_{\min} e^{\frac{D+m}{v} (T-T_N)} \quad (5.37)$$

или в относительном масштабе

$$\frac{(F_{кр})_{\min}}{(F_{крN})_{\min}} = e^{\frac{D+m}{v} (T-T_N)} \quad (5.38)$$

Соответственно для максимально допустимого значения тяги получим

$$(F_{кр})_{\max} = (F_{крN})_{\max} e^{\frac{D+m}{v} (T-T_N)} \quad (5.39)$$

Если в первом приближении полагать тягу равной  $Fr(\zeta) \rho F_{кр}$ , можно воспользоваться зависимостью

$$\frac{P_{\max}}{P_{\min}} = \frac{p_{\max} (F_{кр})_{\max}}{p_{\min} (F_{кр})_{\min}} \quad (5.40)$$

При температуре  $T_N$

$$\frac{p_{\max}}{p_{\min}} = \left[ \frac{(F_{крN})_{\min}}{(F_{крN})_{\max}} \right]^{\frac{1}{1-\nu}} \quad (5.41)$$

Подставляя уравнение (5.41) в уравнение (5.40), получим

$$\frac{(F_{крN})_{\min}}{(F_{крN})_{\max}} = \left( \frac{P_{\max}}{P_{\min}} \right)^{\frac{1-\nu}{\nu}} \quad (5.42)$$

Зависимостью (5.42) определяется соотношение ординат графиков  $(F_{кр})_{\max}$  и  $(F_{кр})_{\min}$ , построенных в масштабе величины  $(F_{кр})_{\max}$  по зависимостям (5.37) — (5.39).

Пользоваться таким графиком (см. рис. 5.2, б) необходимо так же, как и графиком, приведенным на рис. 5.2, а.

## § 5.5. ОСНОВНЫЕ СХЕМЫ УСТРОЙСТВ ДЛЯ ИЗМЕНЕНИЯ КРИТИЧЕСКОГО СЕЧЕНИЯ СОПЛА

Простейшим устройством для изменения критического сечения является набор сменных сопел. Для сокращения времени на подготовку двигателя к пуску иногда вместо сменных сопел применяют сменные вкладыши к соплу (рис. 5.6). Для обеспечения точного соответствия размеров вкладышей и сопла при изготовлении вкладыши окончательно обрабатываются в сборе с соплом, для которого они предназначаются [7].

Иногда применяются многосопловые блоки с запасными соплами, закрытыми мембранами. При превышении некоторого давления мембраны срезаются, суммарная площадь критических сечений увеличивается, в результате чего дальнейший рост давления в двигателе ограничивается.

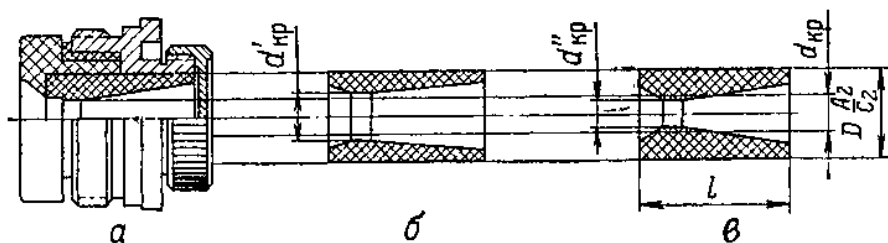


Рис. 5.6. Сопло со сменными вкладышами:

а — вкладыш межсезонный (для средних начальных температур заряда); б — вкладыш летний; в — вкладыш зимний;  $d_{кр}'$ ,  $d_{кр}''$ ,  $d_{кр}'$  — диаметры критических сечений вкладышей а, б, в;  $D \frac{A_2}{C_2}$  — посадочный диаметр сборки вкладыша с корпусом сопла

Плавное регулирование критического сечения сопла двигателя в соответствии с температурой заряда достигается при использовании дросселя (рис. 5.7), который может перемещаться вдоль оси сопла. Установка дросселя в требуемое положение может производиться вручную либо с помощью механического привода.

Известен ряд конструкций самонастраивающихся сопел, у которых установка дросселя в положение, соответствующее данной температуре заряда, производится автоматически, без вмешательства обслуживающего персонала.

В схеме, представленной на рис. 5.8 [8], перемещение сопла 3 относительно дросселя 4, неподвижно закрепленного в диафрагме 5, обеспечивается спиральной биметаллической пружиной 6. Пружина состоит из двух полос металлов с существенно различными линейными коэффициентами термического расширения.

Один из концов пружины заделан в корпус сопла, второй может скользить в пазу корпуса двигателя. Изменение температуры окружающей среды приводит к деформациям пружины. При этом возникает крутящий момент, который, вращая сопло, перемещает его по резьбе в требуемое положение. В момент запуска двигателя осевая составляющая сил давления газов заклинивает сопло в начальном положении, обеспечивая неизменность  $F_{кр}$  в течение всей работы двигателя. Недостатком схемы является то, что настройка

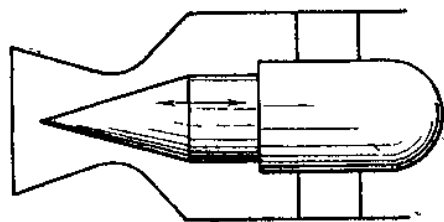


Рис. 5.7. Схема устройства для плавного изменения критического сечения сопла

сопла производится фактически по температуре корпуса двигателя, которая может значительно отличаться от средней температуры заряда.

В схеме, приведенной на рис. 5.9 [9], механизм установки дросселя состоит из дросселя 4, подвижного цилиндра 5 и штока 6 с поршнем 7, неподвижного цилиндра 9 и возвратной пружины 10.

Внутри неподвижного цилиндра в объеме, ограниченном с одной стороны передним дном цилиндра и с другой стороны поршнем, находится легкокипящая жидкость. В качестве таковой могут быть использованы фреон-12 и хлористый метил. Во избежание утечки паров жидкости при хранении изделия применяются уплотнительные устройства 8. С изменением температуры во внутренней полости двигателя меняется упругость паров жидкости, а следовательно, и давление на поршень 7, поджимаемый пружиной 10. С ростом температуры давление паров возрастает и подвижная система перемещает дроссель влево. Критическое сечение сопла при этом увеличивается. С понижением температуры процесс осуществляется в обратном направлении.

В момент запуска двигателя при резком нарастании давления возникает разность внутреннего и внешнего давлений, действующих на оболочку подвижного цилиндра. Избыточное внешнее давление производит обжатие тонкостенного участка цилиндра 5 и скрепляет его с неподвижным цилиндром 9. Так обеспечивается фиксация подвижной системы, а следовательно, и установки дросселя на время работы двигателя.

На рис. 5.10 [10] приведена схема, в которой установка дросселя производится за счет изменения с температурой длины заряда. Эта схема была предложена в первую очередь для двигателей к ракетами класса «воздух — воздух» и «воздух — земля», используемым в широком диапазоне температур (от  $-60$  до  $+60^{\circ}\text{C}$ ) в условиях, когда температура заряда может значительно отличаться от температуры окружающего воздуха. Для различных составов баллистического топлива линейный коэффициент термического

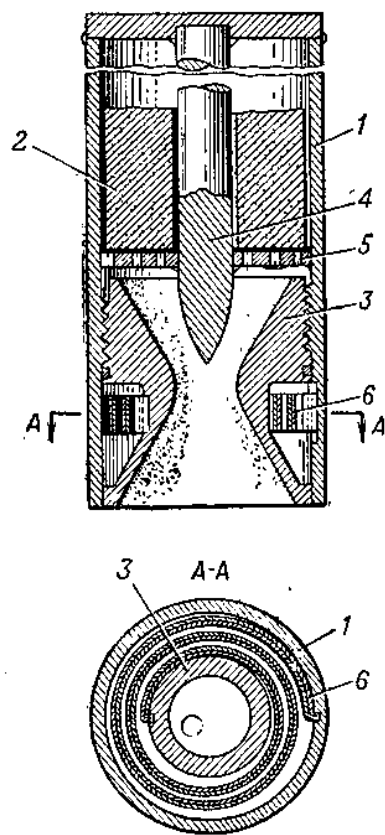


Рис. 5.8. Схема самонастраивающегося сопла с биметаллической пружиной:

1 — корпус двигателя; 2 — заряд; 3 — сопло; 4 — дроссель; 5 — диафрагма; 6 — биметаллическая пружина

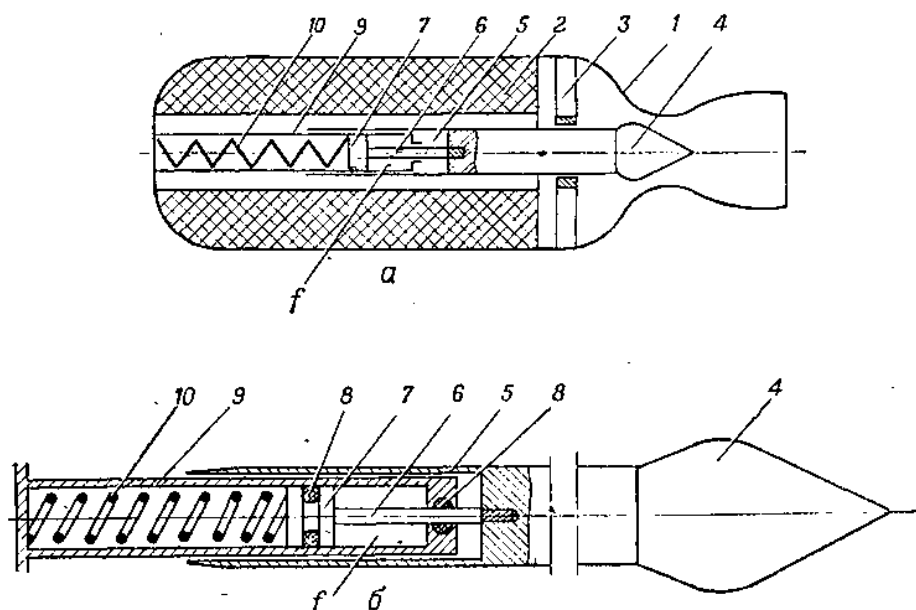


Рис. 5.9. Схема самонастраивающегося сопла с пневмоцилиндром: *а* — общая схема двигателя с устройством самонастройки; *б* — система самонастройки;

1 — корпус двигателя; 2 — заряд; 3 — центрирующая диафрагма; 4 — дроссель; 5 — подвижный цилиндр; 6 — шток; 7 — поршень; 8 — уплотнительные устройства; 9 — неподвижный цилиндр; 10 — возвратная пружина; *f* — объем, заполненный парами низкокипящей жидкости

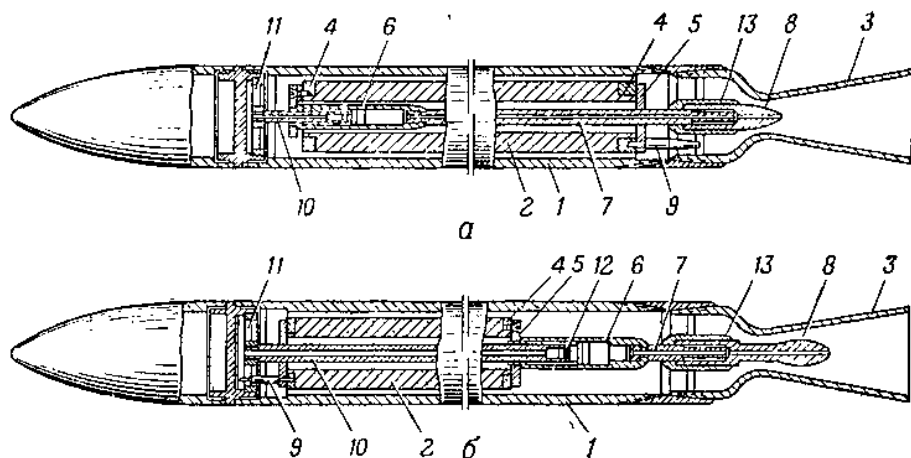


Рис. 5.10. Схема самонастраивающегося двигателя с дросселем, перемещающимся за счет температурного удлинения заряда:

*а* — вариант с прямым перемещением дросселя, *б* — вариант с обратным перемещением дросселя, 1 — корпус двигателя; 2 — заряд; 3 — сопло; 4 — торцовое кольцо; 5 — диафрагма; 6 — направляющий цилиндр; 7 — штанга; 8 — дроссель; 9 — штифт; 10 — направляющий стержень; 11 — крестовина; 12 — воспламенитель; 13 — втулка



расширения колеблется в пределах  $\alpha = 1,2 \cdot 10^{-4} \div 2,0 \cdot 10^{-4} 1/^\circ\text{C}$  [11]. Если в качестве среднего значения принять  $\alpha = 1,6 \cdot 10^{-4} 1/^\circ\text{C}$ , то в диапазоне температур от  $-60$  до  $+60^\circ\text{C}$  абсолютное удлинение заряда при длине его в 1, 2 и 3 м составит соответственно 19,2; 38,4; 57,6 мм. Таким образом, линейные перемещения за счет температурного расширения заряда оказываются достаточными для необходимых перемещений дросселя.

Рассмотрим основные конструктивные элементы варианта, приведенного на рис. 5.10, а. Задний конец заряда с торцовым кольцом 4 опирается в диафрагму 5. Передний конец свободен и может перемещаться в осевом направлении. С передним концом заряда через торцовое кольцо 4 и направляющий цилиндр 6 посредством штанги 7, пропущенной через канал заряда, связан дроссель 8. Штанга изготавливается из железо-никелевого сплава с низким коэффициентом термического расширения. При осевом удлинении заряд центрируется с одной стороны укрепленным в диафрагме 5 штифтом 9, с другой стороны направляющим стержнем 10, жестко скрепленным с крестовиной 11. В выточке направляющего стержня помещается воспламенитель 12 с электрозапалом, провода от которого через осевые каналы штанги и дросселя выводятся в сопло двигателя. Дроссель центрируется диафрагменной втулкой 13. Удлинение заряда при увеличении его средней температуры приводит к перемещению дросселя влево и увеличению критического сечения сопла. В ограниченном объеме, в котором располагается воспламенитель, при срабатывании электрозапала происходит резкое повышение давления, что приводит к раздутию тонкостенной выточки направляющего стержня и заклиниванию подвижных деталей.

На рис. 5.10, б дроссель располагается в сверхзвуковой части сопла. Для обеспечения необходимых перемещений дросселя подвижный конец заряда обращен к соплу.

## ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ V

1. Гэйтс Дж. и Пинто С. Регулирование тяги ракетных двигателей на твердом топливе механическими средствами. «Вопросы ракетной техники», 1960, № 6.
2. Серебряков М. Е. Внутренняя баллистика артиллерийских орудий и пороховых ракет. Оборонгиз, 1962.
3. Гекклер Р. Механизм горения твердых ракетных топлив. «Жидкие и твердые ракетные топлива». Сб. переводов под ред. проф. Ю. Х. Шаулова. Изд. иностр. лит., 1959.
4. Виллюнов В. Н. К математической теории стационарной скорости горения конденсированного вещества. ДАН СССР, т. 136, № 1, 1960.
5. Зельдович Я. Б., Ривин М. А., Франк-Каменецкий Д. А. Импульс реактивной силы пороховых ракет. Оборонгиз, 1963.
6. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. Гостеортехиздат, М., 1953.

7. Куров В. Д., Должанский Ю. М. Основы проектирования пороховых снарядов. Оборонгиз, 1961.
  8. Davies H. Temperature compensating Nozzle. US. Patent, № 2909032, Oct. 20, 1959.
  9. Long T. M. Temperature responsive Rocket Nozzle. US. Patent, № 2870599, Jan. 27, 1959.
  10. Brandenberger E. M., Tanner E. Powder propellant Rocket Motors. US. Patent, № 2957307, Oct. 25, 1960.
  11. Баррер М., Жомотт А., Вебек Б. Ф., Ванденкеркхове Ж. Ракетные двигатели. Оборонгиз, 1962.
  12. Рожков В. В. Ракетные двигатели твердого топлива. Воениздат. М., 1963.
-

## ГЛАВА VI

### ТЕПЛОВАЯ ЗАЩИТА РДТТ

#### § 6.1. ПЕРЕДАЧА ТЕПЛА ОТ ГАЗА К СТЕНКЕ ДВИГАТЕЛЯ

При горении топлива часть тепла от продуктов сгорания передается корпусу двигателя и заряду. Интенсивностью теплоотдачи определяется термическое состояние основных элементов конструкции: стенок корпуса, сопла, газодинамических органов управления. Проектирование этих элементов и расчет их тепловой защиты невозможны без знания основных законов теплообмена. Учет тепловых потерь необходим при решении основной задачи внутренней баллистики РДТТ и при расчете выходных характеристик двигателя. Передача тепла от продуктов сгорания поверхности горения заряда является основным фактором, регулирующим скорость горения твердого топлива.

К специфическим особенностям теплообмена в РДТТ следует отнести высокие давления и температуры, высокие скорости движения газового потока в особенности в сопле двигателя. Для теплообмена в ракетной камере характерно значительное изменение скорости газового потока как по длине, так и в течение работы двигателя. Это создает определенные затруднения при использовании расчетных зависимостей, известных из общей теории теплопередачи.

Основной характеристикой теплообмена является удельный тепловой поток  $q$ , представляющий собой количество тепла, передаваемого в единицу времени через единицу поверхности, нормальной к направлению распространения тепла. В теории теплопередачи величину удельного теплового потока, подводимого из газовой среды к поверхности твердого тела, обычно представляют в форме, предложенной Ньютоном:

$$q = \alpha (T_0 - T_{c.в}), \quad (6.1)$$

где  $T_0$  — определяющая температура газового потока, в качестве таковой обычно принимается статическая температура в ядре потока;

$T_{c.в}$  — температура поверхности;

$\alpha$  — коэффициент теплоотдачи.

Передача тепла от продуктов сгорания твердого топлива к элементам конструкции двигателя и к поверхности заряда осуществляется путем конвективного теплообмена и излучения. Поскольку эти процессы протекают независимо один от другого, полный тепловой поток к поверхности можно рассматривать как сумму двух тепловых потоков, один из которых обусловлен конвекцией ( $q_k$ ), а второй — излучением ( $q_l$ ), рассчитывая соответственно с этим коэффициент теплоотдачи как  $\alpha = \alpha_k + \alpha_l$ , где  $\alpha_k$  и  $\alpha_l$  — коэффициенты конвективной и радиационной теплоотдачи.

### Конвективный теплообмен

В теплотехнике в зависимости от характера движения газа (свободное либо вынужденное) различают два вида конвективного теплообмена. В РДТТ основную роль играет вынужденная конвекция, связанная с движением газового потока вдоль ракетной камеры и сопла. Свободная конвекция, вызываемая перемещением масс газа с различными плотностями и температурами, может проявляться в отдельных местах, где возникают застойные зоны, например, у переднего днища двигателя. При одновременном протекании обоих процессов расчет конвективного теплового потока производится для преобладающего вида конвекции.

Расчетные методы определения коэффициента конвективной теплоотдачи основаны на использовании зависимостей:

а) при вынужденной конвекции

$$Nu = f(Re, Pr); \quad (6.2)$$

б) при свободной конвекции

$$Nu = f(Gr, Pr). \quad (6.3)$$

В эти зависимости входят критерии подобия:

$$Nu = \frac{\alpha_k d}{\lambda} \text{ — критерий Нуссельта;}$$

$$Re = \frac{vd}{\nu} \text{ — критерий Рейнольдса;}$$

$$Pr = \frac{vc\gamma}{\lambda} \text{ — критерий Прандтля;}$$

$$Gr = \frac{j d^3 \Delta T}{\nu^2 T_0} \text{ — критерий Грасгофа,}$$

где  $d$  — определяющий размер;

$\gamma, c, \nu, \lambda$  — удельный вес, удельная теплоемкость, кинематическая вязкость и коэффициент теплопроводности газа, взятые при определяющей температуре;

$v$  — скорость газового потока;

$j$  — ускорение, вызываемое массовой силой (при стендовых испытаниях  $j = g$ ).

Развернутые выражения функциональных зависимостей (6.2) и (6.3) устанавливаются из эксперимента. Для расчета конвектив-

ного теплообмена при турбулентном течении в длинных трубах в технике широко используется зависимость [1]:

$$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4}. \quad (6.4)$$

Эта зависимость получила применение в теории ракетных двигателей, хотя условия движения газа по тракту ракетного двигателя существенно отличаются от условий движения в длинных прямых каналах с постоянными проходными сечениями.

Известно несколько работ по проверке пригодности зависимости (6.4) для условий ракетного двигателя. Для этого в ЖРД производились замеры местных тепловых потоков по длине камеры сгорания и сопла. Величина тепловых потоков определялась методом измерения неустановившейся температуры неохлаждаемой толстой стенки либо калориметрическим путем по изменению теплосодержания жидкости при прохождении через секцию охлаждения небольшого по длине участка двигателя. Гринфилд [2] из опытов с ЖРД на жидком кислороде и этиловом спирте получил эмпирическую формулу для коэффициента теплоотдачи, согласующуюся с зависимостью (6.4). В последнее время такие исследования были проведены Витте и Харпером на двигателе, где в качестве топлива использовались четырехокись азота и гидразин [3]. Выполненное ими сопоставление опытных данных, рассчитанных по зависимости (6.4), показывает, что расчет с достаточной для практики точностью согласуется с экспериментом по всей длине двигателя, за исключением небольшого участка перед критическим сечением сопла. Тепловые потоки, замеренные на этом участке, значительно (на 40—50%) превышают рассчитанные по зависимости (6.4). Авторы объясняют это высокими градиентами давлений на данном участке сопла, изменяющими характер пограничного слоя. Эти выводы, очевидно, полностью распространяются и на сопла РДТТ. Для условий ракетной камеры РДТТ справедливость зависимости (6.4) подтверждается структурой экспериментальной формулы, устанавливающей связь между количеством тепла, переданным стенке камеры, и средним удельным расходом газа (6.20) [4].

Решая уравнение (6.4) относительно коэффициента теплоотдачи при вынужденной конвекции, получим

$$\alpha_k = \frac{0,023 (\gamma v)^{0,8} \lambda^{0,8} c_p^{0,4}}{g^{0,4} d^{0,2} \mu^{0,4}}. \quad (6.5)$$

Объединяя в общий коэффициент константы и параметры, определяемые составом и температурой сгорания твердого топлива ( $c_p, \nu, \lambda$ ), получим

$$\alpha_k = K_\alpha \frac{(\gamma v)^{0,8}}{d^{0,2}}. \quad (6.6)$$

Как следует из формулы (6.6), при заданных характеристиках продуктов сгорания топлива основным фактором, определяющим величину  $\alpha_k$ , является удельный весовой расход  $\bar{G} = \gamma v$ , т. е. весовой расход газов, отнесенный к единице площади проходного сечения двигателя:  $\bar{G} = G/F$ .

Удельный весовой расход представляет собой величину, переменную по длине двигателя. На участке заряда, где площадь проходного сечения обычно сохраняется по длине постоянной, нарастание величины  $\bar{G}$  по направлению к соплу обусловлено приходом газов с поверхности горения заряда. За нижним сечением заряда расход газов остается постоянным, и удельный весовой расход изменяется, как

$$\bar{G} = \frac{G}{F} = \sqrt{gk \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{q(\lambda) p_0}{V \chi f_p}} \quad (6.7)$$

Наибольшее значение  $\bar{G}$  соответствует максимуму газодинамической функции  $q(\lambda) = 1$  при  $\lambda = 1$  и достигается в критическом сечении сопла. В этом сечении обеспечивается самое высокое для двигателя значение  $\alpha_k$ . Согласно выражению (6.7) величина  $\bar{G}$  меняется пропорционально давлению. Следовательно:

$$\alpha_k = K'_\alpha \frac{p^{0,8}}{d^{0,2}} \quad (6.6a)$$

За характерный размер  $d$ , входящий в критерии  $Nu$  и  $Re$ , обычно принимают эквивалентный диаметр

$$d = \frac{4F}{\Pi} \quad (6.8)$$

где  $F$  — площадь поперечного сечения газового потока, омывающего внутреннюю поверхность двигателя;

$\Pi$  — периметр этого сечения.

Как следует из формулы (6.6), величина  $d$  слабо влияет на коэффициент  $\alpha_k$ . Подставляя выражение (6.8) в формулу (6.6), получим

$$\alpha_k = K_\alpha \frac{G^{0,8} \Pi^{0,2}}{4^{0,2} F} \quad (6.9)$$

Для свободно вложенного заряда с горением по наружной поверхности шашек и по поверхности каналов

$$\Pi = \pi D_k + \Pi_{з.н} \quad (6.10)$$

где  $\Pi_{з.н}$  — наружный периметр шашек.

Площадь свободного прохода для газов в формуле (6.9) для этого случая принимается равной

$$F = F_n = \frac{\pi D_k^2}{4} - \sum F_T \quad (6.11)$$

где  $\sum F_T$  — суммарная площадь торцов шашек, включающая и площадь каналов.

Расход, входящий в зависимость (6.9), определяется по наружной поверхности горения заряда.

Поскольку использование зависимости (6.9) для расчета локальных значений коэффициента теплоотдачи в сопле на отдельных участках приводит к значительным ошибкам, предпринимались попытки уточнить эту зависимость. Барц [5] предложил формулу, которая может быть представлена в виде

$$\alpha_k = 0,026 \frac{c_p^{0,4} \lambda^{0,6}}{\mu^{0,4} g^{0,4} d^{0,2}} (\bar{G})^{0,8} \left( \frac{d_{кр}}{b} \right)^{0,1} \sigma, \quad (6.12)$$

где  $b$  — радиус кривизны стенки в рассматриваемом сечении;  
 $\sigma$  — параметр, который учитывает изменение свойств газа поперек пограничного слоя, обусловленное изменением температуры.

$$\sigma = (\rho_f / \rho_0)^{0,8} \cdot (\mu_f / \mu_{00})^{0,2},$$

где  $\rho_f$  и  $\mu_f$  — плотность и вязкость газа, рассчитываемые при определяющей температуре;

$\rho_0$  и  $\mu_{00}$  — эти же параметры, рассчитываемые соответственно при статической температуре газа и температуре торможения.

В качестве определяющей температуры в формуле (6.12) принята величина, которую находят из условия

$$T_f = 0,5 (T_0 - T_{c, в}) + 0,22 Pr^{1/2} (T_{00} - T_{c, в}).$$

Для расчета коэффициента теплоотдачи при свободной конвекции Д. А. Франк-Каменецкий рекомендует зависимость [6]

$$Nu = \sqrt[4]{Gr}, \quad (6.13)$$

откуда после элементарных преобразований

$$\alpha_k = 0,32 \lambda \sqrt[4]{\frac{J}{d} \left( \frac{p_0}{\mu R T_0} \right)^2}. \quad (6.14)$$

### Лучистый теплообмен в РДТТ

Величина лучистого теплового потока определяется по формуле

$$q_{л} = \epsilon_{ст. в} \cdot \epsilon_r \cdot 4,96 \left[ \left( \frac{T_0}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{c, в}}{100} \right)^4 \right],$$

где  $\epsilon_r$  — эффективная степень черноты продуктов сгорания, представляющая отношение интенсивности их излучения при данной температуре к интенсивности излучения абсолютно черного тела с такой же поверхностью при той же температуре;

$\epsilon_{ст. в}$  — эффективная степень черноты внутренней поверхности камеры.

Коэффициент теплоотдачи излучением определяется как

$$\alpha_{л} = \frac{q_{л}}{T_0 - T_{с.в}} = \epsilon_{ст.г} \cdot \epsilon_r \cdot 4,96 \cdot 10^8 T_0^3 \frac{1 - \left(\frac{T_0}{T_{с.в}}\right)^4}{1 - \frac{T_0}{T_{с.в}}} \quad (6.15)$$

Излучение продуктов сгорания твердого топлива складывается из излучения газовой фазы и конденсированных частиц.

Рассмотрим сначала излучение газовой фазы.

Основными особенностями излучения газов в отличие от твердых тел является селективность излучения, т. е. излучение энергии лишь в определенных узких полосах спектра, и объемный характер излучения. При прохождении тепловых лучей через газ происходит поглощение передаваемой лучами энергии, которое тем сильнее, чем большее количество молекул встречается на пути луча. Это находит выражение в формуле для степени черноты чистого газа

$$\epsilon = 1 - e^{-k_{\lambda} \rho S},$$

где  $k_{\lambda}$  — коэффициент ослабления луча в слое, приведенный к давлению в 1 *ата*;

$\rho$  — давление газа;

$S$  — эффективная толщина излучающего слоя.

Таким образом, степень черноты чистого газа является функцией двух параметров:  $T_0$  и  $\rho S$ .

Поскольку двухатомные газы при температурах ракетной камеры являются для тепловых лучей практически прозрачными, излучение газовой фазы целиком определяется содержанием трехатомных газов  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ .

Для определения степени черноты этих газов  $\epsilon_{\text{CO}_2}$  и  $\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}$  в теплотехнике используются экспериментальные графики с двумя входами  $T_0$  и  $\rho_{\text{CO}_2} S$  для углекислого газа и с тремя входами  $T_0$ ,  $\rho_{\text{H}_2\text{O}} S$  и  $p_0$  для водяного пара, где  $\rho_{\text{CO}_2}$  и  $\rho_{\text{H}_2\text{O}}$  — парциальные давления газов.

Эффективная толщина излучающего слоя  $S$  характеризует особенности излучения ограниченного газового объема. Для цилиндрического сосуда с излучением на боковую поверхность при изменении относительной длины цилиндра  $l/d$  от 1 до  $\infty$  величина  $S$  меняется в пределах от  $0,6d$  до  $0,9d$  [1].

Графики построены для давления 1 *ата*. Область использования этих графиков по давлению может быть расширена введением поправочных коэффициентов  $C_{\text{CO}_2}$  и  $C_{\text{H}_2\text{O}}$ , которые определяются по графикам, приведенным в работе [8]. Степень черноты газовой смеси определяется как

$$\epsilon_r = \epsilon_{\text{CO}_2} C_{\text{CO}_2} + \epsilon_{\text{H}_2\text{O}} C_{\text{H}_2\text{O}} - \Delta\epsilon_r \quad (6.16)$$

где  $\Delta\epsilon_r$  — поправка, учитывающая перекрытие спектров водяного пара и углекислого газа.



Расчетное определение  $\epsilon_r$  для условий ракетного двигателя с использованием указанных графиков носит ориентировочный характер. Д. А. Франк-Каменецкий, оценивая роль лучистого теплообмена в РДТТ, рассматривает определенное таким образом значение  $\epsilon_r$  как нижний предел [6]. В качестве эффективной черноты газа  $\epsilon_r$  он рекомендует принимать среднее арифметическое из двух предельных значений

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon_{r \text{ расч}} + 1}{2}.$$

Для продуктов сгорания нитроклетчатки с 12,5% N в модельном двигателе ( $S = 6,5 \cdot 10^{-2} \text{ м}$ ) им было получено

$$\epsilon_r = \frac{0,56 + 1}{2} = 0,78.$$

Подобно этому эффективная степень черноты стенки находится как среднее арифметическое из степени черноты материала поверхности, учитывающей поглощение тепла при первом попадании луча на стенку, и единицы, соответствующей полному поглощению тепла при многократных отражениях от внутренней поверхности камеры:

$$\epsilon_{\text{ст. в}} = \frac{\epsilon_{\text{ст}} + 1}{2}.$$

Согласно расчетам, проведенным Д. А. Франк-Каменецким, для двигателя малых размеров коэффициент лучистого теплообмена в диапазоне температур 1800—2700° К может составлять от 0,075 до 0,24 ккал/м<sup>2</sup>сек °К [6]. В работе [4] эффективное значение  $\alpha_l$  было получено экстраполяцией экспериментальной зависимости суммарного коэффициента  $\alpha$  от  $(\bar{G}/g)^{0,8}$  до значения  $\bar{G} = 0$ . При пересечении графика с осью ординат было получено значение  $\alpha_l = 0,14$  ккал/м<sup>2</sup>сек °К, которое соответствует температуре  $T_0 \sim 2300$ —2500° К. Франк-Каменецкий путем расчета получил для этого интервала температур  $\alpha_l = 0,15$ —0,16. Таким образом, расчетные значения согласуются с экспериментальными данными.

При горении смесевых топлив с добавками металлов в продуктах сгорания появляется большое количество конденсированных частиц. Если размеры частиц велики по сравнению с волной излучения газовой фазы, их участие в лучистом теплообмене сводится к простому блокированию проходящего через газы луча. В этом случае степень черноты продуктов сгорания может быть определена по известной зависимости

$$\epsilon_{r+T} = 1 - \exp \left\{ - [k_r (p_{\text{CO}_2} + p_{\text{H}_2\text{O}}) + cF_T] S \right\}. \quad (6.17)$$

Второе слагаемое в квадратных скобках, учитывающее ослабление луча за счет содержания конденсированных частиц, равно произведению числа частиц в м<sup>3</sup> на площадь проекции поверхности частиц на нормаль к направлению луча.

Если полагать, что содержание конденсированной фазы в продуктах сгорания составляет 20% при удельном весе конденсированной фазы  $4000 \text{ кг/м}^3$ , получим  $c = 18 \cdot 10^{-4} / \pi D^3 / \text{м}^3$ , где  $D$  — диаметр частицы. Принимая  $F_T = \frac{\pi D^2}{4}$ ,  $D = 50 \text{ мкм} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$  при  $S = 6,5 \cdot 10^{-2} \text{ м}$ , получим  $c F_T S = 0,585$ .

Сохраняя для газовой фазы значение, рассчитанное Франк-Каменецким,  $k_T (\rho_{\text{CO}_2} + \rho_{\text{H}_2\text{O}}) S = 1,51$ , получаем

$$\epsilon_{T+T} = 1 - \exp[-(1,51 + 0,585)] = 0,88.$$

Итак, в данном случае за счет содержания конденсированной фазы расчетная величина степени черноты продуктов сгорания возросла на 60%, а эффективная степень черноты  $\epsilon_s = \frac{1 + 0,88}{2}$  — на 20%.

С увеличением размеров двигателя, температуры горения топлива и содержания твердых частиц роль лучистого теплообмена в РДТТ возрастает.

Сравнение интенсивности основных видов теплообмена в РДТТ показывает, что решающая роль в передаче тепла от газов к корпусу двигателя принадлежит вынужденной конвекции. На долю лучистого теплообмена приходится всего 20—30% общего количества отводимого в корпус тепла. Поэтому анализ зависимости теплообмена в РДТТ от различных факторов обычно проводят с использованием зависимостей только для вынужденной конвекции.

В некоторых случаях для применения известных из теории теплопередачи простых расчетных методов, позволяющих получить приближенное инженерное решение, необходимо задать постоянное осредненное по времени значение  $\alpha$ , которое мы будем называть средним эффективным значением коэффициента теплоотдачи  $\alpha_s$ :

$$\alpha_s = \frac{\int_0^{\tau} \alpha (T_0 - T_{c,v}) dt}{\int_0^{\tau} (T_0 - T_{c,v}) dt}. \quad (6.18)$$

Числитель выражения (6.18) представляет собой полное количество тепла  $Q_1$ , переданного на  $1 \text{ м}^2$  стенки двигателя.

Приближенно величина  $Q_1$  может быть определена по равновесной температуре стенки  $T_p$ , которая устанавливается после окончания работы двигателя при выравнивании температуры по толщине стенки:

$$Q_1 = (T_p - T_n) \gamma c \Delta,$$

где  $\Delta$  — толщина стенки двигателя.

Знаменатель выражения (6.18) нетрудно рассчитать по осциллограмме температуры внутренней поверхности стенки. Для стен-

догового двигателя с толстыми стенками знаменатель можно в первом приближении представить как

$$\int_0^{\tau} (T_0 - T_{c.в.}) dt = \tau (T_0 - \bar{T}_{c.в.}),$$

где  $\bar{T}_{c.в.}$  — среднее по времени значение  $T_{c.в.}$ .

Тогда приближенное значение  $\alpha_3$  выразится как

$$\alpha_3 = \frac{\gamma c \Delta (T_p - T_n)}{\tau (T_0 - \bar{T}_{c.в.})}. \quad (6.19)$$

На рис. 6.1 приведены значения  $\alpha_3$ , рассчитанные по зависимости (6.19) для экспериментальных данных [4]. Эксперименты проводились на двигателях калибром от 51 до 298 мм с зарядами из

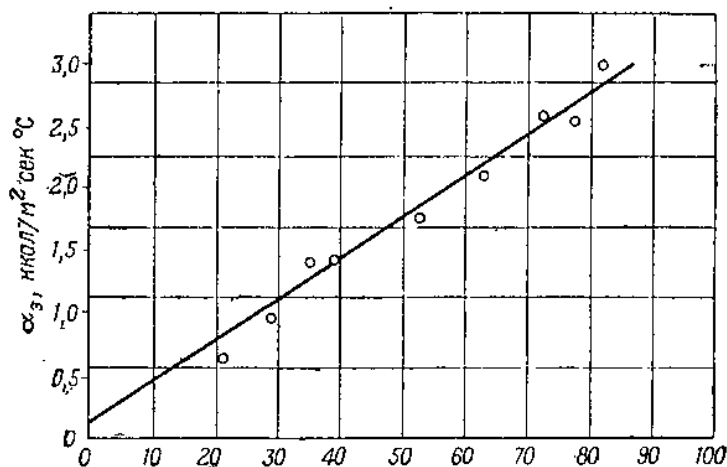


Рис. 6.1. Экспериментальная зависимость  $\alpha_3$  от  $(\bar{G}/g)^{0,8}$

баллиститных топлив JP и JPN. Значения  $\alpha_3$  представлены в функции от среднего удельного расхода в степени 0,8. Линейный характер этой зависимости подтверждает правомерность использования для условий РДТТ формулы (6.4).

Согласно графику

$$\alpha_3 = 0,14 + 0,00515 \bar{G}_{cp}^{0,8}. \quad (6.20)$$

Первый член этой формулы представляет собой коэффициент лучистой теплоотдачи, второй — коэффициент конвективной теплоотдачи. Формула может быть использована для расчета  $\alpha$  в двигателях на баллиститных топливах. Среднее по времени значение удельного весового расхода определяется из условия:

$$\bar{G}_{cp} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \bar{G} dt. \quad (6.21)$$

Значение интеграла может быть получено для любого сечения двигателя на основании данных баллистического расчета.

Если при определении среднего значения удельного весового расхода продуктов сгорания через рассматриваемое сечение двигателя предположить, что площадь свободного сечения камеры при постоянной скорости горения топлива изменяется линейно во времени, то

$$\bar{G}_{\text{ср}} = \frac{\bar{G}_0 \bar{G}_k}{\bar{G}_0 - \bar{G}_k} \ln \frac{\bar{G}_0}{\bar{G}_k}. \quad (6.22)$$

Для ракетной камеры со свободно вложенным зарядом наиболее опасным по нагреву сечением является то, которое совпадает с нижним торцом заряда. В этом сечении расход газов достигает максимальной для цилиндрического участка камеры величины. Поэтому поверочный расчет камеры на прочность с учетом нагрева должен проводиться для этого сечения.

Ниже в качестве иллюстрации приводятся расчетные значения коэффициентов теплоотдачи, полученные для условий модельного двигателя Д. А. Франк-Каменецким [6]:

Таблица 6.1

$\alpha$  ккал/м<sup>2</sup>сек град

		Начало горения	Конец горения
Основные размеры	$F_{\text{св}} \cdot 10^4$	10,5	40,0
	$\Pi \cdot 10^2$	84,2	84,1
	$d \cdot 10^2$	0,50	1,90
Начало камеры	$\alpha = \frac{\alpha_k}{\alpha_9} + \alpha_n$	0,139	0,111
		0,334	0,278
		0,295	0,295
Конец камеры	$\alpha = \frac{\alpha_k}{\alpha_9} + \alpha_n$	1,220	0,334
		1,390	0,500
		0,688	0,688
Сопло	$\alpha_9$	2,810	2,810

## § 6.2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТЕПЛА В СТЕНКЕ ДВИГАТЕЛЯ

При изучении нагрева стенки корпуса ракетного двигателя процесс теплопроводности материала обычно полагается одномерным. Распределение температуры в стенке можно найти, решая уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (6.23)$$

при следующих краевых условиях:

$$t = 0 \quad T(x, 0) = \text{const} = T_n; \quad (6.24)$$

$$x = 0 \quad \alpha(T_0 - T_{c.в}) = -\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0}; \quad (6.25)$$

$$x = \Delta \quad \lambda \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=\Delta} = 0, \quad (6.26)$$

где  $T_n$  — начальная температура стенки;

$T_{c.в}$  — температура на внутренней поверхности стенки;

$\Delta$  — толщина стенки;

$\lambda$ ,  $\alpha$  — коэффициенты тепло- и температуропроводности стенки.

Уравнение (6.26) указывает на то, что в большинстве случаев тепловой поток, направленный в окружающую среду, пренебрежимо мал по сравнению с внутренним тепловым потоком. В том случае, когда при полете ракеты с большими скоростями необходимо учесть аэродинамический нагрев, граничное условие на внешней поверхности задается в виде

$$\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=\Delta} = \alpha_A (T_{0A} - T_{c.н}), \quad (6.27)$$

где  $T_{0A}$  — температура торможения в набегающем потоке воздуха;

$\alpha_A$  — коэффициент теплоотдачи при аэродинамическом нагреве.

Система уравнений (6.23) — (6.26) справедлива как для однослойной, так и для многослойной стенки, но с тем лишь различием, что для многослойной стенки коэффициенты  $a$  и  $\lambda$  будут иметь для отдельных слоев различные значения.

Точное решение этой задачи с учетом изменения во времени коэффициента теплоотдачи и изменения от температуры величин  $a$  и  $\lambda$  представляет известные трудности.

Наиболее простым способом решения является использование аналогового устройства гидравлического либо электрического типа. Действие таких устройств основано на общности математических зависимостей, описывающих процессы распространения тепла в стенке и перетекания жидкости в системе капилляров либо электрического тока в системе, состоящей из сопротивлений и емко-

стей. Другими словами, аналоговые гидравлические и электрические модели представляют собой вычислительные устройства для решения задачи теплопроводности с готовой заложенной в них программой решения.

Решение задачи теплопроводности на электронных вычислительных машинах дискретного счета требует представления уравнения теплопроводности в конечных разностях.

Ниже рассматриваются упрощенные методы расчета, позволяющие при минимальных затратах времени оценить в первом приближении ожидаемую температуру однослойной стенки двигателя. Применение упрощенного метода расчета основано на следующих допущениях:

1. Коэффициент теплоотдачи от газов к стенке двигателя принимается постоянным во времени, равным некоторому эффективному значению.

2. Основные теплофизические характеристики материала стенки ( $\lambda$ ,  $c$ ,  $\gamma$ ) полагаются независимыми от температуры.

Система уравнений (6.23) — (6.26) может быть представлена в безразмерном виде, если перейти к новым безразмерным переменным и критериям:

$$\left. \begin{aligned} Bi &= \frac{\alpha \Delta}{\lambda} \text{ — критерий Био;} \\ Fo &= \frac{\alpha \tau}{\Delta^2} \text{ — критерий Фурье;} \\ \theta &= \frac{T_0 - T}{T_0 - T_H} \text{ — температурный симплекс;} \\ \bar{x} &= \frac{x}{\Delta}. \end{aligned} \right\} \quad (6.28)$$

Тогда

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \bar{x}^2} &= \frac{\partial \theta}{\partial Fo}; \\ \frac{\partial \theta}{\partial \bar{x}} \Big|_{\text{св}} &= Bi \theta_{\text{св}}; \\ \frac{\partial \theta}{\partial \bar{x}} \Big|_{\text{сн}} &= 0; \\ \theta_H &= 1. \end{aligned} \right\} \quad (6.29)$$

Из теории теплопередачи известно решение задачи нестационарной теплопроводности для неограниченной пластины толщиной  $2\Delta$  с равномерным распределением температуры в начальный момент при двухстороннем теплообмене с внешней средой, имеющей температуру  $T_0$ . Поскольку интенсивность теплообмена, которая задается коэффициентом теплоотдачи  $\alpha$ , на обеих поверхностях одинакова, нагрев пластины должен быть симметричным и тепловой поток через среднюю плоскость пластины должен равняться нулю.

Следовательно, это решение должно быть также справедливым для неограниченной пластины половинной толщины при одностороннем нагреве и при условии, что отвод тепла с другой поверхности пластины отсутствует.

Указанные условия соответствуют постановке задачи о нагреве стенки РДТТ. Таким образом, для расчета температурного поля стенки РДТТ можно воспользоваться готовым решением классической задачи теплопроводности, которое имеет следующий вид [9]:

$$\theta = \sum_{i=1}^{i=\infty} \frac{2 \sin \Phi_i}{\Phi_i + \sin \Phi_i \cos \Phi_i} \cos(\Phi_i \bar{x}) e^{-\Phi_i^2 Fo}. \quad (6.30)$$

Здесь  $\Phi_i$  являются последовательными значениями корней (от  $i=1$  до  $\infty$ ) трансцендентного уравнения:

$$Bi = \Phi_i \operatorname{tg} \Phi_i. \quad (6.31)$$

На основании зависимости (6.30) были рассчитаны таблицы  $\theta = f(Bi, Fo, \bar{x})$  [10], позволяющие для любого момента времени построить кривую распределения температуры по стенке двигателя.

Хорошая сходимость бесконечного ряда в формуле (6.30) позволяет для определения величины  $\theta$ , начиная с некоторых значений  $Fo$ , пользоваться только одним членом ряда. Погрешность, вызванная таким упрощением, при  $Fo > 0,3$  составляет не более 1%. Используя указанную возможность, для расчета нагрева стенки двигателя получаем следующие простейшие зависимости.

Для внутренней поверхности стенки

$$\theta_{c.в} = P e^{-\Phi_1^2 Fo}. \quad (6.32)$$

Для наружной поверхности стенки

$$\theta_{c.н} = N e^{-\Phi_1^2 Fo}. \quad (6.33)$$

В среднем для всей массы материала стенки

$$\theta_{ср} = M e^{-\Phi_1^2 Fo}. \quad (6.34)$$

В показатель степени во всех случаях входит  $\Phi_1$  — первый корень трансцендентного уравнения (6.31), который в свою очередь определяет значения коэффициентов  $N$ ,  $P$  и  $M$ :

$$N = \frac{2 \sin \Phi_1}{\Phi_1 + \sin \Phi_1 \cos \Phi_1};$$

$$P = \frac{2 \sin \Phi_1}{\Phi_1 + \sin \Phi_1 \cos \Phi_1} \cos \Phi_1;$$

$$M = \frac{2 \sin \Phi_1}{\Phi_1 + \sin \Phi_1 \cos \Phi_1} \frac{\sin \Phi_1}{\Phi_1}.$$

Величина  $\Phi$ , и определяемые ею значения  $N$ ,  $P$ ,  $M$  зависят только от критерия  $Bi$ .

Численные значения этих коэффициентов приведены в Справочнике машиностроителя, т. 2, Машгиз, 1962. Для промежуточных значений  $Bi$  коэффициенты находят с помощью простой линейной интерполяции. Формулы (6.32) и (6.33) могут применяться при  $Fo \geq 0,3$ . Формула (6.34) применима также при значительно меньшей величине  $Fo$ , а при  $Bi \geq 0,5$  — во всей области  $Fo$ .

Рассчитав  $\theta_{с.в}$ ,  $\theta_{с.м}$ ,  $\theta_{с.р}$ , нетрудно определить соответствующие им абсолютные значения температуры

$$T = T_0(1 - \theta) + \theta T_{н.}$$

### § 6.3. КОЭФФИЦИЕНТ ТЕПЛОВЫХ ПОТЕРЬ В РАКЕТНОЙ КАМЕРЕ

Общее выражение для определения коэффициента тепловых потерь в ракетной камере имеет вид

$$\chi = 1 - \frac{\int_0^{F_{вн}} \alpha (T_0 - T_{с.в}) dF}{Y Q_{ж}}, \quad (6.35)$$

где  $Y$  — количество топлива, сгорающего в единицу времени;

$T_0$  — температура продуктов сгорания;

$T_{с.в}$  — температура внутренней поверхности корпуса, соприкасающейся с газами;

$\alpha$  — коэффициент теплоотдачи;

$F_{вн}$  — площадь внутренней поверхности камеры.

Параметры  $\alpha$  и  $T_{с.в}$  изменяются как вдоль поверхности корпуса, соприкасающейся с газами, так и во времени, обуславливая изменение во времени коэффициента  $\chi$ .

Характер изменения тепловых потерь в РДТТ и их суммарная величина определяются в первую очередь такими факторами, как тип заряда, относительная площадь поверхности камеры, соприкасающейся с газами, наличие теплоизоляционных покрытий, температура и состав продуктов сгорания, характер движения газов в камере.

Величина коэффициента тепловых потерь и определяющие его зависимости существенно различны для двигателя со свободно вложенным зарядом и для двигателя со скрепленным зарядом, поэтому эти два случая рассматриваются по отдельности.

#### Двигатель со свободно вложенным зарядом

Этот случай характеризуется большой площадью поверхности, соприкасающейся с газами, а также ее постоянством во время горения заряда. Основная доля тепловых потерь приходится на цилиндрическую поверхность ракетной камеры. Этот участок, вклю-



чающий от 80 до 97% внутренней поверхности двигателя, омывается газовым потоком с относительно высокими скоростями. Поэтому расчет сводится к расчету тепловых потерь на цилиндрической поверхности камеры. Тепловые потери в дольях и диафрагме учитываются поправочным коэффициентом  $k_g$ .

Расход в произвольном сечении заряда для расчетов по формуле (6.9) можно определить как

$$G(t)_n = \delta u \Pi_{zn} l, \quad (6.36)$$

где  $l$  — длина участка заряда, располагающегося над данным сечением;

$u$  — скорость горения, осредненная по длине заряда.

Отсюда

$$\Pi_{zn} = \frac{G(t)_n}{\delta u l}. \quad (6.37)$$

Входящий в формулу (6.9) периметр свободного сечения можно выразить как

$$\Pi_{\Sigma} = k_n \Pi_{zn}.$$

Подставляя выражения (6.36) и (6.37) в формулу (6.9), получим

$$\alpha = \frac{K \alpha k_g}{4^{0,2}} \frac{G(t)_n}{F_n} \frac{k_n^{0,2}}{(\delta u l)^{0,2}}. \quad (6.38)$$

Хотя коэффициент  $k_n$  является переменной величиной, осреднение его во времени, как следует из формулы (6.38), не должно привести к существенной погрешности.

Полученную зависимость для  $\alpha$  можно упростить, если принять, что отношение  $G_n/F_n$  равно среднему значению  $\bar{G} = G/F_{св}$  для всего свободного сечения камеры. Площадь свободного прохода для газов можно представить как

$$F_{св} = F_{св.0} (1 + b\psi), \quad (6.39)$$

где  $F_{св.0}$  — площадь свободного прохода в начале горения;

$b = \frac{\epsilon}{1 - \epsilon}$  — коэффициент, зависящий от начального заполнения камеры топливом.

С учетом выражения (6.39) формула для  $\alpha$  приобретает вид

$$\alpha = K_T \frac{G(t)}{(1 + b\psi) u^{0,2} l^{0,2}}. \quad (6.40)$$

Разность температур  $T_0 - T_{с.в.}$ , если использовать среднее эффективное значение коэффициента теплоотдачи для данного сечения камеры, согласно уравнению (6.30) можно представить в виде:

$$T_0 - T_{с.в.} = \sum_{n=1}^{\infty} A_i \exp\left(-\Phi_i^2 \frac{a}{\Delta^2} t\right),$$

где  $A_i$  и  $\Phi_i$  — коэффициенты, являющиеся функцией  $\alpha_n$ .

Развернутое выражение для определения  $\chi$  приобретает вид

$$\chi = 1 - \frac{1}{YQ_{ж}} \frac{K_T \pi D_k}{(1 + b\psi) u^{0,2}} \int_0^L \Sigma A_i \exp\left(-\Phi_i^2 \frac{a}{\Delta^2} t\right) \frac{G(l) dl}{l^{0,2}}. \quad (6.41)$$

Громоздкость полученного аналитического решения ограничивает возможности его практического использования. Однако эта зависимость может быть существенно упрощена применительно к предельным случаям, имеющим широкое применение в технике. Такими предельными случаями являются: двигатель с теплоизоляцией; двигатель с толстой металлической стенкой.

В первом случае температура на внутренней поверхности камеры быстро возрастает при выходе двигателя на режим и затем меняется очень мало. Поэтому для основного участка кривой давления можно полагать  $(T_0 = T_{с.в.}) \approx \text{const}$ .

Во втором случае (стендовый двигатель) температура на внутренней поверхности камеры во время работы двигателя остается низкой, составляя малую долю величины  $T_0$ , что позволяет усреднить величину  $(T_0 - T_{с.в.})$  во времени.

В обоих случаях зависимость (6.41) преобразуется к виду:

$$\chi = 1 - \frac{K_T}{YQ_{ж}} \frac{\pi D_k (T_0 - \bar{T}_{с.в.})}{u^{0,2} (1 + b\psi)} \int_0^L \frac{G(l)}{l^{0,2}} dl. \quad (6.42)$$

Если принять  $G(l) = G_{\max} \frac{l}{L}$ , получим:

$$\chi = 1 - \frac{K_T}{Q_{ж}} \frac{G_{\max}}{1,8Y} \frac{F_{вн}}{(uL)^{0,2}} \frac{(T_0 - \bar{T}_{с.в.})}{1 + b\psi}. \quad (6.43)$$

Объединяя величины, меняющиеся в узком диапазоне, и константы в один коэффициент  $A$ , а также принимая  $Y \approx G$ , получим

$$\chi = 1 - \frac{A}{1 + b\psi}. \quad (6.43a)$$

Экспериментальное изучение тепловых потерь в двигателе со свободно вложенным зарядом было проведено Я. М. Шапиро.

Эксперименты проводились на модельном двигателе с прерыванием горения в различные моменты времени. Количество тепла, аккумулированное корпусом двигателя за время горения заряда, определялось в калориметре, куда двигатель помещался тотчас после прерывания горения. Определяя таким образом тепловые потери для различных времен горения заряда, получили их зависимость от времени  $t$  и от  $\phi$ . Эту зависимость Я. М. Шапиро представил в виде

$$\chi = 1 - \frac{A}{1 + b\psi}. \quad (6.44)$$

Для условий проведенных экспериментов

$$A = 0,30; \quad b = 5 [12].$$

Таким образом, полученная нами ранее теоретическая зависимость по структуре совпадает с эмпирической формулой (6.44).

### Двигатель со скрепленным зарядом

Для двигателя со скрепленным зарядом, горящим по поверхности фигурного канала и с торцов, тепловые потери в ракетной камере будут определяться отводом тепла в покрытие корпуса в предсопловой части и в верхнем днище. Величина тепловых потерь по сравнению с двигателем, имеющим свободно вложенный заряд, резко уменьшается. При использовании теплозащитных покрытий температуру внутренней поверхности камеры, соприкасающейся с горячими газами, можно в первом приближении полагать постоянной. Коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ , величина которого определяется вынужденным движением газов в предсопловом объеме либо свободной конвекцией в застойных зонах, также сохраняется во времени постоянным. Изменение тепловых потерь во время горения заряда обуславливается ростом теплообменной поверхности за счет обгорания торцов заряда; увеличение поверхности можно выразить формулой

$$F_{\text{вн}} = F_{\text{вн}0} (1 + b_1 \psi). \quad (6.45)$$

Следовательно, в этом случае зависимость для  $\chi$  принимает вид

$$\chi = 1 - A(1 + b_1 \psi). \quad (6.46)$$

Промежуточное положение занимает щелевой заряд. Для него при разгаре щелей наряду с увеличением поверхности теплоотдачи будет наблюдаться снижение коэффициента  $\alpha$  за счет уменьшения удельного весового расхода  $\bar{G}$ .

### § 6.4. КОНСТРУКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ КОРПУСА РДТТ

Поскольку для корпуса РДТТ, подверженного действию внутреннего давления, определяющим видом деформации является растяжение, от конструкционных материалов, идущих на его изготовление, в первую очередь требуется максимальная удельная прочность  $\sigma_B/\gamma$ , где  $\sigma_B$  — временное сопротивление материала разрыву. Из других необходимых качеств следует назвать пластичность, хорошую химическую стойкость в условиях окружающей среды при хранении, технологичность и недифицитность. Основные прочностные характеристики конструкционных материалов для корпусов РДТТ приведены в табл. 6.2.

В настоящее время корпуса больших двигателей в большинстве случаев изготавливаются из листовой легированной стали. По аме-

риканским данным [13], прочностные характеристики используемых марок стали лежат в узком диапазоне, для которого в качестве средних показателей можно принять:  $\sigma_S = 140 \text{ кг/мм}^2$ ,  $\sigma_B = 160 \text{ кг/мм}^2$ . Наиболее высокими показателями обладает сталь Н-11 ( $\sigma_S = 183 \text{ кг/мм}^2$ ,  $\sigma_B = 200 \text{ кг/мм}^2$ ). По мнению специалистов, в ближайшее время прочность марок сталей, применяемых в ракетостроении, может быть увеличена до 280—300  $\text{кг/мм}^2$  [14]. Однако по мере уменьшения толщины стенки двигателя за счет увеличения прочности материала возрастает опасность ослабления конструкции вследствие концентрации напряжений в местах случайных надразов и царапин.

Из других металлов особое внимание привлекают сплавы титана, которые по удельной прочности превосходят сталь. Так, например, для титанового сплава Ti-6Al-4V при  $T = +20^\circ \text{C}$ ,  $\sigma_B = 126 \text{ кг/мм}^2$ ,  $\sigma_S = 105 \text{ кг/мм}^2$  и  $\sigma_B/\gamma$  на 45% выше, чем для стали Д6АС. При изготовлении из этого сплава корпуса РДТТ второй ступени ракеты «Минитмен» вес его снижается на 30% по сравнению со стальным вариантом. При этом толщина стенок возрастает в полтора раза, что повышает жесткость конструкции и делает ее менее чувствительной к надразам [15].

За последнее время в ракетостроении получили широкое применение различные типы армированных пластмасс, а также слоистые композиционные структуры на их основе. Целесообразность использования этих материалов для изготовления корпусов РДТТ определяется их высокой удельной прочностью и хорошими теплофизическими и технологическими свойствами. Армированные пластмассы состоят из упрочняющего (армирующего) наполнителя и полимеризующегося связующего. В качестве армирующих материалов применяют стеклянное и кварцевое волокно, асбест, ткани из этих волокон. В настоящее время представляется возможным использовать в качестве армирующего материала искусственное графитовое волокно для повышения термостойкости материала. В качестве связующего широко используются эпоксидные и фенольные смолы. Наибольшая прочность материала достигается обычно при соотношении весов наполнителя и связующего 70 : 30.

При изготовлении корпуса применяется метод намотки. На оправку под определенным углом к ее образующей наматывают в несколько слоев стекловолоконный жгут либо стеклоткань, пропитанные связующим составом. Затем изделие вместе с оправкой помещают в печь и подвергают длительному нагреву. При этом происходит полимеризация связующего и материал изделия приобретает требуемые механические качества. Для того чтобы конструкция была равнопрочной, за счет угла намотки обеспечивается необходимая анизотропность материала в тангенциальном и осевом направлениях. По сообщениям иностранной печати, пластмассовый корпус первой ступени ракеты «Минитмен» на 35% дешевле и на 25% легче такого же корпуса из высококачественной стали с пределом текучести  $\sigma_S = 152 \text{ кг/мм}^2$  [16], [17].

Материал	Марка	Удельный вес $\gamma$	Модуль упругости $E$ , кг/см <sup>2</sup>	Удельная прочность $\sigma_B/\gamma$	Удельная жесткость $E/\gamma$
Специальная сталь для ракетных камер [13]	H-11	7,84	$2 \cdot 10^6$	25,5	2550
Специальная сталь для ракетных камер [15]	D6AC	7,85	"	19,4	"
Алюминиевый сплав [18]	75ST	2,77		21,7	
Титановый сплав [15]	Ti-6Al-4V	4,5		28,1	
Стеклотекстолит на эпоксидно-фенольной смоле [10]	ЭФ-32-301	1,7	$2,2 \cdot 10^6$	24,0	1300
Эпоксидный стекловолокнит (ориентирован для сосудов под давлением) [16]		1,8		31,2	
Эпоксидный однонаправленный стеклопластик (теоретически достижимые значения) [16]		1,8		97,5	

Сравнительная оценка различных материалов по их удельной прочности существенно зависит от температуры, при которой они используются. На рис. 6.2 [18], [20] показано, как меняется с температурой величина  $\sigma_B/\gamma$  для наиболее характерных материалов.

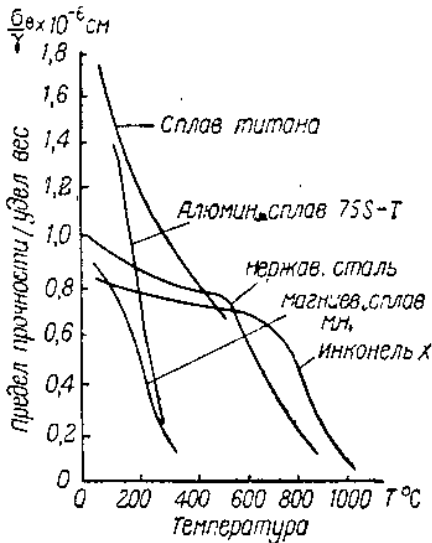


Рис. 6.2. Зависимость удельной прочности некоторых характерных материалов от температуры

Резкое падение прочностных характеристик для алюминиевых сплавов наблюдается при температуре свыше  $150\text{--}200^\circ\text{C}$ , для титановых сплавов — свыше  $400\text{--}450^\circ\text{C}$ , для стали — свыше  $650\text{--}750^\circ\text{C}$ . Таким образом, прочностные возможности современных материалов в полной мере могут быть использованы только в двигателях с тепловой защитой корпуса.

### §6.5. ПРЕДЕЛЬНОЕ ВРЕМЯ РАБОТЫ ДВИГАТЕЛЯ БЕЗ ТЕПЛОИЗОЛЯЦИИ

Рассмотрим пределы возможного использования двигателя без теплоизоляции и их зависимость от различных факторов. При этом будем полагать среднюю температуру стенки двигателя, а следовательно, и  $\theta_{\text{ср}}$  заданными. Поскольку трансцендентная форма, в которой выражается связь между температурой стенки и параметрами теплообмена, затрудняет такой анализ, преоб-

разуем формулу (6.34) к виду, позволяющему получить аналитическую зависимость.

Для значений критерия  $Bi$ , соответствующих условиям РДТТ с металлическим корпусом без теплоизоляции, коэффициент  $M$  меняется очень мало. Так, например, в диапазоне  $Bi$  от 0 до  $4M$  изменяется всего на 3,5%. Следовательно, приняв его средним значением  $M_{ср}$ , мы допускаем ошибку в определении  $\theta_{ср}$  менее 2%. Табличная функция  $\Phi_1^2 = f(Bi)$  в интересующем нас диапазоне  $Bi$  может быть с точностью до 1% аппроксимирована формулой

$$\Phi_1^2 = 0,7Bi^{0,7}.$$

Это позволяет преобразовать зависимость (6.34) так:

$$\theta_{ср} = M_{ср} \exp(-0,7Bi^{0,7} Fo).$$

Логарифмируя, получим

$$Bi^{0,7} Fo = 3,29 (\lg M_{ср} - \lg \theta_{ср}).$$

Подставляя развернутые выражения критериев  $Bi$  и  $Fo$ , имеем

$$\left(\frac{\alpha}{\lambda}\right)^{0,7} \frac{a\tau}{\Delta^{1,3}} = 3,29 (\lg M_{ср} - \lg \theta_{ср}). \quad (6.47)$$

Потребная по условию прочности толщина стенки двигателя может быть в первом приближении рассчитана как

$$\Delta = \frac{\tau p_{\max} d}{2\sigma_{BT}}, \quad (6.48)$$

где

$\sigma_{BT}$  — предел прочности материала при заданной средней температуре стенки  $T_{ср}$ .

Подставляя в выражение (6.47) зависимость (6.48), значение коэффициента теплоотдачи (6.6а) и решая относительно  $\tau$ , получим предельно допускаемое время работы двигателя без теплоизоляции

$$\tau = K_{\tau} \frac{p_{\max}^{1,3}}{p^{0,56}} \frac{d^{1,44}}{\sigma_{BT}^{1,3}} \frac{\eta^{1,3}}{a} (\lg M_{ср} - \lg \theta_{ср}), \quad (6.49)$$

где

$$K_{\tau} = 1,335 \frac{\lambda_r^{0,7}}{K_{\alpha}^{0,7}}.$$

Согласно полученной зависимости при заданной величине  $\theta_{ср}$ , а следовательно, при фиксированном значении  $\sigma_{BT}$  основными факторами, определяющими предельное время работы двигателя, являются: калибр двигателя  $d$ , коэффициент температуропроводности материала корпуса  $a$  и давление.

Формула (6.49) учитывает различие расчетного давления  $p_{\max}$  и рабочего давления  $p$ , соответствующего случаю, для которого определяется предельное время работы. Если эти давления совпа-

дают, например, для двигателя с обогреваемым чехлом либо для двигателя, настраиваемого на постоянное давление, формула принимает вид

$$\tau = K_{\tau} p_{\max}^{0,74} d^{1,44} \left( \frac{\eta}{\sigma_{BT}} \right)^{1,3} \frac{1}{\alpha} (\lg M_{cp} - \lg \theta_{cp}). \quad (6.50)$$

Итак, с увеличением расчетного давления при  $\theta_{cp} = \theta_{зад}$  допускаемое время работы двигателя возрастает. Объясняется это тем,

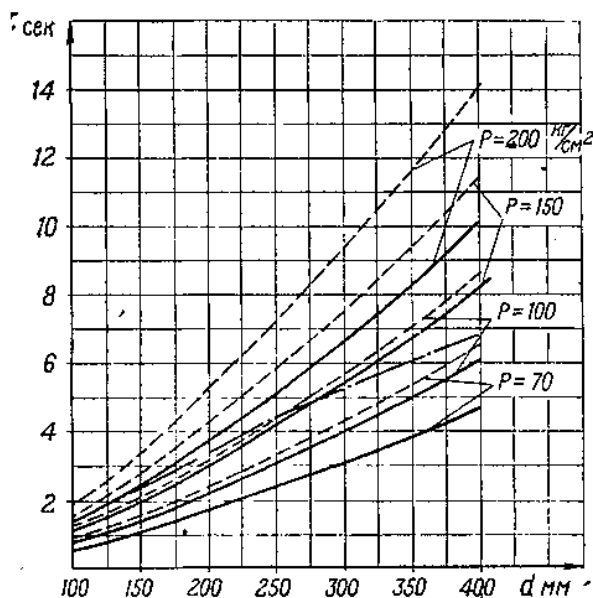


Рис. 6.3. Зависимость предельного времени работы двигателя без тепловой защиты от калибра; рабочего давления и температуры горения топлива  $T_0$ :

-----  $T_0 = 2600^\circ \text{C}$ ;  
 —————  $T_0 = 2000^\circ \text{C}$

что хотя с ростом давления возрастает интенсивность теплоотдачи от газов к стенке двигателя ( $\alpha \sim p^{0,8}$ ), однако толщина стенки, определяемая из условий прочности, растет быстрее ( $\sim p$ ), вследствие чего теплоаккумулирующие возможности корпуса двигателя с ростом давления увеличиваются.

Согласно формуле (6.50) допускаемое время работы двигателя возрастает пропорционально калибру в степени 1,44. Если при изменении калибра двигателя сохраняется геометрическое подобие всех его элементов, толщина горящего свода, а следовательно, и время работы двигателя должны меняться пропорционально калибру в первой степени. Следовательно, при геометрическом моделировании РДТТ с ростом калибра допускаемое по условиям нагрева стенки время работы двигателя увеличивается быстрее, чем возрастает действительное время работы.

Расчетные значения  $\tau_{доп}$ , полученные нами по формуле (6.50) для различных давлений и калибров, представлены в виде графиков на рис. 6.3. Расчеты проводились при следующих исходных данных:

$$\eta = 1,8; K_{\tau} = 0,8 \cdot 10^{-5}; T_{доп} = 500^\circ \text{C}; \sigma_{BT} = 2500 \text{ кг/см}^2;$$

$$\lambda = 0,01 \text{ ккал/м сек } ^\circ \text{C}; c = 0,14 \text{ ккал/кг } ^\circ \text{C}; \gamma = 7820 \text{ кг/м}^3.$$

Как показывают расчеты, допускаемое время работы РДТТ без тепловой защиты крайне мало: оно составляет от нескольких десятых долей секунды до нескольких секунд. С увеличением толщины стенки двигателя наряду со снижением средней температуры возрастает температура на внутренней поверхности стенки  $T_{с.в}$ . В некоторых случаях при определении допустимого времени работы двигателя этот фактор становится лимитирующим. Так в наших расчетах определяющая роль этого фактора выявляется при  $T_0 = 2600^\circ\text{C}$  при давлениях свыше  $100\text{ кг/см}^2$ . Верхняя граница возможного использования двигателя при  $T_0 = 2600^\circ\text{C}$ , соответствующая  $T_{с.в} = 0,9 T_{пл}$ , нанесена на графике 6.3 штрихпунктиром.

### § 6.6. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ, ИСПОЛЪЗУЕМЫХ В РДТТ

Тепловая защита элементов несущей конструкции от горячих газов обеспечивается покрытиями из специальных материалов, а также топливным зарядом, скрепленным с корпусом двигателя.

Основными требованиями, предъявляемыми к теплозащитным покрытиям, являются: надежность защиты несущей конструкции, минимальный вес покрытия на  $1\text{ м}^2$  предохраняемой поверхности, хорошая сцепляемость покрытия с материалом несущей конструкции, достаточно высокое сопротивление вибрационным нагрузкам, механическому и тепловому ударам, технологичность изготовления.

Известные в настоящее время защитные покрытия для РДТТ можно разделить на пассивные и активные теплозащитные покрытия.

Пассивная тепловая защита обеспечивается термостойкими покрытиями из материалов, сочетающих высокую температуру плавления ( $T_{пл} > T_0$ ) с низкой температуропроводностью. Толщина этих покрытий в процессе работы должна оставаться неизменной, поэтому к ним предъявляется дополнительное требование: достаточная стойкость к эрозионному воздействию.

Основой таких покрытий являются тугоплавкие окислы ( $\text{MgO}$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{ZrO}_2$  и др.), карбиды, нитриды и бориды некоторых металлов. Перечень тугоплавких материалов приведен в табл. 6.3 [21], а физические свойства некоторых из этих материалов — в табл. 6.4 [20], [22], [23].

При использовании стекловидной связки получают двухкомпонентную керамику. В двухкомпонентный состав иногда добавляют флюссирующие вещества с целью повышения содержания в керамике огнеупорного материала. Керамические покрытия наносятся тонкими слоями и могут состоять из однородного материала либо представлять собой чередование разнородных слоев, каждый из которых имеет свое целевое назначение.



**Перечень сверхтугоплавких материалов**  
(температура плавления свыше 2500° С)

Материал	Температура плавления, °С
Элементы:	
углерод	3500
молибден	2650
осмий	2700
рений	3170
тантал	2850
вольфрам	3370
Окиси:	
бериллия	2500
кальция	2550
гафния	2800
магния	2800
тория	2800
циркония	2700
Бориды:	
гафния	3050
вольфрама	2900
циркония	2900
Карбиды:	
гафния	4150
молибдена	2550
ниобия	3500
кремния	2700
тантала	4150
тория	2800
титана	3100
вольфрама	2860
циркония	3550
циркония — тантала	3900
Нитриды:	
бора	2750
гафния	3300
скандия	2650
тантала	3300
титана	3200
циркония	3000
Цирконаты:	
бария	2700
кальция	2660
стронция	2700
тория	2800

Так, например, внешний слой может состоять из материала с повышенной эрозионной стойкостью, в то время как внутренние слои будут обеспечивать высокие теплозащитные качества покрытия.

Широкое применение в ракетной технике получил метод плазменного напыления, который заключается в следующем. Из порошка огнеупорного материала (кремнезем, окись циркония, окись титана и др.) формируется стержень, который помещают в высокотемпературное пламя горелки. Расплавленный материал распыляется и эжектируется на предварительно очищенную металлическую поверхность. Прилипая к поверхности, частицы быстро затвердевают, образуя защитный слой. Такие покрытия из тугоплавких материалов при достаточной толщине нанесенного слоя могут противостоять высоким тепловым потокам. Однако вследствие пористости структуры эти покрытия обладают недостаточной стойкостью к эрозии. Прочность сцепления таких покрытий с металлом невелика, это обуславливает их относительно низкое сопротивление механическому удару и вибрационным воздействиям [21], [24].

Таблица 6.4

Материал	Температура плавления или разложения, °С	Действительный удельный вес, кг/м <sup>3</sup>	Кажущийся удельный вес, кг/м <sup>3</sup>	Коэффициент линейного расширения, 10 <sup>-6</sup> 1/°С	Коэффициент теплопроводности, ккал/мсек °К · 10 <sup>3</sup>	Удельная теплоемкость, ккал/кг °К
Окись алюминия . . . . .	2015,7	3970	2950	8,1	0,62	0,27
Карбид бора . . . . .	2449	2510	2510	4,5	0,413	—
Окись бериллия . . . . .	2500	3020	2700	8,0	3,580	0,43
Двуокись циркония . . . . .	2700	6270	4400	11,0	0,172	0,168
Окись магния . . . . .	2800	3580	2500	14,3	0,825	0,187
Окись тория . . . . .	2800	9690	7340	9,4	—	0,06
Нитрид бора . . . . .	2730	—	2210	0,77/7,51*	2,9	0,22
Карбид кремния . . . . .	2700	—	3170	25/1200	12,5/1	0,30
Карбид титана . . . . .	3100	—	4900	—	1,86-	0,21

\* Для анизотропных материалов характеристики даются отдельно для продольного и поперечного направлений.

Наибольшая прочность сцепления покрытия с металлической поверхностью достигается при использовании плазменной горелки, обеспечивающей нагрев напыляемого материала до температуры 10000—12000° С. При этом происходит глубокое диффузионное внедрение защитного материала в слой металла.

Одним из возможных направлений является создание металло-керамических покрытий, получаемых при спекании порошков тугоплавкого материала и металла, например, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и Сг [23].

Активная тепловая защита корпуса основана на поглощении значительной доли подводимого к поверхности тепла при разрушении и уносе материала покрытия. Это тепло расходуется на

фазовые превращения (плавление и испарение, сублимация) и эндотермические реакции (пиролиз органических веществ) в поверхностном слое покрытия. Вследствие этого тепловой поток, отводимый в глубь материала, невелик по сравнению с потоком, подводимым к стенке. Покрытия такого типа часто называют аблирующими.

Термин «абляция» является собирательным и охватывает различные случаи термического разложения и последующего уноса вещества с поверхности твердого тела при теплообмене с газовым потоком.

Специфическим требованием, предъявляемым к таким покрытиям, является возможно большая теплота абляции.

Основным преимуществом аблирующих покрытий является возможность использования их при любой температуре горения твердого топлива, в то время как применение жаростойких покрытий ограничивается температурой плавления материала покрытия. Кроме того, как правило, аблирующие покрытия обладают меньшим удельным весом и более высокими механическими характеристиками.

Активные теплозащитные покрытия делятся на покрытия с поверхностным и внутренним уносом вещества.

Первая подгруппа объединяет сублимирующие материалы и некоторые полимеры, которые разлагаются без образования обугленного слоя [25], [26].

Нашедшие применение в РДТТ сублимирующие покрытия состоят из минеральных солей (сублимирующий материал) и органической связки. Материал покрытия может наноситься на поверхность изделия в разжиженном состоянии кистью, а также распылением или заливкой. Характеристики некоторых сублимирующих материалов приведены в табл. 6.5 [22].

Таблица 6.5

Вещество	Удельный вес, кг/м <sup>3</sup> 10 <sup>-3</sup>	Температура кипения, °С	Теплота сублимации или диссоциации, ккал/кг
Mg <sub>3</sub> N <sub>2</sub>	—	1500 (разложение)	2130
Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub>	3,44	Сублимирует	2800
AlN	3,26	2000 (сублимирует)	3720
NH <sub>4</sub> F	1,315	Сублимирует	1276
NH <sub>4</sub> Cl	1,527	355 (сублимирует)	994
AlF <sub>3</sub>	3,07	1270	905
SiS <sub>2</sub>	—	Сублимирует	694
CdO	6,95	900—1000 (распад)	694
ZnO	5,61	1800 (сублимирует)	556

Покрытие такого типа используется в РДТТ неуправляемого ракетного снаряда «Онест Джон» в качестве тепловой изоляции сопла [26].

К покрытиям этой подгруппы следует также отнести различные типы каучуковой изоляции. Имеются указания на использование каучуковых покрытий при температуре  $\sim 3900^\circ\text{C}$  в течение 120 сек [25]. Такие покрытия применяются в РДТТ трехступенчатой ракеты «Минитмен» [27] для тепловой защиты корпуса и днищ двигателей. Толщина каучукового покрытия в зависимости от условий работы изменяется от нескольких миллиметров до нескольких десятков миллиметров. Так, например, для двигателя третьей ступени ракеты «Минитмен» толщина слоя каучука на сопловой крышке достигает 25 мм.

Покрытия с внутренним уносом вещества состоят из неразрушающего компонента (структуроносителя) и уносимого компонента, являющегося теплопоглотителем. Из покрытий такого типа наиболее распространенными являются армированные пластмассы. При их нагреве происходит разложение органической основы с образованием газов, диффундирующих к поверхности, и относительно прочного обугленного слоя.

Армированные пластики могут применяться в РДТТ в качестве защитных покрытий и конструкционных материалов. Если корпус РДТТ, изготовленный из армированного пластика, не имеет дополнительного покрытия, поверхностный слой пластика сам выполняет роль аблирующего покрытия. В том случае, когда армированный пластик выполняет только функции теплоизоляционного покрытия, можно подобрать оптимальную композицию, наиболее полно отвечающую требованиям тепловой защиты корпуса двигателя. Покрытия из армированных пластиков используются во многих образцах. Тепловая защита корпуса двигателя антиракеты «Ника-Зевс», работающего в течение 80 сек, обеспечивается внутренней футеровкой из стеклотекстолита. Покрытия из стеклотекстолита используются для защиты нижней части корпуса двигателя первой ступени ракеты «Минитмен». Толщина слоя пластика в месте крепления нижнего днища достигает 50 мм.

Из других возможных композиций покрытий с внутренним уносом вещества можно указать на пористые графит и вольфрам, заполненные сублимирующим веществом либо полимерами [22].

## § 6.7. РАСЧЕТ ТУГОПЛАВКОГО ТЕПЛОИЗОЛЯЦИОННОГО ПОКРЫТИЯ (ПАССИВНАЯ ТЕПЛОВАЯ ЗАЩИТА)

Характер распределения температуры в стенке двигателя с тугоплавким теплоизоляционным покрытием показан на рис. 6.4. Здесь и в последующем изложении индекс  $M$  относится к материалу несущего элемента конструкции, индекс  $\Pi$  — к покрытию. В теплоизоляционном слое наблюдается резкое падение температуры.

Для определения температурного поля двуслойной стенки используется система уравнений:

$$\left. \begin{aligned}
 a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} &= \frac{\partial T}{\partial t}; \\
 \Delta_{\Pi} \geq x \geq 0, \quad \lambda &= \lambda_{\Pi}, \quad a = a_{\Pi} = \frac{\lambda_{\Pi}}{\gamma_{\Pi} c_{\Pi}}; \\
 \Delta_{\Pi} + \Delta_{\text{М}} \geq x > \Delta_{\Pi}, \quad \lambda &= \lambda_{\text{М}}, \quad a = a_{\text{М}} = \frac{\lambda_{\text{М}}}{\gamma_{\text{М}} c_{\text{М}}}; \\
 x = 0, \quad -\lambda_{\Pi} \frac{\partial T_{\Pi}}{\partial x} &= \alpha (T_0 - T_{\text{с.в}}); \\
 x = \Delta_{\Pi}, \quad \lambda_{\Pi} \frac{\partial T_{\Pi}}{\partial x} &= \lambda_{\text{М}} \frac{\partial T_{\text{М}}}{\partial x}; \\
 T_{\Pi} &= T_{\text{М}}; \\
 x = \Delta_{\Pi} + \Delta_{\text{М}}, \quad -\lambda_{\text{М}} \frac{\partial T_{\text{М}}}{\partial x} &= 0.
 \end{aligned} \right\} \quad (6.51)$$

Аналитическое решение этой системы уравнений приводит к громоздким расчетным зависимостям, использование которых в инженерной практике затруднительно ввиду значительной трудоемкости вычислений [28]. Существенное упрощение этих зависимостей достигается при рассмотрении предельных случаев, представляющих наибольший практический интерес. Одним из них является случай, когда температурные градиенты в предохраняемом материале незначительны. Подобное явление наблюдается тогда, когда несущий элемент конструкции изготовлен из металла, поскольку коэффициенты теплопроводности покрытия и металла обычно различаются почти на два порядка. Это может быть обеспечено также для конструкционного материала с низкой теплопроводностью за счет большой толщины покрытия.

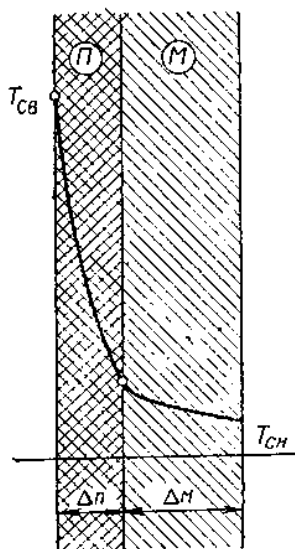


Рис. 6.4: Распределение температуры в стенке двигателя с пассивным теплозащитным покрытием

Решения для этого предельного случая приводятся в работах [28], [29], [30]. В работе [30] относительная температура границы раздела покрытия и стенки представлена в виде функции двух параметров —

критерия Фурье, вычисляемого для покрытия, и составного критерия  $\mu$ :

$$Fo = \frac{a_{\Pi}^2}{\Delta_{\Pi}^2};$$

$$\mu = \frac{1}{Bi} + \frac{1}{M} + \frac{1}{BiM},$$

где

$Bi$  — критерий Био для покрытия:

$$Bi = \frac{\alpha \Delta_{\Pi}}{\lambda_{\Pi}};$$

$$M = \frac{\gamma_{\Pi} c_{\Pi} \Delta_{\Pi}}{\gamma_{\text{М}} c_{\text{М}} \Delta_{\text{М}}}.$$

Зависимость для определения температуры на границе покрытия и металла (она же является температурой стенки), имеет вид

$$\theta = \frac{T_0 - T}{T_0 - T_{\text{н}}} = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{2\mu e^{-F_0 \Phi_i^2} \text{сес } \Phi_i^2}{1 + \mu + \mu^2 \Phi_i^2}, \quad (6.52)$$

где  $\Phi_i$  — представляет положительные корни трансцендентного уравнения

$$\Phi_i \text{tg } \Phi_i = \frac{1}{\mu}.$$

На рис. 6.5 помещен график зависимости  $\theta$  от  $Fo$  для значений  $\mu$  от 0 до 50 [30]. Значения  $\theta$  отложены в логарифмическом масштабе.

Как видно из графика, за исключением очень ограниченной области малых значений  $Fo$  при  $\theta \rightarrow 1$ , не представляющей практического интереса, зависимость логарифма  $\theta$  от  $Fo$  при  $\mu = \text{const}$  носит линейный характер. Это указывает на то, что работа термостойкого теплоизоляционного покрытия почти целиком протекает в условиях теплового регулярного режима (см. гл. VII).

С помощью графика легко решается обратная задача (поворотный расчет): определение температуры предохраняемого материала при заданных толщине и теплофизических характеристиках покрытия. Однако он неудобен для решения прямой задачи — отыскания толщины покрытия, потребной для ограничения нагрева стенки до допустимой температуры  $T_{\text{доп}}$ .

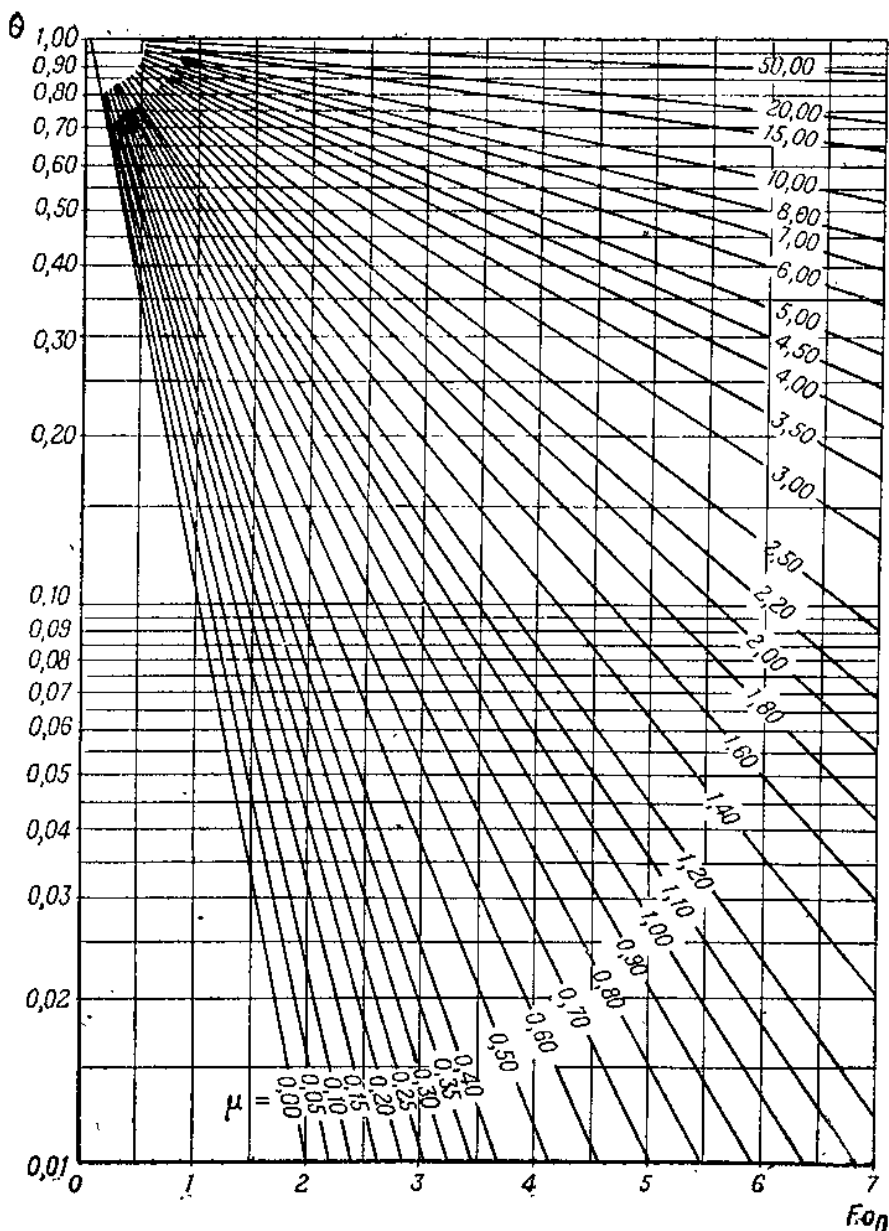


Рис. 6.5. Зависимость относительной избыточной температуры на границе покрытия и металла от критерия  $F_{0n}$

Простое решение прямой задачи получается в случае, если представленное графиком решение аппроксимировать зависимостью вида

$$\lg \theta = \lg \theta_0 - \frac{A}{\mu + C} F_0, \quad (6.53)$$

где  $A, C$  — коэффициенты аппроксимации;  
 $\lg \theta_0$  — константа аппроксимации.

Как показывает анализ, при  $A=0,45, C=0,40, \lg \theta_0=0,0212$  точность аппроксимации в области  $\mu=0,2 \div 20$  составляет примерно 1—2%. При  $\mu \rightarrow 0$  ошибки аппроксимации возрастают, оставаясь в пределах 10—12%.

Подставляя в зависимость (6.53) развернутые выражения  $F_0$  и  $\mu$ , получаем уравнение, квадратное относительно  $\Delta_{\Pi}$ . Решая его, находим

$$\Delta_{\Pi} = -\frac{1}{2C} \left( \frac{\lambda_{\Pi}}{\alpha} + \frac{1}{M} \right) + \sqrt{\frac{1}{4C^2} \left( \frac{\lambda_{\Pi}}{\alpha} + \frac{1}{M} \right)^2 - \frac{1}{C} \left( \frac{\lambda_{\Pi}}{\alpha M} + \frac{Aa_{\Pi} \tau}{\lg \theta - \lg \theta_0} \right)}, \quad (6.54)$$

где

$$\bar{M} = \frac{\gamma_{\Pi} c_{\Pi}}{\gamma_{\text{М}} c_{\text{М}} \Delta_{\text{М}}}.$$

С увеличением температуры материала стенки снижаются его прочностные характеристики, а в соответствии с этим возрастает потребная толщина стенки, определяемая из условия прочности ракетной камеры. Одновременно при повышении температурного предела, до которого допускается нагрев стенки, уменьшается потребная толщина теплоизоляции  $\Delta_{\Pi}$ .

При расчете камеры на прочность теплоизоляция ввиду низких прочностных характеристик не принимается во внимание.

Пренебрегая кривизной двухслойной стенки ракетной камеры, вес одного квадратного метра можно определить, как

$$Q_1 = \gamma_{\Pi} \Delta_{\Pi} + \gamma_{\text{М}} \Delta_{\text{М}},$$

где  $\Delta_{\Pi}$  может быть рассчитано по формуле (6.54), а  $\Delta_{\text{М}}$  определено по приближенной зависимости

$$\Delta_{\text{М}} = \frac{\eta p d}{2\sigma_{\text{ВТ}}},$$

где

- $p$  — расчетное давление;
- $\eta$  — запас прочности;
- $\sigma_{\text{ВТ}}$  — предел прочности с учетом температуры стенки.



Среди бесконечного множества соотношений  $\Delta_{\Pi}$  и  $\Delta_{\text{м}}$ , удовлетворяющих условию прочности корпуса двигателя при заданных параметрах процесса теплоотдачи в двигателе ( $T_0$ ,  $\alpha$ ,  $\tau$ ), существует одно, обеспечивающее минимальный вес конструкции. Если от этого оптимального соотношения сместиться в сторону умень-

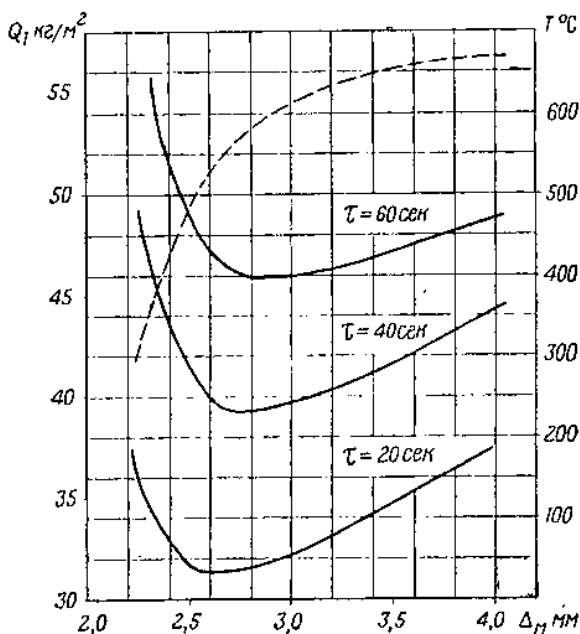


Рис. 6.6. Зависимость веса 1 м<sup>2</sup> стенки корпуса РДТТ от допустимой температуры металла

$\Delta_{\text{м}}$  — толщина металла;  
 $Q_1$  — вес 1 м<sup>2</sup> стенки;  
 $T$  — температура металла °C

шения толщины стенки  $\Delta_{\text{м}}$ , вес конструкции возрастет за счет значительного увеличения  $\Delta_{\Pi}$ , необходимого для обеспечения низких температур стенки. При уменьшении  $\Delta_{\Pi}$  вес возрастет за счет роста  $\Delta_{\text{м}}$ .

Отчетливость минимума веса конструкции зависит от условий процесса, характеристик покрытия и материала корпуса.

На рис. 6.6 представлены графики  $Q_1 = f(\Delta_{\text{м}})$ , рассчитанные для стальной стенки с покрытием из окиси циркония при  $T_0 = 2000^\circ\text{C}$ ,  $\alpha = 0,695 \text{ ккал/м}^2\text{сек}^\circ\text{C}$ , для различных времен работы двигателя. Здесь же пунктиром представлена зависимость для температуры стенки. Условия построения графика изложены ниже.

Как показывают исследования, для ряда сочетаний металла с тугоплавким покрытием наблюдается резко выраженный минимум веса конструкции и выбор оптимальной толщины может обеспечить значительный выигрыш в весе.

**Пример.**

Найти оптимальное сочетание толщины стальной стенки и покрытия из окиси циркония при заданных характеристиках материалов и условиях теплоотдачи.

Дано:  $d = 300$  мм;

$p_{расч} = 125$  атм;

$\alpha = 0,695 \frac{\text{ккал}}{\text{мсек}^\circ \text{К}};$

$T_0 = 2000^\circ \text{C};$

$T_H = +20^\circ \text{C};$

$\tau = 40$  сек.

Характеристики материала стенки:

$$\gamma_M = 7820 \text{ кг/м}^3; \quad c_M = 0,140 \frac{\text{ккал}}{\text{кг}^\circ \text{К}}.$$

Зависимость предела прочности материала от температуры приведена на графике 6.7 [20].

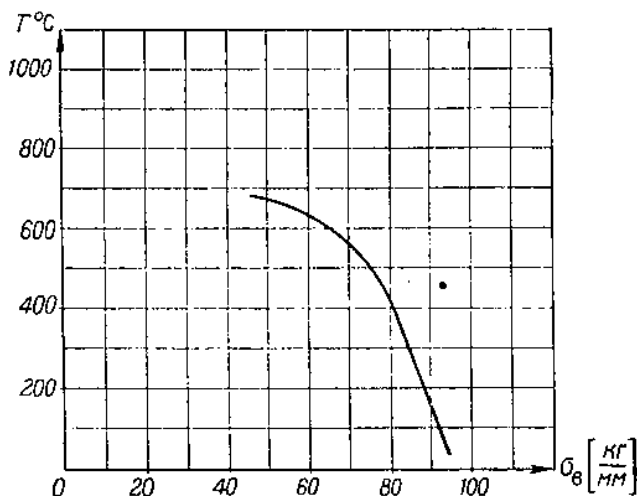


Рис. 6.7. График зависимости предела прочности жаропрочной стали от температуры

Характеристики материала покрытия:

$$\gamma_{\Pi} = 4400 \text{ кг/м}^3; \quad c_{\Pi} = 0,168 \frac{\text{ккал}}{\text{кг}^\circ \text{К}}; \quad \lambda_{\Pi} = 0,172 \cdot 10^{-3} \frac{\text{ккал}}{\text{мсек}^\circ \text{К}} \quad (\text{см. табл. 6.4}).$$

Задаемся несколькими значениями температуры стенки  $T_{доп}$ . Для каждого из них определяются  $\Delta_{\Pi}$ ,  $\Delta_M$  и рассчитывается  $Q_1$ . Рассмотрим последовательность расчета для  $T_{доп} = 500^\circ \text{C}$ .

Согласно графику при  $T = 500^\circ \text{C}$ ,  $\sigma_{вТ} = 7400 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ :

$$\Delta_M = \frac{125 \cdot 30}{2 \cdot 7400} = 0,253 \text{ см} = 2,53 \cdot 10^{-3} \text{ м};$$

$$\theta_{доп} = \frac{T_0 - T_{доп}}{T_0 - T_H} = \frac{2000 - 500}{2000 - 20} = 0,7575;$$

$$a_{\Pi} = \frac{\lambda_{\Pi}}{\gamma_{\Pi} c_{\Pi}} = \frac{0,172 \cdot 10^{-3}}{4400 \cdot 0,168} = 0,2305 \cdot 10^{-6} \frac{m^2}{сек};$$

$$\frac{\lambda_{\Pi}}{\alpha} = \frac{0,172 \cdot 10^{-3}}{0,695} = 0,248 \cdot 10^{-3} m;$$

$$\frac{1}{M} = \frac{\gamma_M c_M \Delta_M}{\gamma_{\Pi} c_{\Pi}} = \frac{7820 \cdot 0,140 \cdot 2,53 \cdot 10^{-3}}{4400 \cdot 0,168} = 3,74 \cdot 10^{-3} m;$$

$$\lg \theta - \lg \theta_0 = -0,1418;$$

$$\Delta_{\Pi} = -\frac{1}{2 \cdot 0,4} (0,248 + 3,74) \cdot 10^{-3} + \sqrt{\frac{1}{0,64} (0,248 + 3,74)^2 \cdot 10^{-6} -$$

$$-\frac{1}{0,4} \left( 0,248 \cdot 3,74 \cdot 10^{-6} + \frac{0,45 \cdot 0,231 \cdot 10^{-6} \cdot 40}{0,1418} \right)} = -4,99 \cdot 10^{-3} + 9,81 \cdot 10^{-3} =$$

$$= 4,82 \cdot 10^{-3} m;$$

$$Q_1 = \gamma_M \Delta_M + \gamma_{\Pi} \Delta_{\Pi} = 7820 \cdot 2,53 \cdot 10^{-3} + 4400 \cdot 4,82 \cdot 10^{-3} = 41,0 \text{ кг/м}^2.$$

Результаты аналогичных расчетов для других температур сведены в табл. 6.6.

Таблица 6.6

$T_{\text{доп}}, ^\circ\text{C}$	300	400	500	550	600	675
$\sigma_B, \frac{кг}{см^2}$	8500	8000	7500	7200	6500	4700
$\Delta_M, 10^3, м$	2,23	2,37	2,53	2,63	2,92	4,02
$\Delta_{\Pi}, 10^3, м$	7,29	5,89	4,82	4,38	3,82	2,73
$Q_1, \frac{кг}{м^2}$	49,4	44,4	41,0	39,85	39,6	43,4

Как следует из графика 6.6, минимальный вес достигается при  $\Delta_M = 2,8 \text{ мм}$  и составляет  $39,3 \text{ кг/м}^2$ . По сравнению с предельным вариантом  $T_{\text{доп}} = 300^\circ\text{C}$ , при котором  $\sigma_B$  еще практически остается неизменным, оптимальный вариант обеспечивает выигрыш в весе конструкции на 25%.

Подобным же образом были построены два других графика на рис. 6.6.

## § 6.8. РАСЧЕТ СУБЛИМИРУЮЩЕГО ПОКРЫТИЯ

Рассмотрим случай стационарной сублимации, когда поверхность сублимирующего покрытия перемещается в глубь материала с постоянной линейной скоростью  $u$ . Введем подвижную систему координат, совместив начало ее с поверхностью покрытия, а направление положительной оси  $\xi$  — с направлением сублимации. Связь неподвижной и подвижной координат определяется как

$$\xi = x - ut,$$

Представим уравнение теплопроводности для материала покрытия в подвижной системе координат. Поскольку:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} = 1; \quad \frac{\partial \zeta}{\partial t} = -u; \quad \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 T}{\partial \zeta^2}; \quad \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial T}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial t} = -u \frac{\partial T}{\partial \zeta},$$

уравнение теплопроводности примет вид

$$a \frac{\partial^2 T}{\partial \zeta^2} = -u \frac{\partial T}{\partial \zeta}. \quad (6.55)$$

Вводя обозначение  $\delta_T = \frac{a}{u}$  и принимая во внимание, что распределение температуры зависит только от координаты  $\zeta$ , уравнение (6.55) можно представить в виде

$$\delta_T \frac{d^2 T}{d\zeta^2} = - \frac{dT}{d\zeta}. \quad (6.56)$$

Уравнение (6.56) имеет общее решение

$$T = -c_1 \delta_T e^{-\zeta/\delta_T} + c_2. \quad (6.57)$$

Найдем значения постоянных интегрирования:

при  $\zeta = \infty$ ,  $T = T_H$ ,  $c_2 = T_H$ ;

при  $\zeta = 0$ ,  $T = T_S$ ,  $c_1 = -(T_S - T_H)/\delta_T$ .

После подстановки значений  $c_1$  и  $c_2$  уравнение температурного поля в покрытии принимает вид

$$T - T_H = (T_S - T_H) e^{-\zeta/\delta_T}. \quad (6.58)$$

Заметим, что для сублимирующих покрытий температура поверхности  $T_S$  при любых условиях подвода тепла из газовой фазы остается постоянной, равной температуре сублимации материала покрытия.

Оценим глубину прогрева материала покрытия при стационарной сублимации, приняв в качестве условной границы прогрева точку, в которой температура материала повышается на  $20^\circ$ . Примем в качестве исходных данных  $\gamma = 2000 \text{ кг/м}^3$ ,  $c = 0,35 \text{ ккал/кг}^\circ\text{С}$ ,  $T_S = 320^\circ\text{С}$ ,  $T_H = 20^\circ\text{С}$ ,  $\lambda = 0,667 \cdot 10^{-4} \text{ ккал/мсек}^\circ\text{С}$ ,  $u = 0,4 \cdot 10^{-3} \text{ м/сек}$ , тогда

$$\zeta = \frac{\lambda}{\gamma c u} \left( -\ln \frac{T - T_H}{T_S - T_H} \right) = \frac{0,667 \cdot 10^{-4}}{2000 \cdot 0,4 \cdot 10^{-3} \cdot 0,35} \left( -\ln \frac{40 - 20}{320 - 20} \right) = 0,645 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

Таким образом, глубина прогрева находится в пределах десятых долей миллиметра.

Температурный градиент у поверхности покрытия

$$\left( \frac{\partial T}{\partial \zeta} \right)_S = - \frac{T_S - T_H}{\delta_T} = - \frac{\gamma c u}{\lambda} (T_S - T_H)$$

и, следовательно, поток тепла, отводимого с поверхности в глубь материала, равен

$$q_2 = -\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_S = \gamma u c (T_S - T_H). \quad (6.59)$$

Тепловой поток  $q_1$ , подводимый к поверхности сублимирующего покрытия, рассчитывается по формуле

$$q_1 = q_{10} - \eta_q \gamma u (I_0 - I_S), \quad (6.60)$$

где

$q_{10}$  — тепловой поток, рассчитанный без учета газообразования на поверхности покрытия;

$I_S$  — энтальпия сублимата при температуре поверхности;

$I_0$  — энтальпия сублимата при температуре в ядре газового потока;

$\eta_q$  — экспериментальный коэффициент.

Второй член, стоящий в правой части, учитывает ослабление теплового потока за счет поглощения тепла движущимся навстречу ему сублиматом. Экспериментальный коэффициент  $\eta_q$  составляет  $\sim 0,8$  для ламинарного течения и  $\sim 0,4$  при турбулентном течении газов в камере [31].

Скорость стационарной сублимации можно найти из уравнения теплового баланса для поверхности сублимации:

$$q_1 = q_2 + \gamma u Q_S. \quad (6.61)$$

Подставляя в уравнение теплового баланса (6.61) полученное выражение для  $q_2$  (6.59) и значение  $q_1$  из формулы (6.60), находим:

$$u = \frac{q_{10}}{\gamma [Q_S + (T_S - T_H) c + \eta_q (I_0 - I_S)]}. \quad (6.62)$$

Толщина слоя, сублимировавшего за время работы двигателя, равна

$$\Delta_c = u \tau.$$

Расчет органических покрытий, разлагающихся при нагреве без образования обугленного слоя, является сходным с расчетом сублимирующего покрытия. Специфика расчета такого покрытия сводится к учету зависимости массовой скорости разложения от температуры поверхности, которая обычно следует закону Аррениуса [32]:

$$\dot{m}_S = \gamma u = K_m e^{-\frac{E}{2RT_S}}, \quad (6.63)$$

где  $E$  — энергия активации;

$K_m$  — предэкспоненциальный множитель.

Подставляя выражение (6.63) в уравнение теплового баланса для поверхности покрытия, получим

$$\alpha_0 (T_0 - T_S) - \eta_q (I_0 - I_S) = K_m e^{-\frac{E}{2RT_S}} [c (T_S - T_H) + Q_S]. \quad (6.64)$$

Выражая энтальпию через произведение температуры на среднюю теплоемкость газа, получим

$$(\alpha_0 - \eta_q \bar{c}_p)(T_0 - T_S) = K_m e^{-\frac{E}{2RT_S}} [c(T_S - T_H) + Q_S]. \quad (6.65)$$

Решая полученное уравнение подбором, можно определить температуру поверхности  $T_S$ , а затем по уравнению (6.63) можно найти скорость абляции.

Поскольку кривая зависимости скорости разложения пластиков от температуры имеет очень крутой подъем (по аналогии с горением твердых топлив), то можно предположить, что в реальных условиях температура на поверхности покрытия при абляции колеблется в относительно узких пределах, и ввести в расчет некоторое среднее значение  $\bar{T}_S$ . В этом случае мы возвращаемся к расчетной зависимости (6.62).

Подставив в зависимость (6.62) развернутое значение  $q_{10}$ , сведем все второстепенные величины и те, которые определяются характеристиками материала, в коэффициент  $K_a$ . Тогда

$$u \approx K_a (pv)^{0,8} \left(1 - \frac{T_S}{T_0}\right) T_0.$$

Полученная формула позволяет в первом приближении оценить зависимость скорости стационарной абляции от основных параметров внутренней баллистики: давления  $p$ , скорости газового потока  $v$  и температуры горения топлива  $T_0$ .

Рассмотренная нами стационарная абляция, строго говоря, является пределом, к которому процесс абляции приближается асимптотически, и время установления стационарного процесса равно бесконечности. Однако в действительности после короткого начального периода процесс абляции практически незначительно отличается от стационарного. Для оценки этого начального периода рассмотрим уравнение неустановившегося процесса теплопроводности в покрытии

$$a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{\partial T}{\partial t} - u \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (6.66)$$

Выразим это уравнение в безразмерной форме, выбрав соответствующие единицы масштаба. В качестве масштаба времени возьмем некоторое время  $\tau$ , в качестве линейного масштаба — величину  $\frac{a}{u_c}$  ( $u_c$  — скорость стационарной абляции), в качестве характерной температуры — температуру на поверхности покрытия при стационарной абляции  $T_S$ . Тогда:

$$T = \bar{T} T_S; \quad \zeta = \bar{\zeta} \frac{a}{u_c}; \quad t = \bar{t} \tau; \quad u = \bar{u} u_c.$$

После подстановки уравнение (6.66) принимает вид

$$\frac{u_c^2}{a} \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \zeta^2} = \frac{1}{\tau} \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} - \frac{u_c^2}{a} \bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \zeta}.$$

Разделив обе части равенства на  $u_c^2/a$ , получим

$$\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{\zeta}^2} = \frac{a}{u_c^2 \tau} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{t}} - \bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{\zeta}}. \quad (6.67)$$

Уравнение (6.67) преобразуется в уравнение для стационарного процесса при  $\bar{u} \rightarrow 1$ , и  $\frac{a}{u_c^2} \ll \tau$ . Таким образом, величина  $a/u_c^2$

характеризует время, которое требуется для обеспечения стационарного распределения температуры в покрытии. Обозначим его через  $\tau_p$  и назовем временем тепловой релаксации. Зависимости, выведенные для стационарного процесса, становятся пригодными при  $\tau \gg \tau_p$ . Как правило, время тепловой релаксации для покрытий невелико и им можно пренебречь. Так, в рассмотренном выше примере

$$\tau_p = \frac{\lambda}{\gamma u c^2} = \frac{0,667 \cdot 10^{-4}}{2000 \cdot 0,35 \cdot 0,16 \cdot 10^{-6}} = 0,6 \text{ сек.}$$

Заметим, что выведенные выше зависимости теплопроводности в твердой фазе при абляции и сублимации пригодны для расчета распределения температуры в твердом топливе при горении.

Минимальная толщина покрытия, необходимая для того, чтобы температура на границе покрытия и несущего элемента конструкции не превысила допустимого значения  $T_{\text{доп}}$ , в первом приближении определится, как

$$\Delta = u\tau + \zeta = u\tau + \frac{a}{u} \left( -\ln \frac{T_{\text{доп}} - T_n}{T_s - T_n} \right). \quad (6.68)$$

Для покрытия следует считать оптимальным материал, комплекс физико-химических характеристик которого обеспечивает наименьший вес покрытия. Рассмотрим простейший случай, когда располагаемые материалы разнятся только скоростью абляции. С ростом  $u$  увеличивается толщина аблирующего слоя, но уменьшается толщина прогреваемого. Дифференцируя выражение (6.68) по  $u$  и приравнявая нулю производную, находим оптимальную скорость абляции, обеспечивающую минимальный вес покрытия:

$$u_{\text{опт}} = \sqrt{\frac{a}{\tau} \left( -\ln \frac{T_{\text{доп}} - T_n}{T_s - T_n} \right)}. \quad (6.69)$$

Согласно формуле (6.69) величина  $u_{\text{опт}}$  снижается с уменьшением температуропроводности материала и с увеличением времени работы. Для двигателей с относительно малыми временами работы меньший вес покрытия обеспечивается при большей скорости абляции.

## § 6.9. РАСЧЕТ ОБУГЛИВАЮЩЕГОСЯ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕПЛООВОГО ПОКРЫТИЯ

В условиях ракетной камеры при недостаточной скорости газового потока твердые остатки термического разложения покрытия или пластического материала корпуса на органической основе образуют на поверхности пористый обугленный слой, толщина которого может достигать нескольких миллиметров.

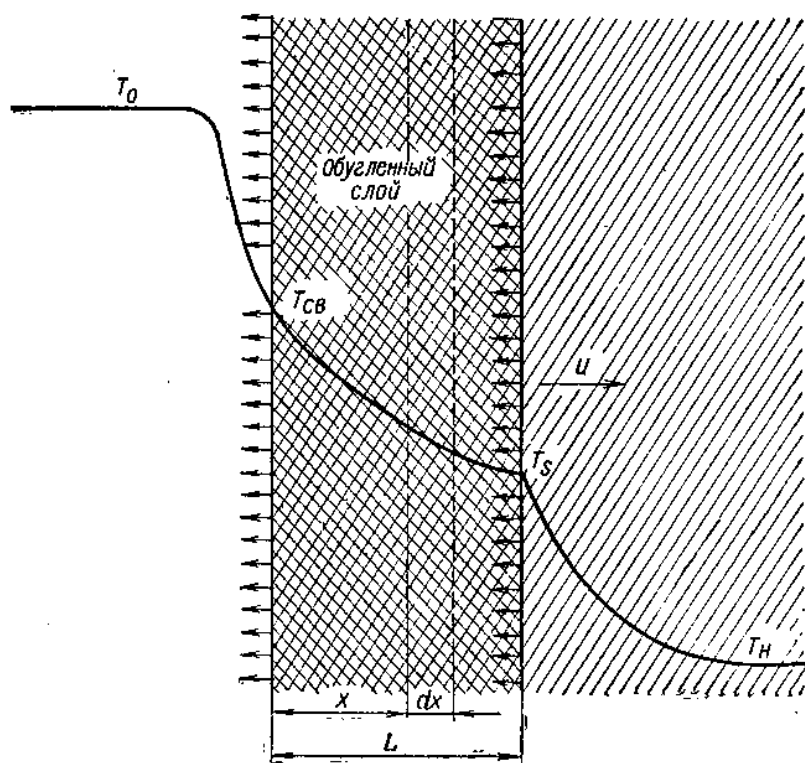


Рис. 6.8. Схема тепло-массообмена между газовым потоком и пластмассовым покрытием при наличии обугленного слоя

Схема тепло-массообмена для этого случая представлена на рис. 6.8. Рассмотрим последовательность протекающих при этом процессов.

При интенсивном нагреве пластика происходит тепловое разложение связующего вещества (органических смол), известное как реакция пиролиза. Изучение пиролиза пластмасс в трубчатых и дуговых отражательных печах [33] показало, что продукты распада состоят из летучих веществ и твердого остатка в виде жесткого неоднородного углеродистого соединения, связанного стеклянными матрицами наполнителя. В типичном пластике из фенольной смолы, армированной стекловолокном, весовое содержа-



ние смолы составляет 20—30%. В результате пиролиза примерно половина смолы (т. е. ~10—15% веса всего материала) превращается в газообразные продукты. При разложении эпоксидных смол выход газообразных продуктов составляет около 80% веса смолы. Типичный состав газообразных продуктов пиролиза фенольной смолы приведен в табл. 6.7.

Таблица 6.7 [33]

Компоненты	Молярный, %
H <sub>2</sub>	54
CO	12
CH <sub>4</sub>	12
H <sub>2</sub> O	12
Фенол	2,5
Крезол	2,5
Прочие газы (C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> , C <sub>3</sub> H <sub>6</sub> , C <sub>4</sub> H <sub>8</sub> , толуол, бензол, ксилол)	5

Как было установлено, твердый остаток является стабильным веществом вплоть до температур ~1600° К. При более высоких температурах возможно выделение CO за счет восстановления углеродом окиси кремния из стеклоткани.

Реакция пиролиза органической связи эндотермична. Тепловой эффект реакции для фенольной смолы составляет  $Q_S = 300$  ккал/кг [34]. В табл. 6.8 приведены расчетные значения  $Q_S$  для различных полимеров, проверенные опытами по разложению и горению этих полимеров в условиях конвективного теплообмена [34].

Таблица 6.8

Полимер	$Q_S, \frac{\text{ккал}}{\text{моль}}$	$Q_S, \frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$
Полиметилметакрилат (C <sub>5</sub> H <sub>8</sub> O <sub>2</sub> ) <sub>n</sub>	13,0	130
Полистирол (C <sub>8</sub> H <sub>8</sub> ) <sub>n</sub>	16,4	102
Полиизобутилен (C <sub>4</sub> H <sub>8</sub> ) <sub>n</sub>	12,6	92
Полибутадиен (C <sub>4</sub> H <sub>6</sub> ) <sub>n</sub>	17,9	82

Итак, для достаточно большого количества полимеров величина  $Q_S$  изменяется от —80 до —130 ккал/кг.

Как показывают результаты эксперимента [32], механизм пиролиза органической связки может быть представлен как реакция первого порядка по отношению к исходному веществу.

Скорость мономолекулярной реакции, в результате которой относительный вес неразложившегося вещества  $G_{пл}$  непрерывно убывает, определяется зависимостью

$$-\frac{dG_{пл}}{dt} = G_{пл} B e^{-E/RT}, \quad (6.70)$$

где  $E$  — энергия активации;

$B$  — предэкспоненциальный множитель;

$T$  — температура в данной точке покрытия.

Согласно зависимости (6.70) реакции разложения вещества протекают по всей зоне прогрева пластика. Вследствие этого содержание неразложившейся связки монотонно убывает, стремясь к нулю по мере приближения к границе обугленного слоя.

Вывод расчетных формул для определения толщины обугленного слоя на основе зависимости (6.70), как это сделано в работе [32], получается весьма сложным. Без особой погрешности решение задачи можно упростить, воспользовавшись следующими соображениями.

Как было показано Я. Б. Зельдовичем и Д. А. Франк-Каменецким [35], при крутой экспоненциальной зависимости скорости химической реакции от температуры реакция в основном протекает в области температуры завершения реакции.

Применительно к нашему случаю это означает, что фактически реакция пиролиза органических веществ локализуется в узкой зоне на границе с полностью обугленным слоем. Это позволяет перейти к следующей упрощенной схеме процесса.

1. Разложение органической связки происходит целиком на поверхности раздела неразложившегося пластика и обугленного слоя (фронт пиролиза) при некоторой температуре  $T_s$ .

2. Перед фронтом пиролиза наблюдается только прогрев пластика за счет теплопроводности.

Массовая скорость разложения материала на фронте пиролиза выразится зависимостью

$$\dot{m}_s = K_s e^{-\frac{E}{2RT_s}}. \quad (6.71)$$

Подобные упрощения широко используются при решении задач в теории горения. Для оценки погрешности, вносимой таким упрощением в решение данной задачи, были проведены расчеты массового расхода по формуле (6.71) для температур поверхности раздела из работы [32]. Из сопоставления полученных данных с результатами расчетов [32] следует, что погрешность в определении  $\dot{m}_s$  при переходе к упрощенной зависимости (6.71) для заданных условий не превышает 5—6%.

Количество газов, образующееся при пиролизе в единицу времени на единицу площади фронта пиролиза, составит  $\dot{m}_S \chi$ , где  $\chi$  — доля материала, превращающаяся в газы.

Незначительная часть образующихся газов остается на месте, заполняя образовавшиеся в материале поры, основная же масса перемещается через поры обугленного слоя к поверхности стенки. Массовый расход газов, принимаемый по всей толще пористого слоя постоянным, на единицу площади, нормальной к направлению движения газа, составит

$$\chi \dot{m}_S \left(1 - \frac{\rho_r}{\rho_S}\right).$$

Выражение в скобках учитывает количество газов, остающееся в зоне образования на заполнение пор. Для упрощения записей введем обозначение

$$\bar{\chi} = \chi \left(1 - \frac{\rho_r}{\rho_S}\right).$$

Будем понимать под пористостью обугленного слоя  $\varepsilon$  отношение объема пор к полному объему материала. Интересующее нас произведение эффективной плотности на удельную теплоемкость для этого слоя можно представить как

$$(\rho c_p)_{пр} = (1 - \varepsilon) (\rho c)_{тв} + \varepsilon (\rho c_p)_{газ}. \quad (6.72)$$

Для определения приведенного значения коэффициента теплопроводности обугленного слоя в работе [32] рекомендуется следующая эмпирическая зависимость:

$$\lambda_{пр} = (1 - \varepsilon) \lambda_{тв} + \varepsilon \lambda_{газ}. \quad (6.73)$$

Навстречу переносу вещества направлен тепловой поток от поверхности в глубь стенки. Поскольку величина пустот (пор) достаточно мала по сравнению с толщиной обугленного слоя, можно полагать, что в любой точке этого слоя соблюдается местное равенство температур твердого остатка и просачивающегося через него газа.

Исходя из этого, выведем уравнение теплопроводности для обугленного слоя. Выделим в обугленном слое элементарный участок протяженностью  $dx$  (рис. 6.8), ограниченный контрольными плоскостями, нормальными к направлениям распространения газа и теплового потока. За положительное направление координат примем направление движения фронта пиролиза. В рассматриваемый элемент через единицу площади слева поступает в единицу времени за счет теплопроводности количество тепла

$$q_1 = -\lambda_{пр} \frac{\partial T}{\partial x}.$$

За это же время через контрольную поверхность справа посредством теплопроводности отводится количество тепла

$$q_2 = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) dx.$$

Вместе с газами, поступающими в рассматриваемый элемент справа, вносится количество тепла, равное

$$q_3 = c_r \dot{m}_S \bar{\chi} \left( T + \frac{\partial T}{\partial x} dx \right).$$

Газы, вытекающие из элемента через левую контрольную поверхность, уносят с собой количество тепла, равное

$$q_4 = c_r \dot{m}_S \bar{\chi} T.$$

Изменение теплосодержания элемента за это же время равно

$$\Delta q = c_{пр} \rho_{пр} dx \frac{\partial T}{\partial t},$$

где  $\rho_{пр}$  — приведенная плотность слоя с учетом газа, заполняющего поры;

$c_{пр}$  — приведенная теплоемкость пористого слоя с учетом теплоемкости газа.

Уравнение теплового баланса выделенного элемента запишется как

$$\Delta q = q_1 - q_2 + q_3 - q_4,$$

или после подстановки и сокращения на  $dx$

$$c_{пр} \rho_{пр} \frac{\partial T}{\partial x} = \lambda_{пр} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + c_r \dot{m}_S \bar{\chi} \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (6.74)$$

Разделив обе части равенства на  $c_{пр} \rho_{пр}$ , получим уравнение теплопроводности обугленного слоя

$$a_{пр} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\partial T}{\partial t} - \dot{m}_S \chi \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (6.75)$$

где  $a_{пр} = \frac{\lambda_{пр}}{c_{пр} \rho_{пр}}$  — приведенный коэффициент температуропроводности обугленного слоя;

$$\chi = \bar{\chi} \frac{c_r}{c_{пр} \rho_{пр}}.$$

Для решения полученного уравнения используются граничные условия:

а) на фронте пиролиза стеклопластика

$$-\lambda_{пр} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_S = -\lambda_S \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_S + \dot{m}_S \beta Q_S, \quad (6.76)$$

где  $\beta$  — относительная доля связующего в материале.

б) на внутренней поверхности стенки

$$-\lambda_{\text{нр}} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{\text{св}} = (\alpha - \eta_q \bar{\lambda} \dot{m}_S c_T) (T_0 - T_{\text{св}}), \quad (6.77)$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи от газов к стенке двигателя без учета вдува газов в пограничный слой.

Система уравнений (6.75), (6.76), (6.77) и (6.71), описывающая процесс обугливания покрытия, решается на ЭВМ с использованием конечно-разностного метода либо с помощью аналоговых устройств.

При уносе обугленного материала с поверхности покрытия рассмотренная выше система должна быть дополнена уравнением, описывающим процесс уноса.

Рассмотрим случай установившегося процесса, когда скорость уноса материала с поверхности равна скорости продвижения фронта пиролиза в глубь неразложившегося пластика. Уравнение теплопроводности обугленного слоя принимает вид:

$$a_{\text{нр}} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = -m_S x \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (6.78)$$

В уравнении (6.76) первый член в правой части, представляющий тепловой поток, отводимый от фронта пиролиза в глубь покрытия, при установившемся процессе согласно уравнению (6.59) равен

$$-\lambda_S \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_S = \dot{m}_S c_{\text{пл}} (T_S - T_M),$$

отсюда

$$-\lambda_{\text{нр}} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_S = \dot{m}_S c_{\text{пл}} \left( T_S - T_M + \beta \frac{Q_S}{c_{\text{пл}}} \right). \quad (6.79)$$

Обозначим

$$T'_S = T_M - \beta \frac{Q_S}{c_{\text{пл}}}.$$

Следовательно:

$$-\lambda_{\text{нр}} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_S = \dot{m}_S c_{\text{пл}} (T_S - T'_S). \quad (6.80)$$

Переходя от частных производных к полным, поскольку единственной переменной является координата  $x$ , дважды интегрируя уравнение (6.78), получаем:

$$T = -\frac{1}{b} C_1 e^{-bx} + C_2, \quad (6.81)$$

где

$$b = \frac{\dot{m}_S x}{a_{\text{нр}}}.$$

Найдем постоянные интегрирования.

При  $x=L$

$$\left| \frac{dT}{dx} \right|_S = C_1 e^{-bL} = -\frac{\dot{m}_S c_{пл}}{\lambda_{пр}} (T_S - T'_S). \quad (6.82)$$

Откуда

$$C_1 = -\frac{\dot{m}_S c_{пл}}{\lambda_{пр}} (T_S - T'_S) e^{bL}. \quad (6.83)$$

При  $x=0$

$$T = T_{св} = -\frac{C_1}{b} + C_2. \quad (6.84)$$

Откуда

$$C_2 = T_{св} - \frac{c_{пл} a_{пр}}{\lambda_{пр} x} (T_S - T'_S) e^{bL}. \quad (6.85)$$

После подстановки постоянных интегрирования уравнение температурного поля обугленного слоя принимает вид:

$$T = T_{св} - \frac{c_{пл} a_{пр}}{\lambda_{пр} x} (T_S - T'_S) e^{bL} (1 - e^{-bx}). \quad (6.86)$$

Полагая  $x=L$ ,  $T=T_S$ , решим полученное уравнение относительно толщины обугленного слоя:

$$L = \frac{a_{пр}}{\dot{m}_S x} \ln \left( 1 + \frac{\lambda_{пр} x}{c_{пл} a_{пр}} \frac{T_{св} - T_S}{T_S - T'_S} \right). \quad (6.87)$$

Величину  $T_{св}$  определим из условия:

$$\left| \frac{dT}{dx} \right|_{св} = C_1.$$

Подставляя величину  $C_1$  и используя граничное условие (6.77), получим:

$$(T_S - T'_S) e^{bL} = \frac{1}{\dot{m}_S c_{пл}} (\alpha - \eta_q \dot{m}_S \bar{\chi} c_r) (T_0 - T_{св}). \quad (6.88)$$

Поскольку согласно уравнению (6.87)

$$e^{bL} = 1 + \frac{\lambda_{пр} x}{c_{пл} a_{пр}} \frac{T_{св} - T_S}{T_S - T'_S},$$

подставляя эту величину в уравнение (6.88) и решая последнее относительно  $T_{св}$ , получим:

$$T_{св} = \frac{T_0 \left( \frac{\alpha}{\dot{m}_S c_{пл}} - \frac{\eta_q \bar{\chi} c_r}{c_{пл}} \right) - T_S \left( 1 - \frac{\lambda_{пр} x}{c_{пл} a_{пр}} \right) + T'_S}{\frac{\alpha}{\dot{m}_S c_{пл}} - \frac{\eta_q \bar{\chi} c_r}{c_{пл}} + \frac{\lambda_{пр} x}{c_{пл} a_{пр}}}. \quad (6.89)$$

Замеры температур, произведенные посредством малоинерционных термопар в покрытии из асбесто-фенольной пластмассы при стендовых испытаниях РДТТ, показали, что в диапазоне  $\alpha = 4,9 - 5,9$  ккал/м<sup>2</sup> сек температура на поверхности обугленного слоя достигает  $T_{св} \approx 1700^\circ \text{C}$ , а на фронте пиролиза —  $T_s \approx 600^\circ \text{C}$  [36].

С ростом толщины обугленного слоя увеличивается гидравлическое сопротивление газовому потоку, движущемуся сквозь поры к поверхности покрытия. Этому способствует также постепенное уплотнение обугленного материала вблизи поверхности вследствие осаждения в порах атомарного углерода, выделяющегося при разложении газообразных углеводородов. По толщине обугленного слоя возникают значительные перепады давлений, которые могут достигать нескольких атмосфер. Величина и знак напряжений в обугленном материале определяются соотношением сил внутреннего и внешнего давлений:

$$\sigma = (p + \Delta p) \frac{n}{1-n} - p \frac{1}{1-n},$$

где  $p$  — внешнее давление (в газовом потоке);

$\Delta p$  — перепад давлений по толщине обугленного слоя;

$n$  — относительная площадь пор.

При высоком внешнем давлении (ракетная камера) в материале будут преобладать отрицательные напряжения (сжатие). В условиях выходного раструба сопла при низких давлениях в потоке, соизмеримых с величиной  $\Delta p$ , возможны явления отрыва обугленного слоя. Кроме того, во всех случаях в разрушении обугленного слоя участвуют тангенциальные силы трения, действующие на поверхности покрытия.

## § 6.10. ТЕПЛОВАЯ ЗАЩИТА СОПЛА РДТТ

Сопло является наиболее теплонапряженным элементом конструкции РДТТ. В особо тяжелых условиях находятся слои материала, располагающиеся возле горловины сопла. Здесь сочетаются высокая интенсивность теплоотдачи и сильное механическое воздействие газового потока на поверхность сопла. При продолжительном действии этих факторов и недостаточной стойкости материала наступает разгар критического сечения, сопровождаемый падением давления и тяги двигателя, а в некоторых случаях даже затуханием заряда. Отсюда вытекает основное требование к материалу и конструкции сопла — обеспечение высокой термоэрозионной стойкости.

В двигателях с малым временем работы режим нагрева стенки сопла является заведомо нестационарным и температура поверхности металла в области критического сечения остается значительно ниже температуры горения топлива.

Считается, что сопла к двигателям с малым временем работы целесообразнее всего изготавливать из малоуглеродистой стали — недефицитного материала, обладающего по сравнению с жаропрочными сталями более высокой (в 2—3 раза) теплопроводностью и вследствие этого обеспечивающего хорошую эрозионную стойкость сопел.

Для двигателей с большим временем работы сопло обычно представляет собой сборку, состоящую из отдельных секций или деталей, изготовленных из разных материалов. Так как в таких двигателях поверхность сопла в критическом сечении в процессе работы приобретает температуру, близкую к температуре торможения газового потока  $T_0$ , горловина сопла выполняется в виде вставки из жаростойкого материала с достаточной сопротивляемостью тепловому удару, химическому и механическому воздействиям.

Эти материалы можно разделить на три группы: 1) различные формы графита, 2) жаропрочные металлы, 3) керамические материалы.

Из различных форм графита наиболее пригодным для изготовления сопловых вставок считается пиролитический графит или пирографит [37]. Пиролитический графит отличается от обычного значительной термической анизотропией: теплопроводность материала поперек слоев кристаллов может быть в 50—1000 раз меньше теплопроводности его вдоль слоев. В то же время пирографит обладает такой же высокой температурой сублимации, как и обычный графит ( $\sim 3500^\circ\text{C}$ ). Пирографит обладает повышенной плотностью (до  $2,22 \text{ г/см}^3$ ) и высоким пределом прочности на растяжение при высоких температурах, а также отличается от обычного графита большей стойкостью к эрозии и коррозии. Основные характеристики пирографита в зависимости от температуры приведены в табл. 6.9 [37].

Для использования теплоизоляционных свойств пирографита необходимо, чтобы его слои располагались параллельно потоку газов. Характерной особенностью этого варианта является высокая температура внутренней поверхности вкладыша. После резкого нарастания в течение первых секунд работы двигателя она затем меняется очень мало, оставаясь близкой к температуре продуктов сгорания. Вследствие низкой теплопроводности поперек слоев по толщине вкладыша возникают очень высокие перепады температуры (до  $700\text{—}800^\circ\text{C}$  на 1 мм толщины). Это позволяет в некоторых случаях сочетать вставки из пирографита с несущим элементом конструкции из легкого, но нетермостойкого материала (алюминий, пластмасса). Во всех случаях потребная толщина вставки, гарантирующая на ее внешней поверхности температуру, допускаемую для материала несущей конструкции, может быть рассчитана по методике, изложенной в § 6.7. Вследствие высокой теплопроводности пирографита в осевом направлении при нагреве происходит выравнивание температур по длине вставки, так что



перепады температур по толщине вставки для всех поперечных сечений оказываются примерно одинаковыми. Поэтому, поскольку величина коэффициента теплоотдачи по длине вставки может меняться в значительных пределах, расчет нагрева вставки следует проводить исходя из среднего по длине значения  $\alpha$ , рассматривая изменение температуры в материале только в поперечном направлении.

Таблица 6.9

Температура, °С	Коэффициент теплопроводности, $\lambda \cdot 10^3 \frac{\text{ккал}}{\text{мсек} \cdot ^\circ\text{С}}$		Удельная теплоемкость, $\frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot ^\circ\text{С}}$	Линейный коэффициент температурного удлинения $1/^\circ\text{С} \cdot 10^3$		Предел прочности на растяжение, $\text{кг/мм}^2$	
	а	б		а	б	а	б
21	89,0	0,447	0,23	0,05	0,09	4,92—9,84	0,369
260	84,8	0,367	0,30	0,10	6,7	4,92—9,84	0,323
537	70,3	0,330	0,38	0,25	13,4	4,92—9,84	0,274
815	53,8	0,295	0,45	0,51	20,0	4,92—9,84	0,218
1093	—	—	0,51	1,10	26,8	5,27—10,2	0,158
1649				2,8	40,0	5,98—11,6	0,088
2205				4,3	53,6	7,73—14,75	0,056
2761				6,6	67,0	8,43—23,9	0,140

а) — в продольном направлении;

б) — в поперечном направлении.

Существенным недостатком изделий из пирогرافита является наличие остаточных напряжений, возникающих при охлаждении изделия после изготовления, что при неблагоприятных условиях может привести к разрушению вставки.

Стойкость графита к эрозионному воздействию резко возрастает при введении в его структуру кремния. Эта операция называется силицированием графита [38], [39].

Жаропрочные металлы для сопловых вкладышей обладают высокой температурой плавления и высокой теплопроводностью ( $\lambda \approx 0,039 \div 0,025 \text{ ккал/мсек} \cdot ^\circ\text{С}$ ). Из них наиболее распространенными являются молибден и вольфрам (табл. 6.3). Эти материалы сохраняют при нагреве высокую прочность, например прочность на разрыв молибдена при  $1100^\circ\text{С}$  составляет  $2100 \text{ кг/см}^2$ . Сочетание высокой теплопроводности с хорошими прочностными характеристиками и низким линейным коэффициентом температурного удлинения (для  $\text{Mo} \sim 5,4 \cdot 10^{-6} 1/^\circ\text{С}$ ) обеспечивает высокую стойкость этих материалов к тепловому удару. Однако эти металлы легко окисляются при повышенных температурах, что затрудняет их использование при наличии в продуктах сгорания твердого топлива химически активных компонентов. При окислении молибдена образуется окись молибдена  $\text{MoO}_3$  — летучее соединение, ко-

торое после образования немедленно удаляется с поверхности, вследствие чего металл сгорает с некоторой постоянной скоростью [23]. Для обеспечения стойкости металлов к воздействию химически активных компонентов считается целесообразным применение покрытий, содержащих нитрид бора, склонный к самовосстановлению при повышенных температурах [24].

Из других недостатков материалов этой группы следует отметить их высокий удельный вес (для молибдена —  $10,2 \text{ г/см}^3$ , для вольфрама —  $19,3 \text{ г/см}^3$ ).

В настоящее время известны конструкции сопел с вольфрамовым покрытием, которое наносится на поверхность основного материала в расплавленном виде с помощью электродуги [40].

Керамические сопловые вставки, применяемые в настоящее время, считаются мало перспективными из-за хрупкости и чувствительности к тепловому удару. Идеальное решение, по-видимому, должно состоять в комбинировании материалов с высокой термостойкостью с металлами, обладающими большой механической прочностью.

Отмечается, что в качестве основы для новых огнеупорных композиций могут быть использованы карбиды гафния и тантала с температурой плавления  $4150^\circ \text{C}$  [23].

С ростом энергетических характеристик твердых ракетных топлив, сопровождающимся повышением температуры горения, известные в настоящее время жаростойкие материалы становятся все менее пригодными, потому что температура плавления сближается с температурой газового потока. Кроме того, их способность противостоять эрозии падает ввиду неуклонного роста содержания в газах конденсированных частиц и продуктов диссоциации с высокой химической активностью.

Сохранение работоспособности сопел в этих условиях может быть достигнуто применением внешнего или внутреннего охлаждения.

Внешнее охлаждение обеспечивается хладагентом, заключенным между соплом и окружающей его рубашкой. Сопло изготавливается из тугоплавкого материала с высокой теплопроводностью. В качестве хладагентов могут быть использованы металлы с низкими температурами плавления и кипения. Во время работы двигателя хладагент расплавляется и доводится до температуры кипения. Пары хладагента выходят через специальные отверстия. После начала кипения температура стенки сохраняется постоянной, равной температуре кипения хладагента. Охлаждение сопла обеспечивается поглощением больших количеств тепла при испарении хладагента. Допускаемое время работы сопла определяется только наличием необходимого количества хладагента.

В табл. 6.10 приведены теплофизические характеристики легкоплавких металлов [11]. По данным таблицы наиболее пригодны для рассматриваемой цели алюминий, литий и магний, у которых

приемлемая температура кипения сочетается с очень высокой теплотой испарения.

Подходя к выбору хладагента по температуре кипения, необходимо принимать во внимание, что с понижением температуры стенки сопла возрастает количество тепла, передаваемое стенке, а следовательно, и потребное количество хладагента. Кроме того, при очень низкой температуре стенки сопла на ней могут конденсироваться пары различных присадок к топливу.

Жидкие металлы обладают очень высокой теплопроводностью, что обеспечивает интенсивный теплообмен на внешней поверхности сопла.

Следует заметить, что поскольку для жидких металлов значения критерия Прандтля очень малы ( $Pr=0,005 \div 0,03$ ), теплопроводность является преобладающим фактором в переносе тепла от стенки к жидкости.

Эффективность такого метода тепловой защиты была доказана экспериментами с соплом из молибдена с толщиной стенки 1,5 мм при использовании в качестве хладагента магния. Стенки сопла, омываемые изнутри потоком газов с температурой торможения  $T_0=3350^\circ\text{C}$ , в течение 60—80 сек сохраняли температуру, равную температуре кипения магния —  $1100^\circ\text{C}$  [41].

Таблица 6.10

Металлы	Плавление		Кипение	
	удельная теплота, ккал/кг	температура, °C	удельная теплота, ккал/кг	температура, °C
Алюминий . . . . .	9,3	658	2228	1800
Калий . . . . .	14,7	62,3	511,5	760
Литий . . . . .	32,8	186	2540	1200
Магний . . . . .	70	651	2574	1100
Натрий . . . . .	27,5	97,5	1015	880
Олово . . . . .	14,4	231,8	271	2260
Свинец . . . . .	6,32	327,5	203	1620
Цинк . . . . .	24,09	419,4	425	907

Внутреннее охлаждение сопла осуществляется вводом хладагента в дозвуковую часть сопла. Образующаяся при этом у стенки пелена более холодного газа, двигаясь вместе с основным потоком, защищает поверхность критического сечения от термического и химического воздействий продуктов сгорания. Защитная газовая пелена может быть создана продуктами абляции покрытия дозвуковой части сопла [42]. Эффективность тепловой защиты будет определяться массовой скоростью абляции и параметрами продуктов абляции. В работе [43] приводятся результаты испытаний вольфрамовых сопловых вкладышей при установке на входе в сопло защитных колец из различных аблирующих материалов.

Испытания проводились в двигателе калибром 305 мм на комбинированном топливе с температурой горения 3300°С. В табл. 6.11 указываются величины относительного увеличения площади критического сечения сопла вследствие разгара при продолжительности работы двигателя 17 сек. Полное отсутствие разгара получено

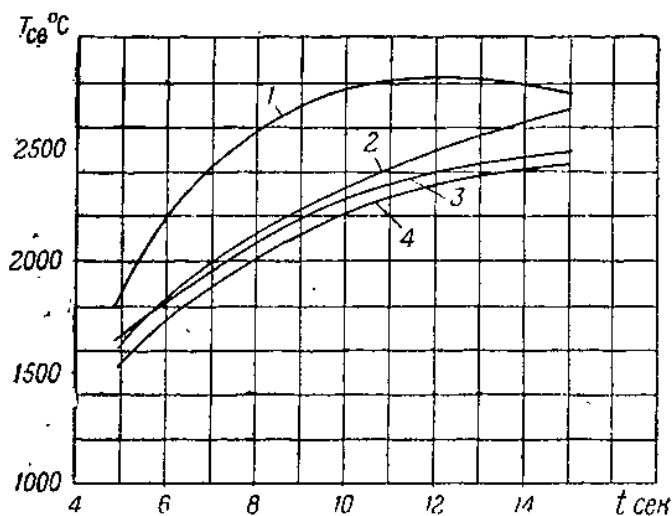


Рис. 6.9. Изменение температуры на внутренней поверхности вольфрамового вкладыша во времени:

1 — без защитного кольца; 2 — с кольцом из графита и фенольной смолы; 3 — с кольцом из полихлорвинила и сульфата калия; 4 — с кольцом из полиэтилена

при использовании защитного кольца из полиэтилена — материала с наиболее высокой скоростью абляции. На графике (рис. 6.9) приведены значения температуры на внутренней поверхности соплового вкладыша, рассчитанные по показаниям двух вольфрам — вольфрамениевых термомпар, вмонтированных во вкладыш на различном удалении от внутренней поверхности.

Таблица 6.11

Материал защитного кольца	Увеличение площади критического сечения сопла, %
Полиэтилен . . . . .	0
Полихлорвинил + сульфат калия . . . . .	3,6
Графит + фенольная смола . . . . .	9,0
Без защитного кольца . . . . .	9,8

По мнению некоторых исследователей, одним из перспективных направлений является применение сопел с допусаемым разгаром критического сечения, изготовленных целиком из пластмассы

[44]. Как следует из рис. 6.10 [45], влияние разгара критического сечения сопла на давление в двигателе уменьшается по мере роста  $d_{кр}$  и при очень большом диаметре относительно невелико. Кроме того, влияние разгара критического сечения можно компенсировать увеличением поверхности горения (применением рядов прогрессивной формы). Это делает возможным использование сопел с допускаемым и заранее рассчитанным разгаром в двигателях с большими диаметрами критических сечений сопла. По мнению сторонников этого направления, применение цельной пластмассовой конструкции сопла упрощает изготовление, контроль за технологическим процессом и значительно повышает надежность работы двигателя.

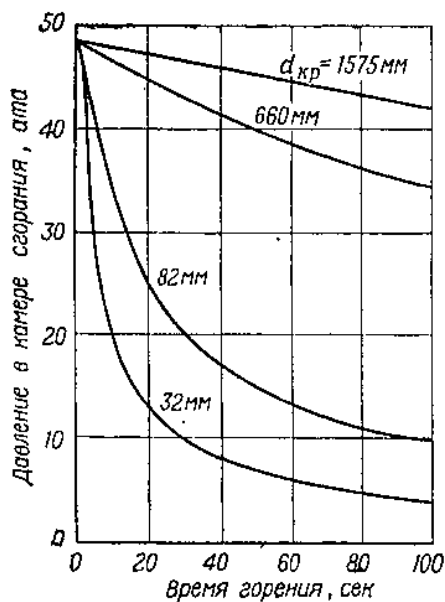


Рис. 6.10. Влияние диаметра критического сечения на изменение давления в РДТТ при разгаре сопла

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ VI

1. Михеев М. А. Основы теплопередачи. Госэнергиздат, М., 1949.
2. Greenfield S. J. Aeronaut. Sci., 18. 512, 1951.
3. Витте А., Харпер Э. Экспериментальное исследование теплоотдачи в соплах ракетных двигателей. «Ракетная техника», 1963, № 6.
4. Уимпресс Р. Н. Внутренняя баллистика пороховых ракет. Изд. иностр. лит., 1952.
5. Bartz, D. R. A simple equation for rapid estimation of rocket nozzle convective heat transfer coefficients Jet Propulsion, 21, 1957.
6. Зельдович Я. Б., Ривин М. А., Франк-Каменецкий Д. А. Импульс реактивной силы пороховых ракет. Оборонгиз, 1963.
7. Бахтиозин Р. А., Горбис З. Р. Экспериментальное исследование конвективной теплоотдачи запыленных потоков. Материалы Совещания по тепло-массообмену. Минск, 1961.
8. Хоттель Х. К. Инженерные расчеты лучистого теплообмена «Турбулентные течения и теплопередача». Сб. статей. Изд. иностр. лит., 1963.
9. Лыков А. В. Теория теплопроводности. Гостехтеориздат, 1952.
10. Иванцов Г. П. Нагрев металла. Металлургиздат, М., 1948.
11. Справочник машиностроителя. Т. 2. Машгиз, М. 1956.
12. Серебряков М. Е. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. Оборонгиз, 1962.
13. High Strength steels for the missile industry. Published by the American Society for Metals, 1961.
14. Шерер Р., Оппенгейм Р. Материалы, применяемые в ракетостроении. «Вопросы ракетной техники», 1961, № 9.
15. «Aviation Week», 1962, № 9, 10. «Missiles and Rockets», 1961, vol. 8, № 8.
16. Пластмассы в ракетной технике. «Вопросы ракетной техники», 1961, № 7, 8.
17. «Interavia» 1962, № 5101. «Aviation Week». 1962, № 11.

18. Баррер М., Жомотт А., Вебек Б. Ф., Ванденкеркхове Ж. Ракетные двигатели. Оборонгиз, 1962.
19. Киселев Б. А. Стеклопласты — материал будущего. Изд-во АН СССР, 1959.
20. Бессерер К. У. Инженерный справочник по управляемым снарядам. Воениздат, 1962.
21. Гупперт П. Новые виды керамических покрытий. «Вопросы ракетной техники», 1959, № 7.
22. Barilett E. P. Thermal Protection of Rocket — Motor Structures. «Aerospace Engineering», 1963, № 1.
23. Проблемы высоких температур в авиационных конструкциях. Сб. статей. Изд. иностр. лит., 1961.
24. Меккельбург Э. Металлокерамические многослойные покрытия для ракетной техники. «Вопросы ракетной техники», 1962, № 5.
25. «Missiles and Rockets», 1963, vol. 13, № 1, 2, 5.
26. Yaffee M. Paint Gives Missiles Thermal Protection. «Aviation Week», 1959, № 23.
27. Межконтинентальный баллистический снаряд «Минитмен» фирмы «Боинг». Обзор. «Вопросы ракетной техники», 1963, № 6.
28. Йехтер М., Мейер Э. Вопросы теплопроводности. «Турбулентные течения и теплопередача». Сб. статей. Изд. иностр. лит., 1963.
29. Зарубин В. С. Расчет нагрева двухслойной металлической пластины. «Некоторые вопросы механики». Сб. статей под ред. проф. Феодосьева В. И. Оборонгиз, 1962.
30. Grover I. H., Holter W. H. Solution of the Transient Heat — Conduction Equation for an Insulated, Infinite Metal Slab. «Jet Propulsion», 1957, т. 27, № 12.
31. Фледдерман. Теплопередача к поверхности, подвергающейся абляции. «Вопросы ракетной техники», 1960, № 3.
32. Скала С., Гильберт Л. Тепловое разрушение теплозащитного обугливающегося пластика при гиперзвуковых полетах. «Ракетная техника», 1962, № 6.
33. Бичер Н., Розенсвейг Р. Механизм абляции пластмасс с неорганическим армированием. «Ракетная техника», 1961, № 4.
34. Душин Ю. А. Скорость разложения (горения) полимеров в высокотемпературной газовой среде. «Инженерно-физический журнал», 1961, № 10.
35. Зельдович Я. Б., Франк-Каменецкий Д. А. Теория теплового распространения пламени. «Журнал физической химии», т. XII, вып. 100, 1938.
36. High — Speed Thermocouples — Seabrook Hull. «Advanced Materials», 1960, № 6.
37. Баратта Ф. Пиролизный графит и его применение. «Ракетная техника», 1962, № 1.
38. Yaffee M. Pyrolytic Graphite Studied for Re — Entry. «Aviation Week», 1960, № 4, p. 73.
39. Pyrographite May Cut Nose Cone Heat. «Aviation Week», 1959, № 23, p. 71.
40. «Aviation Week», 1959, № 13, p. 69.
41. «Missiles and Rockets», 1961, № 10, p. 31.
42. Густавсон Дж. Конференция американского ракетного общества по ракетным двигателям на твердом топливе. «Вопросы ракетной техники», 1962, № 11.
43. Макалександр Р., Дональдсон В., Робинсон А. Сравнение интенсивности теплопередачи и эрозии во время работы сопел с защитными кольцами и без них. «Ракетная техника», 1962, № 8.
44. Макэлистер Л., Уолкер А., Рой П. Разработка и развитие разрушающихся материалов для сопел ракетных двигателей. Ч. I. «Вопросы ракетной техники», 1964, № 3.
45. Хорчер Х., Митчел Б. Разработка разрушающихся материалов для сопел ракетных двигателей. Ч. II. «Вопросы ракетной техники», 1964, № 3.

## ГЛАВА VII

### ТЕПЛООБМЕН МЕЖДУ АТМОСФЕРОЙ И РАКЕТНЫМ ЗАРЯДОМ ПЕРЕД ЗАПУСКОМ ДВИГАТЕЛЯ

При эксплуатации ракет, а также при отработке и испытаниях РДТТ возможны случаи, когда первоначальная температура ракетного заряда значительно отличается от температуры окружающего воздуха. Продолжительность процесса выравнивания температур определяется как условиями теплообмена между поверхностью ракеты и окружающим ее воздухом, так и теплопроводностью корпуса ракеты и заряда.

При исследовании теплообмена между воздухом и зарядом обычно преследуют следующие цели:

1. Определить время, необходимое для установления температурного равновесия.

2. Установить распределение температуры в заряде для любого промежуточного момента времени, если запуск ракеты производится до установления температурного равновесия.

Рассмотрим возможности аналитического решения поставленных задач.

В дальнейшем для однозначности рассматривается охлаждение ракетного заряда, однако излагаемые зависимости с изменением знака могут быть использованы для расчета нагрева охлажденного заряда.

#### § 7.1. КОЭФФИЦИЕНТ ТЕПЛООТДАЧИ

Величина теплового потока на единицу площади внешней поверхности ракетного двигателя выражается формулой

$$\dot{q} = \alpha (T_{\text{п}} - T_{\text{а}}),$$

где  $T_{\text{а}}$  — температура окружающего воздуха;

$T_{\text{п}}$  — температура поверхности двигателя;

$\alpha$  — коэффициент теплоотдачи, который в свою очередь может быть представлен в виде

$$\alpha = \alpha_{\text{к}} + \alpha_{\text{р}},$$

где  $\alpha_k$  — коэффициент конвективной теплоотдачи;  
 $\alpha_p$  — коэффициент теплоотдачи радиацией.

При спокойном воздухе передача тепла к нему от ракеты будет осуществляться посредством свободной конвекции. Коэффициент теплоотдачи от цилиндрической поверхности при свободной конвекции в теплотехнике определяется по формуле [1]

$$\alpha_k = \frac{22,7}{\sqrt{397 + 0,5(T_A + T_{\Pi})}} \sqrt[4]{\frac{T_{\Pi} - T_A}{d_{\Pi}}}, \quad (7.1)$$

где  $d_{\Pi}$  — диаметр изделия.

При движении воздуха, когда передача тепла обеспечивается вынужденной конвекцией, коэффициент конвективной теплоотдачи для поперечного обтекания цилиндра определяется из критериальной зависимости [2]

$$Nu = C Re_f^n Pr^{1-n}, \quad (7.2)$$

где  $Nu = \frac{\alpha d_{\Pi}}{\lambda_A}$  — критерий Нуссельта;

$Re_f$  — критерий Рейнольдса;

$Pr_f$  — критерий Прандтля.

В формуле (7.2) величины  $C$  и  $n$  выбираются в зависимости от интервала, в котором находится значение  $Re_f$ . Решая зависимость (7.2) относительно коэффициента теплоотдачи, получим

$$\alpha = C \frac{\lambda_f}{d_{\Pi}} \left( \frac{W d_{\Pi}}{\nu_f} \right)^n \cdot \left( \frac{\nu_f}{a_f} \right)^{1-n} = D \frac{W^n}{d_{\Pi}^{1-n}} \text{ ккал/м}^2\text{час}^\circ\text{С},$$

где коэффициент  $D$  включает физические параметры воздуха  $\lambda_f$ ,  $\nu_f$ ,  $a_f$ , определяемые при его средней температуре вблизи охлаждаемой поверхности:

$$T_f = \frac{1}{2} (T_A + T_{\Pi}).$$

Зависимость величины  $D$  от  $T_f$  относительно слабая. Так, при изменении  $T_f$  от 0 до 100°С величина  $D$  при  $n=0,6$  изменяется в пределах 8%. В первом приближении можно полагать, что коэффициент  $D$  не зависит от температуры и определяется только величиной  $Re_f$ . Поэтому для инженерных расчетов в теплотехнике используются зависимости [1]:

при

$$W d_{\Pi} < 0,8 \text{ м}^2/\text{сек}$$

$$\alpha_k = 3,475 \frac{W^{0,62}}{d_{\Pi}^{0,38}} \text{ ккал/м}^2\text{час}^\circ\text{С}; \quad (7.3)$$

при

$$W d_{\Pi} > 0,8 \text{ м}^2/\text{сек}$$

$$\alpha_k = 3,645 \frac{W^{0,81}}{d_{\Pi}^{0,19}} \text{ ккал/м}^2\text{час}^\circ\text{С}. \quad (7.4)$$



Коэффициент радиационной теплоотдачи рассчитывается по формуле

$$\alpha_p = \frac{c}{T_{\text{П}} - T_{\text{А}}} \left[ \left( \frac{T_{\text{П}}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{\text{А}}}{100} \right)^4 \right] \text{ ккал/м}^2\text{час } ^\circ\text{С}, \quad (7.5)$$

где  $c$  — коэффициент лучеиспускания.

## § 7.2. ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ ЗАРЯДА

Температурное поле заряда определяется решением дифференциального уравнения теплопроводности твердого топлива при заданных краевых условиях, каковыми являются начальное распределение температуры в заряде и закон теплообмена между корпусом двигателя и внешней поверхностью заряда.

В двигателе со скрепленным зарядом передача тепла от заряда к корпусу двигателя осуществляется посредством теплопроводности. Точное решение может быть получено обычными методами, которые используются для расчета теплопроводности многослойных изделий. Упрощенный подход к решению данной задачи предполагает два случая:

1. Корпус двигателя изготовлен из материала с высокой по сравнению с топливом теплопроводностью.

2. Теплопроводность корпуса примерно такая же, что и топлива. Адгезионное покрытие (бронировка) в обоих случаях рассматривается как одно целое с зарядом.

Первому случаю соответствует использование таких материалов, как сталь, титан, алюминиевые сплавы с теплопроводностью, в 50—100 раз превышающей теплопроводность твердого топлива. При таком различии коэффициентов  $\lambda$ , принимая во внимание также малую толщину стенки двигателя, можно полагать, что температура на поверхности заряда равна температуре на поверхности корпуса, и расчет теплопроводности топлива необходимо проводить при заданном значении коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  на поверхности корпуса.

Второй случай может иметь место при изготовлении корпуса из пластмассы. Некоторые сорта пластмасс по своим теплофизическим свойствам приближаются к твердым топливам. При этом для упрощения расчета можно рассматривать корпус как одно целое с зарядом.

Передача тепла от свободно вложенного заряда к корпусу двигателя осуществляется главным образом за счет свободной конвекции в воздушной прослойке между зарядом и корпусом. В теории теплообмена расчет свободной конвекции в ограниченном пространстве сводят к расчету теплопроводности заполняю-

шей его среды при некотором эквивалентном коэффициенте теплопроводности

$$\lambda_{\text{экв}} = \lambda \epsilon_{\text{к}},$$

где  $\lambda$  — нормальный коэффициент теплопроводности среды (воздуха);

$\epsilon_{\text{к}}$  — коэффициент конвекции.

Коэффициент  $\epsilon_{\text{к}}$  при  $GrPr < 1000$  принимается равным 1, а при более высоких значениях этого произведения рассчитывается по формуле

$$\epsilon_{\text{к}} = A_0 \delta_3^{3/4} (\Delta T)^{1/4},$$

где  $\Delta T$  — разность температур заряда и корпуса;

$\delta_3$  — величина зазора;

$A_0$  — коэффициент, зависящий от температуры воздуха.

При изменении температуры воздуха от 0 до  $+50^\circ\text{C}$  величина  $A_0$  изменяется от 20,0 до 16,0.

Таким образом, и в случае двигателя со свободно вложенным зарядом решение задачи сводится к расчету теплопроводности многослойного изделия с заданными условиями теплообмена на поверхности.

Однако даже для простейших случаев скрепленного заряда аналитическое решение задачи нестационарной теплопроводности возможно лишь для таких форм, как сплошной цилиндр либо цилиндр с центральным цилиндрическим каналом.

К этим формам в той или иной степени приближаются такие типы скрепленных зарядов, как щелевой, заряд с каналом звездообразного профиля и большой толщиной горящего свода и др.

Рассмотрим решение задачи нестационарной теплопроводности для полого цилиндра с заданными размерами — с наружным радиусом  $R_{\text{н}}$  и радиусом канала  $R_{\text{вн}}$  с постоянной по всей массе топлива начальной температурой  $T_{\text{ц}}$ , который в какой-то момент времени оказался перенесенным в атмосферу с постоянной температурой  $T_{\text{А}}$ . Будем полагать, что температура в отдельных точках заряда зависит только от радиуса и времени. Система уравнений для этого случая принимает вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= a \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right); & R_{\text{вн}} < r < R_{\text{н}}; \\ T(r, 0) &= T_{\text{ц}}; \\ -\lambda \frac{\partial T(R_{\text{н}}, t)}{\partial r} &= \alpha [T(R_{\text{н}}, t) - T_{\text{А}}]; \\ -\lambda \frac{\partial T(R_{\text{вн}}, t)}{\partial r} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (7.6)$$

Система уравнений может быть представлена в безразмерном виде, если перейти к новым переменным и критериям:

$$\theta = \frac{T - T_A}{T_H - T_A} \text{ — температурный симплекс;}$$

$$Fo = \frac{at}{R_H^2} \text{ — критерий Фурье;}$$

$$Bi = \frac{\alpha R_H}{\lambda} \text{ — критерий Био;}$$

$$M = \frac{R_{вн}}{R_H};$$

$$\bar{r} = \frac{r}{R_H}.$$

Тогда

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial Fo} &= \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r}, & M < \bar{r} < 1; \\ \theta(\bar{r}, 0) &= 1; \\ \frac{\partial \theta_H}{\partial r} &= Bi \theta_H; \\ \frac{\partial \theta_{вн}}{\partial r} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (7.7)$$

Аналитическое решение этой системы уравнений, полученное в работе [3], имеет вид

$$\theta = \sum_{l=1}^{\infty} \exp(-Fo \delta_l^2) \cdot f_1(M, Bi, \delta_l) \cdot f_2(\bar{r} \delta_l, M \delta_l), \quad (7.8)$$

где

$$f_1(M, Bi, \delta_l) = \frac{\pi Bi I_1(M \delta_l) [\delta_l I_1(\delta_l) - Bi I_0(\delta_l)]}{[\delta_l I_1(\delta_l) - Bi I_0(\delta_l)]^2 - (Bi^2 + \delta_l^2) I_1^2(M \delta_l)};$$

$$f_2(\bar{r} \delta_l, M \delta_l) = I_0(\bar{r} \delta_l) Y_1(M \delta_l) - Y_0(\bar{r} \delta_l) I_1(M \delta_l).$$

Здесь  $\delta_l$  представляют собой последовательные положительные значения корней (от  $l=1$  до  $\infty$ ) трансцендентного уравнения

$$I_1(M \delta) [\delta Y_1(\delta) - Bi Y_0(\delta)] - Y_1(M \delta) [\delta I_1(\delta) - Bi I_0(\delta)] = 0. \quad (7.9)$$

В приведенных выше выражениях  $I_0$  и  $I_1$  — функции Бесселя нулевого и первого порядков I рода,  $Y_0$  и  $Y_1$  — функции Бесселя II рода.

Результаты расчетов по формуле (7.8) приведены в таблицах [4]. Таблицы значений  $\theta = f(Bi, Fo, r)$  даны в приложении к настоящей книге.

**Пример.** Найти распределение температуры в цилиндрическом заряде с заданными размерами ( $R_H=150$  мм,  $R_{BH}=90$  мм) и начальной температурой  $T_H=+20^\circ\text{C}$  через два часа после пребывания на воздухе с температурой  $T_A=-30^\circ\text{C}$  при  $a=12 \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2\text{час } ^\circ\text{C}}$ .

Характеристики топлива:

$$\lambda = 0,18 \frac{\text{ккал}}{\text{мчас } ^\circ\text{C}};$$

$$a = 0,32 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{час} [5];$$

$$Bi = \frac{\alpha R_H}{\lambda} = \frac{12 \cdot 0,15}{0,18} = 10;$$

$$Fo = \frac{at}{R_H^2} = \frac{0,32 \cdot 10^{-3} \cdot 2}{0,15^2} = 0,0284;$$

$$M = \frac{R_{BH}}{R_H} = \frac{0,09}{0,15} = 0,6;$$

$$T = T_A - \theta (T_A - T_H) = -30 + 50\theta.$$

Из таблиц для  $M=0,6$ ,  $Bi=10$ , интерполируя для  $Fo=0,0284$ , получаем значения  $\theta=f(\bar{r})$  и по ним рассчитываем значение  $T=f(r)$ . Результаты расчетов приведены в табл. 7.1.

Таблица 7.1

$\bar{r}$	$\theta$	$T^\circ\text{C}$	$r = R_H \bar{r}$ , мм
1,0	0,281	-16,0	150
0,9	0,540	- 3,0	135
0,8	0,733	+ 6,7	120
0,7	0,841	+12,1	105
0,6	0,880	+14,0	90

### § 7.3. ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОМЕРНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗАРЯДА НА БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РДТТ

На практике возможны случаи, когда запуск РДТТ производится до установления температурного равновесия между зарядом и окружающей средой. Как будет показано ниже, при больших размерах заряда и начальном перепаде температур в несколько десятков градусов для достижения равенства температур требуется от нескольких часов до нескольких суток.

При постоянном пребывании ракеты в атмосферных условиях на пусковой позиции либо на пусковой установке неравномерность температуры заряда может быть обусловлена суточными колебаниями температуры воздуха. Величина этих колебаний зависит от времени года и климатических условий. В качестве примера укажем на то, что для Советского Союза суточная ампли-

туда температуры воздуха летом изменяется от  $6^{\circ}$  на севере Европейской части (Териберка) до  $11^{\circ}$  в Якутии и  $16^{\circ}\text{C}$  в Турано-Казахской области (Нукус) [6]. В зимнее время суточные колебания температуры меньше, чем летом. Для больших зарядов время тепловой релаксации (перестройки температурного поля) может

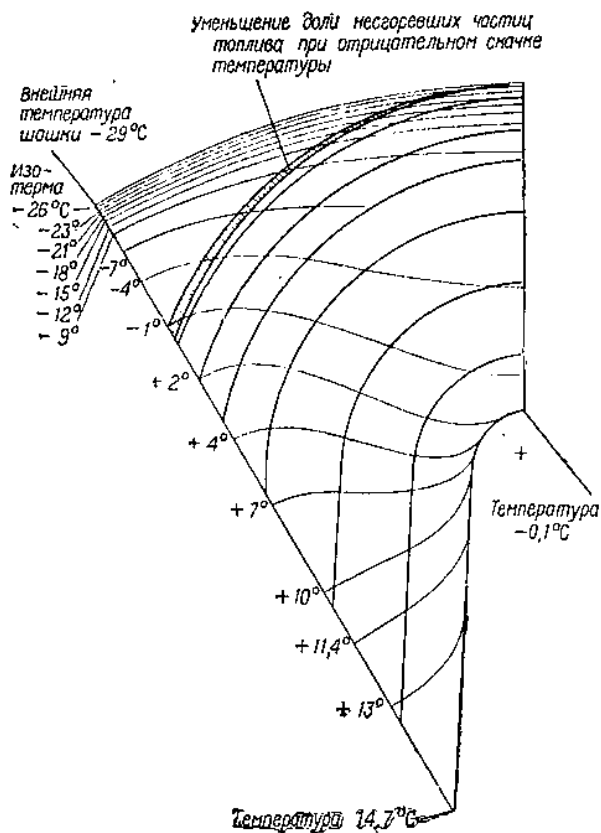


Рис. 7.1. Температурное поле заряда с каналом звездообразного сечения при максимальной разности температур по толщине свода

оказаться больше периода колебаний температуры атмосферного воздуха, что приводит к появлению температурного градиента по толщине свода заряда.

Неравномерность температуры заряда, прямым следствием которого является изменение единичной скорости горения по толщине свода, меняет характеристики прогрессивности заряда. Поясним это на примере заряда с каналом звездообразного сечения (рис. 7.1 и 7.2) [7].

При температуре заряда, постоянной по всей его толщине, поверхность горения в некоторый произвольный момент времени

занимает положение, изображенное пунктиром. При температуре, убывающей от периферии к центру заряда, вследствие отставания по скорости горения на центральных участках поверхность горения по достижении точки 1 займет положение *A*.

Поверхность горения в этом случае будет больше, чем при равномерном распределении температур, т. е. горение заряда станет прогрессивным, сопровождающимся ростом давления. При этом доля дегрессивных остатков заряда увеличится.

Наоборот, при температуре, нарастающей к центру заряда, горение на участках поверхности, расположенных ближе к центру, будет опережать горение на периферийных участках, вследствие чего при прохождении фронта горения через точку 1 он займет положение *B*, соответствующее меньшей величине поверхности. Горение в этом случае будет дегрессивным, со спадом давления в двигателе, но с уменьшением доли дегрессивных остатков.

Расчет баллистики двигателя с таким зарядом осложняется тем, что для каждого момента времени поверхность горения придется разбивать на малые участки, в пределах которых скорость горения принимается постоянной, соответствующей согласно выражению (5.4) средней температуре топлива на этом участке. Перемещение фронта горения на каждом из участков в течение малого интервала времени полагают происходящим при постоянном давлении, нормальном к первоначальному положению этого участка.

Для конца интервала времени определяется новое значение давления в двигателе в соответствии с достигнутой величиной поверхности горения и с новым распределением скоростей горения по этой поверхности. Интервал времени выбирают с тем расчетом, чтобы изменение температуры заряда по толщине свода при перемещении фронта горения за этот интервал составляло 3—5° С.

В табл. 7.2 приведены расчетные данные, полученные для заряда указанной формы с диаметром 152 мм. Принималось, что

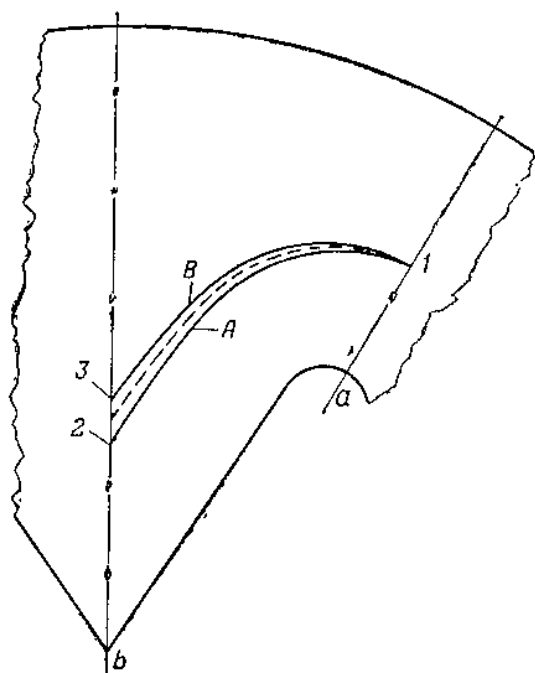


Рис. 7.2. Изменение фронта горения за счет неравномерности температуры заряда

температура окружающей среды  $T_A$  меняется скачком. Начальное распределение температуры полагалось равномерным. Расчеты проводились для перепада температур по толщине свода, максимально возможного при заданной разности  $T_H - T_A$  (рис. 7.2).

Таблица 7.2

	$T_A = -29^\circ \text{C}$ $T_H = +21^\circ \text{C}$		$T_A = +21^\circ \text{C}$ $T_H = -29^\circ \text{C}$	
	Расчетное давление при $T_H = +21^\circ \text{C}$	Расчетное давление при $T_H = +21^\circ \text{C}$	Расчетное давление при $T_H = +21^\circ \text{C}$	Расчетное давление при $T_H = +21^\circ \text{C}$
	p-70	p-115	p-70	p-115
Изменение доли дегрессивных остатков заряда при максимальном перепаде температур по толщине свода	+ 7,96	+ 8,28	- 6,36	- 7,32
Изменение времени горения в %	+41,5	+45,2	-39,5	-39,2

Из таблицы следует, что доля дегрессивных остатков увеличивается при  $T_H > T_A$  и уменьшается при  $T_H < T_A$ .

#### § 7.4. ВРЕМЯ ВЫРАВНИВАНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗАРЯДА И ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Процесс изменения температурного поля ракетного заряда при постоянстве температуры воздуха и коэффициента теплоотдачи можно разделить по времени на три стадии:

- стадия неупорядоченного процесса;
- стадия регулярного режима;
- стадия теплового равновесия.

На первой стадии распределение по заряду подводимого к нему тепла носит в известной мере случайный характер, не связанный с условиями теплообмена и определяемый преимущественно начальным тепловым состоянием тела.

На второй стадии влияние начального теплового состояния ослабевает и изменение температуры для всех точек заряда во времени следует простой экспоненциальной зависимости. При этом натуральный логарифм избыточной температуры для любой точки заряда будет изменяться по линейному закону.

На третьей стадии температура во всех точках заряда равна температуре окружающей среды. Подобная закономерность наблюдается при нагреве и охлаждении тел различной формы [8].

На рис. 7.3 представлены опытные кривые зависимости  $\theta$  от времени для отдельных точек крестообразного заряда Мк-13, помещенного в ракетный двигатель диаметром 82,5 мм [5]. Величина  $\theta$  отложена в логарифмическом масштабе. Как следует из

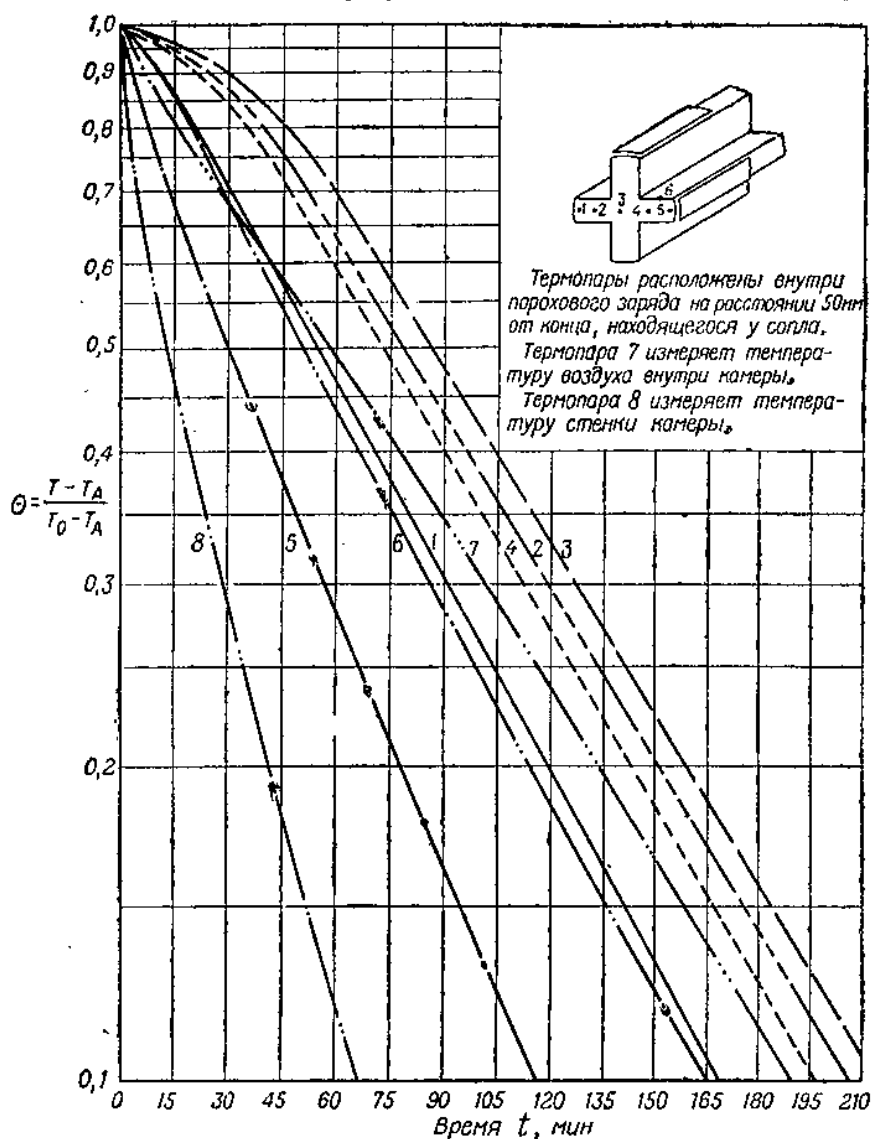


Рис. 7.3. Изменение логарифма относительной избыточной температуры в отдельных точках крестообразного заряда во времени

графика, по истечении некоторого периода времени кривые  $\lg \theta$  переходят в прямые линии, расположенные параллельно одна другой, т. е. охлаждение заряда следует регулярному режиму. Поскольку поверхностные слои заряда вначале охлаждаются бы-



стрее, чем центральные; кривые  $\lg \theta$  для них на первой стадии обращения выпуклостью вниз. Наоборот, для центральных точек кривые  $\lg \theta$  обращены выпуклостью вверх. Продолжительность начальной стадии охлаждения невелика и время охлаждения в основном определяется второй стадией.

В рассматриваемом нами случае эта закономерность выявляется при анализе решения (7.8). Поскольку каждый последующий корень характеристического трансцендентного уравнения (7.9) значительно больше предыдущего:

$$\delta_1 < \delta_2 < \dots < \delta_m,$$

ряд (7.8) быстро сходится и, начиная с некоторого значения критерия  $Fo_1$ , величина  $\theta$  определяется одним первым членом ряда, по сравнению с которым все остальные члены становятся исчезающе малыми. Начиная с момента времени, определяемого значением  $Fo_1$ , зависимость между избыточной температурой и временем будет описываться простой экспонентой

$$\theta = f_1(M, Bi, \delta_1) f_2(\bar{r}, M, \delta_1) \exp(-Fo_1 \delta_1^2).$$

Угол наклона прямых  $\ln \theta = f(t)$  будет определяться величиной

$$m = \frac{\partial \ln \theta}{\partial t},$$

которую в теплотехнике называют темпом охлаждения (нагрева) изделия. При регулярном режиме эта величина одинакова для всех точек заряда, а также для средней по заряду температуры  $\bar{T}$ .

Величина  $m$  через среднюю температуру выражается следующим образом:

$$m = \frac{\partial}{\partial t} \ln \left( \frac{T_A - \bar{T}}{T_A - T_H} \right) = - \frac{1}{T_A - \bar{T}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial t}. \quad (7.10)$$

Общее уравнение теплового баланса при регулярном режиме может быть записано в виде

$$c\omega \frac{d\bar{T}}{dt} = \alpha F (T_A - T_{\Pi}). \quad (7.11)$$

Из уравнений (7.10) и (7.11) получаем

$$m = \frac{\alpha F}{c\omega} \frac{T_A - T_{\Pi}}{T_A - \bar{T}}. \quad (7.12)$$

Обозначим

$$\psi = \frac{T_A - T_{\Pi}}{T_A - \bar{T}}. \quad (7.13)$$

Коэффициент  $\psi$  называют критерием неравномерности температурного поля. При равномерном распределении температуры

в заряде  $\phi=1$ . При максимально возможной неравномерности ( $T_{\Pi}=T_A$ )  $\psi=0$ .

Поскольку

$$\alpha = \frac{\lambda Bi}{R_H}, \quad \omega = \delta W, \quad \frac{\lambda}{c\delta} = a, \quad (7.14)$$

то

$$m = \frac{aBi}{R_H} \frac{F}{W} \psi. \quad (7.15)$$

Величина  $\phi$  для заряда произвольной формы может быть определена по замерам температуры в нескольких точках заряда для двух последовательных моментов времени  $t_1$  и  $t_2$ :

$$\psi = \frac{c\omega}{aF} \frac{\ln \theta_1 - \ln \theta_2}{t_2 - t_1}, \quad (7.16)$$

или, используя зависимость (7.14):

$$\psi = \frac{1}{aBi} R_H R_v \frac{\ln \theta_1 - \ln \theta_2}{t_2 - t_1},$$

где

$$R_v = \frac{W}{F}.$$

Поскольку

$$\frac{at}{R_H^2} = Fo,$$

то

$$\psi = \frac{1}{Bi} \frac{R_v}{R_H} \frac{\ln \theta_1 - \ln \theta_2}{Fo_2 - Fo_1}. \quad (7.17)$$

Из полученной зависимости следует, что критерий  $\phi$  определяется критерием  $Bi$  и формой заряда  $\frac{F_v}{R_H}$ , но не зависит от абсолютных его размеров.

Зависимость (7.17) позволяет по данным единичного эксперимента определить значение  $\phi$ , справедливое при  $Bi$ , соответствующем условию эксперимента для любого заряда такой же формы, геометрически подобного тому, с которым производился эксперимент. Геометрическое подобие сводится к постоянству  $R_v/R_H$ .

Для зарядов трубчатой формы

$$\frac{W}{F} = \frac{(1-M^2)R_H}{2}.$$

Следовательно:

$$\psi = \frac{\ln \theta_1 - \ln \theta_2}{Fo_2 - Fo_1} \frac{1-M^2}{2Bi}. \quad (7.18)$$

На основании формулы (7.18) нами по данным таблицы  $\theta = f(Bi, Fo, \bar{r})$  были вычислены значения  $\phi$  для представленных в таблице величин  $M$ . Результаты расчетов представлены на гра-

фике (рис. 7.4). С увеличением  $Bi$  значения  $\phi$  снижаются, притом тем быстрее, чем меньше относительный диаметр канала.

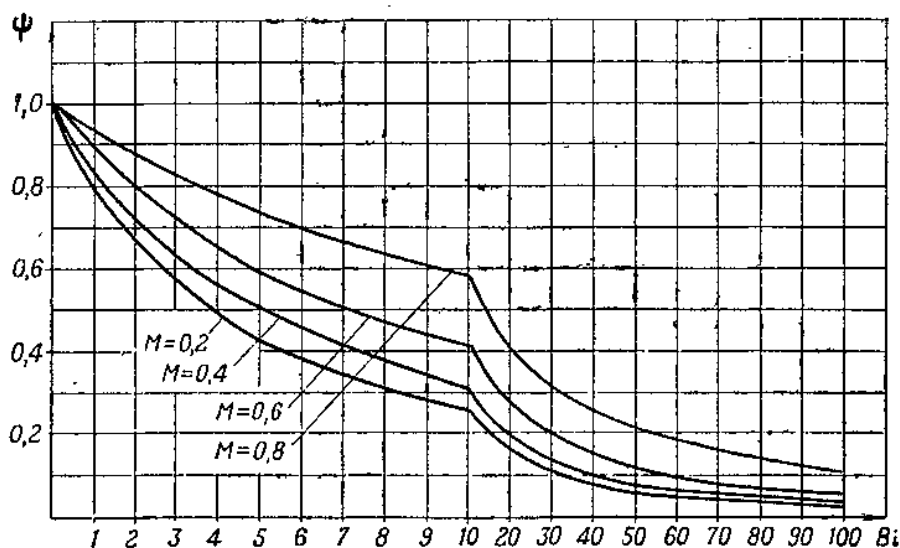


Рис. 7.4. Зависимость критерия неравномерности температурного поля  $\phi$  для заряда с цилиндрическим каналом от критерия  $Bi$  при  $M$  от 0,2 до 0,8

Рассчитав по формуле (7.15) темп охлаждения заряда, можно определить время  $\tau$ , в течение которого избыточная температура в интересующей нас точке заряда (либо средняя по всему заряду) изменится с  $\theta_1$  до  $\theta_2$ :

$$\tau = \frac{1}{m} \ln \frac{\theta_1}{\theta_2}. \quad (7.19)$$

**Пример.** Определить время, необходимое для установления в шелловом заряде из смешеного топлива средней температуры  $-27^\circ\text{C}$ , если начальная температура заряда  $+15^\circ\text{C}$ , а температура окружающего воздуха  $-30^\circ\text{C}$  при скорости ветра  $10 \text{ м/сек}$ .

Размеры заряда:  $D_n = 300 \text{ мм}$ ,  $d_{вн} = 60 \text{ мм}$ .

Топливо на основе сополимера полибутадиена и акриловой кислоты (горючее-связка) и перхлората аммония имеет следующие характеристики [9]:  $\lambda = 0,355 \text{ ккал/м}^2\text{час}^\circ\text{C}$ ,  $\delta = 1,65 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ ,  $c = 0,289 \text{ ккал/кг}^\circ\text{C}$ ;  $a = 0,743 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2\text{/час}$ .

1. Определение коэффициента теплоотдачи  $\alpha$ .

Поскольку для рассматриваемого изделия при  $d_n = D_n$   $Wd_n = 10 \cdot 0,3 = 3 \text{ м}^2\text{/сек} > 0,8$ , для расчета используем формулу (7.4)

$$\alpha_k = 3,645 \frac{10^{0,91}}{0,3^{0,18}} = 29,6 \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2\text{час}^\circ\text{C}}.$$

Максимальное значение коэффициента радиационной теплоотдачи для начала охлаждения составит

$$\alpha_p = \frac{45}{15 + 30} \left[ \left( \frac{288}{100} \right)^4 - \left( \frac{243}{100} \right)^4 \right] = 3,39 \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2\text{час}^\circ\text{C}}.$$

Степень черноты полного нормального излучения взята для алюминиевой краски равной  $\epsilon = 45$  [2].

Итак, начальное максимальное значение  $\alpha_p$  не превышает 15% величины  $\alpha_n$ . С падением температуры поверхности величина  $\alpha_p$  резко падает, поэтому в расчетах ее можно не учитывать.

Примем  $\alpha = \alpha_n = 30 \text{ ккал/м}^2\text{час } ^\circ\text{С}$ .

2. Расчет определяющих критериев:

$$Bi = \frac{\alpha R_n}{\lambda} = \frac{30 \cdot 0,15}{0,355} = 12,75;$$

$$\frac{\theta_1}{\theta_2} = \frac{T_A - T_n}{T_A - T_2} = \frac{-30 - 15}{-30 + 27} = 15;$$

$$M = \frac{0,06}{0,30} = 0,2.$$

Из графика (рис. 7.4) для полого цилиндра при  $M=0,2$  и  $Bi=12,75$  находим  $\psi = 0,23$ .

3. Расчет темпа охлаждения.

Для полого цилиндра

$$\frac{F}{W} = \frac{2}{R_n (1 - M^2)}.$$

Отсюда согласно (7.15)

$$m = \frac{2\alpha Bi}{R_n^2 (1 - M^2)} \psi = \frac{2 \cdot 0,743 \cdot 10^{-3} \cdot 12,75}{0,15^2 (1 - 0,2^2)} 0,23 = 0,202 \frac{1}{\text{час}}.$$

4. Расчет потребного времени охлаждения

$$\tau = \frac{1}{m} \ln \frac{\theta_1}{\theta_2} = \frac{1}{0,202} 2,303 \lg 15 = 13,4 \text{ час}.$$

Рассмотрим, как изменяется время охлаждения заряда с увеличением калибра при сохранении геометрического подобия.

Для условий, принятых в примере, расчетное время охлаждения зарядов различных диаметров приведено в табл. 7.3.

Таблица 7.3

$d_n, \text{ мм}$	150	300	600	1200
$\tau, \text{ час}$	4,5	13,4	50,3	229

Для одного и того же заряда рост коэффициента  $\alpha$  приводит к увеличению темпа охлаждения. Однако это увеличение не беспредельно, поскольку, как следует из графика (рис. 7.4), с ростом  $Bi$  падает величина коэффициента  $\psi$ . На рис. 7.5 показана зависимость произведения  $Bi\psi = f(Bi)$ , входящего в формулу (7.15), рассчитанная для трубчатого заряда при  $M=0,8$ . Из графика видно, что, начиная с  $Bi=60$ , произведение  $Bi\psi$  остается практически постоянным. Подобная закономерность, наблюдаемая для любой формы, объясняется тем, что, начиная с некоторого значения  $\alpha$  и соответствующего ему  $Bi$ , температура поверхностных слоев заряда при-

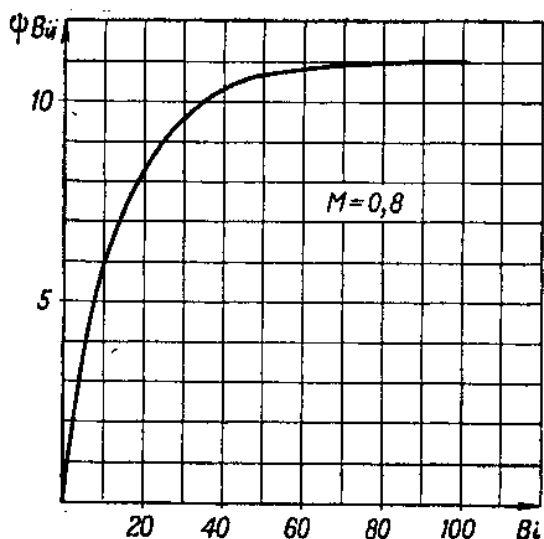


Рис. 7.5. Зависимость величины  $\phi Vi$  от критерия  $Vi$

ближается к температуре окружающего воздуха и дальнейшее увеличение коэффициента  $\alpha$  при незначительной разности температур ( $T_A - T_{\text{п}}$ ) не может обеспечить рост тепловых потоков, направленных к поверхности заряда, следовательно, увеличение темпа изменения температуры заряда имеет свои пределы. В работе [5] отмечается, что по данным эксперимента темп охлаждения заряда 127 мм авиационной ракеты остается практически постоянным при изменении скорости окружающего воздуха от 8 до 130 м/сек.

В той же работе приводятся определенные из эксперимента значения темпа охлаждения для заряда Mk-13 в ракетном двигателе диаметром 82,5 мм при различных условиях охлаждения (см. табл. 7.4). Как следует из табл. 7.4, изменение скорости ветра от 0 до 8 м/сек приводит к росту темпа охлаждения в полтора раза. Однако применение такого сильного охлаждающего воздействия, как погружение в воду, приводит к дальнейшему увеличению темпа охлаждения всего на 14%.

Таблица 7.4

Условия охлаждения	Начальная температура заряда $T_H, ^\circ\text{C}$	Температура окружающей среды $T_A, ^\circ\text{C}$	Время, соответствующее $h=0,1$ , $\tau$ , час	Темп охлаждения $m$ , час $^{-1}$
Спокойный воздух	54	13	2,75	$2,33 \cdot 10^{-4}$
Ветер со скоростью 8 м/сек	32—56	0—21	1,75*	$3,67 \cdot 10^{-4}$ *
Охлаждение в воде	60	0	1,33	$4,16 \cdot 10^{-4}$

Из сопоставления расчетных данных для скрепленных зарядов трубчатой формы с экспериментальными данными для зарядов такой же формы, свободно вложенных в двигатель [5], следует, что при одинаковых внешних условиях во втором случае темп охлаждения оказывается на 30—40% ниже.

\* Средние значения.

Для скрепленных зарядов с каналом сложной конфигурации приближенный расчет темпа охлаждения может быть выполнен по приведенным выше графикам и зависимостям для заряда с цилиндрическим каналом. Для этого необходимо определить относительную величину внутреннего радиуса эквивалентного полого цилиндра

$$M_3 = \sqrt{1 - \frac{S_T}{\pi R_H^2}},$$

где  $S_T$  — площадь поперечного сечения заряда данной формы.

### § 7.5. РАСЧЕТ ПОТРЕБНОЙ МОЩНОСТИ ЭЛЕКТРООБОГРЕВА РДТТ

Зависимость внутриваллистических параметров РДТТ от температуры окружающего воздуха можно устранить применением обогревательных устройств, поддерживающих температуру заряда

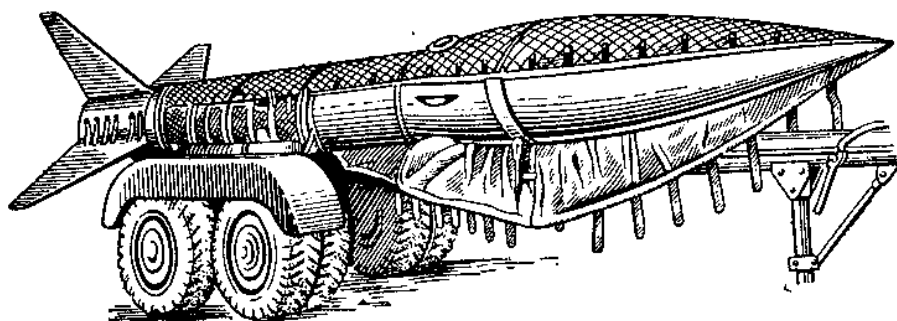


Рис. 7.6. Войсковая ракета «Онест Джон» с обогревательным чехлом

на некотором постоянном уровне. Такой теплоизоляционный чехол с расположенными на его внутренней поверхности электронагревателями используется для термостатирования войсковой ракеты армии США «Онест Джон» при ее перевозке на тележке и на пусковой установке (рис.7.6).

Расчетная схема электрообогревательного чехла представлена на рис. 7.7.

При расчете процессов стационарной теплопроводности цилиндрической стенки обычно используют  $q_{\text{пог}}$  ккал/мчас — погонную плотность теплового потока, поскольку  $q$  ккал/м<sup>2</sup>час является величиной, изменяющейся в направлении распространения тепла.

Определим погонную плотность теплового потока, направленного от нагреваемого слоя к наружной поверхности чехла. Пусть температура слоя, в котором располагаются электронагреватели, поддерживается равной  $T_R$ . Тогда

$$q_{\text{пог}} = \frac{2\pi\lambda}{\ln \frac{d_{\text{н}}}{d_R}} (T_R - T_{\text{п}}), \quad (7.20)$$

где  $d_n$  — наружный диаметр двигателя с чехлом;  
 $d_R$  — диаметр двигателя с нагреваемым слоем чехла;  
 $\lambda$  — коэффициент теплопроводности теплоизоляционного слоя.

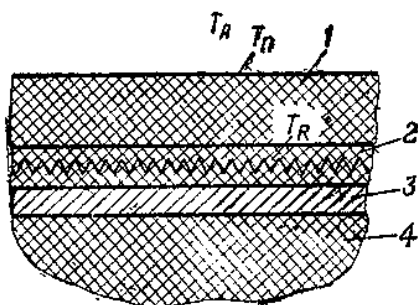


Рис. 7.7. Расчетная схема электрообогрева:

1 — теплоизоляционный слой чехла; 2 — обогреваемый слой чехла; 3 — корпус двигателя; 4 — заряд

Погонное тепловое сопротивление чехла

$$r_1 = \frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_n}{d_R}. \quad (7.21)$$

Перепад температур в теплоизоляционном слое равен

$$T_R - T_n = r_1 q_{\text{пог}_1}. \quad (7.22)$$

Погонная плотность теплового потока, направленного от поверхности чехла к окружающему воздуху

$$q_{\text{пог}_2} = \alpha \pi d_2 (T_n - T_A), \quad (7.23)$$

откуда внешнее погонное тепловое сопротивление равно

$$r_2 = \frac{1}{\alpha \pi d_2}. \quad (7.24)$$

Внешний перепад температур равен

$$T_n - T_A = r_2 q_{\text{пог}_2}. \quad (7.25)$$

Складывая (7.22) и (7.25), получаем:

$$T_R - T_A = r_1 q_{\text{пог}_1} + r_2 q_{\text{пог}_2}. \quad (7.26)$$

Используя условие равенства тепловых потоков  $q_{\text{пог}_1} = q_{\text{пог}_2}$ , находим

$$q_{\text{пог}} = \frac{1}{r_1 + r_2} (T_R - T_A), \quad (7.27)$$

или

$$q_{\text{пог}} = K_{\text{пог}} (T_R - T_A), \quad (7.28)$$

где  $K_{\text{пор}}$  — погонный коэффициент теплопередачи, равный

$$K_{\text{пор}} = \frac{\pi}{\frac{1}{\alpha d_n} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_n}{d_R}}. \quad (7.29)$$

Потери тепла в окружающую среду должны возмещаться выделением тепла в сопротивлениях при прохождении электрического тока. Согласно закону Джоуля — Ленца количество выделяющегося тепла равно:

$$Q = 0,86 I E = 0,86 I^2 R \frac{\text{ккал}}{\text{час}}, \quad (7.30)$$

где  $I$  — сила тока в  $a$ ;  
 $E$  — падение напряжения в  $b$ ;  
 $R$  — суммарное сопротивление спиралей, располагающихся на площади чехла в  $1 \text{ м}^2$ , в  $\text{ом}$ ;  
 $0,86$  — тепловой эквивалент одного ватт-часа.

Отсюда потребная мощность источника электрической энергии, питающего обогревательное устройство, должна составлять:

$$N = \frac{L q_{\text{пор}}}{0,86}, \quad (7.31)$$

где  $L$  — длина двигателя.

Величина  $N$  рассчитывается для самых неблагоприятных условий (для наименьшего значения температуры воздуха при наибольшей скорости ветра).

При плотном прилегании чехла к поверхности двигателя температуру  $T_R$  можно принять равной поддерживаемой температуре двигателя. Для приближенного определения коэффициента  $\alpha$  без учета излучения по формулам (7.3) и (7.4) знать температуру на поверхности чехла  $T_{\text{п}}$  необязательно.

Как показывает анализ, при достаточной толщине теплоизоляционного слоя температура на поверхности чехла оказывается близкой к температуре окружающего воздуха. При этом доля теплового излучения в общем тепловом потоке не превышает нескольких процентов и ею можно пренебречь.

Время, необходимое для нагрева всего заряда до температуры термостатирования, если она с самого начала поддерживается в нагреваемом слое постоянной, определяется только размерами заряда и коэффициентом температуропроводности топлива. Согласно данным А. В. Лыкова [12] температурное поле в сплошном цилиндре при постоянной температуре на его поверхности практически выравнивается при  $Fo = 0,6 - 0,8$ . Отсюда потребное время нагрева скрепленного заряда в первом приближении определяется как:

$$\tau_n \approx 0,7 \frac{R_n^2}{a}.$$



**Пример.** Определить требуемую мощность источника электрической энергии для термостатирования двигателя калибром 500 мм и длиной 6 м при температуре  $+20^{\circ}\text{C}$ . В качестве расчетных условий принять:  $T_A = -40^{\circ}\text{C}$ ,  $W = 15$  м/сек.

Размеры чехла:  $d_R = 520$  мм,  $d_n = 570$  мм. Для теплоизоляционного слоя (минеральная шерсть)  $\lambda = 0,040$  ккал/м·час  $^{\circ}\text{C}$ .

1. Определяем коэффициент теплоотдачи.

Поскольку  $Wd = 0,57 \cdot 15 = 8,55$  м/сек  $> 0,8$ , расчет проводим по формуле (7.4)

$$\alpha = 3,645 \frac{15^{0,81}}{0,57^{0,19}} = 36,6 \text{ ккал/м}^2\text{час } ^{\circ}\text{C}.$$

2. Внешнее тепловое погонное сопротивление

$$r_2 = \frac{1}{36,6 \cdot 0,57} = 0,048 \text{ мчас } ^{\circ}\text{C/ккал}.$$

3. Внутреннее тепловое погонное сопротивление

$$r_1 = \frac{1}{2 \cdot 0,040} \ln \frac{0,57}{0,52} = 1,145 \text{ мчас } ^{\circ}\text{C/ккал}.$$

4. Коэффициент теплопередачи

$$K_{\text{пог}} = \frac{\pi}{0,048 + 1,145} = 2,63 \text{ ккал/мчас } ^{\circ}\text{C}.$$

5. Погонная плотность теплового потока

$$q_{\text{пог}} = 2,63 (20 + 40) = 158 \text{ ккал/мчас}.$$

6. Потребная мощность источника питания

$$N = \frac{158 \cdot 6}{0,86} 10^{-3} = 1,1 \text{ квт}.$$

## ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ VII

1. Шубин Е. П. Материалы, методы устройства и расчет тепловой изоляции трубопроводов. Госэнергоиздат, М.-Л., 1948.
2. Михеев М. А. Основы теплопередачи. Госэнергоиздат, М.-Л., 1949.
3. Carslaw H. S., Jaeger I. C. Conduction of Heat in Solids. Oxford University Press, London, 1948.
4. Geckler R. D. Transient, Radial Heat Conduction in Hollow Cylinders. Jet Propulsion, vol. 25, 1955, № 1.
5. Уимпресс Р. Н. Внутренняя баллистика пороховых ракет. Изд. иностр. лит., 1952.
6. Борисов А. А. Климаты СССР. Учпедгиз, М., 1959.
7. Филлипс Б., Тэнджер Г. Влияние неравномерной температуры пороховой шашки на баллистические характеристики ракетного двигателя твердого топлива. «Ракетная техника», т. 32, 1962, № 6.
8. Кондратьев Г. М. Регулярный тепловой режим. Гостеортехиздат, М., 1954.
9. Медфорд Дж. Измерение коэффициента температуропроводности твердых топлив. «Ракетная техника», т. 32, 1962, № 9.
10. Хижняков С. В. Практические расчеты тепловой изоляции промышленного оборудования и трубопроводов. Изд-во Энергия, М.-Л., 1964.
11. Вейник А. И. Приближенный расчет процессов теплопроводности. Госэнергоиздат, М.-Л., 1959.
12. Лыков А. В. Теория теплопроводности. Гостехтеориздат, М., 1952.

$$\theta = f(Bi, Fo, r)$$

$$M = 0,2$$

$\frac{Fo}{r}$	0,02	0,05	0,10	0,20	0,50	1,0	2,0	5,0	10
----------------	------	------	------	------	------	-----	-----	-----	----

$$Bi = 0,50$$

1,0	0,920	0,873	0,820	0,740	0,558	0,351	0,138	0,009	—
0,9	0,958	0,913	0,858	0,775	0,585	0,368	0,145	0,009	—
0,8	0,981	0,943	0,891	0,807	0,610	0,383	0,151	0,009	—
0,7	0,993	0,965	0,918	0,834	0,631	0,396	0,156	0,010	—
0,6	0,998	0,980	0,939	0,858	0,649	0,408	0,161	0,010	—
0,5	0,999	0,989	0,956	0,876	0,664	0,417	0,165	0,010	—
0,4	1,000	0,994	0,967	0,891	0,675	0,424	0,167	0,010	—
0,3	1,000	0,997	0,974	0,900	0,683	0,429	0,169	0,010	—
0,2	1,000	0,998	0,997	0,904	0,686	0,431	0,170	0,010	—

$\frac{Fo}{r}$	0,01	0,02	0,05	0,10	0,20	0,50	1,0	2,0	5,0
----------------	------	------	------	------	------	------	-----	-----	-----

$$Bi = 1,0$$

1,0	0,858	0,773	0,686	0,569	0,343	0,149	0,023	—	—
0,9	0,929	0,841	0,751	0,624	0,376	0,163	0,031	—	—
0,8	0,971	0,896	0,807	0,673	0,407	0,176	0,033	—	—
0,7	0,990	0,936	0,853	0,717	0,431	0,188	0,035	—	—
0,6	0,995	0,964	0,890	0,755	0,458	0,198	0,037	—	—
0,5	0,999	0,981	0,918	0,786	0,477	0,207	0,039	—	—
0,4	1,000	0,989	0,938	0,809	0,492	0,213	0,040	—	—
0,3	1,000	0,994	0,950	0,825	0,502	0,218	0,041	—	—
0,2	1,000	0,996	0,955	0,830	0,506	0,219	0,041	—	—

$$Bi = 2,0$$

1,0	0,801	0,732	0,613	0,501	0,368	0,160	0,041	0,003	—
0,9	0,924	0,856	0,726	0,597	0,440	0,192	0,049	0,003	—
0,8	0,979	0,934	0,817	0,682	0,507	0,221	0,056	0,004	—
0,7	0,995	0,975	0,885	0,756	0,568	0,248	0,063	0,004	—
0,6	1,000	0,992	0,932	0,816	0,621	0,272	0,069	0,004	—
0,5	1,000	0,998	0,962	0,863	0,665	0,292	0,074	0,005	—
0,4	1,000	1,000	0,980	0,897	0,669	0,308	0,078	0,005	—
0,3	1,000	1,000	0,989	0,919	0,721	0,318	0,080	0,005	—
0,2	1,000	1,000	0,992	0,927	0,730	0,322	0,081	0,005	—

$Fo$ $\bar{r}$	0,01	0,02	0,05	0,10	0,20	0,50	1,0	2,0	5,0
-------------------	------	------	------	------	------	------	-----	-----	-----

 $Bi = 5,0$ 

1,0	0,602	0,501	0,360	0,256	0,157	0,042	0,005	—	—
0,9	0,841	0,721	0,531	0,382	0,235	0,063	0,007	—	—
0,8	0,956	0,868	0,677	0,500	0,311	0,084	0,009	—	—
0,7	0,991	0,948	0,792	0,606	0,383	0,103	0,012	—	—
0,6	0,999	0,983	0,874	0,696	0,448	0,121	0,014	—	—
0,5	1,000	0,995	0,929	0,769	0,503	0,136	0,015	—	—
0,4	1,000	0,999	0,962	0,823	0,546	0,148	0,017	—	—
0,3	1,000	1,000	0,979	0,858	0,575	0,156	0,018	—	—
0,2	1,000	1,000	0,985	0,871	0,586	0,159	0,018	—	—

 $Bi = 10$ 

1,0	0,408	0,314	0,201	0,132	0,073	0,015	0,001	—	—
0,9	0,753	0,600	0,398	0,264	0,147	0,030	0,002	—	—
0,8	0,928	0,804	0,574	0,393	0,222	0,045	0,003	—	—
0,7	0,986	0,920	0,718	0,513	0,293	0,059	0,004	—	—
0,6	0,998	0,978	0,826	0,618	0,359	0,073	0,005	—	—
0,5	1,000	0,992	0,899	0,704	0,416	0,084	0,006	—	—
0,4	1,000	0,998	0,945	0,769	0,461	0,094	0,007	—	—
0,3	1,000	1,000	0,969	0,812	0,492	0,100	0,007	—	—
0,2	1,000	1,000	0,982	0,827	0,503	0,102	0,007	—	—

 $Bi = 50$ 

1,0	0,104	0,071	0,041	0,025	0,013	0,002	—	—	—
0,9	0,572	0,416	0,248	0,154	0,078	0,012	—	—	—
0,8	0,867	0,695	0,447	0,284	0,146	0,022	0,001	—	—
0,7	0,973	0,869	0,621	0,413	0,214	0,032	0,001	—	—
0,6	0,998	0,955	0,757	0,529	0,277	0,041	0,002	—	—
0,5	1,000	0,987	0,854	0,626	0,333	0,050	0,002	—	—
0,4	1,000	0,996	0,917	0,702	0,378	0,057	0,002	—	—
0,3	1,000	0,998	0,952	0,752	0,408	0,061	0,003	—	—
0,2	1,000	1,000	0,963	0,771	0,420	0,063	0,003	—	—

 $Bi = 100$ 

1,0	0,052	0,035	0,020	0,012	0,006	0,001	—	—	—
0,9	0,536	0,381	0,226	0,140	0,070	0,010	—	—	—
0,8	0,844	0,668	0,426	0,271	0,137	0,020	0,001	—	—
0,7	0,965	0,853	0,603	0,399	0,204	0,029	0,001	—	—
0,6	0,995	0,947	0,743	0,515	0,266	0,038	0,001	—	—
0,5	0,999	0,984	0,844	0,613	0,321	0,046	0,002	—	—
0,4	1,000	0,996	0,910	0,690	0,365	0,052	0,002	—	—
0,3	1,000	0,999	0,948	0,741	0,395	0,057	0,002	—	—
0,2	1,000	1,000	0,960	0,760	0,407	0,058	0,002	—	—

$$M = 0,4$$

$F_0$ $\bar{r}$	0,01	0,02	0,05	0,10	0,20	0,50	1,0	2,0	5,0
--------------------	------	------	------	------	------	------	-----	-----	-----

$$Bi = 0,50$$

1,0	0,944	0,920	0,873	0,819	0,733	0,529	0,307	0,104	0,004
0,9	0,979	0,958	0,912	0,857	0,767	0,554	0,322	0,109	0,004
0,8	0,994	0,981	0,943	0,889	0,796	0,575	0,334	0,113	0,004
0,7	0,999	0,993	0,965	0,915	0,821	0,593	0,344	0,116	0,004
0,6	1,000	0,998	0,979	0,934	0,839	0,606	0,352	0,119	0,005
0,5	1,000	0,999	0,987	0,946	0,851	0,615	0,357	0,121	0,005
0,4	1,000	1,000	0,990	0,950	0,855	0,618	0,359	0,121	0,005

$$Bi = 1,0$$

1,0	0,892	0,850	0,770	0,683	0,557	0,307	0,113	0,016	—
0,9	0,959	0,921	0,839	0,747	0,609	0,336	0,124	0,017	—
0,8	0,989	0,964	0,894	0,802	0,656	0,361	0,134	0,018	—
0,7	0,998	0,986	0,934	0,847	0,694	0,382	0,141	0,019	—
0,6	1,000	0,996	0,961	0,880	0,723	0,398	0,147	0,020	—
0,5	1,000	0,999	0,976	0,901	0,742	0,409	0,151	0,021	—
0,4	1,000	1,000	0,981	0,909	0,749	0,413	0,153	0,021	—

$$Bi = 2,0$$

1,0	0,801	0,732	0,613	0,499	0,352	0,128	0,024	0,001	—
0,9	0,924	0,856	0,726	0,594	0,420	0,152	0,028	0,001	—
0,8	0,979	0,934	0,817	0,677	0,481	0,174	0,032	0,001	—
0,7	0,996	0,975	0,884	0,746	0,532	0,193	0,036	0,001	—
0,6	1,000	0,992	0,930	0,799	0,572	0,207	0,038	0,001	—
0,5	1,000	0,998	0,957	0,832	0,598	0,217	0,040	0,001	—
0,4	1,000	0,999	0,966	0,845	0,607	0,220	0,041	0,001	—

$$Bi = 5,0$$

1,0	0,602	0,501	0,360	0,253	0,141	0,025	0,001	—	—
0,9	0,841	0,721	0,531	0,377	0,210	0,038	0,002	—	—
0,8	0,955	0,868	0,677	0,491	0,275	0,049	0,003	—	—
0,7	0,991	0,948	0,791	0,589	0,332	0,060	0,003	—	—
0,6	0,998	0,983	0,870	0,666	0,378	0,068	0,004	—	—
0,5	1,000	0,995	0,918	0,716	0,408	0,074	0,004	—	—
0,4	1,000	0,998	0,934	0,735	0,419	0,076	0,004	—	—

$$Bi = 10$$

1,0	0,412	0,314	0,201	0,129	0,062	0,007	0,000	—	—
0,9	0,753	0,600	0,397	0,258	0,123	0,014	0,000	—	—
0,8	0,928	0,804	0,574	0,381	0,183	0,021	0,001	—	—
0,7	0,986	0,921	0,716	0,490	0,236	0,027	0,001	—	—
0,6	0,998	0,973	0,820	0,578	0,280	0,032	0,001	—	—
0,5	1,000	0,993	0,883	0,636	0,309	0,035	0,001	—	—
0,4	1,000	0,997	0,905	0,657	0,320	0,036	0,001	—	—

$Fo$ $\bar{r}$	0,01	0,02	0,05	0,10	0,20	0,50	1,0	2,0	5,0
-------------------	------	------	------	------	------	------	-----	-----	-----

 $Bi = 50$ 

1,0	0,103	0,070	0,040	0,024	0,010	0,001	—	—	—
0,9	0,573	0,413	0,246	0,147	0,059	0,004	—	—	—
0,8	0,861	0,690	0,444	0,270	0,108	0,007	—	—	—
0,7	0,970	0,865	0,615	0,382	0,154	0,010	—	—	—
0,6	0,996	0,952	0,745	0,475	0,191	0,013	—	—	—
0,5	1,000	0,986	0,828	0,538	0,217	0,014	—	—	—
0,4	1,000	0,924	0,857	0,561	0,227	0,015	—	—	—

 $Bi = 100$ 

1,0	0,051	0,035	0,020	0,012	0,005	0,001	—	—	—
0,9	0,535	0,381	0,225	0,133	0,052	0,003	—	—	—
0,8	0,845	0,668	0,425	0,255	0,100	0,006	—	—	—
0,7	0,966	0,853	0,599	0,367	0,144	0,009	—	—	—
0,6	0,993	0,947	0,732	0,460	0,180	0,011	—	—	—
0,5	0,999	0,984	0,817	0,523	0,205	0,012	—	—	—
0,4	1,000	0,993	0,848	0,546	0,215	0,013	—	—	—

 $M = 0,6$ 

$Fo$ $\bar{r}$	0,005	0,01	0,02	0,05	0,10	0,20	0,50	1,0	2,0	5,0
-------------------	-------	------	------	------	------	------	------	-----	-----	-----

 $Bi = 0,50$ 

1,0	0,960	0,944	0,920	0,872	0,809	0,699	0,450	0,216	0,050	0,001
0,9	0,991	0,979	0,958	0,911	0,850	0,730	0,471	0,226	0,052	0,001
0,8	0,999	0,994	0,981	0,940	0,873	0,754	0,486	0,234	0,054	0,001
0,7	1,000	0,999	0,993	0,957	0,891	0,769	0,496	0,238	0,055	0,001
0,6	1,000	1,000	0,996	0,963	0,897	0,775	0,499	0,240	0,055	0,001

 $Bi = 1,0$ 

1,0	0,923	0,892	0,850	0,768	0,667	0,506	0,222	0,056	0,004	—
0,9	0,983	0,960	0,921	0,837	0,727	0,552	0,242	0,061	0,004	—
0,8	0,998	0,989	0,964	0,888	0,774	0,587	0,257	0,065	0,004	—
0,7	1,000	0,998	0,985	0,920	0,804	0,610	0,267	0,067	0,004	—
0,6	1,000	0,999	0,991	0,931	0,814	0,618	0,270	0,068	0,004	—

 $Bi = 2,0$ 

1,0	0,851	0,801	0,732	0,610	0,475	0,291	0,067	0,006	—	—
0,9	0,967	0,924	0,856	0,721	0,562	0,344	0,079	0,007	—	—
0,8	0,996	0,979	0,934	0,805	0,630	0,386	0,089	0,008	—	—
0,7	1,000	0,996	0,973	0,859	0,675	0,413	0,095	0,008	—	—
0,6	1,000	0,999	0,985	0,878	0,691	0,423	0,097	0,008	—	—

$Fo$ $\bar{r}$	0,005	0,01	0,02	0,05	0,10	0,20	0,50	1,0	2,0	5,0
-------------------	-------	------	------	------	------	------	------	-----	-----	-----

 $Bi = 5,0$ 

1,0	0,690	0,602	0,501	0,355	0,224	0,090	0,006	0,000	—	—
0,9	0,927	0,841	0,721	0,521	0,329	0,133	0,009	0,000	—	—
0,8	0,992	0,955	0,868	0,655	0,416	0,168	0,011	0,000	—	—
0,7	1,000	0,991	0,945	0,744	0,474	0,191	0,013	0,000	—	—
0,6	1,000	0,998	0,968	0,775	0,495	0,200	0,013	0,000	—	—

 $Bi = 10$ 

1,0	0,512	0,412	0,314	0,196	0,104	0,030	0,001	—	—
0,9	0,879	0,751	0,600	0,384	0,205	0,059	0,001	—	—
0,8	0,985	0,928	0,803	0,543	0,291	0,084	0,002	—	—
0,7	1,000	0,986	0,915	0,650	0,350	0,101	0,002	—	—
0,6	1,000	0,996	0,950	0,690	0,372	0,107	0,003	—	—

 $Bi = 50$ 

1,0	0,144	0,103	0,070	0,038	0,016	0,003	0,000	—	—
0,9	0,746	0,573	0,413	0,228	0,096	0,017	0,000	—	—
0,8	0,968	0,861	0,688	0,399	0,169	0,030	0,000	—	—
0,7	0,993	0,970	0,855	0,521	0,221	0,040	0,000	—	—
0,6	1,000	0,992	0,910	0,566	0,240	0,043	0,000	—	—

 $Bi = 100$ 

1,0		0,050	0,034	0,019	0,008	0,001	—	—	—
0,9		0,536	0,381	0,206	0,084	0,014	—	—	—
0,8		0,844	0,666	0,377	0,153	0,025	—	—	—
0,7		0,965	0,841	0,499	0,203	0,034	—	—	—
0,6		0,991	0,900	0,515	0,222	0,037	—	—	—

 $M = 0,8$ 

$Fo$ $\bar{r}$	0,005	0,01	0,02	0,05	0,10	0,20	0,50	1,0	2,0
-------------------	-------	------	------	------	------	------	------	-----	-----

 $Bi = 0,50$ 

1,0		0,943	0,917	0,846	0,739	0,565	0,252	0,066	0,004
0,9		0,978	0,952	0,878	0,768	0,587	0,262	0,068	0,005
0,8		0,989	0,964	0,890	0,778	0,595	0,265	0,069	0,005

 $Bi = 1,00$ 

1,0	0,923	0,892	0,844	0,722	0,556	0,331	0,069	0,005	—
0,9	0,983	0,958	0,909	0,778	0,599	0,356	0,075	0,006	—
0,8	0,996	0,979	0,932	0,797	0,615	0,365	0,076	0,006	—

$Fo$ $\bar{r}$	0,005	0,01	0,02	0,05	0,10	0,20	0,50	1,0	2,0
-------------------	-------	------	------	------	------	------	------	-----	-----

 $Bi = 2,0$ 

1,0	0,854	0,800	0,722	0,538	0,330	0,124	0,007	—	—
0,9	0,967	0,921	0,835	0,622	0,382	0,144	0,008	—	—
0,8	0,993	0,960	0,875	0,653	0,400	0,151	0,008	—	—

 $Bi = 5,0$ 

1,0	0,691	0,601	0,483	0,261	0,093	0,012	—	—	—
0,9	0,927	0,834	0,678	0,366	0,131	0,017	—	—	—
0,8	0,984	0,914	0,751	0,405	0,145	0,019	—	—	—

 $Bi = 10$ 

1,0	0,512	0,410	0,292	0,111	0,022	0,001	—	—	—
0,9	0,878	0,741	0,536	0,204	0,041	0,002	—	—	—
0,8	0,972	0,860	0,630	0,240	0,046	0,002	—	—	—

 $Bi = 50$ 

1,0	0,146	0,101	0,057	0,010	0,001	—	—	—	—
0,9	0,745	0,549	0,312	0,058	0,003	—	—	—	—
0,8	0,933	0,732	0,420	0,078	0,005	—	—	—	—

 $Bi = 100$ 

1,0	0,075	0,050	0,027	0,004	0,000	—	—	—	—
0,9	0,708	0,507	0,274	0,043	0,002	—	—	—	—
0,8	0,919	0,700	0,380	0,060	0,003	—	—	—	—

## ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Введение . . . . .	3
<b>Глава I. Твердые ракетные топлива . . . . .</b>	<b>7</b>
§ 1.1. Основные требования к твердым ракетным топливам и их классификация . . . . .	—
§ 1.2. Баллистные топлива . . . . .	9
§ 1.3. Горючие вещества смесевых твердых ракетных топлив . . . . .	13
§ 1.4. Окислители смесевых твердых ракетных топлив . . . . .	16
§ 1.5. Составы смесевых топлив . . . . .	18
§ 1.6. Основные энергетические характеристики твердых ракетных топлив . . . . .	25
§ 1.7. Энтальпийный метод расчета энергетических характеристик твердых ракетных топлив . . . . .	28
§ 1.8. Расчет калорийности топлива по методу Де-Поу . . . . .	33
§ 1.9. Пример расчета энергетических характеристик двухосновного твердого топлива . . . . .	35
Литература к главе I . . . . .	39
<b>Глава II. Заряды, применяемые в РДТТ, и их характеристики прогрессивности . . . . .</b>	<b>41</b>
§ 2.1. Общие характеристики формы зарядов . . . . .	—
§ 2.2. Заряд из одноканальных небронированных цилиндрических шашек (трубчатый заряд) . . . . .	45
§ 2.3. Шелевой заряд с бронированной внешней поверхностью . . . . .	47
§ 2.4. Заряд с каналом звездообразного сечения, горящий изнутри . . . . .	52
§ 2.5. Заряд из двух топлив с различными скоростями горения . . . . .	63
Литература к главе II . . . . .	67
<b>Глава III. Рабочие характеристики РДТТ . . . . .</b>	<b>68</b>
§ 3.1. Параметры истечения газов из сопла РДТТ . . . . .	—
§ 3.2. Изменение параметров потока газов в камере двигателя . . . . .	76
§ 3.3. Реактивная сила (тяги) . . . . .	79
§ 3.4. Импульс реактивной силы. Единичный импульс . . . . .	86
§ 3.5. Зависимость единичного импульса от формы сопла и давления в камере двигателя . . . . .	88
§ 3.6. Истечение газа, содержащего твердые частицы . . . . .	91
§ 3.7. Вычисление параметров истечения газов при помощи таблиц газодинамических функций . . . . .	94
Литература к главе III . . . . .	97
<b>Глава IV. Основная задача внутренней баллистики РДТТ . . . . .</b>	<b>98</b>
§ 4.1. Скорость горения твердых ракетных топлив . . . . .	—
§ 4.2. Влияние скорости газового потока на скорость горения топлива . . . . .	107
§ 4.3. Основные уравнения внутренней баллистики РДТТ . . . . .	111
§ 4.4. Решение основной задачи внутренней баллистики РДТТ при постоянных параметрах $\sigma(\phi)$ , $\varphi(x)$ и $\chi(\phi)$ . . . . .	113



	Стр.
§ 4.5. Определение максимального (предельного) давления . . . . .	115
§ 4.6. Чувствительность $p_{\max}$ к параметру заряжания. Устойчивость давления . . . . .	120
§ 4.7. Методика построения кривой давления при постоянном значении $B(\phi)$ . . . . .	123
§ 4.8. Характер нарастания кривой давления при различных условиях заряжания . . . . .	128
§ 4.9. Определение давления в камере двигателя при переменном параметре $B(\phi)$ . . . . .	130
§ 4.10. Истечение по окончании горения топлива . . . . .	133
§ 4.11. Изменение температуры газов в камере . . . . .	136
§ 4.12. Неустойчивое (аномальное) горение ракетных зарядов . . . . .	142
§ 4.13. Вибрационное горение . . . . .	146
§ 4.14. Воспламенение ракетного заряда . . . . .	152
Литература к главе IV . . . . .	155
<b>Глава V. Настройка РДТТ</b> . . . . .	156
§ 5.1. Разброс тяговых характеристик РДТТ и пути его уменьшения . . . . .	—
§ 5.2. Влияние начальной температуры заряда на основные баллистические параметры нерегулируемого РДТТ . . . . .	158
§ 5.3. Настройка сопла РДТТ на постоянство давления . . . . .	164
§ 5.4. Настройка сопла РДТТ на постоянство тяги . . . . .	167
§ 5.5. Основные схемы устройств для изменения критического сечения сопла . . . . .	172
Литература к главе V . . . . .	176
<b>Глава VI. Тепловая защита РДТТ</b> . . . . .	178
§ 6.1. Передача тепла от газа к стенке двигателя . . . . .	—
§ 6.2. Распространение тепла в стенке двигателя . . . . .	188
§ 6.3. Коэффициент тепловых потерь в ракетной камере . . . . .	191
§ 6.4. Конструкционные материалы для корпуса РДТТ . . . . .	194
§ 6.5. Предельное время работы двигателя без теплоизоляции . . . . .	196
§ 6.6. Основные типы теплозащитных покрытий, используемых в РДТТ . . . . .	199
§ 6.7. Расчет тугоплавкового теплоизоляционного покрытия (пассивная тепловая защита) . . . . .	203
§ 6.8. Расчет сублимирующего покрытия . . . . .	210
§ 6.9. Расчет обугливающегося пластического теплового покрытия . . . . .	215
§ 6.10. Тепловая защита сопла РДТТ . . . . .	222
Литература к главе VI . . . . .	228
<b>Глава VII. Теплообмен между атмосферой и ракетным зарядом перед запуском двигателя</b> . . . . .	230
§ 7.1. Коэффициент теплоотдачи . . . . .	—
§ 7.2. Температурное поле заряда . . . . .	232
§ 7.3. Влияние неравномерной температуры заряда на баллистические характеристики РДТТ . . . . .	235
§ 7.4. Время выравнивания температуры заряда и окружающей среды . . . . .	238
§ 7.5. Расчет потребной мощности электрообогрева РДТТ . . . . .	245
Литература к главе VII . . . . .	248
Приложение . . . . .	249

Цена 92 к.