

М. А. МАМОНТОВ

НЕКОТОРЫЕ
СЛУЧАИ
ТЕЧЕНИЯ
ГАЗА

ОБОРОНГИЗ
1951

М. А. МАМОНТОВ
профессор доктор техн. наук

НЕКОТОРЫЕ СЛУЧАИ
ТЕЧЕНИЯ ГАЗА ПО ТРУБАМ,
НАСАДКАМ И ПРОТОЧНЫМ
СОСУДАМ

ГОСУДАРСТВЕННОЕ
ИЗДАТЕЛЬСТВО ОБОРОННОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ
Москва 1951

Книга рассматривает те случаи течения газа по трубам, насадкам и проточным сосудам, которые характерны для процессов, протекающих в оружии, и которые очень слабо освещаются в работах по технической газодинамике.

К таким случаям, в частности, относятся: течение газа за поршнем, истечение газа через большое отверстие, процессы в проточных сосудах, теплопередача при больших изменениях плотности газа, течение газа по насадкам с большим поперечным сечением и т. п.

Помимо специалистов, занимающихся расчетом и исследованием оружия, книга может быть полезна также для специалистов, исследующих рабочие процессы газовых машин с большими скоростями и с переменным количеством рабочего тела.

ПРЕДИСЛОВИЕ

1. Целью настоящей работы является подробное рассмотрение следующих случаев течения газа в очень слабой степени затронутых в работах по технической газодинамике:

1) течение газа в закрытом и полужакрытом запоршневом пространстве;

2) истечение газа из сосуда постоянной емкости через большое отверстие и, в частности, через отверстие, равное поперечному сечению сосуда;

3) истечение газа из сосуда переменной емкости;

4) течение газа по трубам при значительных теплоотдаче и трении;

5) течение газа по насадкам при условии равенства начального поперечного сечения насадка и поперечного сечения сосуда, из которого происходит истечение;

6) течение газа по насадку при наличии внезапного расширения потока;

7) течение газа по проточным сосудам.

При анализе перечисленных случаев течения газа, помимо установления закона изменения параметров газа во времени и пространстве, исследуется также механическое воздействие газа на поверхности труб, насадков и проточных сосудов.

2. Механическое действие порохового газа является основным фактором работы главной части метательного оружия — снарядотолкающего устройства, представляющего собой тепловую машину, в которой горючим является порох, а рабочим телом — пороховой газ.

Работа всех типов автоматики оружия также совершается благодаря механическому действию порохового газа.

Исходя из назначения и физической сущности выполняемой работы, снарядотолкающие устройства всех видов метательного оружия в дальнейшем кратко именуются баллистическими двигателями. Аналогично все виды тепловых устройств оружия, при помощи которых пороховой газ приводит в действие автоматику оружия, будем в дальнейшем именовать двигателями автоматики, или движущими механизмами автоматики.

Разнообразные случаи механического действия порохового газа в оружии можно разделить на следующие две группы:

а) механические действия, производимые пороховым газом в рабочем пространстве баллистического двигателя;

б) механические действия, производимые пороховым газом вне рабочего пространства баллистического двигателя.

Рассмотрим более подробно механические действия, совершаемые пороховым газом в артиллерийских системах и в автоматическом оружии.

Помимо основной функции механического действия на дно снаряда, выполняемой пороховым газом в любом порохоострельном метательном оружии, в артиллерийских системах пороховой газ производит механическое действие на дно канала. В результате этого действия создается импульс отдачи и возникает явление отдачи оружия, т. е. смещение откатных частей оружия в направлении, противоположном движению снаряда. Так как при значительной величине импульса отдачи смещение откатных частей оказывается недопустимо большим, то в некоторых системах метательного оружия указанный нежелательный результат механического действия порохового газа на дно канала уменьшают путем обеспечения механического действия порохового газа в особых рабочих пространствах, за пределами рабочего пространства баллистического двигателя. Достигается указанный эффект посредством использования того количества движения порохового газа, которое он получает в период движения снаряда в канале ствола, и благодаря изменению направления и величины скорости потока порохового газа после выхода его из канала ствола.

Устройства, в которых обеспечивается использование механического действия порохового газа для уменьшения скорости откатных частей, ниже именуются газоотводными тормозами отдачи.

Функции, выполняемые пороховым газом, находящимся в рабочем пространстве баллистического двигателя автоматического оружия, более многообразны. Во многих, образцах автоматического оружия перемещение откатных частей, вызываемое механическим действием порохового газа на дно канала ствола, используется для работы автоматики оружия. Таким образом в этих образцах оружия рабочее пространство баллистического двигателя является одновременно рабочим пространством двигателя автоматики. Соответственно пороховой газ, заполняющий указанное рабочее пространство, является рабочим телом как для баллистического двигателя, так и для двигателя автоматики. В данном случае дно канала ствола или дно гильзы является рабочей поверхностью рассматриваемого двигателя автоматики. При наличии указанной общности рабочего пространства и рабочего тела баллистического двигателя и двигателя автоматики возможны варианты, когда рабочей поверхностью двигателя автоматики является не дно гильзы, а другие участки поверхности

канала ствола. В некоторых случаях работа автоматики оружия обеспечивается путем использования механического действия порохового газа на скаты гильзы или скаты патронника. При отсутствии соединения ствола с затвором указанное действие порохового газа вызывает перемещение ствола в сторону движения снаряда и соответствующее перемещение других звеньев автоматики.

В некоторых случаях для работы автоматики частично используется механическое действие порохового газа на дно снаряда. Это обеспечивается тем, что часть усилия, создаваемого действием порохового газа на дно снаряда, передается через снаряд на боевые грани нарезков и вызывает при отсутствии связи ствола с затвором перемещение ствола в сторону движения снаряда. Таким образом здесь не только рабочее пространство и рабочее тело, но также и рабочая поверхность оказались едиными для баллистического двигателя и двигателя автоматики.

В автоматическом оружии пороховой газ, отведенный из рабочего пространства баллистического двигателя в особые рабочие пространства, выполняет следующие функции:

а) сообщение кинетической энергии особым звеньям автоматики;

б) увеличение скорости откатных частей оружия в тех случаях, когда эти части оружия являются ведущими звеньями автоматики и когда скорость этих частей, полученная в результате механического действия порохового газа на дно канала, оказывается недостаточной для обеспечения работы автоматики;

в) уменьшение скорости откатных частей оружия в тех случаях, когда эта скорость оказывается недопустимо большой.

Устройства, в которых обеспечивается механическое действие порохового газа вне рабочего пространства баллистического двигателя, в дальнейшем именуется газоотводными устройствами.

Характер рабочего процесса и конструктивное оформление газоотводных устройств в сильной степени определяются условиями отвода порохового газа из рабочего пространства баллистического двигателя в рабочее пространство газоотводного устройства. В газоотводные устройства, расположенные за дульным отверстием канала ствола, пороховой газ поступает только в период последействия, в результате расширения потока порохового газа, вытекающего из дульного отверстия после вылета снаряда из канала ствола; отвод газа совершается при скоростях потока, превышающих скорость звука. Отвод порохового газа в газоотводные устройства, расположенные в средней части ствола, начинается в пиродинамические периоды, причем скорость потока газа в канале ствола в месте расположения газоотводного отверстия, как правило, меньше скорости звука. Так как отмеченные особенности двух случаев отвода порохового газа из канала ствола в рабочее пространство газоотводных устройств являются ре-

шающим фактором рабочего процесса этих устройств, то в дальнейшем будем различать два особых класса газоотводных устройств. Те газоотводные устройства, в которых пороховой газ поступает из канала ствола через его дульное отверстие, ниже именуются дульными газоотводными устройствами. Газоотводные устройства, в которых пороховой газ поступает из канала ствола через боковое отверстие в стенке ствола, будут именоваться боковыми газоотводными устройствами.

3. Анализируя механические действия порохового газа на рабочие поверхности различных тепловых устройств метательного оружия, можно установить следующие три вида этого действия:

а) пороховой газ, непосредственно соприкасающийся с рабочей поверхностью, не имеет скорости относительно этой поверхности; в этом случае движущее или тормозное усилие, создаваемое данным тепловым устройством оружия, есть результат статического давления порохового газа на рабочую поверхность;

б) пороховой газ, непосредственно соприкасающийся с рабочей поверхностью, обладает в момент соприкосновения значительной скоростью относительно рабочей поверхности; в этом случае движущее или тормозное усилие, воспринимаемое рабочей поверхностью, является результатом динамического давления порохового газа на эту поверхность;

в) одна часть порохового газа, ранее поступившая в рабочее пространство, неподвижна, а другая часть, поступившая в рабочее пространство в рассматриваемый момент процесса, имеет значительную скорость относительно рабочей поверхности; в этом случае движущее или тормозное усилие, воспринимаемое рабочей поверхностью, будет слагаться из двух частей — усилия, являющегося результатом статического давления неподвижной части порохового газа, и усилия, созданного динамическим давлением движущейся части газа.

В отношении первого вида механического действия порохового газа необходимо отметить, что в оружии неподвижность порохового газа относительно рабочей поверхности может сочетаться со значительной скоростью того же газа вместе с рабочей поверхностью. Кроме того, следует также отметить, что относительная неподвижность порохового газа, прилегающего к рабочей поверхности, не исключает значительного движения порохового газа в остальной части рабочего пространства. Детальный анализ рабочих процессов баллистических двигателей и газоотводных устройств показывает, что эти процессы протекают, как правило, при значительном движении порохового газа, которое является решающим фактором указанных процессов.

4. Важной особенностью рабочих процессов баллистических двигателей и газоотводных устройств является то, что эти процессы протекают при переменном количестве порохового газа

в рабочем пространстве. Эта переменность рабочего тела вызывается несколькими факторами:

а) притоком нового газа в рабочее пространство баллистического двигателя в процессе горения порохового заряда;

б) притоком порохового газа из канала ствола в рабочее пространство газоотводных устройств;

в) утечкой газа из рабочего пространства через различные отверстия и зазоры;

г) одновременным притоком газа в рабочее пространство и утечкой газа из рабочего пространства.

5. Особенностью рабочих процессов баллистических двигателей и газоотводных устройств является значительное влияние теплоотдачи на эти процессы. Значительность влияния теплоотдачи на протекание указанных процессов, несмотря на их скоротечность, обусловлена весьма большой разностью температур порохового газа и стенок рабочего пространства. Влияние теплоотдачи усиливается также тем обстоятельством, что пороховой газ в течение основной части рабочего процесса имеет весьма большую плотность.

6. Наибольший вклад в исследование вопросов динамики порохового газа сделали русские и советские ученые. Первым крупным исследователем в области газодинамики артиллерийских систем является наш русский ученый В. М. Трофимов*.

Основы газодинамики автоматического оружия были заложены советским ученым академиком А. А. Благонравовым в его известном исследовании систем автоматического оружия с отводом газа**. Академиком Благонравовым проведены также большие экспериментальные исследования дульных тормозов стрелкового оружия и разработана первая классификация дульных тормозов.

Ряд работ в области динамики порохового газа выполнен профессорами И. П. Граве, В. Е. Слухоцким, М. Е. Серебряковым, А. А. Толочковым и др.

Основным, исходным материалом для настоящей работы явились отмеченные выше исследования академика А. А. Благонравова. Особенно ценными оказались ряд указаний и идей, содержащихся в этих исследованиях Благонравова относительно направления и методики дальнейших работ в области газодинамики автоматического оружия. В процессе выполнения данной работы автор неоднократно получал от А. А. Благонравова ценные указания о направлении и методике работы.

За помощь, оказанную в постановке работы и в разрешении ее основных вопросов, за моральную поддержку, немало способ-

* В. М. Трофимов, *Механика порохового газа*, Петроград, 1920.

** А. А. Благонравов, *Исследование работы пулемета с отводом пороховых газов*, «Известия Арт. академии РККА», т. V, Л., 1933, стр. 75—108.

ствовавшую успешному завершению работы, автор выражает своему учителю Анатолию Аркадьевичу Благоднравову большую, искреннюю благодарность.

Большую благодарность автор выражает также профессору М. Е. Серебрякову, критические замечания которого помогли более глубокой проработке ряда вопросов. По его указанию были дополнительно разработаны некоторые вопросы настоящей работы.

Автор выражает большую, искреннюю благодарность старшему преподавателю Б. М. Сурову, научному редактору этой книги, за весьма ценную помощь, оказанную им в процессе составления книги и в процессе подготовки ее к печати.

Большую благодарность автор выражает также старшему преподавателю Н. И. Архирееву за ценную помощь в графическом оформлении книги и инженерам М. И. Чичиловой, Н. А. Долгих, С. А. Чернопятовой, Е. И. Михайловой и З. С. Калининской за добросовестное выполнение весьма значительной работы, связанной с вычислением многочисленных таблиц и решением ряда числовых примеров.

Глава I

ОСНОВНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА ПО ТРУБАМ, НАСАДКАМ И ПРОТОЧНЫМ СОСУДАМ

§ 1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ И ЗАВИСИМОСТИ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

1. Закон теплопередачи непосредственным соприкосновением

Закон теплопередачи непосредственным соприкосновением, предложенный еще Ньютоном, формулируется следующим образом:

Количество тепла, переходящее в единицу времени от тела с температурой T_r к телу с температурой T_c через элемент поверхности dF , прямо пропорционально разности температур и площади поверхности соприкосновения.

Исходя из этого закона, для секундной теплопередачи через конечную поверхность соприкосновения можем написать:

$$\frac{dQ_r}{dt} = \int_F \alpha (T_r - T_c) dF, \quad (1)$$

где α — коэффициент теплопередачи;

$T_r - T_c$ — разность температур соприкасающихся тел.

В случае, когда для всех участков поверхности соприкосновения можно принять значения α и $T_r - T_c$ одинаковыми, из уравнения (1) получаем

$$\frac{dQ_r}{dt} = \alpha (T_r - T_c) F. \quad (2)$$

Если, кроме отмеченных условий, процесс теплопередачи протекает при постоянной поверхности соприкосновения, то из уравнения (2) будем иметь

$$dQ_r = \alpha (T_r - T_c) F dt,$$

откуда для конечного отрезка времени получим

$$Q_{\tau} = \alpha (T_r - T_c) Ft. \quad (3)$$

Исходя из уравнения (3), размерность коэффициента теплопередачи α при принятии единиц — кг, см, сек. будет

$$[\alpha] = \text{ккал/см}^2 \cdot \text{град. сек.}$$

2. Второй вариант выражения закона теплопередачи непосредственным соприкосновением

Рассмотрим теплообмен между газом и твердым телом.

Предположим, что каждая частица газа, имеющая температуру, равную средней температуре газа, при ударе о стенку принимает температуру стенки, т. е. ее температура понижается на $T_r - T_c$. При этом допущении количество тепла, которое отдадут за время dt частицы газа весом dj , будет равно

$$dQ_{\tau} = c (T_r - T_c) dj,$$

где c — теплоемкость газа.

Соответственно для единицы времени будем иметь

$$\frac{dQ_{\tau}}{dt} = c (T_r - T_c) \frac{dj}{dt},$$

где $\frac{dj}{dt}$ — вес частиц газа, ударяющихся о стенку в единицу времени.

Если представить последовательные удары частиц газа на некоторый участок поверхности твердого тела как поток газа, то объем газа, приходящий в соприкосновение с поверхностью твердого тела в единицу времени, будет равен vF , где v — средняя скорость удара частиц газа в направлении нормали к поверхности тела. Вес частиц газа, ударяющихся в единицу времени, будет

$$\frac{dj}{dt} = vF\gamma,$$

где γ — удельный вес газа.

Окончательно для секундной теплоотдачи будем иметь

$$\frac{dQ_{\tau}}{dt} = cv\gamma (T_r - T_c) F. \quad (4)$$

Сопоставляя уравнения (3) и (4), получаем

$$\alpha = cv\gamma \quad (5)$$

или, обозначив

$$\alpha_0 = cv, \quad (6)$$

имеем

$$\alpha = \alpha_0\gamma. \quad (7)$$

Если учесть, что γ характеризует собою количество частиц газа, ударяющихся о единицу поверхности твердого тела, то закон теплопередачи между газом и твердым телом, в соответствии с уравнением (4), можно сформулировать следующим образом:

Количество тепла, передаваемое при непосредственном соприкосновении газа и твердого тела через единицу поверхности, пропорционально теплоемкости газа, количеству ударов частиц газа о поверхность тела и разности температур газа и твердого тела.

Кроме прямопропорциональной зависимости коэффициента теплопередачи от удельного веса газа, из уравнения (5) можно также установить, что α зависит также от температуры газа, так как средняя скорость частиц газа v и теплоемкость газа c являются функциями температур. Однако вследствие неточности предыдущих допущений и вследствие большого усложнения расчета учитывать зависимость коэффициента теплопередачи от температуры не представляется возможным.

Что касается зависимости коэффициента теплопередачи от удельного веса, то для процессов теплопередачи, протекающих в оружии, этот фактор, в отличие от процессов, рассматриваемых в общих курсах теплотехники, имеет существенное значение.

Объясняется отмеченное обстоятельство двумя причинами:

- 1) весьма высокой плотностью порохового газа в основные периоды рабочих процессов, имеющих место в оружии;
- 2) резким изменением плотности порохового газа в течение указанных процессов.

3. Зависимость коэффициента теплопередачи от скорости движения газа

Выше было отмечено, что основным фактором теплопередачи непосредственным соприкосновением от газа твердому телу являются удары частиц газа о поверхность твердого тела.

Так как скорости частиц газа, ударившихся о поверхность, понижаются, то в результате между газом и поверхностью твердого тела создается слой малоподвижных частиц, который создает сопротивление как для подхода «свежих» частиц газа к поверхности твердого тела, так и для теплопередачи через этот слой.

При теплопередаче от твердого тела к газу создается аналогичная картина. Температура частиц газа, находящихся в слое, прилегающем к поверхности твердого тела, в результате соударений с частицами твердого тела возрастает, приближаясь к температуре твердого тела. Соответственно разность температур твердого тела и слоя газа, прилегающего к поверхности тела, оказывается значительно меньше разности между температурой

твердого тела и средней температурой газа, т. е. меньше расчетной разности температур, принимаемой в выражении закона теплопередачи. В результате отмеченного обстоятельства интенсивность процесса теплопередачи заметно уменьшается.

Исходя из вышеизложенного, легко объясняется установленный опытами факт значительного увеличения теплопередачи с увеличением скорости движения газа относительно поверхности охлаждения. Чем больше скорость движения газа относительно поверхности охлаждения, тем быстрее происходит «обновление» слоя газа, прилегающего к поверхности твердого тела, тем меньше сопротивление передаче тепла от газа твердому телу или обратно.

На основании имеющихся опытных данных и некоторых расчетов процессов теплопередачи, имеющих место в оружии, можно приближенно учесть влияние скорости газа на процесс теплопередачи при помощи введения в зависимость (7) для коэффициента теплопередачи особого множителя

$$\alpha = \alpha_0 (1 + \alpha_1 \sqrt{v}) \gamma, \quad (8)$$

где v — скорость газа у рассматриваемого участка поверхности охлаждения;

α_1 — дополнительный опытный коэффициент.

4. Другие варианты выражения закона теплопередачи непосредственным соприкосновением

Разность температур $T_r - T_c$ в некоторых случаях целесообразно заменить следующим выражением:

$$T_r - T_c = \nu_r T_r, \quad (9)$$

где

$$\nu_r = 1 - \frac{T_c}{T_r}. \quad (10)$$

Подставляя в уравнение (1) значения α и $T_r - T_c$ из уравнений (8) и (9) и имея в виду, что

$$\gamma = \frac{p}{RT},$$

получим

$$\frac{dQ_r}{dt} = \frac{\alpha_0}{R} \int_F (1 + \alpha_1 \sqrt{v}) \nu_r p dF. \quad (11)$$

Если принять, что для всех участков поверхности охлаждения величины v , ν_r и p имеют одинаковые значения, то соответственно будем иметь

$$\frac{dQ_r}{dt} = \frac{\alpha_0}{R} (1 + \alpha_1 \sqrt{v}) \nu_r p F, \quad (12)$$

и для случая, когда можно принять $v = 0$,

$$\frac{dQ_{\tau}}{dt} = \frac{\alpha_0}{R} \nu_{\tau} p F. \quad (12a)$$

Из этого уравнения для теплопередачи за конечный отрезок времени имеем

$$Q_{\tau} = \frac{\alpha_0}{R} \int_0^t \nu_{\tau} p F dt, \quad (13)$$

и в случае, если возможно принять для рассматриваемого отрезка времени ν_{τ} и F постоянными значениями, получим

$$Q_{\tau} = \frac{\alpha_0}{R} \nu_{\tau} F \int_0^t p dt. \quad (13a)$$

Уравнение (13a) может быть использовано для определения теплоотдачи в манометрической бомбе. В этом случае

$$\int_0^{t_k} p dt = \frac{e_1}{A}$$

и, следовательно,

$$Q_{\tau} = \frac{\alpha_0}{R} \frac{e_1}{A} \nu_{\tau} F. \quad (14)$$

Решим интеграл в правой части уравнения (11) для процесса теплоотдачи, имеющего место в канале баллистического двигателя в период движения снаряда.

За указанный период величина ν_{τ} имеет незначительное изменение и может быть принята средним, постоянным значением. Что касается скорости движения газа v , то эта величина имеет, во-первых, различные значения для различных сечений канала и, во-вторых, изменяется в процессе движения снаряда.

Для упрощения задачи примем для всего газа, соприкасающегося с поверхностью канала, среднее значение скорости $v_{\text{ср}}$, равное половине скорости снаряда v .

При указанных допущениях и имея в виду, что давление p можно принять одинаковым по всей длине канала, получим

$$\frac{dQ_{\tau}}{dt} = \frac{\alpha_0}{R} \nu_{\tau} (1 + \alpha_2 \sqrt{v}) p F. \quad (15)$$

Выражая F через путь снаряда, окончательно имеем

$$\frac{dQ_{\tau}}{dt} = \frac{\alpha_0}{R} \nu_{\tau} F_0 \left(1 + \frac{\pi d}{F_0} l \right) (1 + \alpha_2 \sqrt{v}) p, \quad (16)$$

где F_0 — поверхность каморы заряжания.

5. Закон теплопередачи излучением

Тела, являющиеся проводниками, кроме внутриатомных электронов, имеют так называемые свободные электроны, движение которых связано с выделением джоулева тепла. Так как тепловые и световые лучи представляют собой электромагнитные волны, то прохождение этих лучей в проводниках вызывает усиленное движение свободных электронов и переход энергии тепловых и световых лучей в тепловую энергию тела, воспринимающего эти лучи. Таким образом процесс теплопередачи излучением является частным случаем переноса энергии электромагнитными волнами.

По закону Стефана-Больцмана для секундного теплообмена излучением между поверхностями твердых тел, разделенных непоглощающей средой, имеем

$$\frac{dQ_n}{dt} = \int_F c \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] dF, \quad (17)$$

где c — коэффициент излучения серого тела.

Если температуры поверхностей тел T_1 и T_2 одинаковы для всех элементов поверхности F , через которую происходит излучение, то уравнение (17) примет вид

$$\frac{dQ_n}{dt} = c \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F. \quad (17a)$$

При $T_2 \ll T_1$ получим

$$\frac{dQ_n}{dt} = c \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 F. \quad (17b)$$

Для коэффициента излучения серого тела имеем

$$c = \varepsilon c_s,$$

где c_s — коэффициент излучения абсолютно черного тела;
 ε — степень черноты серого тела ($\varepsilon < 1$).

Численно коэффициент $c_s = 4,9 \text{ ккал/м}^2 \text{ час град}^4 = 0,136 \times 10^{-6} \text{ ккал/см}^2 \text{ сек град}^4$.

Величина коэффициента ε определяется не только природой тела, но зависит, кроме того, от состояния поверхности тела и существенно изменяется с изменением температуры тела. Имеющиеся экспериментальные данные по излучению газов показывают возможность применения для практических расчетов теплообмена излучением между газом и твердым телом той же формулы (17), при соответствующем подборе коэффициента c .

В тех случаях, когда требуется более полный анализ процесса теплопередачи излучением между газом и твердым телом, мо-

жет оказаться необходимым учет некоторых особенностей излучения газов, к числу которых относятся:

1) селективная поглощательная способность, а следовательно (по закону Кирхгофа), селективная испускательная способность, выражающаяся в том, что у газов области поглощаемых частот (полосы поглощения) значительно уже, чем у твердых тел;

2) влияние формы и размеров газового тела вследствие того, что газы обладают большей прозрачностью для тепловых лучей, чем твердые тела;

3) влияние давления газа, так как при одном и том же объеме газового тела количество молекул, влияющее на поглощение и излучение газа, будет различным при различных давлениях;

4) влияние состава газовой смеси, так как определение энергии излучения должно производиться для каждой полосы поглощения, которые будут различными для различных компонентов смеси. Газы с симметричным построением молекул (водород, кислород, азот и др.) не обнаруживают полос поглощения, достаточных для учета их при встречающихся в технике температурах.

Такие газы, как окись углерода, углеводороды, водяной пар, углекислота, аммиак и др., имеют достаточно развитые полосы поглощения.

По Шаку определение теплоотдачи излучением для углекислоты и водяного пара может быть произведено по следующим зависимостям*:

$$\left(\frac{dQ_n}{dt}\right)_{\text{CO}_2} = \frac{c}{c_s} \left[\varphi_1(k_1 - k'_1) \left(1 - \frac{1 - e^{-16ps}}{16ps}\right) + \varphi_2(k_2 - k'_2) + \varphi_3(k_3 - k'_3) \left(1 - \frac{1 - e^{-80ps}}{80ps}\right) \right] F. \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{dQ_n}{dt}\right)_{\text{H}_2\text{O}} &= \frac{c}{c_s} \left\{ \varphi_1(W_1 - W'_1) \left(1 - \frac{1 - e^{-8ps}}{8ps}\right) + \right. \\ &+ \varphi_2(W_2 - W'_2) \left[1 - \frac{0,66}{5ps} (1 - e^{-5ps}) - \frac{0,34}{22ps} (e^{-5ps} - e^{-27ps}) \right] + \\ &\left. + \varphi_3(W_3 - W'_3) \left(1 - \frac{1 - e^{-45ps}}{45ps}\right) \right\} F, \quad (18a) \end{aligned}$$

где p — парциальное давление газа, $\text{кг}/\text{см}^2$;

s — толщина лучеиспускающего слоя газа, м ;

k, k', W, W' — коэффициенты, зависящие от природы газов, причем

k, W — берутся по температуре газа, а

* Энциклопедический справочник «Машиностроение», т. I, кн. 1, Машгиз, М., 1947, стр. 505.

k', W' — по температуре лучевоспринимающей поверхности;
 φ — коэффициент формы газового тела;
 c — коэффициент излучения лучевоспринимающей поверхности.

Произведем сравнение секундной теплоотдачи излучением с секундной теплоотдачей непосредственным соприкосновением применительно к условиям, имеющим место в период выстрела в канале оружия.

Исходные данные

По имеющимся данным * состав 1 кг порохового газа в граммолекулах следующий:

$\text{CO}_2 - 2,36$
 $\text{O}_2 - 0,10$
 $\text{CO} - 20,81$
 $\text{H}_2 - 7,99$
 $\text{N}_2 - 3,84$
 $\text{H}_2\text{O} - 7,84$

Тогда парциальные давления CO_2 , CO и H_2O в пороховом газе, если принять среднее давление в канале ствола за время выстрела $p_{\text{ср}} = 1500 \text{ кг/см}^2$, будут равны $p_{\text{CO}_2} = 98 \text{ кг/см}^2$; $p_{\text{CO}} = 868 \text{ кг/см}^2$; $p_{\text{H}_2\text{O}} = 326 \text{ кг/см}^2$.

Остальные составные элементы порохового газа — O_2 , H_2 и N_2 — не учитываем, так как полосами поглощения этих газов можно пренебречь.

Далее примем:

Средняя температура пороховых газов за период выстрела

$$T_{\text{ср}} = 1500^\circ \text{K}.$$

Коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_0 = 10 \text{ ккал} \cdot \text{см} / \text{кг} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}.$$

Средняя температура стенки канала ствола за период выстрела

$$T_c = 350^\circ \text{K},$$

$$\nu_T = 0,85.$$

ϵ_0 — приведенный коэффициент черноты газового тела

$$\epsilon_0 = \sum \epsilon_n,$$

* С. А. Сериков, Практические работы по пироксилину и бездымным порохам, Арт. академия, Л., 1933, стр. 141.

где ϵ_n — степень черноты каждой составляющей газовой смеси. Берем максимально возможную черноту для порохового газа

$$\epsilon_0 = 1.$$

Коэффициент формы газового тела

$$\varphi = 1.$$

Решение

Сравнение теплоотдачи излучением с теплоотдачей непосредственным соприкосновением будем производить путем определения отношения

$$\zeta_{\tau} = \frac{\frac{dQ_{\text{н}}}{dt}}{\frac{dQ_{\tau}}{dt}}.$$

Определяя теплоотдачу излучением по закону Стефана-Больцмана, имеем

$$\zeta_{\tau} = \frac{\varphi c \left(\frac{T_{\text{ср}}}{100}\right)^4}{\frac{\sigma_0}{R} \gamma_{\tau} p_{\text{ср}}} = \frac{1 \cdot 0,136 \cdot 10^{-6} \left(\frac{1500}{100}\right)^4}{\frac{10}{3050} \cdot 0,85 \cdot 1500} \approx 0,002$$

или $\zeta_{\tau} = 0,2\%$.

Определяем теплоотдачу излучением по Шаку, принимая лучеиспускательную способность СО равной лучеиспускательной способности СО_2 .

Вышеприведенные формулы Шака (18), (18а) для нашего случая могут быть значительно упрощены, поскольку выражения вида $\left(1 - \frac{e^{-A}}{A}\right)$ при имеющихся в канале оружия парциальных давлениях СО_2 , СО и $\text{Н}_2\text{О}$ и размерах газового тела будут близки к единице.

Исходя из изложенного, имеем:

для углекислоты и окиси углерода

$$\frac{dQ_{\text{н}}}{dt} = \frac{c}{c_s} [\varphi_1 (k_1 - k'_1) + \varphi_2 (k_2 - k'_2) + \varphi_3 (k_3 - k'_3)] F; \quad (18b)$$

для водяного пара

$$\frac{dQ_{\text{н}}}{dt} = \frac{c}{c_s} [\varphi_1 (W_1 - W'_1) + \varphi_2 (W_2 - W'_2) + \varphi_3 (W_3 - W'_3)] F. \quad (18c)$$

Беря значения коэффициентов из таблиц*, получим

$$\left(\frac{dQ_H}{dt}\right)_{\text{CO}_2} = \frac{c}{c_s} [1,1(13,2 \cdot 10^3 - 0) + 1(8,6 \cdot 10^3 - 0,01 \cdot 10^3) + 1(1,95 \cdot 10^3 - 0,11 \cdot 10^3)] F \approx \frac{c}{c_s} F \cdot 24\,900 \text{ ккал/м}^2 \text{ час};$$

$$\left(\frac{dQ_H}{dt}\right)_{\text{CO}} \approx \frac{c}{c_s} F \cdot 24\,900 \text{ ккал/м}^2 \text{ час};$$

$$\left(\frac{dQ_H}{dt}\right)_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{c}{c_s} [1,1(65,6 \cdot 10^3 - 0) + 1(32,5 \cdot 10^3 - 0,04 \cdot 10^3) + 1(3,8 \cdot 10^3 - 0,52 \cdot 10^3)] F \approx \frac{c}{c_s} F \cdot 107\,800 \text{ ккал/м}^2 \text{ час}.$$

Суммируя излучение компонентов смеси и принимая $c = c_s$, имеем

$$\begin{aligned} \zeta_T &= \frac{\left(\frac{dQ_H}{dt}\right)_{\text{CO}_2} + \left(\frac{dQ_H}{dt}\right)_{\text{CO}} + \left(\frac{dQ_H}{dt}\right)_{\text{H}_2\text{O}}}{\frac{\alpha_0}{R} \nu_T \rho_{\text{CP}} F} = \\ &= \frac{24\,900 + 24\,900 + 107\,800}{\frac{10}{3050} \cdot 0,85 \cdot 1500 \cdot 36 \cdot 10^6} = 0,001 \end{aligned}$$

или $\zeta_T = 0,1\%$.

Таким образом количество тепла, отдаваемое пороховым газом стенке ствола вследствие излучения, пренебрежимо мало по сравнению с количеством тепла, теряемого при непосредственном соприкосновении порохового газа со стенкой ствола.

По имеющимся аналогичным расчетам для авиадизелей** относительная величина теплоотдачи излучением по сравнению с теплоотдачей соприкосновением оказывается равной $\frac{1}{3}$.

Расхождение между значениями ζ_T для баллистического двигателя и авиадизеля объясняется тем, что в баллистическом двигателе теплоотдача соприкосновением имеет значительно большее относительное значение вследствие значительно более высокого давления, т. е. более высокой плотности газа.

* Энциклопедический справочник «Машиностроение», т. I, кн. 1, Машгиз, М., 1947, стр. 505.

** Н. В. Ингоземцев, Исследование и расчет рабочего процесса авиадизеля, Оборонгиз, М., 1941, стр. 36.

6. Закон внутренней теплопередачи

Поток тепла, поступивший извне в рассматриваемое тело через его поверхность, распространяется далее внутри тела. В результате прохождения через тело указанного теплого потока внутри тела создается температурное поле, которое определяется закономерностью поступления тепла извне и физическими и геометрическими свойствами рассматриваемого тела.

Если рассматривать теплопередачу через элементарную площадку внутреннего элементарного слоя какого-либо тела, то соотношение между основными величинами процесса внутренней теплопередачи определяется следующим законом:

Количество тепла, проходящее в единицу времени через элементарную площадку внутри тела в направлении нормали к этой площадке, прямо пропорционально площади dF и перепаду температуры в направлении нормали, т. е.

$$d\left(\frac{dQ}{dt}\right) = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} dF, \quad (19)$$

где λ — коэффициент пропорциональности, носящий название коэффициента теплопроводности. Размерность этого коэффициента будет

$$[\lambda] = \text{ккал/см} \cdot \text{град} \cdot \text{сек.}$$

Знак минус в уравнении (19) взят по той причине, что движение тепла происходит в направлении убывания температуры, т. е. положительное значение dQ имеет место при отрицательном значении $\frac{\partial T}{\partial n}$.

Для секундного расхода тепла через конечную поверхность внутри тела соответственно можем написать

$$\frac{dQ}{dt} = - \int_F \lambda \frac{\partial T}{\partial n} dF. \quad (19a)$$

7. Дифференциальное уравнение теплопроводности

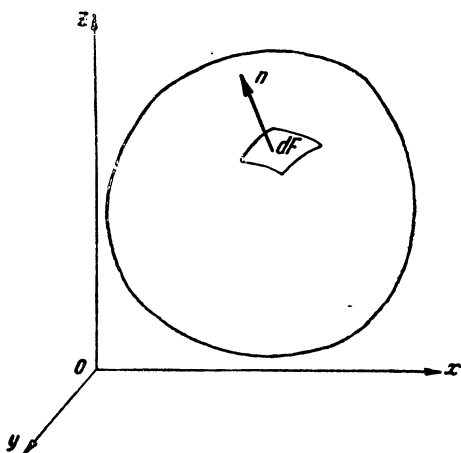
Выделим внутри тела некоторый объем W , ограниченный поверхностью F (фиг. 1). На поверхности указанного объема выделим элементарную площадку и обозначим проекции этой площадки на плоскости yOz , xOz и xOy соответственно через dF_1 , dF_2 и dF_3 . Пользуясь уравнением (19), напомним выражение для секундного расхода тепла из объема W .

Из указанного уравнения для секундных расходов в направлениях x , y и z имеем

$$\frac{dQ_x}{dt} = - \int_{F_1} \lambda \frac{\partial T}{\partial x} dF_1; \quad (a)$$

$$\frac{dQ_y}{dt} = - \int_{F_2} \lambda \frac{\partial T}{\partial y} dF_2; \quad (b)$$

$$\frac{dQ_z}{dt} = - \int_{F_3} \lambda \frac{\partial T}{\partial z} dF_3. \quad (c)$$



Фиг. 1. К выводу дифференциального уравнения теплопроводности.

Суммируя уравнения (a), (b) и (c), получаем общий секундный расход тепла из объема W

$$\frac{dQ_1}{dt} = - \int_F \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} dF_1 + \frac{\partial T}{\partial y} dF_2 + \frac{\partial T}{\partial z} dF_3 \right). \quad (20)$$

Применяя теорему Гаусса, перейдем от интеграла по поверхности F к интегралу по объему W , ограниченного поверхностью F ,

$$\frac{dQ_1}{dt} = - \int_W \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) dW. \quad (21)$$

Подсчитаем секундное изменение количества тепла в объеме W , исходя из изменения температуры тела в указанном объеме

ме. Для элементарного объема dW , вес которого γdW , изменение количества тепла в единицу времени будет равно

$$d \left(\frac{dQ_2}{dt} \right) = c\gamma \frac{\partial T}{\partial t} dW, \quad (22)$$

где c — теплоемкость тела;

$\frac{\partial T}{\partial t}$ — изменение температуры тела в элементарном объеме dW в единицу времени.

Рассматривая конечный объем W , будем иметь

$$\frac{dQ_2}{dt} = \int_W c\gamma \frac{\partial T}{\partial t} dW. \quad (23)$$

Необходимо отметить, что величины $\frac{dQ_1}{dt}$ и $\frac{dQ_2}{dt}$, равные по своим абсолютным значениям, имеют, исходя из уравнений (21) и (23), разные знаки.

Если положить, что температура вблизи поверхности рассматриваемого объема убывает в направлении осей x , y и z , то $\frac{\partial T}{\partial x}$, $\frac{\partial T}{\partial y}$ и $\frac{\partial T}{\partial z}$ будут иметь отрицательные значения и, следовательно, из уравнения (21) будем иметь $\frac{dQ_1}{dt} > 0$. Так как при наличии расхода тепла из выделенного объема $\frac{dT}{dt} < 0$, то из уравнения (23) получим $\frac{dQ_2}{dt} < 0$ и, следовательно,

$$\frac{dQ_2}{dt} = -\frac{dQ_1}{dt}. \quad (24)$$

Из уравнений (21), (23) и (24) имеем

$$\int_W c\gamma \frac{\partial T}{\partial t} dW = \int_W \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) dW$$

или

$$\int_W \left[c\gamma \frac{\partial T}{\partial t} - \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \right] dW = 0. \quad (25)$$

Для того чтобы уравнение (25) было справедливым для любых значений W , необходимо, чтобы подинтегральная функция равнялась нулю, т. е.

$$c\gamma \frac{\partial T}{\partial t} - \lambda \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] = 0$$

или

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a\Delta T, \quad (26)$$

где $a = \frac{\lambda}{c\gamma}$ — коэффициент температуропроводности;
 Δ — оператор Лапласа;

$$\Delta T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}. \quad (27)$$

Если по условиям рассматриваемого процесса теплоотдачи представится целесообразным перейти от декартовых координат к цилиндрическим координатам, то вместо уравнения (27) будем иметь следующее выражение для оператора Лапласа применительно к $T = T(r, \theta, z)$:

$$\Delta T = \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}. \quad (28)$$

§ 2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ГАЗА

1. Предварительные замечания

Имея в виду особенности газодинамических процессов, протекающих в оружии, а также в целях упрощения анализа газодинамических явлений, выводов и получаемых зависимостей, введем следующие ограничения и допущения:

1) как правило, будем рассматривать только участки потока газа, в пределах которых течение газа можно считать параллельноструйным или медленно изменяющимся;

2) будем пренебрегать силой тяжести;

3) в качестве основного элемента потока газа, подлежащего рассмотрению в теоретических выводах, примем элементарный, поперечный слой потока; в некоторых случаях вес этого элементарного слоя будем полагать равным единице;

4) при рассмотрении неустановившегося течения газа будем пренебрегать трением;

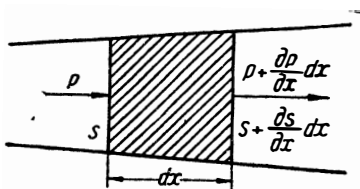
5) при рассмотрении установившегося течения газа в ряде случаев будем учитывать влияние трения и теплоотдачи;

6) будем принимать значения параметров газа для всех точек поперечных сечений потока одинаковыми.

2. Уравнение движения элемента газового потока

Рассмотрим элемент потока газа в виде элементарного поперечного слоя (фиг. 2).

Фиг. 2. К выводу уравнения движения элемента газового потока.



На основании принятого выше допущения о медленно изменяющемся характере течения газа поперечные сечения потока, нормальные к скорости газа в каждой точке сечения, будем представлять плоскими.

Введем обозначения:

p — давление газа на задней грани выделенного элемента, являющегося поперечным сечением потока, площадь которого s ;

dx — толщина элементарного поперечного слоя газового потока;

$p + \frac{\partial p}{\partial x} dx$ — давление газа на передней грани элемента потока, площадь которой $s + \frac{\partial s}{\partial x} dx$;

v — скорость элемента потока газа;

ρ и γ — плотность и удельный вес газа в выделённом элементе потока газа;

dR — сила трения элемента о поверхность канала.

Для выделенного элемента потока газа по основному закону динамики можем написать

$$\underbrace{\rho s dx}_{\text{масса}} \times \underbrace{\frac{dv}{dt}}_{\text{ускорение}} = \underbrace{ps}_{\text{сила давления по задней грани элемента}} + \underbrace{p \frac{\partial s}{\partial x} dx}_{\text{продольная составляющая силы давления по поверхности канала}} - \underbrace{\left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) \left(s + \frac{\partial s}{\partial x} dx \right)}_{\text{сила давления по передней грани элемента}} - \underbrace{dR}_{\text{сила трения элемента о поверхность канала}}$$

После преобразований будем иметь

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + W = - \frac{dv}{dt}, \quad (29)$$

где $W = \frac{dR}{\rho s dx}$ — сила трения, отнесенная к единице массы газа.

Так как $v = f(x, t)$, то полный дифференциал от v будет

$$dv = \frac{\partial v}{\partial t} dt + \frac{\partial v}{\partial x} dx.$$

Разделив это уравнение на dt , получим

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x}. \quad (30)$$

Таким образом полное или субстанциальное ускорение элемента потока складывается в общем случае из двух частей:

1) $\frac{\partial v}{\partial t}$ — локальной производной, представляющей изменение скорости газа в единицу времени, которое сможем устано-

вить, если будем наблюдать скорости слоев газа, проходящих через одно и то же сечение канала;

2) $\frac{\partial v}{\partial x} v$ — конвективной производной, представляющей изменение скорости элемента газового потока в единицу времени, вызванное переходом рассматриваемого элемента из одного сечения канала в другое; производная $\frac{\partial v}{\partial x}$ выражает собой изменение скорости газа вдоль потока в данный момент времени, а множитель v выражает изменение положения элемента потока за единицу времени.

В случае установившегося течения газа, когда его параметры во всех сечениях канала во времени не изменяются, будем иметь $\frac{\partial v}{\partial t} = 0$. Однако в расчетах часто приходится принимать течение газа установившимся и в тех случаях, когда из общего хода процесса следует, что $\frac{\partial v}{\partial t} \neq 0$. Правомерность подобного допущения можно, очевидно, установить путем определения относительной величины локальной составляющей полного ускорения. Из уравнения (30) имеем

$$\frac{dv}{dt} = (1 + \chi) \frac{\partial v}{\partial x} v, \quad (31)$$

где

$$\chi = \frac{\frac{\partial v}{\partial t}}{v \frac{\partial v}{\partial x}}. \quad (32)$$

Если величина χ является достаточно малой по сравнению с единицей, то это будет указывать на допустимость принятия рассматриваемого течения газа в качестве установившегося.

Так как в технических расчетах вместо плотности газа ρ обычно вводят удельный вес газа γ , то в этом случае уравнение (29) примет вид

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial p}{\partial x} + r = - \frac{1}{g} \frac{dv}{dt}, \quad (29a)$$

где r — сила трения;

$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial p}{\partial x}$ — сила давления;

$\frac{1}{g} \frac{dv}{dt}$ — сила инерции.

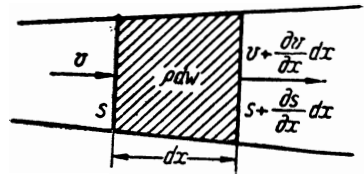
Все перечисленные величины отнесены к единице веса. Производная $\frac{\partial p}{\partial x}$ характеризует собой интенсивность перепада (понижения или повышения) давления вдоль потока.

Из уравнения (29) следует, что ускоренное движение газа возможно только при перепаде давления вдоль потока и, обратно, если имеется перепад давления, то движение газа будет ускоренным.

3. Уравнение неразрывности газового потока

Условие неразрывности потока газа является своеобразным выражением закона сохранения вещества применительно к гидродинамике.

Уравнение неразрывности может быть выведено двумя способами. В одном случае мы следим за движением фиксированного элементарного слоя газа, содержащего постоянное количество вещества. В этом случае вывод уравнения неразрывности представляет собой нахождение соотношения, которое устанавливает зависимость изменения объема рассматриваемой массы газа от изменения скоростей на границах фиксированного количества газа. Во втором случае мы следим за движением газа через фиксированный объем пространства. Вывод уравнения неразрывности в этом случае представляет собой нахождение соотношения, которым устанавливается зависимость между изменением плотности газа в фиксированном объеме пространства и приходом-расходом массы газа через поверхность рассматриваемого неизменного объема. Получаемые в том и другом случае зависимости, конечно, полностью эквивалентны.



Фиг. 3. К выводу уравнения неразрывности газового потока.

Произведем вывод уравнения неразрывности по первому методу (фиг. 3). В соответствии с исходным условием должны иметь

$$\frac{d}{dt}(\rho dW) = 0$$

или

$$\rho \frac{d^2 W}{dt} + dW \frac{d\rho}{dt} = 0. \tag{a}$$

Производная $\frac{d^2 W}{dt}$ представляет собой изменение объема dW в единицу времени. Изменение объема dW за время dt может быть выражено следующим образом:

$$d^2 W = \left(s + \frac{\partial s}{\partial x} dx \right) \left(v + \frac{\partial v}{\partial x} dx \right) dt - sv dt = \frac{\partial (sv)}{\partial x} dx dt,$$

откуда

$$\frac{d^2 W}{dt} = \frac{\partial (sv)}{\partial x} dx. \quad (b)$$

Подставляя в уравнение (а) значение $\frac{d^2 W}{dt}$ из уравнения (b) и имея в виду, что $dW = s dx$, будем иметь

$$\rho \frac{\partial (sv)}{\partial x} dx + s dx \frac{d\rho}{dt} = 0$$

или

$$\rho \frac{\partial (sv)}{\partial x} + s \frac{d\rho}{dt} = 0. \quad (33)$$

Полученное уравнение (33) и является искомым уравнением неразрывности для одномерного течения газа.

Так как ρ есть функция x и t , то

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial x}.$$

Подставляя значение $\frac{d\rho}{dt}$ в уравнение (33), получаем

$$s \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (sv\rho)}{\partial x} = 0. \quad (34)$$

При переходе от ρ к γ соответственно будем иметь

$$s \frac{d\gamma}{dt} + \gamma \frac{\partial (sv)}{\partial x} = 0; \quad (33a)$$

$$s \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \frac{\partial (sv\gamma)}{\partial x} = 0. \quad (34a)$$

4. Уравнение удельной внешней кинетической энергии

Подобно тому как в механике твердого тела из основного уравнения динамики преобразованием получают закон сохранения механической энергии (закон живых сил), так и в гидродинамике из уравнения движения элемента потока мы можем получить зависимость, устанавливающую связь между изменением внешней кинетической энергии элемента потока, как материального тела, и работой внешних сил. Умножая все члены уравнения (29a) на элементарное перемещение dx , получим

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \rho}{\partial x} dx + r dx + \frac{1}{g} \frac{dv}{dt} dx = 0,$$

откуда после преобразований будем иметь

$$d\left(\frac{v^2}{2g}\right) = -\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \rho}{\partial x} dx - dl_r, \quad (35)$$

где $d\left(\frac{v^2}{2g}\right)$ — изменение внешней кинетической энергии газа;
 $\frac{1}{\gamma} \frac{\partial p}{\partial x} dx$ — работа силы давления на гранях элемента потока;
 $dl_r = r dx$ — работа силы трения.

Все перечисленные члены уравнения (35) относятся к элементарному перемещению единицы веса газа.

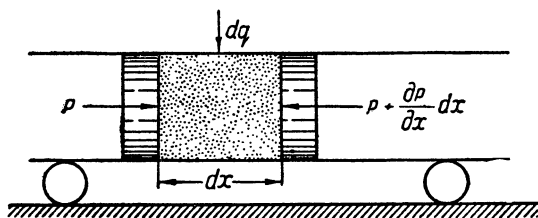
Для идеального газа $dl_r = 0$ и, соответственно, получаем

$$d\left(\frac{v^2}{2g}\right) = -\frac{1}{\gamma} \frac{\partial p}{\partial x} dx. \quad (35a)$$

Как видно из этого уравнения, изменение внешней кинетической энергии 1 кг газа в потоке пропорционально перепаду давления и перемещению и обратно пропорционально удельному весу (чем плотнее газ, тем меньше прирост скорости при неизменном перепаде давления).

5. Уравнение удельной внутренней энергии элемента газового потока

В отличие от твердого тела элемент газового потока обладает не только внешней, механической энергией, но и внутренней энергией, изменяющейся в процессе его движения.



Фиг. 4. Модель элемента газового потока, рассматриваемого в качестве газового тела постоянно-го веса.

Если отвлечься от перемещения элемента газового потока в пространстве и, следовательно, от изменения его внешней, механической энергии, то мы можем рассматривать элемент газового потока как некоторое постоянное количество газа, заключенное в переменном объеме, стенками которого являются поперечные сечения потока и поверхность канала.

Для большей наглядности представим рассматриваемое явление в виде модели, изображенной на фиг. 4. Как видно из этого рисунка, процесс изменения внутреннего состояния газа в выделенном элементе потока ничем не будет отличаться от процесса, происходящего в газе, неподвижном относительно стенок сосуда.

Следовательно, изменение внутренней энергии газа в элементе потока можно определить по основному уравнению термодинамики

$$Edq = du + pdw, \quad (36)$$

где pdw — удельная работа расширения (или сжатия) газа.

В случае учета работы трения газа количество тепла dq , воспринимаемое или отдаваемое газом, будет слагаться из двух частей:

- 1) dq_{τ} — количество тепла, полученное или отданное газом вследствие теплопередачи между газом и стенками канала;
- 2) dq_r — количество тепла, воспринятое газом в результате перехода работы трения в тепловую энергию; в общем случае только часть тепла, выделившегося вследствие работы трения, будет получена газом, т. е.

$$Edq_r = \nu_r dl_r, \quad (37)$$

где ν_r — коэффициент, показывающий относительное количество работы трения, воспринятое газом в виде тепловой энергии.

Другая часть тепла, выделившаяся вследствие работы трения, будет воспринята стенками канала.

На основании изложенного имеем

$$du = Edq - Edq_{\tau} - pdw. \quad (38)$$

Величины, входящие в уравнение (38), относятся к элементарному перемещению единицы веса газа.

6. Уравнение полной удельной энергии элемента газового потока

Имея в виду, что полная энергия частицы газа складывается из внешней кинетической энергии и внутренней (тепловой) энергии, на основании уравнений (35) и (38) получаем

$$d\left(u + \frac{v^2}{2g}\right) = Edq - Edq_{\tau} - \frac{1}{\gamma} \frac{\partial p}{\partial x} dx - pdw - dl_r. \quad (39)$$

§ 3. ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ УСТАНОВИВШЕГОСЯ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА ПО ТРУБАМ И НАСАДКАМ ПРИ УЧЕТЕ ТРЕНИЯ И ТЕПЛООТДАЧИ

1. Основные уравнения

Все необходимые зависимости для установившегося течения газа можем получить из ранее установленных общих зависимостей, если в этих зависимостях положить частные производные по времени равными нулю.

Из уравнения (34a) при $\frac{\partial \gamma}{\partial t} = 0$ получаем

$$\frac{\partial (sv\gamma)}{\partial x} = 0$$

или, после интегрирования,

$$sv\gamma = G. \quad (40)$$

По физическому смыслу постоянная интегрирования G представляет собой количество газа, протекающее в единицу времени через поперечное сечение потока, и в дальнейшем будет именоваться секундным расходом газа.

Заменяя удельный вес газа γ через удельный объем, имеем

$$G = \frac{sv}{w}. \quad (40a)$$

Так как в местах резкого сужения, резкого расширения или резкого поворота потока между стенками канала и потоком газа образуется зазор или мертвая зона, то для учета этого фактора в уравнение (40) вводят коэффициент сужения потока α

$$G = \frac{\alpha sv}{w} = \alpha sv\gamma. \quad (40b)$$

Уравнения (40), (40a) и (40b), выражающие постоянство секундного расхода газа для всех сечений канала, являются уравнениями неразрывности для установившегося течения газа.

Из уравнения (35), полагая $\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{dp}{dx}$ и заменяя γ через w , будем иметь следующее уравнение удельной внешней кинетической энергии в потоке при установившемся течении газа:

$$d\left(\frac{v^2}{2g}\right) = -w dp - dl_r \quad (41)$$

Из уравнения (39) после соответствующих преобразований получим следующее уравнение полной удельной энергии для установившегося течения газа:

$$d\left(u + \frac{v^2}{2g}\right) = Edq_r - Edq_\tau - d(pw) - dl_r \quad (42)$$

Уравнение удельной внутренней энергии газа в потоке

$$du = Edq_r - Edq_\tau - p dw, \quad (38)$$

полученное ранее, применимо и для установившегося течения газа.

2. Общий анализ течения газа по каналу переменного сечения

Логарифмируя, а затем дифференцируя уравнение (40а) и уравнение адиабаты, получаем

$$\frac{ds}{s} = \frac{dw}{w} - \frac{dv}{v}; \quad (a)$$

$$\frac{dw}{w} = -\frac{1}{k} \frac{dp}{p}. \quad (b)$$

Из уравнения (41) при $dl_r = 0$ имеем

$$\frac{v dv}{g} = -w dp; \quad (c)$$

На основании уравнений (а), (b) и (с) будем иметь

$$\frac{ds}{s} = \frac{c^2 - v^2}{kv^2} \frac{dp}{p}, \quad (43)$$

где

$$c^2 = gkpw. \quad (44)$$

Величина $c = \sqrt{gkpw}$ представляет собой скорость распространения малых перепадов давления, т. е. скорость звука в газе, состояние которого задано параметрами p и w .

Рассмотрим случай течения газа в канале, когда скорости газа в потоке меньше скоростей звука.

Как видно из уравнения (43), при таких значениях скорости v знак dp будет одинаков со знаком ds . Следовательно, в этом случае при увеличении сечений канала в направлении течения газа будем иметь

$$ds > 0; dp > 0,$$

т. е. давление вдоль потока будет возрастать, а скорость газа в потоке убывать. При уменьшении сечений канала вдоль потока будем иметь

$$ds < 0; dp < 0,$$

т. е. давление вдоль потока будет убывать, а скорость газа возрастать.

Таким образом по мере сужения потока газа в направлении его течения скорость газа увеличивается. Какое же предельное значение скорости газа можно получить указанным путем?

Искомый предел скорости газа будет определяться прежде всего возможным понижением давления газа в потоке. Если рассматривать истечение газа из сосуда, где давление p_1 , во внеш-

нюю среду с давлением p_2 , то никаким уменьшением выходного отверстия насадка нам не удастся получить в этом отверстии давление, меньшее давления p_2 . Следовательно, сужением потока к выходу можно получить увеличение скорости газа в выходном отверстии только до тех пор, пока понижающее давление газа в этом отверстии не окажется равным давлению во внешней среде.

Из изложенного можно сделать вывод, что при неограниченном увеличении разности давлений p_1 и p_2 будем иметь неограниченное увеличение скорости газа в конце сужающейся части канала.

Однако, как показывает опыт, понижение давления во внешней среде приводит к увеличению скорости в сужающемся канале только до некоторого соотношения давлений p_2 и p_1 ; дальнейшее понижение давления p_2 не дает увеличения скорости в сужающейся части канала. Так как наличие перепада давления вдоль потока всегда вызывает увеличение скорости газа в потоке, то из факта отсутствия увеличения скоростей газа в сужающемся канале при понижении давления p_2 приходится сделать вывод, что после достижения указанного значения давления p_2 в сужающейся части канала и в его выходном отверстии давления не изменяются.

То предельное значение давления в выходном отверстии сужающегося канала, которое сохраняется неизменным в этом отверстии, несмотря на дальнейшее понижение давления во внешней среде, называется критическим давлением, а соответствующая скорость — критической скоростью.

Представляется необходимым физически проанализировать причины, в силу которых в сужающемся канале невозможна скорость газа больше так называемой критической скорости.

В указанных целях приведем физический анализ критического истечения, данный в одном из курсов технической термодинамики*.

Физическое объяснение невозможности, начиная с определенного момента, дальнейшего понижения давления в устье и образования вследствие этого критической скорости лежит в характере распространения изменений давления в газовой среде. Как известно, всякое изменение давления, произведенное в какой-либо точке газовой среды, распространяется в ней не мгновенно, а с некоторой конечной скоростью, равной скорости распространения звука в данной среде, так как звук есть не что иное, как чередование положительных и отрицательных изменений давления.

Рассмотрим с этой точки зрения явление истечения газа. При одинаковых начальных условиях скорость истечения будет зави-

* Литвин и Танер-Таненбаум, Техническая термодинамика, ОНТИ, М—Л., 1938, стр. 169.

сеть от давления среды, в которую происходит истечение. Если давление в ней равно давлению в сосуде, то никакого истечения не будет. Если в среде, куда происходит истечение газа, понизить давление до некоторого значения p_2 , то волна пониженного давления будет подходить к устью насадки со скоростью, равной разности скорости распространения изменений давления, т. е. скорости звука и скорости вытекающего газа. При дальнейшем понижении давления p_2 волна пониженного давления будет подходить к устью уже с меньшей скоростью, так как скорость истечения будет увеличиваться. Предельным случаем будет тот, когда при уменьшении давления в среде мы получим скорость истечения, равную скорости звука. При этом волна пониженного давления будет подходить к устью со скоростью, стремящейся к нулю. В устье при этом установится такое давление p_2 , при котором скорость истечения равна скорости звука. Это и будет критическое давление.

Если понижать в среде давление дальше ниже критического, то, распространяясь в среде со скоростью звука, волна пониженного давления подойти к устью не сможет, так как в последнем будет газ, вытекающий со скоростью, равной местной скорости звука; давление в устье будет $p_{кр}$, т. е. больше, чем во внешней среде.

Таким образом посредством понижения давления в среде ниже критического нельзя добиться такого же понижения давления в устье суживающегося канала, а значит нельзя (в указанном сечении струи) получить скорость выше скорости звука.

В дополнение к приведенному анализу применительно к случаю истечения газа из сосуда можно отметить следующие два момента:

1) величина скорости струи газа при выходе ее из сосуда тем больше, чем больше разность давлений в зоне сосуда, где образуется струя и где создается скорость этой струи;

2) разность давлений в указанной зоне только до некоторого момента определяется разностью давлений в сосуде и в среде, в которую происходит истечение; вначале понижение давления в среде передается по струе в зону образования струи, но затем, когда возрастающая скорость струи газа при выходе из указанной зоны оказывается равной скорости звука, дальнейшее возрастание скорости делается невозможным, так как при достигнутой скорости струи газа волны пониженного давления пройти вдоль струи в зону образования струи не смогут и, следовательно, не смогут вызвать дальнейшего увеличения разности давлений в этой зоне.

Так как при критическом истечении поток газа выходит из канала с давлением, превышающим давление во внешней среде, то за выходным отверстием поток должен расшириться (фиг. 5). Поскольку расширение потока сопровождается паде-

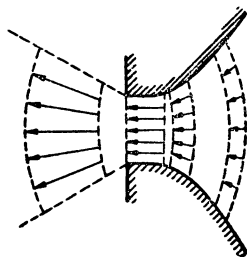
нием давления, т. е. образованием перепада давления вдоль потока, то за выходным отверстием канала происходит увеличение скорости газа.

Увеличение скорости газа сверх скорости звука можно получить и в том случае, если за сечением канала, в котором установилось критическое давление и критическая скорость, будет налицо продолжение канала с возрастающими сечениями, которые обеспечивают расширение потока.

Изложенный физический анализ характера движения газа в канале при изменении сечений канала и больших перепадах давления можно также сделать на основании уравнения (43), с рассмотрения которого был начат этот анализ.

Как уже было отмечено, согласно этому уравнению с уменьшением сечения потока при $v < c$ давление вдоль потока должно убывать, а скорость возрастать. Из этого же уравнения следует, что когда возрастающая скорость газа v окажется равной скорости звука, то указанная закономерность нарушается.

Для того чтобы обеспечить увеличение скорости газа вдоль потока после достижения соотношения $v = c$, необходимо, чтобы в потоке продолжалось понижение давления, т. е. чтобы $dp < 0$. При этом условии и при $v > c$ из уравнения (43) получаем $ds > 0$. Это означает, что для обеспечения понижения давления вдоль канала за сечением, в котором было достигнуто соотношение $v = c$ и, следовательно, для обеспечения дальнейшего увеличения скорости, необходимо увеличивать сечения канала за указанным критическим сечением.



Фиг. 5. Движение элемента газового потока перед отверстием и за отверстием, сопровождающееся увеличением скорости и расширением элемента.

3. Уравнение полной удельной энергии газа в потоке в конечном виде

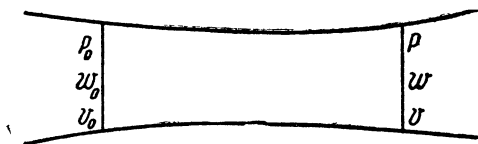
Интегрируя уравнение (42) от некоторого начального до некоторого произвольного положения элемента потока, имеем (фиг. 6)

$$\left(u + \frac{v^2}{2g}\right) - \left(u_0 + \frac{v_0^2}{2g}\right) = Eq_r - Eq_t + l_0 - l_r, \quad (45)$$

где $l_0 = p_0 w_0 - p w$.

Уравнение полной удельной энергии в конечном виде является основной зависимостью для исследования различных случаев установившегося течения газа.

Как уже отмечалось выше, все члены этого уравнения отнесены к единице веса газа, т. е. являются удельными величинами. В качестве единицы веса в дальнейшем будет приниматься килограмм.



Фиг. 6. К выводу уравнения полной удельной энергии газа в потоке.

Имея в виду что $u = \frac{p w}{k-1}$, уравнению (45) можно придать следующий вид:

$$\frac{k}{k-1} p w + \frac{v^2}{2g} = \frac{k}{k-1} p_0 w_0 + \frac{v_0^2}{2g} + E q_r - E q_\tau - l_r \quad (45a)$$

или

$$k u + \frac{v^2}{2g} = k u_0 + \frac{v_0^2}{2g} + E q_r - E q_\tau - l_r \quad (45b)$$

Величину ku принято обозначать через i и называть тепло-содержанием, или энтальпией.

При неучете трения и теплоотдачи уравнение (45) значительно упрощается

$$\frac{k}{k-1} p w + \frac{v^2}{2g} = \frac{k}{k-1} p_0 w_0 + \frac{v_0^2}{2g} \quad (46)$$

или

$$k u + \frac{v^2}{2g} = k u_0 + \frac{v_0^2}{2g}. \quad (46a)$$

Уравнение (46), называемое уравнением Бернулли, является важнейшей зависимостью гидродинамики.

4. Определение критического давления

Согласно изложенному выше физическому анализу основной характеристикой критического истечения является скорость газа в наименьшем сечении потока, которая в указанном сечении должна равняться местной скорости звука

$$v_{кр} = \sqrt{g k p_{кр} w_{кр}}. \quad (47)$$

Исходя из этого условия и принимая $v_0 = 0$, по уравнению (45b) получим

$$\begin{aligned} \frac{k}{2} p_{кр} w_{кр} &= k u_0 - k u_{кр} + E q_r - E q_\tau - l_r; \\ \frac{k}{2} \frac{k+1}{k-1} p_{кр} w_{кр} &= k u_0 \left[1 + \frac{E q_r - E q_\tau - l_r}{k u_0} \right]; \\ p_{кр} w_{кр} &= \frac{2}{k+1} p_0 w_0 \left[1 + \frac{E q_r - E q_\tau - l_r}{k u_0} \right]. \end{aligned}$$

Учитывая, что при политропическом процессе

$$\frac{w_{кр}}{w_0} = \left(\frac{p_0}{p_{кр}} \right)^{\frac{1}{n}},$$

далее получим

$$\frac{p_{кр}}{p_0} = \left(\frac{2}{k+1} \alpha_\tau \right)^{\frac{n}{n-1}}, \quad (48)$$

где

$$\alpha_\tau = 1 + \frac{E q_r - E q_\tau - l_r}{k u_0}. \quad (49)$$

Пренебрегая трением и теплоотдачей, для критического отношения давлений будем иметь

$$\frac{p_{кр}}{p_0} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (48a)$$

5. Определение скорости истечения

Рассмотрим случай истечения газа из сосуда через насадок (фиг. 7).

В общем случае, при учете трения, теплопередачи и начальной скорости v_0 , из уравнения (45b) для скорости газа в конце насадка получим

$$v_b = \sqrt{v_0^2 + 2gk u_0 \left(\alpha_\tau - \frac{u_b}{u_0} \right)}. \quad (50)$$

При учете трения и теплоотдачи изменение состояния газа при истечении необходимо считать политропическим

$$\frac{u_b}{u_0} = \frac{T_b}{T_0} = \left(\frac{p_b}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}}$$

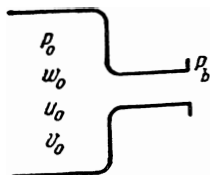
и, следовательно,

$$v_b = \sqrt{v_0^2 + 2g \frac{k}{k-1} p_0 \omega_0 \left[\alpha_T - \left(\frac{p_b}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]}, \quad (50a)$$

где n — показатель политропы;

p_b — давление в конце насадка.

При неучете начальной скорости, трения и теплоотдачи для скорости газа в конце насадка будем иметь



$$v_b = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_0 \omega_0 \left[1 - \left(\frac{p_b}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (51)$$

В случае докритического истечения давление в конце насадка равно давлению во внешней среде, которое предполагается заданным. Если же имеет место критическое истечение, то согласно изложенному выше физическому анализу давление p_b будет больше давления во внешней среде.

Подставляя в зависимость

$$v_{кр} = \sqrt{g k p_{кр} \omega_{кр}}$$

полученное значение $p_{кр}$ и учитывая, что $\omega_{кр} = \omega_0 \left(\frac{p_{кр}}{p_0} \right)^{\frac{1}{n}}$ после преобразований имеем

$$v_{кр} = \sqrt{2g \frac{k}{k+1} p_0 \omega_0 \alpha_T} \quad (52)$$

или, при неучете трения и теплоотдачи,

$$v_{кр} = \sqrt{2g \frac{k}{k+1} p_0 \omega_0}. \quad (52a)$$

6. Определение секундного расхода при истечении

Подставляя в уравнение

$$G = \frac{\alpha_b s_b v_b}{w_b} \quad (40b)$$

значение v_b из уравнения (50a) при $v_0 = 0$ и используя термодинамические соотношения, после преобразований получим

$$G = \alpha_b s_b \times \sqrt{2g \frac{E q_r - E q_T - l_r}{\omega_0^2} \left(\frac{p_b}{p_0} \right)^{\frac{2}{n}} + 2g \frac{k}{k-1} \frac{p_0}{\omega_0} \left[\left(\frac{p_b}{p_0} \right)^{\frac{2}{n}} - \left(\frac{p_b}{p_0} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right]}. \quad (53)$$

Пренебрегая теплоотдачей и трением, будем иметь

$$G = \alpha_b s_b \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_0}{w_0} \left[\left(\frac{p_b}{p_0} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_b}{p_0} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (53a)$$

В случае критического истечения, подставляя в уравнение (40b) значение критической скорости и используя термодинамические соотношения для критического истечения, получим

$$G_{кр} = \alpha_b s_b \sqrt{gk \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{n+1}{n-1}} \frac{p_0}{w_0} \alpha_T^{\frac{n+1}{n-1}}}. \quad (54)$$

При неучете трения и теплоотдачи имеем

$$G_{кр} = \alpha_b s_b \sqrt{gk \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{p_0}{w_0}}. \quad (54a)$$

7. Механическое влияние трения на течение газа

Как видно из уравнений (41) и (42), трение газа оказывает двойное влияние на течение газа. Из уравнения (41) следует, что работа трения dl_r влияет на изменение внешней кинетической энергии газа, т. е. оказывает непосредственное механическое влияние на течение газа. Из уравнения (42) можно установить, что изменение полной энергии газа в потоке определяется не только механическим влиянием трения на течение газа через работу трения dl_r , но также и термическим влиянием трения на течение газа благодаря количеству теплоты dq_r , которое воспринимается текущим газом вследствие работы трения. Первое влияние трения скажется непосредственно на величине скорости газа, а второе на изменении внутренней энергии газа и на характере термодинамического процесса.

Рассмотрим только механическое влияние трения на течение газа.

Интегрируя уравнение (41) в пределах конечного перемещения элемента потока, получим

$$\frac{v^2}{2g} - \frac{v_0^2}{2g} = l_1 - l_r, \quad (55)$$

где

$$l_1 = - \int_{p_0}^p w dp. \quad (56)$$

Из уравнения (55) имеем

$$v = \sqrt{v_0^2 + 2g(l_1 - l_r)};$$

$$v = \sqrt{1 - \frac{2gl_r}{v_0^2 + 2gl_1}} \sqrt{v_0^2 + 2gl_1}$$

или

$$v = \varphi v_r, \quad (57)$$

где

$$\varphi = \sqrt{1 - \frac{2gl_r}{v_0^2 + 2gl_1}}; \quad (58)$$

$$v_r = \sqrt{v_0^2 + 2gl_1}; \quad (59)$$

φ — коэффициент скорости;

v_r — теоретическая скорость газа, т. е. скорость, найденная при неучете непосредственного механического влияния трения.

В технической практике значение коэффициента φ берется из опытных данных. Работа l_1 , входящая в уравнение (58), может быть определена из уравнения (56) при принятии политропической или адиабатической зависимости между ω и p .

Теоретическую скорость газа v_r можно определять по уравнению (59) или (50); при принятии одинаковых допущений оба уравнения являются тождественными.

Кроме коэффициента скорости φ , для учета механического влияния трения вводится еще коэффициент сопротивления ζ , при помощи которого определяется работа трения l_r . По имеющимся опытным данным для определения работы трения можно принять следующее соотношение:

$$l_r = \zeta \frac{v^2}{2g}, \quad (60)$$

где v — действительная скорость газа (т. е. скорость газа с учетом трения).

Полагая в уравнении (55) $v_0 = 0$ и подставляя значение l_r из соотношения (60), получим

$$\frac{v^2}{2g} = l_1 - \zeta \frac{v^2}{2g};$$

$$v = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta}} \sqrt{2gl_1} = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta}} v_r. \quad (61)$$

Сопоставляя уравнения (57) и (61), находим, что

$$\zeta = \frac{1}{\varphi^2} - 1. \quad (62)$$

С учетом механического влияния трения для секундного расхода будем иметь

$$G = \frac{\alpha s \varphi v_T}{\omega} = \alpha \varphi \frac{sv_T}{\omega}$$

или

$$G = \mu \frac{sv_T}{\omega}, \quad (63)$$

где $\mu = \alpha \varphi$ — коэффициент расхода.

Подставляя в уравнение (63) значение v_T из уравнения (51), после преобразований получим

$$G = \mu s \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_0}{\omega_0} \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (64)$$

Определим критические значения давления, скорости и секундного расхода с учетом механического трения. По уравнению (49), принимая $q_r = 0$ и $q_T = 0$, получим

$$\alpha_T = 1 - \frac{l_r}{k u_0} = 1 - \zeta \frac{v_{кр}^2}{2g k u_0}.$$

Полагая, что трение не оказывает существенного влияния на скорость звука, т. е. принимая попрежнему

$$v_{кр} = \sqrt{g k p_{кр} \omega_{кр}},$$

будем иметь

$$\alpha_T = 1 - \frac{\zeta}{2} \frac{p_{кр} \omega_{кр}}{u_0} = 1 - \frac{k-1}{2} \zeta \frac{u_{кр}}{u_0};$$

$$\alpha_T = 1 - \frac{k-1}{2} \zeta \left(\frac{p_{кр}}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (a)$$

Из уравнения (48), считая процесс адиабатическим, имеем

$$\alpha_T = \frac{k+1}{2} \left(\frac{p_{кр}}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (b)$$

Приравняв правые части уравнений (a) и (b), получим

$$\frac{p_{кр}}{p_0} = \left[\frac{2}{k+1+(k-1)\zeta} \right]^{\frac{k}{k-1}}. \quad (65)$$

Подставляя значение $\frac{P_{кр}}{P_0}$ из уравнения (65) в уравнение (b), имеем

$$\alpha_r = \frac{1}{1 + \frac{k-1}{k+1} \zeta}. \quad (66)$$

Критические значения скорости и секундного расхода с учетом механического влияния трения можем найти по уравнениям (52) и (54), определяя значение α_r по уравнению (66).

Как видно из уравнения (65), при наличии только механического влияния трения критическое давление оказывается несколько меньше, чем при его отсутствии. Причина этого заключается в том, что часть перепада давления затрачивается на преодоление сил трения. Соответственно значения $v_{кр}$ и $G_{кр}$ при наличии трения оказываются также несколько ниже значений при отсутствии трения.

8. Приближенный учет влияния трения на изменение состояния газа в потоке

Как отмечалось выше, трение газа оказывает влияние не только на изменение внешней кинетической энергии газа, но также и на изменение внутренней энергии газа. Последнее влияние вызывается тем, что теплота, выделяющаяся вследствие работы трения, частично или полностью воспринимается газом. При наличии этого притока тепла процесс изменения состояния газа оказывается не адиабатическим, а политропическим.

Попытаемся найти приближенное выражение для показателя указанного политропического процесса, предполагая, что теплообмена между газовым потоком и стенками канала, помимо указанной теплоты трения, не происходит.

Примем для работы трения ранее приведенную опытную зависимость

$$l_r = \zeta \frac{v^2}{2g}, \quad (60)$$

где ζ — коэффициент сопротивления;

v — действительная скорость газа в конце рассматриваемого участка канала.

Значение коэффициента сопротивления ζ зависит от формы и размеров канала и берется из опытных данных.

Для цилиндрического канала ζ определяется по зависимости

$$\zeta = \lambda \frac{l}{D}, \quad (67)$$

где l — длина рассматриваемого участка канала;

D — диаметр канала;

λ — опытный коэффициент, величина которого зависит от вязкости жидкости и шероховатости поверхности канала.

Из уравнения полной энергии газа в потоке при $dq_r=0$ имеем

$$d\left(u + \frac{v^2}{2g}\right) = Edq_r - d(pw) - dl, \quad (42a)$$

или

$$du + d(pw) = Edq_r - dl - d\left(\frac{v^2}{2g}\right). \quad (a)$$

Имея в виду термодинамическое соотношение

$$u = \frac{pw}{k-1}, \quad (b)$$

получим

$$du + d(pw) = d\left(\frac{pw}{k-1}\right) + d(pw) = kdu; \quad (c)$$

$$kdu = kd\left(\frac{pw}{k-1}\right) = \frac{k}{k-1}pdw + \frac{k}{k-1}wdp \quad (d)$$

и, следовательно,

$$kpdw + kwdp = (k-1)\left[Edq_r - dl - d\left(\frac{v^2}{2g}\right)\right]. \quad (e)$$

Подставляя в уравнение (e) значения Edq_r и wdp из уравнений (37) и (41)

$$Edq_r = \nu_r dl;$$

$$wdp = -dl - d\left(\frac{v^2}{2g}\right) = -d\left(l_r + \frac{v^2}{2g}\right),$$

будём иметь

$$kpdw - d\left[kl_r + k\frac{v^2}{2g}\right] = -(k-1)d\left[(1-\nu_r)l_r + \frac{v^2}{2g}\right];$$

$$kpdw = d\left[k(1+\zeta)\frac{v^2}{2g} - (k-1)\frac{v^2}{2g} - (k-1)(1-\nu_r)\zeta\frac{v^2}{2g}\right];$$

$$kpdw = d\left\{\left[k(1+\zeta) - (k-1)(1+\zeta - \nu_r\zeta)\right]\frac{v^2}{2g}\right\};$$

$$kpdw = d\left\{\left[k - (k-1)\left(1 - \frac{\nu_r\zeta}{1+\zeta}\right)\right](1+\zeta)\frac{v^2}{2g}\right\}. \quad (g)$$

Разделив обе части уравнения (g) на $k\rho w$ и интегрируя от начального сечения канала до некоторого промежуточного, получим

$$\frac{dw}{w} = \frac{d\left[\frac{1}{n}(1+\zeta)\frac{v^2}{2g}\right]}{\rho w};$$

$$\ln \frac{w}{w_0} = \int_{p_0}^p \frac{d\left[\frac{1}{n}(1+\zeta)\frac{v^2}{2g}\right]}{\rho w}, \quad (\text{h})$$

где

$$n = \frac{k}{k - (k-1)\left(1 - \frac{v\zeta}{1+\zeta}\right)}. \quad (68)$$

Выносим n средним значением из-под знака интеграла

$$n \ln \frac{w}{w_0} = \int_{p_0}^p \frac{d\left[(1+\zeta)\frac{v^2}{2g}\right]}{\rho w}. \quad (\text{i})$$

Из уравнения (41) имеем

$$d\left(\frac{v^2}{2g}\right) + dl_r = d\left[(1+\zeta)\frac{v^2}{2g}\right] = -w dp.$$

Подставляя полученное соотношение в уравнение (i), будем иметь

$$n \ln \frac{w}{w_0} = - \int_{p_0}^p \frac{dp}{p};$$

$$\ln \left(\frac{w}{w_0}\right)^n = - \ln \frac{p}{p_0}$$

или

$$\rho w^n = p_0 w_0^n.$$

Таким образом величина n , определяемая уравнением (68) по среднему для рассматриваемого участка канала значению коэффициента сопротивления ζ представляет собой искомый показатель политропического процесса на том же участке потока.

В случае цилиндрического канала среднее значение ζ можно определить из уравнения (67), принимая l , в порядке первого приближения, равным половине длины рассматриваемого участка канала.

Принимая, что все тепло, выделившееся в результате трения, воспринято текущим газом, т. е. принимая $\nu_r = 1$ и имея в виду, что $\zeta = \frac{1}{\varphi^2} - 1$, по уравнению (68) получим

$$n = \frac{k}{k - (k - 1)\varphi^2}. \quad (69)$$

Значения показателя политропы n для различных значений коэффициента скорости φ при $k=1,3$ приведены в табл. 1.

Если сделать другое крайнее предположение, что все тепло, выделяющееся от трения, передается стенке насадка, т. е. принять $\nu_r = 0$, то из уравнения (68) получим

$$n = \frac{k}{k - (k - 1)} = k.$$

Таким образом в этом случае, несмотря на наличие трения и потерю скорости потока на рассматриваемом участке канала, процесс расширения газа будет адиабатическим.

Если сделать допущение, что одна половина тепла, выделяющегося от трения, воспринимается потоком газа, а другая

половина передается стенке насадка, т. е. принять $\nu_r = \frac{1}{2}$, то из уравнения (68) будем иметь

$$n = \frac{k}{k - \frac{k-1}{2} \frac{2+\zeta}{1+\zeta}}$$

или

$$n = \frac{k}{k - \frac{k-1}{2}(1+\varphi^2)}. \quad (70)$$

При $\varphi = 1$ из уравнения (70) имеем

$$n = \frac{k}{k - (k - 1)} = k.$$

φ	n
0	1,00
0,5	1,06
0,6	1,09
0,7	1,12
0,8	1,18
0,9	1,23
1,0	1,30

При $\varphi=0$ из того же уравнения получим

$$n = \frac{k}{k - \frac{k-1}{2}} = \frac{2k}{k+1}.$$

Значения показателя политропы n для различных значений коэффициента скорости φ при $k=1,3$ и $v_r = \frac{1}{2}$ приведены в табл. 2.

Вследствие изменения полной энергии газа в потоке, вызванного трением, будет наблюдаться уменьшение перепада давления вдоль потока (уменьшение теплопадения), что приводит к косвенному уменьшению скорости потока. Это влияние трения может быть учтено тем, что вместо теоретического адиабатического процесса рассматривается действительный, политропический процесс расширения газа.

Однако указанное косвенное термическое влияние трения на скорость потока не исключает прямого механического влияния трения на скорость газа. Если учитывать влияние трения только через рассмотрение действительного политропического процесса на участке трения, то скорость газа может быть определена из уравнения внешней кинетической энергии газа, взятого в следующем виде:

$$d\left(\frac{v^2}{2g}\right) = -\omega dp, \quad (41a)$$

где зависимость p от ω определяется уравнением политропы

$$p\omega^n = \text{const.}$$

Так как сила, вызывающая ускоренное движение элемента потока при наличии трения, должна определяться как равнодействующая двух сил — силы, вызванной перепадом давления, и силы трения, то при введении политропического процесса изменение живой силы элемента потока должно определяться суммой двух работ

$$d\left(\frac{v^2}{2g}\right) = -\omega dp - dl_r. \quad (41)$$

Таким образом вначале можно определить скорость по уравнению (41a), а затем ввести в эту скорость поправку при помощи

скоростного коэффициента φ . Такой отдельный учет термического и механического влияния трения является наиболее удобным.

Считая значение показателя политропы n известным, найдем зависимость для скорости истечения при учете только термического влияния трения. Найденную таким путем скорость будем именовать теоретической скоростью.

Рассмотрим элемент потока газа весом dj , перемещающийся в насадке. Обозначим через dQ_r количество тепла, которое воспринимает указанный элемент потока на некотором участке пути вследствие работы трения. По полученной ниже зависимости (145) для показателя политропического изменения состояния выделенного элемента газа имеем

$$n = k - (k - 1) \frac{EdQ_r}{pdW},$$

где pdW — работа расширения элемента потока весом dj .

Переходя на удельные величины, будем иметь

$$n = k - (k - 1) \frac{Edq_r}{pdw},$$

откуда

$$Edq_r = \frac{k - n}{k - 1} pdw.$$

Интегрируя полученное уравнение в пределах от входа потока в насадку до выхода из насадки, получим

$$Eq_r = \frac{k - n}{k - 1} \frac{p_0 w_0}{n - 1} \left[1 - \left(\frac{p_b}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]. \quad (k)$$

Принимая в уравнении (49) $q_r = 0$ и $l_r = 0$ и подставляя значение Eq_r , имеем

$$\alpha_r = 1 + \frac{1}{k} \frac{k - n}{n - 1} \left[1 - \left(\frac{p_b}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]. \quad (49a)$$

Подставив полученное значение α_r в уравнение (50a), после преобразований получаем

$$v_b = \sqrt{v_0^2 + 2g \frac{n}{n - 1} p_0 w_0 \left[1 - \left(\frac{p_b}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]}. \quad (50b)$$

Для определения критического давления с учетом термического влияния трения подставляем значение α_τ из уравнения (49а) в уравнение (48)

$$\frac{k+1}{2} \left(\frac{p_{кр}}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}} = 1 + \frac{1}{k} \frac{k-n}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_{кр}}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right],$$

откуда

$$\frac{p_{кр}}{p_0} = \left[\frac{2(k-1)n}{k(k+1)(n-1)+2(k-n)} \right]^{\frac{n}{n-1}}. \quad (48a)$$

Принимая в уравнении (50b) $v_0 = 0$ и заменяя $\frac{p_b}{p_0}$ критическим отношением давлений, после преобразований получим

$$v_{кр} = \sqrt{\frac{2gkn(k-1)}{k(k+1)(n-1)+2(k-n)}} p_0 w_0. \quad (52b)$$

9. Приближенное определение удельной теплоотдачи в цилиндрическом насадке при критическом истечении

Количество тепла, которое отдается элементом потока (1 кг) за время прохождения его по насадке можно определить как отношение секундной теплоотдачи через поверхность всего насадка к количеству расхода газа, проходящему через насадку в секунду

$$q_\tau = \frac{\frac{dQ_\tau}{dt}}{G}. \quad (71)$$

Для определения секундной теплоотдачи и секундного расхода газа имеем следующие зависимости:

$$\frac{dQ_\tau}{dt} = \frac{\alpha_0}{R} \left(1 - \frac{T_c}{T_r} \right) pF; \quad (12a)$$

$$G = \frac{\mu S v_{кр}}{w_{кр}}. \quad (63)$$

Так как при наличии теплоотдачи давление и температура газа будут иметь различные значения в различных сечениях насадка, то в уравнение (12а) необходимо ввести некоторые средние значения этих величин.

Подставляя в уравнение (71) значения $\frac{dQ_\tau}{dt}$ и G и учитывая,

что

$$v_{кр} = \sqrt{gk p_{кр} \omega_{кр}};$$

$$\frac{p_{кр}}{\omega_{кр}} = \frac{p_{кр}^2}{p_{кр} \omega_{кр}} = \frac{p_{кр}^2}{RT_{кр}},$$

получим

$$q_\tau = \frac{\alpha_0 \left(1 - \frac{T_c}{T_{ср}}\right) p_{ср} F \sqrt{RT_{кр}}}{\mu s p_{кр} R \sqrt{gk}};$$

$$q_\tau = \frac{\alpha_0 \left(1 - \frac{T_c}{T_{ср}}\right) p_{ср} F R T_{кр}}{\mu s R p_{кр} \sqrt{gk R T_{кр}}}. \quad (a)$$

При рассмотрении течения газа в цилиндрической насадке, при наличии теплоотдачи возникает вопрос о том, где находится критическое сечение потока газа — в выходном или во входном отверстии насадки.

В качестве исходного положения можно утверждать, что при наличии теплоотдачи течение газа в цилиндрической насадке будет сопровождаться понижением температуры и давления вдоль насадки и, следовательно, в насадке будет иметь место ускоренное течение газа. Если представить неограниченное увеличение теплоотдачи в насадке, то температура газа в выходном отверстии может оказаться в пределе равной нулю и, следовательно, будет равна нулю и местная скорость звука в том же сечении потока. Таким образом, если предположить, что критическое сечение потока будет находиться в выходном отверстии насадки, то одновременно придется допустить, что критическая скорость будет равна нулю, т. е. при указанной предельной теплоотдаче допустить отсутствие течения газа в насадке. Так как при наличии разности давлений в сосуде и внешней среде истечение газа будет иметь место при любом охлаждении газа в насадке, то отсюда можно сделать вывод, что критическое сечение потока будет во входном отверстии насадки.

Таким образом при наличии теплоотдачи цилиндрический насадок делается подобным расширяющемуся насадку.

Для определения $p_{ср}$ и $T_{ср}$ приближенно можно принять

$$p_{ср} = \frac{p_b + p_{кр}}{2};$$

$$T_{ср} = \frac{T_b + T_{кр}}{2}$$

$$\text{или} \quad p_{\text{ср}} = \nu_1 p_{\text{кр}}; \quad (72)$$

$$T_{\text{ср}} = \nu_2 T_{\text{кр}}, \quad (73)$$

$$\text{где} \quad \nu_1 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{p_b}{p_{\text{кр}}} \right); \quad (74)$$

$$\nu_2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{T_b}{T_{\text{кр}}} \right); \quad (75)$$

p_b и T_b — давление и температура в выходном сечении насадка.

Подставляя вместо $T_{\text{кр}}$ и $p_{\text{кр}}$ их значения из уравнений (74) и (75) в уравнение (а), после некоторых преобразований имеем

$$q_{\tau} = (k-1) \frac{\alpha_0 \left(1 - \frac{T_c}{T_{\text{ср}}} \right) \nu_1 \sqrt{\nu_2} F}{\mu s R \sqrt{g k R T_{\text{ср}}}} u_{\text{кр}},$$

$$q_{\tau} = (k-1) \frac{\alpha_0 F \left(1 - \frac{T_c}{T_{\text{ср}}} \right) \sqrt{\frac{T_c}{T_{\text{ср}}}} \nu_1 \sqrt{\nu_2}}{\mu s R \sqrt{g k R T_c}} u_{\text{кр}}$$

и окончательно

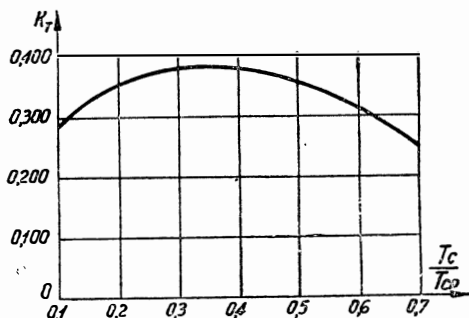
$$Eq_{\tau} = m_0 u_{\text{кр}}, \quad (76)$$

$$\text{где} \quad m_0 = (k-1) \frac{E \alpha_0 k_{\tau} F \nu_1 \sqrt{\nu_2}}{\mu s R \sqrt{g k R T_c}}; \quad (77)$$

$$k_{\tau} = \left(1 - \frac{T_c}{T_{\text{ср}}} \right) \sqrt{\frac{T_c}{T_{\text{ср}}}}. \quad (78)$$

Таблица 3
Значения $k_{\tau} = \left(1 - \frac{T_c}{T_{\text{ср}}} \right) \times$
 $\times \sqrt{\frac{T_c}{T_{\text{ср}}}}$

$\frac{T_c}{T_{\text{ср}}}$	k_{τ}
0,1	0,285
0,2	0,358
0,3	0,383
0,4	0,380
0,5	0,354
0,6	0,310
0,7	0,251



Фиг. 8. График вспомогательной функции

$$k_{\tau} = f(x), \quad \text{где } x = \frac{T_c}{T_{\text{ср}}}.$$

Введенная вспомогательная функция k_{τ} изменяется незначительно, что видно из приводимых табл. 3 и фиг. 8.

Среднее значение k_{τ} для $\frac{T_c}{T_{\text{ср}}} = 0,1 \div 0,7$ равно $\frac{1}{3}$.

10. Определение показателя политропического процесса для случая критического течения газа в цилиндрическом насадке при наличии в нем теплоотдачи

Рассмотрим перемещение элемента потока от начала цилиндрического насадка до выходного отверстия. Применяя к этому перемещению элемента потока уравнение (45b), получим

$$ku_b + \frac{v_b^2}{2g} = ku_{кр} + \frac{v_{кр}^2}{2g} - Eq_T;$$

$$ku_b + \frac{v_b^2}{2g} = \left[k + \frac{k}{2} (k-1) - m_0 \right] u_{кр}. \quad (a)$$

По уравнению неразрывности имеем

$$G = \frac{sv_b}{w_b} = \frac{sv_{кр}}{w_{кр}},$$

откуда

$$v_b = \frac{w_b}{w_{кр}} v_{кр} = \left(\frac{T_{кр}}{T_b} \right)^{\frac{1}{n-1}} v_{кр} = \left(\frac{u_{кр}}{u_b} \right)^{\frac{1}{n-1}} v_{кр}.$$

Подставляя полученное значение v_b в уравнение (a), после преобразований получаем

$$ku_b + \frac{k}{2} (k-1) u_{кр} \left(\frac{u_{кр}}{u_b} \right)^{\frac{2}{n-1}} = \left[k + \frac{k}{2} (k-1) - m_0 \right] u_{кр},$$

откуда

$$\frac{u_{кр}}{u_b} = \frac{k + \frac{k}{2} (k-1) \left(\frac{u_{кр}}{u_b} \right)^{\frac{n+1}{n-1}}}{k + \frac{k}{2} (k-1) - m_0}, \quad (79)$$

где n — показатель политропического процесса в насадке.

Полученное уравнение является трансцендентным и содержит неизвестный показатель политропы.

Как будет установлено ниже, при наличии теплоотдачи для среднего значения показателя политропического процесса на некотором его конечном отрезке можно принять следующую зависимость:

$$n = k - (k-1) \frac{FdQ}{dL}, \quad (145)$$

где $dQ = -dQ_T$ — количество тепловой энергии, отданной элементом потока весом dj за период прохождения насадка;

$dL = pdW$ — работа расширения газа того же элемента потока на том же пути.

Разделив и умножив второе слагаемое правой части уравнения (145) на dj , получим

$$n = k + (k-1) \frac{\frac{EdQ_T}{dj}}{\frac{dL}{dj}}. \quad (b)$$

Так как отношение отданной элементом потока теплоты к весу этого элемента представляет собою удельную теплоотдачу

$$\frac{EdQ_T}{dj} = Eq_T,$$

а отношение $\frac{dL}{dj}$ — удельную работу, то уравнение (b) примет вид

$$n = k + (k-1) \frac{Eq_T}{l}. \quad (c)$$

Так как

$$Eq_T = m_0 u_{кр};$$

$$l = u_{кр} - u_b - Eq_T = u_{кр} (1 - m_0) - u_b,$$

то после преобразований уравнения (c) будем иметь

$$n = k + (k-1) \frac{m_0 \frac{u_{кр}}{u_b}}{\frac{u_{кр}}{u_b} (1 - m_0) - 1}. \quad (80)$$

Решим уравнение (79) относительно n

$$\left(\frac{u_{кр}}{u_b}\right)^{\frac{n+1}{n-1}} = \frac{\left[k + \frac{k}{2}(k-1) - m_0\right] \frac{u_{кр}}{u_b} - k}{\frac{k}{2}(k-1)};$$

$$\left(\frac{u_{кр}}{u_b}\right)^{\frac{n+1}{n-1}} = \left(1 + \frac{2}{k-1} \frac{k - m_0}{k}\right) \frac{u_{кр}}{u_b} - \frac{2}{k-1}. \quad (d)$$

Обозначая для упрощения письма $\frac{u_{кр}}{u_b} = y$, после логарифмирования уравнения (d) и некоторых преобразований получим

$$n = \frac{\lg \left[\left(1 + \frac{2}{k-1} \frac{k-m_0}{k} \right) y - \frac{2}{k-1} \right] + \lg y}{\lg \left[\left(1 + \frac{2}{k-1} \frac{k-m_0}{k} \right) y - \frac{2}{k-1} \right] - \lg y}. \quad (81)$$

Приравнивая правые части уравнений (80) и (81), будем иметь

$$k + (k-1) \frac{m_0 y}{(1-m_0)y-1} - \frac{\lg z + \lg y}{\lg z - \lg y} = 0, \quad (82)$$

где для упрощения письма введено обозначение

$$\left(1 + \frac{2}{k-1} \frac{k-m_0}{k} \right) y - \frac{2}{k-1} = z. \quad (83)$$

Уравнение (82) дает возможность найти $y = \frac{u_{кр}}{u_b}$ по известному значению m_0 , которое может быть определено по уравнению (77). Так как уравнение (82) является трансцендентным, то его решение может быть выполнено или методом попыток или графическим методом. После нахождения $\frac{u_{кр}}{u_b}$ из уравнения (82) значение показателя политропы может быть определено по уравнению (80).

Значения $\frac{u_{кр}}{u_b}$ и n , вычисленные по зависимостям (82) и (80), приведены в табл. 4.

Таблица 4

Значения $\frac{u_{кр}}{u_b} = f(m_0)$ и $n = f(m_0)$

m_0	0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	0,12	0,14	0,16	0,18	0,20
$\frac{u_{кр}}{u_b}$	1,330	1,354	1,378	1,402	1,430	1,460	1,492	1,525	1,559	1,594
n	1,324	1,352	1,382	1,413	1,445	1,480	1,516	1,555	1,598	1,643

Значение $u_{кр}$ находится по термодинамической зависимости

$$\frac{u_{кр}}{u_0} = \left(\frac{p_{кр}}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{2}{k+1}.$$

11. Определение удельной теплоотдачи в цилиндрическом насадке при докритическом истечении

Определяя секундный расход через цилиндрический насадок по параметрам газа в начале насадки, имеем

$$G = \frac{\mu_a S v_a}{w_a} = \frac{\mu_a S}{w_a} \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_0 w_0 \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (84)$$

Так как

$$w_a = w_0 \left(\frac{p_0}{p_a} \right)^{\frac{1}{k}};$$

$$\frac{p_0}{w_0} = \frac{p_0^2}{p_0 w_0} = \frac{p_0^2}{(k-1) u_0},$$

то

$$G = \mu_a S \sqrt{\frac{2gk}{k-1} \frac{p_0}{\sqrt{RT_0}}} Y_a, \quad (85)$$

где

$$Y_a = \sqrt{x_a^{\frac{2}{k}} - x_a^{\frac{k+1}{k}}}; \quad (86)$$

$$x_a = \frac{p_a}{p_0}.$$

Значения $Y=f(x)$ приведены в табл. 5.

Таблица 5

$$\text{Значения } Y = \sqrt{x^{\frac{2}{k}} - x^{\frac{k+1}{k}}}$$

при $k=1,3$

x	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
0,5	—	—	—	—	0,2266	0,2266	0,2265	0,2263	0,2260	0,2256
0,6	0,2251	0,2245	0,2238	0,2229	0,2219	0,2208	0,2196	0,2183	0,2169	0,2153
0,7	0,2136	0,2118	0,2099	0,2078	0,2055	0,2031	0,2006	0,1979	0,1950	0,1919
0,8	0,1887	0,1853	0,1817	0,1778	0,1737	0,1693	—	—	—	—

Продолжение табл. 5

x	0,000	0,002	0,004	0,006	0,008
0,85	0,1693	0,1684	0,1675	0,1666	0,1657
0,86	0,1648	0,1637	0,1628	0,1618	0,1608
0,87	0,1598	0,1588	0,1578	0,1567	0,1556
0,88	0,1545	0,1534	0,1523	0,1512	0,1501
0,89	0,1490	0,1478	0,1466	0,1454	0,1442
0,90	0,1430	0,1418	0,1406	0,1393	0,1380
0,91	0,1366	0,1352	0,1338	0,1324	0,1310
0,92	0,1296	0,1281	0,1266	0,1251	0,1236
0,93	0,1220	0,1204	0,1188	0,1171	0,1154
0,94	0,1136	0,1118	0,1100	0,1081	0,1062
0,95	0,1042	0,1022	0,1002	0,0981	0,0960
0,96	0,0938	0,0915	0,0892	0,0868	0,0843
0,97	0,0818	0,0790	0,0762	0,0733	0,0703
0,98	0,0670	0,0636	0,0600	0,0562	0,0520
0,99	0,0476	0,0426	0,0370	0,0305	0,0210

Подставляя в уравнение (71) значения $\frac{dQ_{\tau}}{dt}$ и G , получим

$$q_{\tau} = \frac{\alpha_0 \left(1 - \frac{T_c}{T_{cp}}\right) F p_{cp} R T_0}{\mu_{aS} \sqrt{\frac{2gk}{k-1} p_0 Y R \sqrt{R T_0}}} \quad (a)$$

Введем обозначения

$$\varepsilon_1 = \frac{p_{cp}}{p_a};$$

$$\varepsilon_2 = \frac{T_{cp}}{T_a};$$

$$x_a = \frac{p_a}{p_0},$$

где p_a и T_a — давление и температура в начале насадка.

При этих обозначениях имеем

$$p_{\text{ср}} = \varepsilon_1 x_a p_0; \quad (87)$$

$$T_{\text{ср}} = \varepsilon_2 x_a^{\frac{k-1}{k}} T_0. \quad (88)$$

Подставляя значения $p_{\text{ср}}$ и $T_{\text{ср}}$ в уравнение (а) и учитывая, что $RT_0 = (k-1)u_0$, получим

$$Eq_{\tau} = m_1 u_0, \quad (89)$$

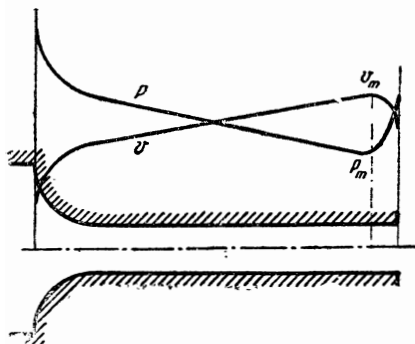
где

$$m_1 = (k-1) \frac{E a_0 k_{\tau} F x_a^{\frac{3k-1}{2k}} \varepsilon_1 \sqrt{V \varepsilon_2}}{\mu_a s \sqrt{\frac{2gk}{k-1} R \sqrt{RT_c Y}}}; \quad (90)$$

k_{τ} — вспомогательная функция, определяемая уравнением (78).

12. Определение показателя политропического процесса в цилиндрическом насадке при докритическом истечении с теплоотдачей

В основу исследования докритического течения газа по цилиндрическому насадку при наличии теплоотдачи примем допущение, что теплоотдача не оказывает влияния на давление газа в начальном и в выходном отверстиях насадка, т. е. в этих сечениях насадка давление равно давлению во внешней среде.



Фиг. 9. График изменения давления и скорости газа в цилиндрическом насадке при докритическом истечении с теплоотдачей.

Что касается давления в средних сечениях насадка, то оно, по мере течения газа по насадку, в результате теплоотдачи будет постепенно понижаться. В соответствии с понижением давления скорость газа будет вдоль насадка возрастать.

Из указанного характера течения газа по насадку следует, что давление газа в потоке при подходе к выходному отверстию будет ниже давления во внешней среде, а затем, в момент выхода из насадка, должно резко возрасти до давления во внешней среде. Соот-

Соот-

ответственно скорость газа, возрастающая до подхода к выходному отверстию, в момент выхода из насадка должна резко уменьшиться (фиг. 9).

По ранее принятой исходной зависимости для показателя политропы

$$n = k + (k-1) \frac{EdQ_T}{dL}$$

имеем

$$n = k + (k-1) \frac{Eq_T}{l}, \quad (a)$$

где l — удельная работа расширения элемента потока газа при перемещении его от начала насадка до выходного отверстия.

Из уравнения внутренней энергии

$$du = Edq_r - Edq_T - dl,$$

пренебрегая трением, после интегрирования от начала насадка до выходного отверстия получим

$$u_m - u_a = -Eq_T - l$$

или

$$l = u_a - u_m - Eq_T. \quad (b)$$

Подставляя значение l в уравнение (a) и заменяя Eq_T по уравнению (89), будем иметь

$$n = k + (k-1) \frac{m_1 u_0}{u_a - u_m - m_1 u_0};$$

$$n = k + (k-1) \frac{m_1}{\frac{u_a}{u_0} \left(1 - \frac{u_m}{u_a}\right) - m_1}. \quad (c)$$

Применяя уравнение (45b) для перемещения элемента потока от сосуда до сечения перед выходом из насадка, имеем

$$ku_m + \frac{v_m^2}{2g} = ku_0 - Eq_T = (k - m_1) u_0;$$

$$v_m = \sqrt{2g[(k - m_1) u_0 - ku_m]};$$

$$v_m = \sqrt{2g(k - m_1) u_0 \left(1 - \frac{k}{k - m_1} \frac{u_m}{u_0}\right)}. \quad (91)$$

Рассматривая перемещение элемента потока от сосуда до начала цилиндрического насадка, по уравнению (45b) имеем

$$v_a = \sqrt{2gku_0 \left(1 - \frac{u_a}{u_0}\right)}. \quad (92)$$

По уравнению неразрывности можем написать

$$\frac{sv_a}{w_a} = \frac{sv_m}{w_m}$$

или

$$v_m = v_a \frac{w_m}{w_a} = v_a \left(\frac{p_a}{p_m}\right)^{\frac{1}{n}}. \quad (d)$$

Подставляя значение v_m из уравнения (d) в уравнение (91) и возводя обе части уравнения в квадрат, получим

$$v_a^2 \left(\frac{p_a}{p_m}\right)^{\frac{2}{n}} = 2g(k - m_1)u_0 \left(1 - \frac{k}{k - m_1} \frac{u_m}{u_0}\right).$$

После замены v_a его значением из уравнения (92) будем иметь

$$k \left(1 - \frac{u_a}{u_0}\right) \left(\frac{p_a}{p_m}\right)^{\frac{2}{n}} = (k - m_1) \left(1 - \frac{k}{k - m_1} \frac{u_m}{u_0}\right);$$

$$1 - \frac{k}{k - m_1} \frac{u_m}{u_a} \frac{u_a}{u_0} = \frac{k}{k - m_1} \left(1 - \frac{u_a}{u_0}\right) \left(\frac{p_a}{p_m}\right)^{\frac{2}{n}}.$$

Так как

$$\frac{u_m}{u_a} = \frac{T_m}{T_a} = \left(\frac{p_m}{p_a}\right)^{\frac{n-1}{n}},$$

то после преобразований получаем

$$\frac{u_a}{u_0} \left(\frac{p_m}{p_a}\right)^{\frac{n-1}{n}} + \frac{1 - \frac{u_a}{u_0}}{\left(\frac{p_m}{p_a}\right)^{\frac{2}{n}}} = \frac{k - m_1}{k}; \quad (93)$$

$$n = k + (k - 1) \frac{m_1}{\frac{u_a}{u_0} \left[1 - \left(\frac{p_m}{p_a}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right] - m_1}. \quad (94)$$

Решая уравнения (93) и (94) относительно $\frac{u_a}{u_0}$, имеем

$$\frac{u_a}{u_0} = \frac{1 - \frac{k - m_1}{k} \left(\frac{p_m}{p_a}\right)^{\frac{2}{n}}}{1 - \left(\frac{p_m}{p_a}\right)^{\frac{n+1}{n}}}; \quad (95)$$

$$\frac{u_a}{u_0} = \frac{1 + \frac{k - 1}{n - k}}{1 - \left(\frac{p_m}{p_a}\right)^{\frac{n-1}{n}}} m_1. \quad (96)$$

Приравнивая правые части уравнений (95) и (96) и решая полученное уравнение относительно m_1 , будем иметь

$$m_1 = \frac{\frac{1 - x^{\frac{2}{n}}}{1 - x^{\frac{n+1}{n}}}}{\frac{1 + \frac{k - 1}{n - k}}{1 - x^{\frac{n-1}{n}}} - \frac{1}{k} \frac{x^{\frac{2}{n}}}{1 - x^{\frac{n+1}{n}}}}, \quad (97)$$

где

$$x = \frac{p_m}{p_a}.$$

Разделив обе части уравнения (96) на $\frac{u_a}{u_0}$, получаем

$$\zeta = \frac{m_1 u_0}{u_a} = \frac{E q_{\tau}}{u_a} = \frac{1 - x^{\frac{n-1}{n}}}{1 + \frac{k - 1}{n - k}}. \quad (98)$$

Уравнения (97) и (98) позволяют составить таблицы значений функций

$$m_1 = f_1(x, n); \quad (97a)$$

$$\zeta = f_2(x, n). \quad (98a)$$

Значения $m_1 = f_1(x, n)$ приведены в табл. 6, а $\zeta = f_2(x, n)$ в табл. 7.

Таблица 6

Значения $m_1=f_1(x, n)$

$x \backslash n$	1,32	1,34	1,36	1,38	1,40	1,42	1,44	1,46	1,48	1,50
0,50	0,037	0,071	0,100	0,126	0,148	0,167	0,184	0,199	0,212	0,224
0,55	0,034	0,063	0,089	0,112	0,133	0,150	0,165	0,178	0,190	0,201
0,60	0,030	0,056	0,079	0,099	0,117	0,132	0,145	0,157	0,168	0,178
0,65	0,026	0,048	0,069	0,086	0,101	0,114	0,127	0,136	0,145	0,154
0,70	0,022	0,041	0,058	0,073	0,086	0,097	0,108	0,116	0,123	0,130
0,75	0,018	0,034	0,048	0,060	0,070	0,080	0,088	0,095	0,102	0,107
0,80	0,014	0,027	0,038	0,047	0,056	0,064	0,070	0,075	0,080	0,084
0,85	0,010	0,020	0,028	0,035	0,041	0,047	0,052	0,056	0,059	0,062
0,90	0,007	0,013	0,018	0,023	0,027	0,031	0,034	0,037	0,038	0,040
0,95	0,003	0,006	0,009	0,010	0,013	0,015	0,017	0,018	0,019	0,020

Таблица 7

Значения $\zeta=f_2(x, n)$

$x \backslash n$	1,32	1,34	1,36	1,38	1,40	1,42	1,44	1,46	1,48	1,50
0,50	0,0555	0,1023	0,1423	0,1768	0,2060	0,2312	0,2525	0,2710	0,2878	0,3000
0,55	0,0529	0,0975	0,1351	0,1670	0,1940	0,2170	0,2365	0,2533	0,2678	0,2790
0,60	0,0500	0,0915	0,1264	0,1558	0,1801	0,2012	0,2190	0,2334	0,2460	0,2560
0,65	0,0462	0,0846	0,1162	0,1430	0,1650	0,1836	0,1988	0,2116	0,2230	0,2305
0,70	0,0420	0,0765	0,1050	0,1282	0,1475	0,1638	0,1775	0,1880	0,1971	0,2040
0,75	0,0371	0,0673	0,0918	0,1120	0,1282	0,1420	0,1530	0,1629	0,1690	0,1750
0,80	0,0314	0,0566	0,0773	0,0935	0,1068	0,1177	0,1268	0,1339	0,1400	0,1441
0,85	0,0250	0,0447	0,0606	0,0735	0,0834	0,0921	0,0986	0,1037	0,1080	0,1110
0,90	0,0176	0,0314	0,0424	0,0510	0,0578	0,0638	0,0688	0,0715	0,0745	0,0761
0,95	0,0093	0,0165	0,0222	0,0266	0,0302	0,0330	0,0351	0,0368	0,0382	0,0390

Решая графически эту систему таблично заданных функций, можем исключить величину x и получить значения функции

$$\zeta = f_3(m_1, n). \quad (99)$$

Полученные указанным методом значения $\zeta = f_3(m_1, n)$ приведены в табл. 8.

Таблица 8

Значения $\zeta = f_3(m_1, n)$

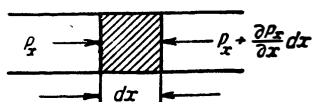
$m_1 \backslash n$	1,32	1,34	1,36	1,38	1,40	1,42	1,44	1,46	1,48	1,50
0,02	0,0400	0,0450	0,0480	0,0460	0,0450	0,0435	0,0420	0,0410	0,0406	0,0402
0,03	0,0500	0,0622	0,0647	0,0642	0,0630	0,0617	0,0605	0,0597	0,0590	0,0585
0,04	—	0,0750	0,0800	0,0810	0,0810	0,0800	0,0780	0,0767	0,0760	0,0750
0,05	—	0,0857	0,0940	0,0966	0,0980	0,0963	0,0950	0,0933	0,0922	0,0910
0,06	—	0,0950	0,1065	0,1120	0,1127	0,1126	0,1110	0,1095	0,1084	0,1072
0,07	—	0,1010	0,1170	0,1240	0,1264	0,1270	0,1255	0,1250	0,1240	0,1220
0,08	—	—	0,1270	0,1360	0,1390	0,1410	0,1400	0,1400	0,1390	0,1360
0,09	—	—	0,1360	0,1465	0,1510	0,1540	0,1535	0,1530	0,1525	0,1500
0,10	—	—	—	0,1570	0,1620	0,1660	0,1660	0,1660	0,1660	0,1650
0,11	—	—	—	0,1657	0,1730	0,1776	0,1780	0,1790	0,1800	0,1780
0,12	—	—	—	0,1735	0,1830	0,1890	0,1905	0,1912	0,1922	0,1905
0,13	—	—	—	—	0,1916	0,1985	0,2025	0,2050	0,2040	0,2025
0,14	—	—	—	—	0,1995	0,2080	0,2120	0,2140	0,2160	0,2150
0,15	—	—	—	—	—	0,2170	0,2223	0,2250	0,2270	0,2270
0,16	—	—	—	—	—	0,2260	0,2320	0,2360	0,2380	0,2380
0,17	—	—	—	—	—	—	0,2400	0,2446	0,2485	0,2485
0,18	—	—	—	—	—	—	0,2480	0,2535	0,2580	0,2583
0,19	—	—	—	—	—	—	—	0,2630	0,2670	0,2680
0,20	—	—	—	—	—	—	—	0,2710	0,2762	0,2770

Так как значения m_1 и ζ могут быть найдены по исходным данным, то задачу определения показателя политропического процесса для докритического истечения через цилиндрический насадок при наличии теплоотдачи в насадке можно считать решенной.

§ 4. ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ НЕУСТАНОВИВШЕГОСЯ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА ПО ЦИЛИНДРИЧЕСКОМУ КАНАЛУ

1. Исходные зависимости

Рассмотрим течение газа по цилиндрическому каналу, т. е. по каналу, в котором отсутствует боковое расширение элементов потока (фиг. 10). Для упрощения задачи будем также предполагать отсутствие трения и теплоотдачи.



Фиг. 10. Элемент одномерного газового потока.

Основные уравнения одномерного течения газа при указанных допущениях получим из уравнений (29) и (33). Уравнение движения элемента потока идеального газа

$$\frac{1}{\rho_x} \frac{\partial p_x}{\partial x} = - \frac{dv_x}{dt} \quad (100)$$

или

$$\frac{1}{\rho_x} \frac{\partial p_x}{\partial x} = - \frac{\partial v_x}{\partial t} - v_x \frac{\partial v_x}{\partial x}. \quad (100a)$$

Уравнение неразрывности

$$\frac{d\rho_x}{dt} = - \rho_x \frac{\partial v_x}{\partial x}. \quad (101)$$

Уравнение изменения внутренней энергии

$$du_x = - dl_x = - p_x d\omega_x \quad (102)$$

или, для конечного отрезка процесса,

$$u_x = u_{0x} - l_x. \quad (102a)$$

Уравнение термодинамических параметров

$$\frac{u}{u_0} = \frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{k-1} = \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^{k-1}. \quad (103)$$

Дифференциальное уравнение адиабаты

$$\frac{dp_x}{d\rho_x} = k \frac{p_x}{\rho_x} \quad (104)$$

или

$$\frac{dp_x}{dw_x} = -k \frac{p_x}{w_x}. \quad (104a)$$

Рассмотрим перемещение элемента потока за время dt и найдем выражение для относительного расширения на указанном перемещении.

В соответствии с фиг. 11 будем иметь:

начальный объем выделенного элемента потока — $s dx$;

смещение левой грани элемента за время dt — $v_x dt$;

смещение правой грани элемента за то же время —

$$\left(v_x + \frac{\partial v_x}{\partial x} dx \right) dt;$$

изменение продольного размера элемента за время dt —

$$\left(v_x + \frac{\partial v_x}{\partial x} dx \right) dt - v_x dt = \frac{\partial v_x}{\partial x} dx dt;$$

объем элемента после перемещения за время dt —

$$\left(dx + \frac{\partial v_x}{\partial x} dx dt \right) s.$$

На основании полученных выше выражений для относительного расширения элемента за время dt можем написать

$$d\varepsilon_x = \frac{\left(dx + \frac{\partial v_x}{\partial x} dx dt \right) s - s dx}{s dx}$$

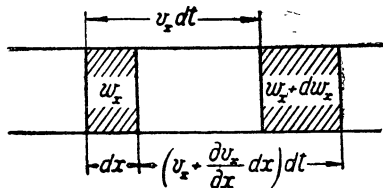
или

$$d\varepsilon_x = \frac{\partial v_x}{\partial x} dt. \quad (105)$$

Выразим относительное расширение через изменение удельного объема

$$d\varepsilon_x = \frac{(w_x + dw_x) - w_x}{w_x};$$

$$d\varepsilon_x = \frac{dw_x}{w_x}. \quad (106)$$



Фиг. 11. К выводу выражения для относительного расширения элемента потока за время dt .

Из уравнений (105) и (106) имеем

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} dt = \frac{dw_x}{w_x}. \quad (107)$$

Учитывая уравнение (104а), будем также иметь

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} dt = -\frac{dp_x}{kp_x}. \quad (107a)$$

Уравнение (107а) можно также получить из уравнения неразрывности и уравнения адиабаты.

Из уравнений (101) и (104) соответственно имеем

$$d\rho_x = -\rho_x \frac{\partial v_x}{\partial x} dt; \quad (a)$$

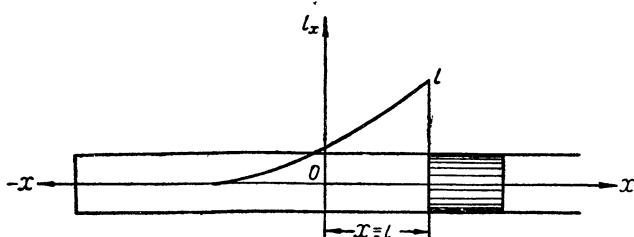
$$d\rho_x = \frac{\rho_x}{kp_x} dp_x. \quad (b)$$

Приравнивая правые части уравнений (а) и (b), получаем

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} dt = -\frac{1}{kp_x} dp_x. \quad (107a)$$

2. Основное уравнение одномерного неустановившегося течения идеального газа

Введем в рассмотрение величину l_x — перемещение элемента потока от начала его движения до некоторого промежуточного момента. Перемещение элемента потока l_x будет являться функ-



Фиг. 12. Кривая перемещений элементов потока l_x к моменту t в функции от координаты x .

цией координаты x и времени t . В соответствии с этим перемещения l_x , отвечающие различным значениям x для заданного момента времени t , будут представлять собою тот путь, который прошел за время t элемент потока, находящийся в указанный момент времени t в сечении канала с координатой x (фиг. 12).

Для перемещения элемента потока за время dt будем иметь

$$dl_x = \frac{\partial l_x}{\partial x} dx + \frac{\partial l_x}{\partial t} dt \quad (108)$$

или

$$v_x dt = \frac{\partial l_x}{\partial x} dx + \frac{\partial l_x}{\partial t} dt. \quad (108a)$$

Дифференцируя уравнение (108a) один раз по x и другой раз по t , получим

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} dt = \frac{\partial^2 l_x}{\partial x^2} dx + \frac{\partial^2 l_x}{\partial t \partial x} dt; \quad (109)$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} dt = \frac{\partial^2 l_x}{\partial x \partial t} dx + \frac{\partial^2 l_x}{\partial t^2} dt, \quad (110)$$

откуда

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} = \frac{\partial^2 l_x}{\partial x^2} v_x + \frac{\partial^2 l_x}{\partial x \partial t}; \quad (109a)$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} = \frac{\partial^2 l_x}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 l_x}{\partial x \partial t} v_x. \quad (110a)$$

В соответствии с уравнениями (105) и (109) для относительного расширения газа имеем

$$d\varepsilon_x = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial l_x}{\partial x} \right) dx + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial l_x}{\partial x} \right) dt; \\ d\varepsilon_x = d \left(\frac{\partial l_x}{\partial x} \right). \quad (111)$$

Учитывая уравнение (107a), одновременно будем иметь

$$\frac{dp_x}{kp_x} = -d \left(\frac{\partial l_x}{\partial x} \right). \quad (112)$$

Интегрируя уравнения (111) и (112), получаем

$$\varepsilon_x = \frac{\partial l_x}{\partial x} + \text{const}; \quad (113)$$

$$\frac{1}{k} \ln p_x = - \frac{\partial l_x}{\partial x} + \text{const}. \quad (114)$$

Дифференцируя уравнение (114) по x , получим

$$\frac{\partial p_x}{\partial x} = -kp_x \frac{\partial^2 l_x}{\partial x^2}. \quad (114a)$$

Используя уравнения (109a), (110a) и (114a), из уравнения движения элемента потока газа будем иметь

$$c_x^2 \frac{\partial^2 I_x}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 I_x}{\partial x^2} v_x^2 + \frac{\partial^2 I_x}{\partial t^2} + 2v_x \frac{\partial^2 I_x}{\partial x \partial t}$$

или

$$\frac{\partial^2 I_x}{\partial t^2} = (c_x^2 - v_x^2) \frac{\partial^2 I_x}{\partial x^2} - 2v_x \frac{\partial^2 I_x}{\partial x \partial t}, \quad (115)$$

где

$$c_x = \sqrt{\frac{k p_x}{\rho_x}}. \quad (116)$$

Уравнение (115) является основным уравнением одномерного неустановившегося течения идеального газа. Вывод уравнения (115) не был ограничен никакими условиями и поэтому это уравнение будет справедливо для любого характера одномерного неустановившегося течения идеального газа.

3. Уравнение одномерного неустановившегося течения идеального газа при малых скоростях

Нахождение общего интеграла уравнения (115) без каких-либо допущений и ограничений является трудно разрешимой задачей. Поэтому при исследовании различных случаев одномерного неустановившегося течения газа приходится делать некоторые допущения, которые, во-первых, упрощают основное уравнение одномерного неустановившегося течения газа и, во-вторых, облегчают получение дополнительных зависимостей и общее решение задачи.

Рассмотрим случай одномерного неустановившегося течения идеального газа, при котором скорости движения газа v_x являются незначительными по сравнению с величиной $c_x =$

$$= \sqrt{\frac{k p_x}{\rho_x}}, \text{ вследствие чего можно принять}$$

$$1 - \frac{v_x^2}{c_x^2} \approx 1. \quad (117)$$

Так как

$$c_x^2 = \frac{k p_x}{\rho_x} = g k p_x w_x = g k (k-1) u_x,$$

то

$$\frac{v_x^2}{c_x^2} = \frac{2}{k(k-1)} \frac{v_x^2}{2g u_x}. \quad (117a)$$

Следовательно, изложенное выше условие о незначительности скорости газа v_x означает, что внешняя кинетическая энергия газа является пренебрежимо малой по сравнению с внутренней энергией газа.

Из уравнения (115), при наличии условия (117), имеем

$$\frac{\partial^2 I_x}{\partial t^2} = \left(\frac{\partial^2 I_x}{\partial x^2} - \frac{2v_x}{c_x^2} \frac{\partial^2 I_x}{\partial x \partial t} \right) c_x^2. \quad (118)$$

При соизмеримости членов $\frac{\partial^2 I_x}{\partial x^2}$ и $\frac{\partial^2 I_x}{\partial x \partial t}$ в силу принятого выше условия (117) из уравнения (118) получим

$$\frac{\partial^2 I_x}{\partial t^2} = c_x^2 \frac{\partial^2 I_x}{\partial x^2}. \quad (119)$$

Решение уравнения (119) показывает, что величина c_x представляет собой скорость распространения в газе малых перепадов давления, т. е. то, что обычно называется скоростью звука. Так как изменение внешней кинетической энергии газа определяет собой изменение внутренней кинетической энергии, то из принятого условия $\frac{v_x^2}{c_x^2} \approx 0$ вытекает, что в рассматриваемом случае

течения газа изменения его внутренней энергии и всех термодинамических параметров будут незначительными.

Таким образом принятое выше условие о незначительности скорости движения газа по сравнению со скоростью звука можно заменить условием малых изменений термодинамических параметров газа.

4. Некоторые особенности одномерного неустановившегося течения газа

Из уравнения (39), пренебрегая трением и теплообменом со стенками канала, будем иметь

$$d \left(u_x + \frac{v_x^2}{2g} \right) = -w_x \frac{\partial p_x}{\partial x} dx - p_x dw_x$$

или, после замены,

$$\frac{\partial p_x}{\partial x} dx = dp_x - \frac{\partial p_x}{\partial t} dt,$$

получим

$$w_x \frac{\partial p_x}{\partial t} dt = d \left(i_x + \frac{v_x^2}{2g} \right), \quad (39a)$$

где $i_x = u_x + p_x w_x = k u_x$ — теплосодержание газа.

Величина $i_x + \frac{v_x^2}{2g}$ часто истолковывается как полный запас энергии 1 кг газа.

Сопоставляя уравнение (39а) с уравнением

$$\omega_x \frac{\partial p_x}{\partial x} dx = \omega_x \frac{\partial p_x}{\partial x} v_x dt = -d\left(\frac{v_x^2}{2g}\right), \quad (35a)$$

можем констатировать, что частный дифференциал от давления по времени определяется изменением полной энергии газа, а частный дифференциал от давления по координате определяется изменением внешней кинетической энергии газа.

При отсутствии теплообмена со стенками канала изменение полной энергии газа будет определяться работой на изменение его внешней кинетической энергии и работой давления на границах потока газа.

Рассмотрим одномерное течение газа, вызванное ускоренным движением поршня, перемещающегося под действием давления газа. Исходя из приведенных уравнений, можно установить следующие возможные соотношения между изменением давления во времени и изменением давления по координате. Если вес газа значительно меньше веса поршня, то внешняя кинетическая энергия газа будет являться незначительной частью его общей работы и величина $d\left(\frac{v_x^2}{2g}\right)$ будет составлять незначительную часть

величины $d\left(i_x + \frac{v_x^2}{2g}\right)$. В соответствии с уравнениями (35а) и (39а)

это будет означать, что частный дифференциал от давления по координате будет малой величиной по сравнению с частным дифференциалом от давления по времени. В пределе, при очень тяжелом поршне, скорости и ускорения газа будут очень малыми и производная $\frac{\partial p_x}{\partial x}$ может быть принята равной нулю.

С уменьшением веса поршня, при неизменном весе газа и начальном давлении, будем наблюдать увеличение относительного значения внешней кинетической энергии газа, сопровождающееся увеличением изменения давления по координате и во времени.

При этом происходит относительное повышение величины $\frac{\partial p_x}{\partial x} v_x$ по сравнению с $\frac{\partial p_x}{\partial t}$.

Если взять предельный случай, когда вес поршня равен нулю, то вся работа давления газа будет затрачена на изменение его внешней кинетической энергии. Таким образом в пределе можем получить соотношение

$$-d\left(\frac{v_x^2}{2g}\right) = d\left(i_x + \frac{v_x^2}{2g}\right),$$

при котором будем иметь

$$\frac{\partial p_x}{\partial x} v_x = \frac{\partial p_x}{\partial t}.$$

Следует отметить, что соотношение, близкое к указанному предельному соотношению, можно получить не только при весе поршня, равном нулю, но и в тех случаях, когда закон движения поршня определяется не давлением газа на поршень, а воздействием внешней силы. Если в результате воздействия такой силы поршень получает значительную скорость, то работа давления на границе потока будет иметь незначительное влияние на изменение полной энергии газа. При достаточно большой скорости поршня может оказаться, что поток газа отстанет от поршня и сзади последнего образуется пустота.

К отмеченному выше можно добавить еще следующее. При установившемся течении газа возникновение перепада давления в потоке $\frac{\partial p_x}{\partial x}$ вызывается изменением сечений потока. Так как в рассматриваемом случае имеет место постоянство сечений потока, то указанная причина отпадает и перепад давления $\frac{\partial p_x}{\partial x}$ может возникнуть только при условии понижения давления вблизи поршня благодаря ускоренному движению последнего. Таким образом при одномерном, неустановившемся течении газа перепад давления $\frac{\partial p_x}{\partial x}$ за поршнем является не функцией сечения потока, а функцией понижения давления в некоторых сечениях потока, т. е. функцией $\frac{\partial p_x}{\partial t}$. Применительно к рассматриваемому случаю течения газа будут иметь место соотношения

а) при $\frac{\partial p_x}{\partial t} = 0$ $\frac{\partial p_x}{\partial x} = 0$;

б) при $\frac{\partial p_x}{\partial t} < 0$ $\frac{\partial p_x}{\partial x} < 0$.

5. Второй вариант основного уравнения одномерного неустановившегося течения идеального газа

Для того чтобы получить зависимости, позволяющие дать приближенное решение для некоторых случаев одномерного неустановившегося течения газа, введем следующую вспомогательную величину:

$$v_x = - \frac{d\left(\frac{v_x^2}{2g}\right)}{d\left(i_x + \frac{v_x^2}{2g}\right)}. \quad (120)$$

Величина v_x представляет собой относительное изменение внешней кинетической энергии газа по сравнению с изменением полной энергии. Как следует из изложенного выше анализа, в зависимости от условий течения газа величина v_x может иметь значения в пределах от 0 до 1.

Сопоставляя уравнение (120) с уравнениями (35а) и (39а), имеем

$$\frac{\partial p_x}{\partial t} dt = \frac{1}{v_x} \frac{\partial p_x}{\partial x} dx. \quad (121)$$

Дифференцируя уравнение (114) один раз по x и другой раз по t , получим

$$\frac{\partial^2 l_x}{\partial x^2} dx = -\frac{1}{kp_x} \frac{\partial p_x}{\partial x} dx; \quad (122)$$

$$\frac{\partial^2 l_x}{\partial x \partial t} dt = -\frac{1}{kp_x} \frac{\partial p_x}{\partial t} dt. \quad (123)$$

Подставляя в уравнение (123) значение $\frac{\partial p_x}{\partial t} dt$ из уравнения (121), имеем

$$\frac{\partial^2 l_x}{\partial x \partial t} dt = -\frac{1}{v_x} \frac{1}{kp_x} \frac{\partial p_x}{\partial x} dx. \quad (123a)$$

Из уравнений (122) и (123а) получаем

$$\frac{\partial^2 l_x}{\partial x \partial t} = \frac{1}{v_x} \frac{\partial^2 l_x}{\partial x^2} v_x. \quad (124)$$

Учитывая уравнение (109а), далее имеем

$$\frac{\partial^2 l_x}{\partial x^2} v_x = \frac{v_x}{1+v_x} \frac{\partial v_x}{\partial x}. \quad (125)$$

Подставляя в уравнение (114а) значение $\frac{\partial^2 l_x}{\partial x^2}$ из уравнения (125), а затем подставляя полученное значение $\frac{\partial p_x}{\partial x}$ в уравнение (100а), будем иметь

$$\frac{1}{\rho_x} \frac{\partial p_x}{\partial x} = -\frac{kp_x}{\rho_x} \frac{\partial^2 l_x}{\partial x^2} = -\frac{v_x}{1+v_x} \frac{c_x^2}{v_x} \frac{\partial v_x}{\partial x} = -\frac{\partial v_x}{\partial t} - \frac{\partial v_x}{\partial x} v_x,$$

откуда

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} = \frac{1}{v_x} \left(\frac{v_x}{1+v_x} c_x^2 - v_x^2 \right) \frac{\partial v_x}{\partial x}. \quad (126)$$

Заменяя $\frac{\partial v_x}{\partial t}$ и $\frac{\partial v_x}{\partial x}$ их значениями из уравнений (109а) и (110а), получаем:

$$\frac{\partial^2 I_x}{\partial t^2} + v_x \frac{\partial^2 I_x}{\partial x \partial t} = \frac{1}{v_x} \left(\frac{v_x}{1 + v_x} c_x^2 - v_x^2 \right) \left(\frac{\partial^2 I_x}{\partial x^2} v_x + \frac{\partial^2 I_x}{\partial x \partial t} \right).$$

Подставляя значение $\frac{\partial^2 I_x}{\partial x \partial t}$ из уравнения (124), после преобразований будем иметь

$$\frac{\partial^2 I_x}{\partial t^2} = \left(c_x^2 - \frac{2 + v_x}{v_x} v_x^2 \right) \frac{\partial^2 I_x}{\partial x^2} \quad (127)$$

6. Соотношение между скоростью элемента потока газа и давлением в том же элементе

Имея в виду, что

$$dp_x = \frac{\partial p_x}{\partial x} dx + \frac{\partial p_x}{\partial t} dt,$$

и используя соотношение (121), получаем

$$\frac{\partial p_x}{\partial x} dx = \frac{v_x}{1 + v_x} dp_x. \quad (128)$$

Умножив обе части уравнения (100) на dx , имеем

$$\frac{1}{\rho_x} \frac{\partial p_x}{\partial x} dx = - \frac{dv_x}{dt} dx = - v_x dv_x.$$

Подставляя значение $\frac{\partial p_x}{\partial x} dx$ из уравнения (128), получим

$$\frac{v_x}{1 + v_x} \frac{dp_x}{\rho_x} = - v_x dv_x. \quad (129)$$

По уравнению (103) будем иметь

$$\rho_x = \frac{p_x^{\frac{1}{k}}}{b_{0x}^{\frac{1}{k}}},$$

где $b_{0x} = \frac{p_{0x}}{\rho_{0x}^k}$;

p_{0x} и ρ_{0x} — давление и плотность газа в рассматриваемом элементе потока в начальный момент движения.

Подставляя значение ρ_x в уравнение (129), получим

$$v_x dv_x = -\frac{v_x}{1+v_x} b_{0x}^{\frac{1}{k}} p_x^{\frac{1}{k}} dp_x = -\frac{k}{k-1} \frac{v_x}{1+v_x} b_{0x}^{\frac{1}{k}} d\left(p_x^{\frac{k-1}{k}}\right). \quad (130)$$

7. Соотношение между скоростью элемента потока газа и скоростью звука в том же элементе

Будем полагать, что в начальный момент рассматриваемого процесса течения газа его параметры для всех элементов потока одинаковы. Учитывая, что

$$\frac{c_x^2}{c_0^2} = \frac{T_x}{T_0} = \left(\frac{p_x}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}},$$

имеем

$$p_x^{\frac{k-1}{k}} = \frac{p_0^{\frac{k-1}{k}}}{c_0^2} c_x^2$$

и, следовательно,

$$v_x dv_x = -\frac{2k}{k-1} \frac{v_x}{1+v_x} \frac{b_0^{\frac{1}{k}}}{c_0^2} p_0^{\frac{k-1}{k}} c_x dc_x.$$

Подставляя значение b_0 и принимая $v_x = \text{const}$, после интегрирования и преобразований получим

$$v_x^2 = \frac{2v_x}{(k-1)(1+v_x)} (c_0^2 - c_x^2), \quad (131)$$

откуда

$$c_x^2 = c_0^2 - \frac{1+v_x}{2v_x} (k-1) v_x^2. \quad (131a)$$

§ 5. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ ПЕРЕМЕННОГО КОЛИЧЕСТВА ГАЗА

1. Анализ условий применения некоторых зависимостей термодинамики

В основу всех исследований и технических расчетов рабочих процессов различного рода тепловых машин обычно принимается общеизвестное основное уравнение термодинамики

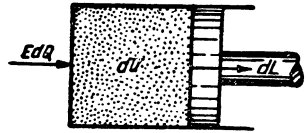
$$EdQ = dU + dL. \quad (132)$$

Важнейшей зависимостью термодинамики, лежащей в основе всех исследований и расчетов рабочих процессов тепловых машин, является также выражение для работы расширения или сжатия газа

$$dL = pdW. \quad (133)$$

Существо вывода и физический смысл зависимостей (132) и (133) легко устанавливаются из рассмотрения схемы поршневой тепловой машины (фиг. 13). К числу основных рабочих параметров этой тепловой машины можно отнести:

- W — объем рабочего пространства;
- s_n — площадь рабочей поверхности (площадь поршня);
- j — весовое количество рабочего тела, находящегося в рабочем пространстве.



Фиг. 13. Схема тепловой машины с постоянным количеством рабочего тела.

Как видно из приведенной схемы тепловой машины, члены уравнений (132) и (133) имеют следующее физическое содержание:

- 1) dU — изменение внутренней энергии рабочего тела, заключенного в рабочем пространстве машины;
- 2) dQ — количество тепла, подведенное к рабочему телу;
- 3) $dL = pdW$ — работа расширения рабочего тела вследствие перемещения рабочей поверхности (перемещения поршня);
- 4) p — давление рабочего тела на поршень;
- 5) $dW = s_n dx$ — изменение объема рабочего пространства вследствие перемещения поршня.

Из всех рассмотренных членов уравнений (132) и (133) только значение внутренней энергии U непосредственно определяется количеством рабочего тела в рабочем пространстве машины, что следует из соотношения

$$U = ju,$$

где u — удельная внутренняя энергия рабочего тела.

Количественные значения всех остальных членов этих уравнений не имеют непосредственной связи с количеством рабочего тела и могут определяться независимо от него. Например, одну и ту же работу L можно получить при различных количествах рабочего тела, если за счет соответствующего подвода тепла Q обеспечить неизменный закон изменения давления p . Последнее обстоятельство, однако, не исключает возможности введения в рассмотрение удельной работы и удельного теплообмена. Разделив уравнения (132) и (133) на j , получим

$$\frac{EdQ}{j} = \frac{dU}{j} + \frac{dL}{j};$$

$$\frac{dL}{j} = p \frac{dW}{j}$$

или

$$Edq = du + dl; \quad (132a)$$

$$dl = pdw, \quad (133a)$$

где dq — количество подведенного извне тепла, приходящегося на 1 кг рабочего тела, или удельный теплообмен;
 du — изменение удельной внутренней энергии рабочего тела;
 dl — работа тепловой машины, приходящаяся на 1 кг рабочего тела, или удельная работа рабочего тела;
 dw — изменение удельного объема газа, или изменение объема рабочего пространства, приходящееся на 1 кг рабочего тела.

Переход на удельные величины значительно облегчает все расчеты и исследования тепловых машин и поэтому в технической термодинамике зависимости (132) и (133) обычно не применяются, а все исследования термодинамических процессов основываются на уравнениях (132a) и (133a). Необходимо отметить, что переход от термодинамических величин, характеризующих тепловую машину в целом, к удельным термодинамическим величинам, эквивалентен переходу от рассмотрения процесса рабочего тела в целом к рассмотрению процессов элементов рабочего тела, так как удельные значения термодинамических величин применимы для любого количества рабочего тела. Одновременно переход от общих термодинамических характеристик тепловой машины к удельным характеристикам может представлять собой переход от рассмотрения конкретной тепловой машины к рассмотрению тепловой машины, у которой вес рабочего тела равен 1 кг. Последнее толкование перехода на удельные термодинамические характеристики является условным и теоретически менее строгим, чем первое толкование, так как оно не предполагает исключения из рассмотрения таких параметров машины, как площадь и ход поршня.

Относительно замены рассмотрения термодинамического процесса тепловой машины в целом рассмотрением термодинамического процесса элемента рабочего тела необходимо указать, что такая замена возможна только при некоторых условиях.

Первым таким условием является допущение о статическом характере термодинамического процесса тепловой машины. Например, если поршень тепловой машины (фиг. 13) будет иметь значительные скорости, то все параметры рабочего тела будут иметь различные значения в различных частях рабочего пространства. В указанном случае, при строгом решении задачи, невозможно ставить знак равенства между термодинамическим процессом рабочего тела в целом и термодинамическим процессом отдельных элементов рабочего тела. Так как в общих курсах

технической термодинамики рассматриваются тепловые машины, в которых относительные скорости элементов рабочего тела в рабочем пространстве сравнительно невелики, то в целях упрощения расчетов и исследований принимают рассматриваемые процессы квазистатическими*. При указанном допущении представляется возможным не делать различия между изменением состояния элемента рабочего тела и изменением состояния всей массы рабочего тела, так как указанные процессы оказываются тождественными.

Вторым условием, которое должно быть выполнено для возможности перехода от рассмотрения термодинамического процесса всей массы рабочего тела к рассмотрению термодинамического процесса элемента рабочего тела, является постоянство количества рабочего тела. Хотя это условие в курсах технической термодинамики явно не ставится, но существование его нетрудно установить как из приведенной выше схемы тепловой машины, так и из физической сущности вывода уравнений (132а) и (133а). Это условие, в частности, лежит в основе математических операций, выполняемых при переходе от уравнений (132) и (133) к уравнениям (132а) и (133а) и обратно. Соотношения, которые при этом имеют место,

$$dU = jdu = d(ju);$$

$$dL = jdl = jpdw = pdW,$$

могут быть приняты только при условии $j = \text{const}$.

Из отмеченного условия следует, что термодинамические зависимости, вытекающие из уравнений (132а) и (133а), могут оказаться неприменимыми для процессов с переменным количеством газа.

Рассмотрим адиабатическую зависимость между давлением и удельным объемом

$$pw^k = p_0 w_0^k, \quad (a)$$

вывод которой основан на уравнениях (132а) и (133а). Из этих уравнений при $dq = 0$ имеем

$$du = -pdw. \quad (b)$$

Подставляя в уравнение (b) значение

$$u = \frac{pw}{k-1}, \quad (c)$$

будем иметь

$$kpdw = -w dp, \quad (d)$$

* В. С. Жуковский, Техническая термодинамика, Гостехиздат, М.—Л., 1940, стр. 38.

откуда, после деления на $p\omega$ и интегрирования, получаем

$$p\omega^k = p_0\omega_0^k. \quad (a)$$

Неприменимость уравнения (a) для процессов с переменным количеством газа можно, в частности, установить из невозможности замены в этом уравнении удельных объемов ω и ω_0 на объемы рабочего пространства, т. е. приведения его к виду

$$pW^k = p_0W_0^k. \quad (e)$$

Указанная замена объемов для постоянного количества газа вполне допустима и широко используется в термодинамике.

Для того чтобы при переменном количестве газа ввести в уравнение (a) вместо удельных объемов ω и ω_0 объемы W и W_0 , необходимо было бы умножить левую часть этого уравнения на j^k , а правую на j_0^k , так как при переменном количестве газа в рабочем пространстве должны иметь место соотношения

$$W = j\omega; \quad (f)$$

$$W_0 = j_0\omega_0. \quad (g)$$

Так как подобная операция с уравнением (a) без нарушения равенства его правой и левой частей невозможна, то уравнение (a) следует признать непригодным для процессов с переменным количеством газа. Получение уравнения (e) из уравнений (132) и (133) независимо от уравнения (a), т. е. независимо от уравнений (132a) и (133a), также оказывается невозможным, так как даже при обеспечении тепловой изоляции рабочего пространства, но при наличии притока или утечки газа, не может иметь место соотношение

$$dU = -pdW, \quad (h)$$

без которого получение уравнения (e) невозможно. Объясняется это тем, что в указанном случае изменение общего количества внутренней энергии в рабочем пространстве dU будет определяться не только теплообменом с внешней средой EdQ и совершением внешней работы dL , но также приходом или расходом той энергии, которой обладает притекающий или вытекающий газ. Так как процессы истечения связаны с совершением некоторых работ сил давления, то этот фактор также окажет свое влияние на изменение общей внутренней энергии газа в рабочем пространстве.

Имея в виду, что уравнение (e) является исходным соотношением для определения работы расширения газа в рабочем пространстве, общепринятую зависимость термодинамики

$$L = \int_{p_0}^p pdW = \frac{1}{k-1} p_0 W_0 \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]$$

приходится также признать непригодной для процессов с переменным количеством газа.

Из изложенного можно сделать следующие выводы:

1) в тех случаях, когда рабочий процесс тепловой машины совершается при переменном количестве рабочего тела, невозможно заменить рассмотрение общего термодинамического процесса, протекающего в рабочем пространстве, рассмотрением термодинамического процесса элемента рабочего тела;

2) уравнения (132а) и (133а) не могут являться исходными зависимостями для исследования и расчета процессов, протекающих при переменном количестве рабочего тела;

3) термодинамические зависимости, полученные на основе уравнений (132а) и (133а), также следует считать не пригодными для процессов с переменным количеством рабочего тела.

2. Об общепринятом термодинамическом анализе рабочих процессов тепловых двигателей

Общепринятые методы исследования рабочих процессов тепловых двигателей основываются на следующих исходных положениях:

1) цикл рабочего процесса теплового двигателя представляется состоящим из отдельных, резко разграниченных периодов, каждый из которых характеризуется особой закономерностью изменения состояния рабочего тела;

2) в течение каждого периода рабочего процесса весовое количество рабочего тела является постоянным;

3) количество рабочего тела одинаково для всех периодов рабочего процесса;

4) рабочее тело за время одного цикла рабочего процесса возвращается в исходное состояние, т. е. цикл рабочего процесса является замкнутым или круговым;

5) процессы, протекающие в отдельные периоды цикла, являются типовыми термодинамическими процессами, общей характерной особенностью которых является постоянный показатель процесса или постоянный относительный теплообмен.

При принятии указанных положений оказывается возможным:

а) представить механическую сторону рабочего процесса в виде теоретической индикаторной диаграммы, позволяющей легко определить механическую работу тепловой машины;

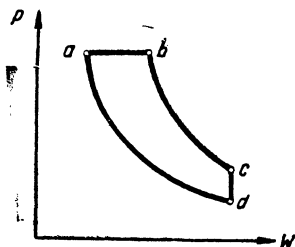
б) ввести в рассмотрение удельные параметры рабочего тела;

в) исключить из термодинамического анализа конструктивные параметры тепловой машины и тем самым вместо рассмотрения конкретных образцов тепловых машин перейти к рассмотрению совокупностей (классов) машин, имеющих подобные рабочие процессы.

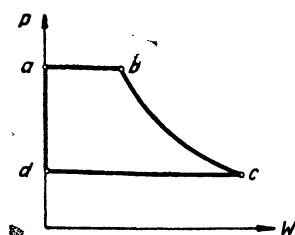
В результате всех перечисленных допущений предметом общепринятого термодинамического анализа являются условные

тепловые машины, рабочий процесс которых лишь в некоторой степени отражает рабочий процесс реальных тепловых машин.

Для того чтобы была ясна весьма большая условность изложенных выше исходных положений общепринятого термодинамического анализа, рассмотрим кратко теоретические индикатор-



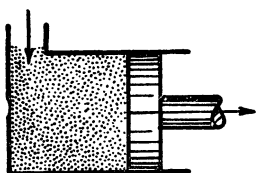
Фиг. 14. Теоретическая индикаторная диаграмма двигателя Дизеля.



Фиг. 15. Теоретическая индикаторная диаграмма пневматического двигателя.

ные диаграммы в координатах p - W двигателя Дизеля и пневматического двигателя.

Прежде всего можно установить, что в указанных тепловых двигателях в некоторые периоды их рабочих процессов имеет место изменение количества рабочего тела. Например, в двигателе Дизеля (фиг. 14) в течение некоторой части процесса (участок ab теоретической индикаторной диаграммы) происходит подача горючего и его постепенное сгорание, т. е. происходит изменение веса рабочего тела. Участок cd теоретической индикаторной диаграммы отвечает периоду выхлопа двигателя, в течение которого рабочее тело вытекает из рабочего пространства. Следовательно, и в этой части рабочего процесса происходит изменение количества рабочего тела.



Фиг. 16. Схема пневматического двигателя.

В рабочем процессе пневматического двигателя (фиг. 15) также происходит изменение количества рабочего тела. Участок ab теоретической индикаторной диаграммы этого двигателя соответствует периоду подачи воздуха в рабочее пространство (фиг. 16). Таким образом в этой части процесса количество рабочего тела в рабочем пространстве резко изменяется. Точно такое же изменение количества рабочего тела происходит в период выталкивания рабочего тела из рабочего пространства (участок cd индикаторной диаграммы).

При идеализации рабочих процессов двигателя Дизеля и пневматического двигателя отмеченные периоды их рабочих процессов представляются как процессы изменения состояния посто-

янного количества рабочего тела. Так, например, участок cd индикаторной диаграммы двигателя Дизеля рассматривается как изохорический процесс, в течение которого вследствие условного охлаждения рабочего тела давление понижается. Участки ab и cd индикаторной диаграммы пневматического двигателя истолковываются как изобарические процессы, в течение которых происходит расширение или сжатие постоянного количества рабочего тела, причем постоянство давления обеспечивается соответствующим условным подогревом или охлаждением рабочего тела.

Как видно из вышеизложенного, общепринятые методы расчета рабочих процессов тепловых двигателей являются в значительной мере условными. Условность и явная неточность этих расчетов особенно сильно обнаруживаются в отношении тех периодов рабочего процесса, которые протекают при переменном количестве рабочего тела. Следует также отметить, что индикаторная диаграмма в координатах $p-W$, положенная в основу общепринятых расчетов тепловых двигателей:

1) дает удовлетворительную оценку тепловой машины только в отношении механической работы и не может считаться пригодным средством для исследования процессов теплообмена;

2) в некоторых тепловых машинах не является замкнутой;

3) в некоторых тепловых машинах вообще не может иметь места.

3. Общий анализ некоторых процессов с переменным количеством газа

Общий анализ процессов изменения состояния газа при переменном его количестве начнем с процесса, протекающего в бомбе в период горения порохового заряда. Если, учитывая кратковременность этого процесса, пренебречь теплоотдачей, то, исходя из общепринятых положений термодинамики, необходимо рассматриваемый процесс признать адиабатическим. Однако при попытке применить к этому процессу соответствующие термодинамические зависимости выявляется абсурдность полученных результатов. Например, для удельной работы адиабатического сжатия в термодинамике имеем

$$l = \frac{p_0 w_0}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right].$$

Принимая для какого-либо момента горения порохового заряда значения давления и удельного объема в качестве начальных данных, мы можем по приведенной формуле подсчитать для последующих моментов времени величину работы сжатия порохового

газа. Между тем, по условиям рассматриваемого процесса никаких результатов этой работы обнаружить невозможно.

Если, имея в виду постоянство внутренней энергии порохового газа, образующегося в процессе горения заряда, принять происходящий в бомбе процесс изменения состояния порохового газа изотермическим, то и в этом случае по общепринятому выражению удельной работы сжатия газа

$$l = RT \ln \frac{p_0}{p}$$

опять получили бы какое-то значение для работы, внешних признаков которой мы не наблюдаем.

Не задаваясь характером процесса изменения состояния порохового газа, попытаемся исследовать вопрос о работе сжатия порохового газа при горении заряда в бомбе, исходя из выражений термодинамики для элементарной работы

$$dl = pdw; \quad (a)$$

$$dL = pdW. \quad (b)$$

Рассмотрим два отдельных случая.

Случай I. Общйй объем порохового газа в процессе горения заряда не изменяется. Этот случай практически будем иметь только при очень малой плотности заряжания, когда относительное значение объема заряда и изменение этого объема настолько малы, что могут не приниматься во внимание. Можно также представить, что автоматически вдвигающийся поршень в точности компенсирует увеличение объема, занимаемого пороховым газом, в результате сгорания части заряда.

На основании указанных условий по выражению (b) должны иметь $dL=0$. В тоже время по выражению (a) $dl \neq 0$, так как в процессе горения заряда имеется нарастание p и уменьшение w . Таким образом применение выражений термодинамики для элементарной работы также приводит к абсурду.

Для установления истины изменим метод рассмотрения явления, а именно, разделим имеющийся в какой-либо момент в бомбе пороховой газ на две части — ранее образовавшуюся и вновь образующуюся. Возьмем произвольный момент времени t , для которого состояние имеющегося к этому моменту порохового газа определяется давлением p и удельным объемом w . Весовое количество порохового газа для того же момента обозначим через j . За время dt образуется дополнительное количество порохового газа dj . Объем, который займет вновь образовавшийся пороховой газ, будет

$$(w + dw) dj = dW.$$

Так как согласно условию мы пренебрегаем объемом пороховой массы по сравнению с объемом образующегося порохового газа, то работа расширения вновь образовавшегося газа весом dj будет равна $p(\omega + d\omega)dj = pdW$.

Так как общий объем, занимаемый пороховым газом, не изменился, то объем, занимаемый ранее образовавшимся пороховым газом, должен уменьшиться на величину $(\omega + d\omega)dj = dW$, т. е. должно произойти сжатие ранее образовавшегося газа вследствие вновь образовавшегося. Работа сжатия ранее образовавшегося газа, очевидно, будет равна pdW . В результате указанного явления вновь образующийся пороховой газ при расширении должен охлаждаться, а ранее образовавшийся — нагреваться. Образующаяся разность температур будет непрерывно исчезать вследствие теплообмена и перемешивания газа.

Случай II. Общий объем, занимаемый пороховым газом, изменяется в результате сгорания части заряда. Так как в этом случае имеется налицо увеличение общего объема, занимаемого пороховым газом, то на первый взгляд можно предполагать наличие внешней работы расширения, что следует из выражения (b). Однако при ближайшем рассмотрении оказывается, что явление будет протекать так же, как и в первом случае.

Обозначим, как и раньше, объем, который займет образовавшийся за время dt пороховой газ весом dj , через dW . Так как в первый момент образования этот газ занимал объем, равный соответствующей по весу части порохового заряда, т. е. $\frac{dj}{\delta}$, то изменение объема вновь образовавшегося порохового газа от первого момента его возникновения до давления ранее образовавшегося газа будет $dW - \frac{dj}{\delta}$. Соответствующая работа расширения определится как

$$p\left(dW - \frac{dj}{\delta}\right).$$

Уменьшение объема ранее образовавшегося газа будет, очевидно, равно вышеуказанному изменению объема вновь образовавшегося газа и, следовательно, работа сжатия будет равна

$$-p\left(dW - \frac{dj}{\delta}\right).$$

Равенство работ внутреннего расширения и внутреннего сжатия показывает, что никаких внешних результатов этих работ наблюдаться не будет.

Из рассмотрения указанных случаев следует, что хотя процесс изменения состояния отдельных элементов порохового газа можно считать адиабатическим, но применение к этому процессу соответствующих зависимостей термодинамики, как правило,

невозможно. Процесс сжатия ранее образовавшегося газа вследствие непрерывного притока вновь образующегося газа существенно отличается от процесса сжатия постоянного по весу газа в результате воздействия внешней оболочки. В отличие от процессов сжатия и расширения газа, рассматриваемых в термодинамике, указанные выше процессы следует назвать внутренним сжатием и внутренним расширением.

Рассмотрим теперь процесс изменения состояния порохового газа в основной период рабочего процесса закрытого баллистического двигателя.

Как и в предыдущих случаях, кратковременность процесса позволяет, особенно для баллистических двигателей крупнокалиберных артиллерийских систем, пренебречь влиянием теплоотдачи. Исходя из этого допущения, у многих авторов по внутренней баллистике (Оттенхеймер, Сюго, Окунев и др.) имеются утверждения об адиабатическом характере процесса изменения состояния порохового газа в канале ствола орудия. В одном из курсов «Технической термодинамики» * также утверждается, что «адиабатическим процессом практически является процесс, происходящий в стволе орудия при выстреле».

Выше мы убедились, что отсутствие теплоотдачи, при наличии изменения количества газа, не обеспечивает адиабатического характера процесса. Основной период рабочего процесса закрытого баллистического двигателя отличается от разобранного выше процесса изменения состояния порохового газа в бомбе лишь тем, что здесь имеется работа внешнего расширения. Несмотря на увеличение общего объема, занимаемого пороховым газом, и соответствующую внешнюю работу расширения, непрерывный приток нового газа приводит к тому, что в первой части основного периода рабочего процесса удельный объем газа не увеличивается, а уменьшается. Следовательно, ни о какой адиабатической зависимости между давлением и удельным объемом речи быть не может. Точно так же, очевидно, не удастся подвести рассматриваемый процесс под какой-либо другой частный термодинамический процесс.

В термодинамике реальные процессы, которые не могут быть подведены под какой-либо частный термодинамический процесс, описываются как процессы политропические, т. е. как процессы такого характера, у которых зависимость между давлением и объемом может быть выражена уравнением

$$p\omega^n = \text{const.}$$

Возникает вопрос, можно ли процесс изменения состояния порохового газа в основной период рабочего процесса закрытого баллистического двигателя рассматривать как политропи-

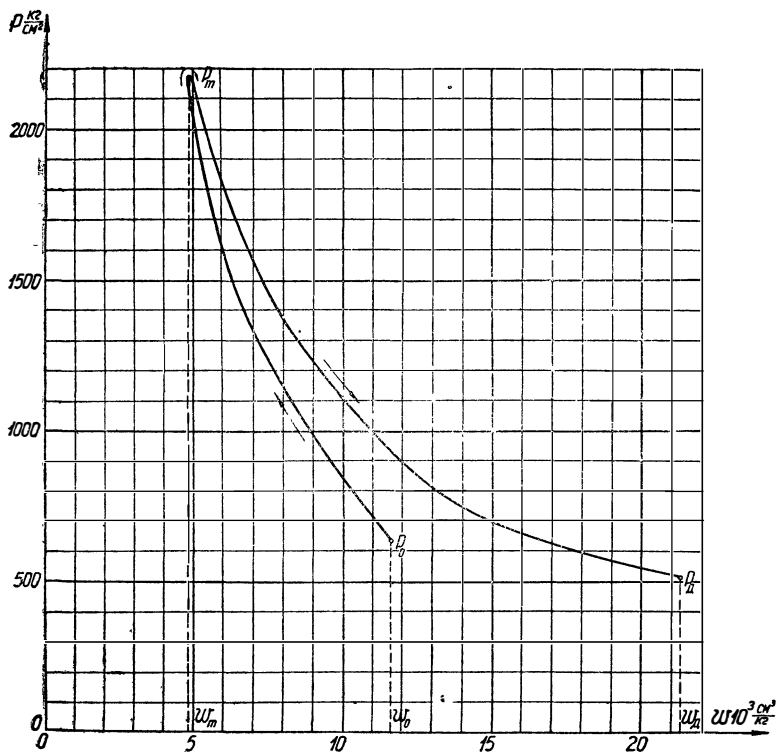
* В. С. Жуковский, Техническая термодинамика, Гостехиздат, М.—Л., 1940, стр. 85.

ческий, если выше мы пришли к выводу, что этот процесс ничего общего не имеет с адиабатическим процессом, для которого зависимость между давлением и удельным объемом выражается уравнением

$$p\omega^k = \text{const},$$

т. е. уравнением точно такого же вида, что и для политропического процесса.

Как было показано выше, вывод уравнения адиабаты основан на принятии для элементарной работы выражения $p d\omega$, ко-



Фиг. 17. Расчетная диаграмма p - ω порохового баллистического двигателя.

торое, как мы установили, не может быть применено для процесса с переменным количеством газа. Показатель же политропы n вводится независимо от указанного выражения для элементарной работы и, кроме того, этот показатель может принимать любые значения. Таким образом при необходимости отдельные участки кривой p - ω основного периода рабочего процесса закрытого баллистического двигателя можно рассматри-

вать как политропы с разными значениями показателя n . Однако вследствие большого числа подобных участков такой путь является неприемлемым.

На фиг. 17 изображена диаграмма $p-w$, вычисленная по результатам расчета рабочего процесса одного из баллистических двигателей. Из этой диаграммы следует, что подобрать для процесса изменения состояния порохового газа в основной период рабочего процесса закрытого баллистического двигателя какое-либо среднее значение показателя политропы совершенно невозможно. Подобрать для двух небольших участков диаграммы отдельные показатели политропы можно только после расчета рабочего процесса имеющимися методами. Однако при этом всякий практический смысл таких политропических зависимостей пропадает. Из указанной диаграммы $p-w$ следует, что если рассматривать процесс изменения состояния порохового газа в период горения заряда как политропический, то это будет политропа с показателем, изменяющимся в неограниченных пределах.

4. Аналитическое выражение первого закона термодинамики для переменного количества газа

На основе изложенного выше анализа некоторых термодинамических зависимостей и рассмотрения особенностей процессов с переменным количеством газа можно констатировать, что имеющиеся курсы технической термодинамики:

- 1) исследуют только процессы с постоянным количеством газа и не содержат анализа особенностей процессов с переменным количеством газа;
- 2) не содержат необходимых термодинамических зависимостей для этих процессов;
- 3) не содержат систематизированных методов расчета указанных процессов.

Отмеченные обстоятельства в значительной мере объясняются тем, что имеющиеся курсы термодинамики рассматривают только такие тепловые машины, в которых удастся обойти тем или иным путем фактор переменности рабочего тела и тем самым значительно упростить исследование и расчет рабочих процессов этих машин.

В отличие от указанных машин рабочий процесс баллистических двигателей боковых газоотводных устройств и некоторых других машин протекает при резко выраженном переменном количестве рабочего тела, причем, изменение количества рабочего тела сопровождается резким изменением его состояния.

Разработка и систематизация методов исследования и расчета рабочих процессов таких машин имеет существенное теоретическое и практическое значение.

Решение указанной задачи начнем с вывода аналитического выражения первого закона термодинамики для переменного количества газа.

Рассмотрим энергетический баланс газа, заключенного в рабочем пространстве тепловой машины (фиг. 18).

Введем обозначения:

- Π — приход энергии с 1 кг притекающего газа или короче — удельный приход энергии;
- Π_k — расход энергии с 1 кг вытекающего газа или короче — удельный расход энергии;
- G — секундный приход газа;
- G_k — секундный расход газа.

Вопрос об определении величин Π и Π_k будет разобран ниже.

Рассмотрим изменение энергетических элементов газа, заключенного в рабочем пространстве машины, за время dt :

EdQ — теплообмен (в единицах работы) между стенками и газом;

$\Pi dY = \Pi G dt$ — количество энергии, поступившей в рабочее пространство в связи с притоком $dY = G dt$ кг газа;

$\Pi_k dY_k = \Pi_k G_k dt$ — количество энергии, потерянной из рабочего пространства в связи с истечением $dY_k = G_k dt$ кг газа;

dU — изменение общей внутренней энергии газа (в единицах работы).

По закону сохранения энергии для газа, заключенного в рассматриваемом рабочем пространстве, будем иметь

$$dU = (EdQ + \Pi dY) - (dL + \Pi_k dY_k);$$

$$EdQ + \Pi dY = dU + dL + \Pi_k dY_k \quad (134)$$

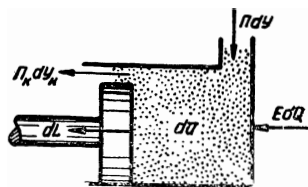
или

$$E \frac{dQ}{dt} + \Pi G = \frac{dU}{dt} + \frac{dL}{dt} + \Pi_k G_k. \quad (134a)$$

Полученное уравнение представляет собой, очевидно, аналитическое выражение первого закона термодинамики применительно к тепловым процессам, протекающим при переменном количестве газа. В отличие от уравнения

$$EdQ = dU + dL,$$

называемого основным уравнением термодинамики, будем именовать уравнение (134) энергетическим уравнением переменного количества газа.



Фиг. 18. Схема тепловой машины с переменным количеством рабочего тела.

5. Уравнение скорости изменения весового количества газа

Для изменения количества газа в рассматриваемом объеме за время dt будем иметь

$$dj = G dt - G_k dt$$

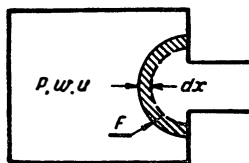
или

$$\frac{dj}{dt} = G - G_k, \quad (135)$$

где j — количество газа в рабочем пространстве в промежуточный момент времени.

6. Определение удельного расхода энергии

Рассмотрим случай истечения газа из сосуда через малое отверстие (фиг. 19). Расход энергии из рассматриваемого объема за время dt будет, очевидно, слагаться из двух частей: внутренней энергии вытесненного количества газа и работы, затраченной на вытеснение того же количества газа из сосуда в отверстие. Последняя часть расхода энергии в свою очередь распадается на два слагаемых: на работу против давления внешней среды и на сообщение внешней кинетической энергии вытекающему газу. Для упрощения вывода будем рассматривать такое живое сечение потока вблизи отверстия, в котором можно пренебречь скоростью газа.



Фиг. 19. Схема к определению удельного расхода энергии при истечении газа из сосуда.

Вытесненный за время dt объем газа (заштрихованный) будет

$$dW = F dx. \quad (a)$$

Вес вытесненного газа выразится

$$dY_k = \frac{dW}{w}. \quad (b)$$

Работа давления при перемещении выделенной поверхности на расстояние dx

$$dL = pF dx = p dW. \quad (c)$$

На основании вышеизложенного и соотношений (a), (b) и (c) имеем

$$\Pi_k dY_k = u dY_k + dL = u dY_k + p dW$$

или, после деления на dY_k , получим

$$\Pi_k = u + \frac{p dW}{dY_k}.$$

Так как $u = \frac{p\omega}{k-1}$ и $dY_k = \frac{dW}{\omega}$, то окончательно будем иметь

$$\Pi_k = u + p\omega \quad (136)$$

или

$$\Pi_k = ku = i. \quad (136a)$$

7. Определение удельного прихода энергии

Рассмотрим случай поступления газа из газового аккумулятора.

Энергия, поступающая в рассматриваемое рабочее пространство (фиг. 20), будет определяться как разность между энергией, отданной аккумулятором, и потерей энергии на теплоотдачу в газоподводящем канале.

Секундный расход энергии из аккумулятора по уравнению (136) будет kuG . Секундный приход энергии в рабочее пространство соответственно выразится

$$\Pi G = kuG - E \frac{dQ_T}{dt}, \quad (a)$$

где $E \frac{dQ_T}{dt}$ — секундная потеря энергии на теплоотдачу в газоподводящем канале.

Разделив уравнение (a) на G , получим

$$\Pi = ku - \frac{E}{G} \frac{dQ_T}{dt} = ku - Eq_T$$

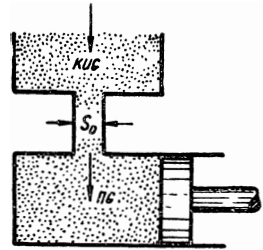
или

$$\Pi = n_0 u, \quad (137)$$

где

$$n_0 = k - \frac{Eq_T}{u}; \quad (138)$$

$$Eq_T = \frac{E \frac{dQ_T}{dt}}{G}.$$



Фиг. 20. Схема к определению удельного прихода энергии.

Величина Eq_T , равная отношению секундной теплоотдачи в газоподводящем канале к секундному расходу газа через тот же канал, представляет собой потерю энергии на теплоотдачу, приходящуюся на 1 кг поступившего газа или, короче, Eq_T есть удельная теплоотдача в газоподводящем канале.

В случае притока газа от пороха, сгорающего в рабочем пространстве, удельный приход энергии будет, очевидно, равен потенциальной энергии пороха.

8. Уравнение скорости изменения давления

Полагая отношение теплоемкостей $k = \text{const}$ и дифференцируя по времени выражение для внутренней энергии

$$U = \frac{pW}{k-1},$$

получим

$$\frac{dU}{dt} = \frac{1}{k-1} \left[W \frac{dp}{dt} + p \frac{dW}{dt} \right],$$

откуда

$$\frac{dp}{dt} = \frac{k-1}{W} \left[\frac{dU}{dt} - \frac{1}{k-1} p \frac{dW}{dt} \right].$$

Подставляя в последнее уравнение значение $\frac{dU}{dt}$ из уравнения (134), будем иметь

$$\frac{dp}{dt} = \frac{k-1}{W} \left[E \frac{dQ}{dt} + \Pi G - \Pi_k G_k - \frac{1}{k-1} p \frac{dW}{dt} - \frac{dL}{dt} \right]. \quad (139)$$

Для всех случаев, кроме случая горения пороха, имеем

$$dL = p dW$$

и, следовательно,

$$\frac{dp}{dt} = \frac{k-1}{W} \left[E \frac{dQ}{dt} + \Pi G - \Pi_k G_k - \frac{k}{k-1} p \frac{dW}{dt} \right]. \quad (140)$$

Уравнение (140) представляет собой выражение для скорости изменения давления и является наиболее удобной зависимостью для расчета и исследования рабочего процесса с переменным количеством газа.

9. Уравнение изменения состояния переменного количества газа

Для исследования характера процесса с переменным количеством газа существенно важной зависимостью является выражение для $\frac{dp}{d\gamma}$, которое также может быть получено из энергетического уравнения.

Дифференцируя зависимость

$$\gamma = \frac{j}{W}, \quad (a)$$

получаем

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{W \frac{dj}{dt} - j \frac{dW}{dt}}{W^2}$$

или

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{1}{W} \left(\frac{dj}{dt} - \gamma \frac{dW}{dt} \right). \quad (141)$$

Имея в виду, что

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dp}{d\gamma} \frac{d\gamma}{dt}, \quad (b)$$

из уравнений (b), (140) и (141) будем иметь

$$\frac{dp}{d\gamma} = (k-1) \frac{E \frac{dQ}{dt} + \Pi G - \Pi_k G_k - \frac{k}{k-1} p \frac{dW}{dt}}{\frac{dj}{dt} - \gamma \frac{dW}{dt}}$$

или

$$\frac{dp}{d\gamma} = (k-1) \frac{E \frac{dQ}{dt} + \Pi G - \Pi_k G_k - \frac{k}{k-1} p \frac{dW}{dt}}{G - G_k - \gamma \frac{dW}{dt}}. \quad (142)$$

Уравнение (142), названное уравнением изменения состояния переменного количества газа, показывает, что в процессах с переменным количеством газа для однозначного определения состояния газа необходимо иметь значения не двух параметров, как в случае процессов с постоянным количеством газа, а значения трех параметров. Новым, дополнительным параметром должно являться время t . Все остальные величины, входящие в уравнение (142), очевидно, будут являться функциями времени.

10. Вывод уравнений типовых термодинамических процессов из уравнения изменения состояния переменного количества газа

Для процессов при $j = \text{const}$ будем иметь $\frac{dj}{dt} = 0$ и $G = G_k = 0$.

Кроме того, в рассматриваемых случаях $dL = pdW$, так как элементарная внешняя работа не равна pdW только для случая притока газа вследствие сгорания порохового заряда.

Следовательно, для термодинамических процессов при $j = \cos t$ из уравнения (142) получим

$$\frac{dp}{d\gamma} = (k-1) \frac{E \frac{dQ}{dt} - \frac{k}{k-1} p \frac{dW}{dt}}{-\gamma \frac{dW}{dt}}$$

или

$$\frac{dp}{d\gamma} = \frac{kp dW - (k-1) E dQ}{\gamma dW}. \quad (143)$$

Применим уравнение (143) для вывода уравнений типовых термодинамических процессов:

а) Изотермический процесс. Так как при $dT = 0$ также и $dU = 0$, то из основного уравнения термодинамики для постоянного количества газа имеем

$$E dQ = p dW.$$

Следовательно,

$$\frac{dp}{d\gamma} = \frac{kp dW - (k-1) p dW}{\gamma dW} = \frac{p}{\gamma}.$$

Разделяя переменные и интегрируя, получим

$$\ln \frac{p}{p_0} = \ln \frac{\gamma}{\gamma_0}$$

и, окончательно,

$$\frac{p}{\gamma} = \frac{p_0}{\gamma_0}.$$

б) Адиабатический процесс. Для адиабатического процесса $dQ = 0$ и, следовательно, из уравнения (143) имеем

$$\frac{dp}{d\gamma} = k \frac{p}{\gamma}.$$

После интегрирования получим

$$\frac{p}{\gamma^k} = \frac{p_0}{\gamma_0^k}.$$

в) Политропический процесс. Из уравнения (143) имеем

$$\frac{dp}{d\gamma} = \left[k - (k-1) \frac{E dQ}{p dW} \right] \frac{p}{\gamma}$$

или

$$\frac{dp}{d\gamma} = [k - (k-1) \varphi_0] \frac{p}{\gamma}, \quad (143a)$$

где

$$\varphi_0 = \frac{E dQ}{p dW}. \quad (144)$$

Величину φ_0 будем именовать относительным теплообменом. Введя обозначение

$$n = k - (k - 1)\varphi_0, \quad (145)$$

получим

$$\frac{dp}{d\gamma} = n \frac{p}{\gamma}. \quad (146)$$

При $n = \text{const}$ после интегрирования получим

$$\frac{p}{\gamma^n} = \frac{p_0}{\gamma_0^n}.$$

Из изложенного вывода следует, что политропа с постоянным показателем n возможна только при условии постоянного относительного теплообмена

$$\varphi_0 = \frac{E dQ}{p dW} = \text{const}. \quad (147)$$

г) Изобарический процесс. Для изобарического процесса

$$p = \text{const}.$$

При этом условии

$$\frac{dp}{d\gamma} = 0$$

и, следовательно, из уравнения (143) имеем

$$kp dW - (k - 1) E dQ = 0$$

или

$$\varphi_0 = \frac{E dQ}{p dW} = \frac{k}{k - 1}. \quad (148)$$

Уравнение (148) является условием получения изобарического процесса.

11. Возможные случаи применения энергетического уравнения переменного количества газа

Для того чтобы представить область применения уравнения (134), достаточно бегло просмотреть возможность применения этого уравнения к процессам с переменным количеством газа, протекающим в оружии.

Для процесса горения заряда в манометрической бомбе имеем

$$\Pi = u; \quad j = \psi \omega; \quad G = \omega \frac{d\psi}{dt}; \quad G_k = 0 \quad \text{и} \quad dL = 0.$$

Подставляя эти значения в энергетическое уравнение и пренебрегая теплоотдачей, получим: $\omega u d\psi = dU$. После необходимых преобразований будем иметь

$$p = \frac{f\psi}{\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\delta} - \left(\alpha - \frac{1}{\delta}\right)\psi}.$$

Таким образом основное уравнение пиростатики можно рассматривать как одно из следствий энергетического уравнения.

Для процесса, происходящего в канале ствола при $G_k = 0$, пренебрегая теплоотдачей, из энергетического уравнения будем иметь

$$\omega u d\psi = dU + dL$$

или

$$\omega u d\psi = E \omega d(\psi, c_w, T) + \frac{\varphi m}{2} d(v^2).$$

После соответствующих преобразований последнего уравнения можем убедиться, что основное уравнение пиродинамики также можем рассматривать как одно из следствий энергетического уравнения.

Частным случаем энергетического уравнения является уравнение

$$\frac{dU}{dt} = \Pi G - \Pi_k G_k,$$

которое является исходной зависимостью для основного уравнения рабочего процесса ракетного баллистического двигателя. Это уравнение оказалось очень удобным как для расчета, так и для исследования процесса, происходящего в камере ракеты.

Из энергетического уравнения, как его частный случай, может быть получено основное уравнение рабочего процесса полузакрытого баллистического двигателя (орудие с дистанционным краном)

$$\frac{dU}{dt} = \Pi G - \frac{dL}{dt} - \Pi_k G_k.$$

В основу расчета рабочего процесса бокового газоотводного устройства, являющегося наиболее сложным в теоретическом отношении, положено приведенное ниже уравнение

$$\frac{dp_k}{dt} = \frac{k-1}{W} \left(\Pi G - \frac{k}{k-1} p_k \frac{dW}{dt} - \Pi_k G_k - E \frac{dQ_T}{dt} \right),$$

которое также является частным случаем энергетического уравнения.

Как будет показано ниже, для исследования периода последействия баллистических двигателей и случая истечения газа из сосуда через малое отверстие оказалось весьма полезным уравнение (142), которое также является следствием энергетического уравнения.

В качестве единственного аналитического средства для исследования реальных рабочих процессов тепловых двигателей в настоящее время применяется только уравнение политропы с постоянным показателем n . Определение среднего показателя n на основе опытной индикаторной диаграммы связано со значительной ошибкой, а относительная погрешность при определении теплообмена на основе найденного показателя n достигает 20—30%. В связи с этим можно предполагать, что энергетическое уравнение может оказаться полезным для исследования реальных рабочих процессов тепловых двигателей, особенно тех периодов, когда наблюдается переменность количества рабочего тела и относительного теплообмена.

12. Сравнительный анализ уравнений (132) и (134)

Главными отличительными особенностями энергетического уравнения переменного количества газа от основного уравнения термодинамики являются:

1) в уравнение (134) введены дополнительные члены $\Pi G dt$ и $\Pi_k G_k dt$, определяющие приход и расход энергии, вызываемый притоком и утечкой газа; эти величины являются важнейшими факторами процесса;

2) указанные выше дополнительные члены уравнения (134) не будут иметь функциональной зависимости от других членов уравнения, а будут являться функциями времени; в соответствии с этим остальные члены уравнения (134) также должны рассматриваться как функции времени; таким образом, если в основном уравнении термодинамики значения величин Q , U и L можно было принимать независимо от скорости протекания рабочего процесса тепловой машины, то в уравнении (134) значения этих величин должны определяться в строгом соответствии с протеканием рабочего процесса машины во времени;

3) по основному уравнению термодинамики, задавшись значениями двух величин из трех — Q , U и L , можно было определить третью величину; в уравнении (134) такая операция по указанной выше причине невозможна;

4) в основном уравнении термодинамики величина dQ определяла собой характер всего термодинамического процесса; например, если $dQ=0$ или $EdQ=dL$, то это соответственно означало наличие или адиабатического или изотермического харак-

тера процесса; при наличии изменения количества рабочего тела указанные соотношения не могут однозначно определять характер процесса;

5) в уравнении (132) можно было путем деления его на количество газа j перейти от величин dQ , dU и dL к удельным величинам dq , du и dl , значения которых могли служить основанием для характеристики термодинамического процесса; в уравнении (134) такая операция невозможна, так как:

а) для процессов с переменным количеством газа удельная работа $dl = pdw$ не имеет непосредственной прямой связи с внешней работой расширения рабочего тела dL ; как было установлено выше, может оказаться, что при $dL=0$ $dl \neq 0$ и при $dL > 0$ $dl < 0$;

б) $dU = udj + jdu$ и, следовательно, $\frac{dU}{j} \neq du$.

13. Определение средних теплоемкостей при процессах с переменным количеством газа

Рассмотрим вопрос об определении средних теплоемкостей для процессов с переменным количеством газа на конкретных примерах. В качестве одного такого примера возьмем процесс переменного количества газа, происходящий в тепловой машине, изображенной на фиг. 21. Пренебрегая теплообменом с внешней средой, по уравнению (134а) имеем

$$\frac{dU}{dt} = \Pi G - \frac{dL}{dt}. \quad (a)$$

Примем далее для упрощения задачи, что состояние газа в резервуаре, из которого поступает газ в рабочее пространство машины, остается неизменным в течение всего рассматриваемого процесса. При этом условии

$$\Pi = ku_0 = \text{const.}$$

При отсутствии утечки газа из рабочего пространства $G_k = 0$ и, следовательно,

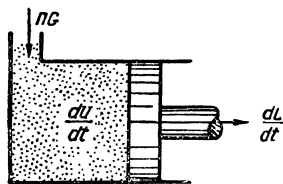
$$\frac{dj}{dt} = G.$$

При принятых условиях из уравнения (а) имеем

$$dU = ku_0 dj - dL. \quad (b)$$

Полагая, для упрощения зависимостей, что в начальный момент процесса $j=0$ и, следовательно, $U_0=0$, после интегрирования уравнения (b) получим

$$U = ju = ku_0 j - L$$



Фиг. 21. К определению средних теплоемкостей при процессах с переменным количеством газа.

или

$$(ku_0 - u)j = L.$$

Принимая прямолинейную зависимость теплоемкости c_w от температуры, будем иметь

$$\left[k \int_0^{T_0} Ec_w dT - \int_0^T Ec_w dt \right] j = L$$

или

$$[kE|c_w|_0^{T_0} T_0 - E|c_w|_0^T T] j = L, \quad (c)$$

где T_0 — температура притекающего газа;

T — температура газа в рабочем пространстве в рассматриваемый момент процесса.

Таким образом в расчет процесса с переменным количеством газа вошли два средних значения теплоемкости c_w . Одно значение c_w относится к притекающему газу и определяется для интервала температур от 0 до T_0

$$c_{w0} = a_w + b \frac{T_0}{2}.$$

Другое значение c_w относится к газу, находящемуся в данный момент в рабочем пространстве, и определяется для интервала температур от 0 до T , где T — текущая температура газа в рабочем пространстве

$$c_w = a_w + b \frac{T}{2}.$$

Таким образом при определении состояния газа для различных моментов работы тепловой машины необходимо брать одно постоянное значение средней теплоемкости для притекающего газа и различные переменные значения средней теплоемкости для газа в рабочем пространстве.

В случае необходимости принятия одного постоянного для всего процесса значения средней теплоемкости газа в рабочем пространстве вопрос будет сводиться к нахождению среднего значения второй теплоемкости для интервала температур от 0 до T_{cp}

$$c_{w\ cp} = |c_w|_0^{T_{cp}} = a_w + b \frac{T_{cp}}{2},$$

где T_{cp} — некоторая средняя для всего процесса температура газа в рабочем пространстве.

Метод определения средней теплоемкости для процессов с постоянным количеством газа существенно отличается от выше-

изложенного решения. Рассматривая процесс изменения состояния постоянного количества газа при $dQ=0$, будем иметь

$$\begin{aligned} dU &= -dL; \\ (u_0 - u)j &= L. \end{aligned} \quad (d)$$

После преобразований получаем

$$\begin{aligned} \left[E \left(a_w + b \frac{T_0}{2} \right) T_0 - E \left(a_w + b \frac{T}{2} \right) T \right] j &= L; \\ E \left(a_w + b \frac{T_0 + T}{2} \right) (T_0 - T) j &= L \end{aligned}$$

или

$$E |c_w|_{T_0}^T (T_0 - T) j = L.$$

Следовательно, в процессах с постоянным количеством газа, в отличие от процессов с переменным количеством газа, можно ограничиться одним средним значением теплоемкости, определяемой по средней температуре процесса

$$T_{\text{ср}} = \frac{T_0 + T}{2}.$$

В качестве другого примера определения средних теплоемкостей для процессов с переменным количеством газа рассмотрим процесс, происходящий в канале закрытого порохового баллистического двигателя (фиг. 22). Этот случай процесса с пере-



Фиг. 22. Схема закрытого порохового баллистического двигателя.

менным количеством газа отличается от рассмотренного выше прежде всего тем, что здесь удельный приход энергии Π представляет собою удельную потенциальную энергию пороха или максимальную внутреннюю энергию порохового газа и будет определяться соотношением

$$\Pi = u_1 = E |c_w|_{T_0}^{T_1} T_1 = E \left(a_w + b \frac{T_1}{2} \right) T_1,$$

где T_1 — максимальная температура взрывчатого разложения; u_1 — максимальное значение внутренней энергии.

Имея в виду, что в рассматриваемом случае $j = \omega \psi$, т. е. $G = \omega \frac{d\psi}{dt}$, из уравнения (а) получаем

$$dU = u_1 \omega d\psi - dL,$$

откуда при $\psi_0 = 0$ имеем

$$(u_1 - u)\psi_\omega = L. \quad (e)$$

Внешнее сходство уравнений (e) и (d) может привести к выводу о тождестве рассматриваемого процесса с обычным адиабатическим процессом. При упрощенном выводе основного уравнения пиродинамики, без использования энергетического уравнения переменного количества газа, величины $u_1\psi_\omega$ и $u\psi_\omega$ по существу противопоставляются как начальная и конечная энергия порохового газа, а величина L трактуется как результат расширения ψ_ω кг газа. Относительно подобной схематизации рабочего процесса баллистического двигателя необходимо сделать следующие замечания. Прежде всего такой схематизацией нельзя установить различия между процессом взрывчатого разложения пороховой массы и процессом изменения состояния порохового газа в целом. Далее из указанной схематизации следует, что средняя температура пороховых газов T может в процессе выстрела только понижаться; между тем, можно представить себе такие условия процесса, когда форсированный приток свежего газа может вызвать в некоторые моменты процесса некоторое повышение удельной энергии порохового газа. Такие условия могут создаться, например, при резко выраженном прогрессивном горении пороха или при сравнительно медленном нарастании скорости снаряда на каком-либо участке канала ствола (запоздалое врезание в нарезы, конический ствол). При данной схематизации и соответствующим ей математическим зависимостям не представляется, вообще, возможным ни установить характер процесса изменения состояния порохового газа, ни выявить возможные случаи изменения состояния порохового газа.

Для вывода уравнения баланса энергии рабочего процесса баллистического двигателя можно ограничиться только схематизацией процесса взрывчатого разложения элемента пороховой массы и не схематизировать процесса изменения состояния порохового газа в целом.

Процесс взрывчатого разложения элемента пороховой массы можно разделить на следующие три фазы, которые будем предполагать происходящими мгновенно:

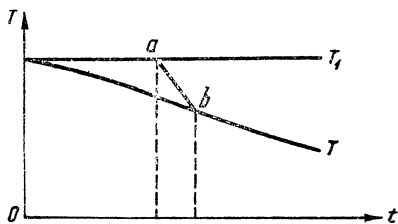
первая фаза — образование порохового газа с температурой, равной температуре пороховой массы;

вторая фаза — выделение теплоты взрыва и нагревание вновь образовавшегося газа до температуры взрыва;

третья фаза — растворение вновь образовавшегося газа в массе ранее образовавшегося; в процессе этого растворения вновь образовавшийся газ отдает часть своей энергии на покрытие потерь энергии (теплоотдача и механическая работа), произведенных до его образования; в результате растворения тем-

температура вновь образовавшегося газа понизится с T_1 до некоторой средней T для рассматриваемого момента времени.

Процессы взрывчатого разложения подобно описанному выше будут совершаться для различных элементов пороховой массы в течение всего первого периода пиродинамики (а также и предварительного пиростатического периода). Таким образом процесс понижения температуры для элементарного количества порохового газа от T_1 до T принципиально отличен от процесса изменения средней температуры порохового газа в канале от



Фиг. 23. К анализу процесса, протекающего в баллистическом двигателе в период горения заряда.

Кривая T — изменение средней температуры порохового газа в заснарядном пространстве; отрезок ab — изменение температуры вновь образовавшегося элемента порохового газа.

некоторого начального значения, соответствующего начальному моменту работы баллистического двигателя, до значения, соответствующего промежуточному моменту работы баллистического двигателя. Первый процесс, принимаемый за мгновенный, совершается в различные моменты горения заряда, второй же начинается с первого момента рабочего процесса баллистического двигателя и заканчивается в момент вылета снаряда из дула, т. е. совершается в течение определенного периода времени.

Изложенные рассуждения можно схематически представить в виде графика (фиг. 23). Прямая T_1 представляет начальную температуру вновь образующихся элементов порохового газа, а кривая T — среднюю температуру газа в рабочем пространстве баллистического двигателя. Отрезок ab условно представляет собой мгновенный процесс изменения состояния вновь образовавшегося элементарного количества порохового газа.

Из приведенного физического анализа следует, что для рабочего процесса баллистического двигателя необходимо ввести два значения теплоемкости c_w , которые были введены для первого примера.

14. Энергетический баланс элемента газа при процессах переменного количества газа

Энергетический баланс процесса переменного количества рабочего тела определяется уравнением (134)

$$EdQ + \Pi dY = dU + dL + \Pi_k dY_k.$$

Это уравнение, как указывалось выше, является вполне пригодным для расчета рабочих процессов разнообразных тепло-

вых машин, имеющих рабочее тело переменной массы. Одновременно необходимо отметить, что уравнение (134) не позволяет установить особенности термодинамических процессов переменного количества газа, не позволяет провести общего анализа этих процессов.

Для установления особенностей термодинамических процессов переменного количества газа удобнее иметь уравнение, определяющее энергетический баланс только элемента газа. В качестве элемента рабочего тела целесообразно взять элемент весом, равным единице.

В случае рабочего тела постоянной массы переход от энергетического баланса рабочего тела в целом к энергетическому балансу элемента рабочего тела весом, равным единице, производится путем деления всех членов уравнения (132) на вес рабочего тела j . При переменном j переход от энергетического уравнения для всего рабочего тела к энергетическому уравнению для элемента рабочего тела (весом, равным единице) является значительно более сложным.

Установим зависимость между $\frac{dL}{j}$ и $dl = pdw$, где dL — внешняя элементарная работа всего рабочего тела и dl — общая элементарная удельная работа элемента рабочего тела. Для нахождения dW имеем

$$(w + dw)(j + dj) = W + dW, \quad (a)$$

где w , W и j — удельный объем, общий объем и общий вес газа в момент t ;

$(w + dw)$, $(W + dW)$ и $(j + dj)$ — удельный объем, общий объем и общий вес газа в момент $t + dt$.

Имея в виду, что

$$W = wj;$$

$$dW = s_n dx,$$

из уравнения (a) получим

$$j dw + w dj = s_n dx,$$

откуда

$$dw = \frac{s_n dx}{j} - w \frac{dj}{j}. \quad (b)$$

Введем обозначения:

$\frac{dY}{j} = d\varepsilon$ — относительный приток газа;

$\frac{dY_k}{j} = d\varepsilon_k$ — относительная утечка газа.

Так как

$$dj = dY - dY_k,$$

то

$$\frac{dj}{j} = d\varepsilon - d\varepsilon_k \quad (c)$$

и, следовательно,

$$d\omega = \frac{s_n dx}{j} - \omega d\varepsilon + \omega d\varepsilon_k;$$

$$dl = p d\omega = \frac{ps_n dx}{j} - p\omega d\varepsilon + p\omega d\varepsilon_k$$

или

$$dl = \frac{dL}{j} - (k-1)u d\varepsilon + (k-1)u d\varepsilon_k. \quad (149)$$

Уравнение (149) является искомой зависимостью между dl и $\frac{dL}{j}$ для процессов переменного количества газа.

Из уравнения (134), учитывая, что $U = ju$, имеем

$$E dQ + \Pi dY = j du + u dj + dL + \Pi_k dY_k,$$

откуда после деления на j получим

$$E \frac{dQ}{j} + \Pi \frac{dY}{j} = du + u \frac{dj}{j} + \frac{dL}{j} + \Pi_k \frac{dY_k}{j};$$

$$E dq + \Pi d\varepsilon = du + u d\varepsilon - u d\varepsilon_k + \frac{dL}{j} + \Pi_k d\varepsilon_k$$

или

$$E dq + (\Pi - u) d\varepsilon - (\Pi_k - u) d\varepsilon_k = du + \frac{dL}{j}.$$

Подставляя в это уравнение значение $\frac{dL}{j}$ из уравнения (149), будем иметь

$$E dq + (\Pi - ku) d\varepsilon - (\Pi_k - ku) d\varepsilon_k = du + dl.$$

Так как согласно зависимости (136а) $\Pi_k = ku$, то

$$E dq + (\Pi - ku) d\varepsilon = du + dl$$

или

$$E dq' = du + dl, \quad (150)$$

где

$$E dq' = E dq + (\Pi - ku) d\varepsilon \quad (151)$$

или

$$E dq' = E dq + (\Pi - ku) d\varepsilon - (k-1) u d\varepsilon. \quad (151a)$$

15. Сравнительный анализ уравнений (132a) и (150)

Сравнивая уравнения

$$E dq = du + dl \quad (132a)$$

$$E dq' = du + dl, \quad (150)$$

можно прежде всего отметить, что в этих уравнениях тождественны по физическому смыслу только члены du . Члены $dl = pdw$, несмотря на внешнюю тождественность, существенно различны, так как член dl в уравнении (132a) представляет собой внешнюю работу тепловой машины, отнесенную к единице веса газа, а в уравнении (150) член dl представляет работу расширения или сжатия элемента газа, обусловленную как внешней работой, так и взаимодействием этого элемента с окружающей его массой газа.

Из анализа уравнения (149) можно установить, что удельная работа элемента газа $dl = pdw$, входящая в уравнение (150), представляет собой сумму следующих работ:

- а) работа, вызванная расширением элемента вследствие перемещения поршня;
- б) работа, вызванная сжатием элемента вследствие притока новой порции газа в рабочее пространство;
- в) работа, вызванная расширением элемента вследствие утечки части газа из рабочего пространства.

Различие между членами Edq и Edq' уравнений (132a) и (150) аналогично изложенному выше различию в членах dl . Если в уравнении (132a) член Edq представляет собой теплообмен между рабочим телом и внешней средой, то член Edq' в уравнении (150) представляет теплообмен, обусловленный как внешним теплообменом, так и взаимодействием между элементом газа и остальной массой газа.

Из уравнения (151a) можно установить, что общий теплообмен между элементом газа и окружающей его массой газа складывается из следующих частей:

- а) теплообмена, обусловленного теплопередачей между рабочим телом и внешней средой;
- б) притока тепла, обусловленного разностью между удельной энергией вновь поступающего газа и удельной внутренней энергией газа, находящегося в рабочем пространстве;
- в) теплоотдачи, обусловленной разностью температур, возникающей вследствие нагрева при сжатии ранее поступившего газа и охлаждения при расширении вновь поступающего газа.

16. Об относительном теплообмене в процессах переменного количества газа

Разделив уравнение (150) на dl , получим

$$\frac{du}{dl} + 1 = \varphi, \quad (152)$$

где $\varphi = \frac{E dq'}{dl}$ — относительный теплообмен в процессах переменного количества газа.

В общем случае процесса переменного количества газа относительный теплообмен будет изменяться во времени и, кроме того, может быть различным для различных элементов рабочего тела, т. е.

$$\varphi = \varphi(t, x, y, z).$$

Если предположить (за отсутствием каких-либо других теоретических или опытных данных), что приход и расход энергии рабочего тела, обусловленный притоком и утечкой газа, теплообменом с внешней средой и внешней работой, распределяется в течение всего процесса между всеми элементами рабочего тела мгновенно и равномерно, то относительный теплообмен можно рассматривать как функцию только времени

$$\varphi = \varphi(t). \quad (152a)$$

В соответствии с уравнениями (149) и (151) для определения φ имеем

$$\varphi = \frac{E dq + (\Pi - ku) d\varepsilon}{\frac{dL}{j} - (k - 1) u (d\varepsilon - d\varepsilon_k)}. \quad (153)$$

При переходе от удельных величин к величинам, характеризующим рабочее тело в целом, для φ получим

$$\varphi = \frac{E \frac{dQ}{dt} + (\Pi - ku) G}{\frac{dL}{dt} - (k - 1) (G - G_k) u}. \quad (153a)$$

17. О характере термодинамических процессов переменного количества газа

Так как характер термодинамического процесса обычно определяется характером зависимости между давлением и удельным объемом (или удельным весом), то попытаемся установить указанную зависимость для случая переменного количества газа.

Для процессов постоянного количества газа общей зависимостью для всех типовых термодинамических процессов является уравнение

$$p w^n = \text{const}, \quad (a)$$

в котором показатель степени n является постоянной величиной. Как уже указывалось выше, постоянство показателя n возможно только при постоянстве относительного теплообмена. Учитывая, что относительный теплообмен φ , а следовательно, и показатель n в процессах переменного количества газа, как правило, будут являться переменными величинами, целесообразно зависимость между давлением и удельным объемом (или удельным весом) для всех случаев термодинамических процессов выразить в дифференциальной форме

$$\frac{dp}{d\gamma} = n \frac{p}{\gamma} \quad (146)$$

или

$$\frac{dp}{dw} = -n \frac{p}{w}. \quad (146a)$$

Пользуясь уравнениями (146a) и (152), установим зависимость показателя n от относительного теплообмена φ .

Дифференцируя характеристическое уравнение газа

$$p w = RT,$$

получим

$$p dw + w dp = R dT. \quad (b)$$

Из уравнения (146a) имеем

$$npdw + wdp = 0. \quad (c)$$

Вычитая из уравнения (b) уравнение (c), получим

$$(1 - n) p dw = RT.$$

Разделив последнее уравнение на $(k-1)$ и имея в виду, что

$$\frac{R dT}{k-1} = du;$$

$$p dw = dl,$$

будем иметь

$$\frac{1-n}{k-1} dl = du. \quad (d)$$

Подставляя в уравнение (d) значение du из уравнения (152), получаем

$$\frac{1-n}{k-1} dl = (\varphi - 1) dl,$$

откуда

$$n = k - (k-1)\varphi. \quad (145a)$$

Таким образом полученное уравнение полностью тождественно с уравнением (145), относящимся к процессам постоянного количества газа.

Следует иметь в виду, что в уравнениях (145a) и (146a) в зависимости от значения относительного теплообмена показатель n может быть как постоянной, так и переменной величиной. В случае, если $\varphi = \text{const}$, а следовательно, и $n = \text{const}$, после интегрирования уравнения (146a) получаем уравнение политропы

$$p\omega^n = \text{const}.$$

При переменном φ интегрирование уравнения (146a) в общем случае невозможно и, следовательно, переменное значение n не может входить в уравнение политропы.

Для небольших отрезков процесса, в пределах которых среднее значение φ можно принять постоянным, из уравнения (146a) будем иметь

$$\frac{dp}{p} = -n \frac{d\omega}{\omega};$$

$$\ln p = -n_{\text{cp}} \ln \omega + c$$

или

$$p_2 \omega_2^{n_{\text{cp}}} = p_1 \omega_1^{n_{\text{cp}}}.$$

Из уравнений (145a) и (153) можно установить следующие частные случаи процессов переменного количества газа:

1) при наличии только утечки газа и при отсутствии теплообмена и изменения объема будем иметь $dL=0$, $dq=0$; следовательно,

$$\varphi = 0$$

и

$$n = k,$$

т. е. в указанном случае процесс при переменном количестве газа является адиабатическим;

2) при отсутствии теплообмена и утечки газа, при неизменяемом объеме и при $\Pi = u$ из уравнения (153) имеем

$$\varphi = \frac{(1-k)u d\varepsilon}{-(k-1)u d\varepsilon} = 1$$

и, следовательно,

$$n = k - (k-1) = 1,$$

т. е. в этом случае процесс будет изотермическим;

3) при отсутствии теплообмена и при $\Pi = k\mu$ из уравнения (153) имеем

$$\varphi = 0$$

и, следовательно,

$$n = k,$$

т. е. в указанном случае процесс будет также адиабатическим;

4) адиабатическим будет также процесс переменного количества газа, если будет обеспечено соотношение

$$E d\varphi = -(\Pi - k\mu) d\varepsilon.$$

Так как в технической термодинамике под политропическим процессом принято понимать процессы с постоянным относительным теплообменом, то процессы переменного количества газа в общем случае не могут быть отнесены к политропическим процессам, а должны быть выделены в особый тип термодинамических процессов*.

18. Истечение газа из сосуда ограниченной емкости через малое отверстие

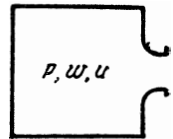
Применим установленные выше термодинамические зависимости для исследования процесса истечения газа из сосуда ограниченной емкости через малое отверстие (фиг. 24). Этот процесс имеет большое практическое значение и в то же время является одним из простейших случаев процесса переменного количества газа.

Предполагая, что температура газа выше температуры стенок сосуда, т. е. предполагая наличие теплоотдачи от газа стенкам, заменяем dQ на $-dQ_T$. Имея, кроме того, в виду, что в данном случае $G = 0$ и $\frac{dW}{dt} = 0$, из уравнений (140) и (142)

получим

$$\frac{dp}{dt} = -(k-1) \frac{E \frac{dQ_T}{dt} + \Pi_k G_k}{W}; \quad (a)$$

$$\frac{dp}{d\gamma} = (k-1) \frac{E \frac{dQ_T}{dt} + \Pi_k G_k}{G_k}. \quad (b)$$



Фиг. 24. К исследованию истечения газа из сосуда ограниченной емкости через малое отверстие

* По аналогии с термином «политропические процессы» для процессов с переменным относительным теплообменом можно принять термин «вари-тропические процессы».

Полагаем истечение критическим, а процесс изменения состояния газа в потоке — адиабатическим. Учитывая, что

$$\Pi_k = ku = \frac{k}{k-1} RT;$$

$$\frac{dQ_\tau}{dt} = \frac{\alpha_0}{R} \left(1 - \frac{T_c}{T}\right) pF;$$

$$G_k = \mu s \sqrt{gk \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{p}{w}} = \mu s k_0 \frac{p}{\sqrt{RT}},$$

где

$$k_0 = \sqrt{gk \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}},$$

из уравнения (b) получаем

$$\frac{dp}{d\gamma} = (k-1) \left[\Pi_k + \frac{E \frac{dQ_\tau}{dt}}{G_k} \right]; \quad (c)$$

$$\frac{dp}{d\gamma} = (k-1) \left[\frac{k}{k-1} RT + \frac{E \frac{\alpha_0}{R} \left(1 - \frac{T_c}{T}\right) pF}{\mu s k_0 \frac{p}{\sqrt{RT}}} \right].$$

Вводя, как и ранее, вспомогательную функцию

$$k_\tau = \left(1 - \frac{T_c}{T}\right) \sqrt{\frac{T_c}{T}}, \quad (78)$$

будем иметь

$$\frac{dp}{d\gamma} = (k-1) \left[\frac{k}{k-1} RT + \frac{E \alpha_0 k_\tau F}{\mu s k_0 R \sqrt{RT_c}} RT \right];$$

$$\frac{dp}{d\gamma} = \left[k + (k-1) \frac{E \alpha_0 k_\tau F}{\mu s k_0 R \sqrt{RT_c}} \right] RT$$

или

$$\frac{dp}{d\gamma} = n \frac{p}{\gamma}, \quad (d)$$

где

$$n = k + (k-1) \frac{E \alpha_0 k_\tau F}{\mu s k_0 R \sqrt{RT_c}}. \quad (154)$$

Из уравнения (а) имеем

$$\frac{dp}{dt} = -(k-1) \left[\Pi_k + \frac{E \frac{dQ_T}{dt}}{G_k} \right] \frac{G_k}{W}.$$

Учитывая уравнения (с) и (d), получим

$$\frac{dp}{dt} = -n \frac{p}{\gamma} \frac{G_k}{W}. \quad (155)$$

Подставляя в уравнение (155) выражение секундного расхода

$$G_k = \mu S \gamma_{кр} v_{кр},$$

будем иметь

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{\mu S n}{W} \beta_k^{\frac{1}{k}} p v_{кр}, \quad (156)$$

где

$$\beta_k = \left(\frac{\gamma_{кр}}{\gamma} \right)^k = \frac{p_{кр}}{p} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{k-1}.$$

Так как

$$\frac{p_{кр}}{\gamma_{кр}} = RT_{кр} = \beta_k^{\frac{k-1}{k}} \frac{p}{\gamma};$$

$$\gamma = \gamma_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{n}},$$

то

$$v_{кр} = \sqrt{\frac{gk p_{кр}}{\gamma_{кр}}} = \beta_k^{\frac{k-1}{2k}} \sqrt{\frac{gk p_0^n}{\gamma_0} p^{\frac{n-1}{2n}}} \quad (157)$$

и, следовательно,

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{\mu S n}{W} \beta_k^{\frac{k+1}{2k}} \sqrt{\frac{gk p_0^n}{\gamma_0} p^{\frac{3n-1}{2n}}}. \quad (158)$$

Разделяя переменные и интегрируя, получаем

$$p^{-\frac{3n-1}{2n}} dp = -\frac{\mu S n}{W} \beta_k^{\frac{k+1}{2k}} \sqrt{\frac{gk p_0^n}{\gamma_0}} dt;$$

$$p^{-\frac{n-1}{2n}} - p_0^{-\frac{n-1}{2n}} = \frac{n-1}{2} \frac{\mu S}{W} \beta_k^{\frac{k+1}{2k}} \sqrt{gk \frac{p_0^n}{\gamma_0} t};$$

$$p^{-\frac{n-1}{2n}} = p_0^{-\frac{n-1}{2n}} \left[1 + \frac{n-1}{2} \frac{\mu S}{W} \beta_k^{\frac{k+1}{2k}} \sqrt{gk \frac{p_0}{\gamma_0} t} \right]$$

и, окончательно,

$$p = \frac{p_0}{(1+Bt)^{\frac{2n}{n-1}}}, \quad (159)$$

где

$$B = \frac{n-1}{2} \frac{\mu S}{W} \beta_k^{\frac{k+1}{2k}} \sqrt{gk \frac{p_0}{\gamma_0}}. \quad (160)$$

Глава II

ТЕЧЕНИЕ ГАЗА В ЗАКРЫТОМ ЗАПОРШНЕВОМ ПРОСТРАНСТВЕ

§ 6. ТОЧНЫЕ РЕШЕНИЯ ДЛЯ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ КАНАЛЕ, ВЫЗВАННОГО ПЕРЕМЕЩЕНИЕМ ПОРШНЯ В СТОРОНУ ОТ ГАЗА

1. Предварительные замечания

Прежде чем рассматривать движение смеси порохового газа и горящих зерен порохового заряда в заснарядном пространстве, исследуем некоторые случаи течения газа без примеси твердых частиц в цилиндрическом канале при перемещении поршня в сторону от газа. Исследование таких случаев позволит установить некоторые особенности неустановившегося одномерного течения газа и даст некоторые исходные данные для решения задачи о движении смеси газа и горящих зерен в заснарядном пространстве. Подобное течение газа в заснарядном пространстве может происходить в случае мгновенного сгорания заряда и при течении порохового газа в канале ствола во втором пиродинамическом периоде.

2. Течение газа в цилиндрическом канале при постоянной скорости поршня

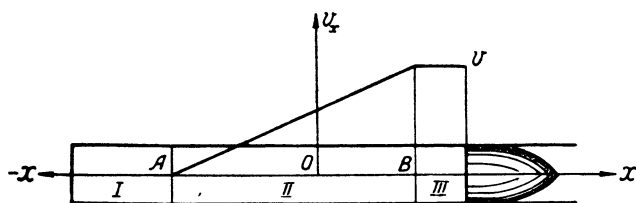
Перед началом движения поршня газ, заполняющий цилиндр, находится в покое и имеет одинаковое состояние во всем цилиндре.

В начальный момент времени поршень начинает двигаться от точки O с постоянной скоростью в направлении, обратном тому, в котором находится газ. В момент начала движения поршня слой, прилегающий к дну поршня, получит скорость, равную скорости поршня, что вызовет понижение давления в этом слое.

При дальнейшем движении поршня часть газа будет двигаться за поршнем и вызовет волну пониженного давления (перепад давления), передний край которой будет перемещаться

в невозмущенном газе со скоростью, равной местной скорости звука. Так как состояние невозмущенного газа одинаково во всех сечениях цилиндра, то, следовательно, передний край волны (слабый разрыв) будет перемещаться в газе с постоянной скоростью.

Рассмотрим течение газа в канале до момента прихода переднего края волны ко дну канала (фиг. 25). Газ, находящийся в канале, можно разбить на три области. Область *I* представляет собой область невозмущенного, неподвижного газа. Область *II* является областью возмущения (волной), в пределах которой



Фиг. 25. К движению газа в цилиндрическом канале при постоянной скорости поршня.

параметры газа изменяются в функции от x . Точки A и B являются границами волны, на которых имеют место скачки производных от скорости и, следовательно, в точках A и B имеются слабые разрывы. Область *III* представляет собой газ, прилегающий к поршню и движущийся с постоянной для всей области скоростью, равной скорости поршня.

Примем следующие обозначения:

- c_0 — скорость разрыва A относительно неподвижного газа;
- c — скорость разрыва B относительно газа, перемещающегося вместе с поршнем;
- c_x — скорость промежуточной точки профиля волны относительно газа, перемещающегося в сторону движения поршня, и равная соответствующей местной скорости звука;
- v — скорость поршня и прилегающей к нему области газа относительно неподвижной стенки;
- v_x — скорость газа в переходной области относительно неподвижной стенки;
- c_B — скорость движения разрыва B относительно неподвижной стенки;
- c_E — скорость движения промежуточной точки профиля волны относительно неподвижной стенки.

Скорость перемещения точек профиля волны относительно неподвижной стенки, очевидно, будет равна разности между

скоростью движения газа и местной скоростью звука. Для точки B профиля волны будем иметь

$$c_B = v - c \quad (161)$$

и для точки A соответственно

$$c_A = v_0 - c_0 = -c_0. \quad (162)$$

Отрицательное значение скорости c_A означает, что точка профиля волны перемещается в сторону отрицательных значений x .

Из уравнения (131)

$$v_x^2 = \frac{2v_x}{(k-1)(1+v_x)} c_0^2 \left(1 - \frac{c_x^2}{c_0^2} \right).$$

Так как

$$\frac{c_x^2}{c_0^2} = \left(\frac{p_x}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}},$$

то

$$v_x^2 = \frac{2v_x}{(k-1)(1+v_x)} c_0^2 \left[1 - \left(\frac{p_x}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (163)$$

Принимая $v_x = 1$, получим

$$v_x^2 = \frac{c_0^2}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_x}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (163a)$$

Пользуясь уравнением (163a), можем определить давление p_x , а затем и другие параметры газа по известной скорости рассматриваемого элемента потока. В частности, по этой зависимости, зная скорость поршня, можем определить состояние части газа, движущейся непосредственно за поршнем. Так как в рассматриваемом случае течения газа скорость поршня v является постоянной, то в области, прилегающей к поршню, параметры газа, включая местную скорость звука, будут неизменными.

Таким образом при заданных граничных условиях скорости перемещения крайних точек профиля волны относительно стенок канала, определяемые зависимостями (161) и (162), оказываются постоянными за весь период перемещения волны от дна поршня до дна канала.

Для того чтобы установить зависимость для течения газа в пределах указанной бегущей волны, сделаем допущение, что

скорости перемещения промежуточных точек ее профиля относительно стенок канала также являются постоянными за весь период ее перемещения ко дну канала, т. е.

$$\frac{\partial c_E}{\partial t} = 0, \quad (164)$$

где

$$c_E = v_x - c_x. \quad (165)$$

При постоянстве скоростей перемещения различных точек профиля волны для определения координат этих точек в различные моменты времени имеем

$$x_A = c_A t = -c_0 t; \quad (166)$$

$$x_B = c_B t = (v - c) t; \quad (167)$$

$$x = c_E t = (v_x - c_x) t. \quad (168)$$

Из уравнения (131a) при $v_x = 1$ имеем

$$c_x^2 = c_0^2 - (k - 1) v_x^2. \quad (131b)$$

Подставляя в уравнение (168) значение c_x из уравнения (131b), получим

$$x = \left(v_x - \sqrt{c_0^2 - (k - 1) v_x^2} \right) t, \quad (169)$$

откуда

$$v_x^2 - \frac{2}{k} \frac{x}{t} v_x - \frac{1}{k} \left[c_0^2 - \left(\frac{x}{t} \right)^2 \right] = 0;$$

$$v_x = \frac{1}{k} \frac{x}{t} \pm \sqrt{\frac{1}{k^2} \left(\frac{x}{t} \right)^2 + \frac{1}{k} \left[c_0^2 - \left(\frac{x}{t} \right)^2 \right]}.$$

Опуская знак минус, как не отвечающий условиям задачи, имеем

$$v_x = \sqrt{\frac{c_0^2}{k} - \frac{k - 1}{k^2} \left(\frac{x}{t} \right)^2} + \frac{1}{k} \frac{x}{t}. \quad (170)$$

Уравнение (170) устанавливает в пределах волны зависимость скорости элемента потока от координаты и времени. Крайние значения координаты x , в пределах которых уравнение (170) имеет физический смысл, определяются соотношениями

$$x_A = -c_0 t; \quad (166)$$

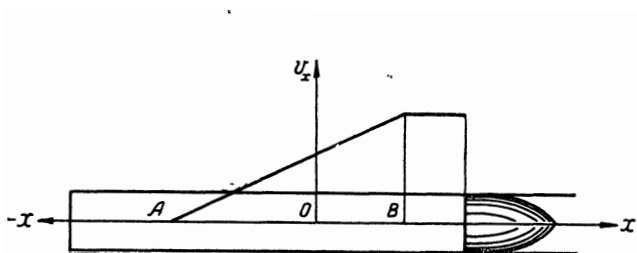
$$x_B = (v - c) t. \quad (167)$$

Введя в уравнение (170) относительную координату

$$z = \frac{x}{c_0 t}, \quad (171)$$

будем иметь

$$\frac{v_x}{c_0} = \sqrt{\frac{1}{k} - (k-1) \left(\frac{z}{k}\right)^2} + \frac{z}{k}. \quad (170a)$$



Фиг. 26. Распределение скоростей в запоршневом пространстве при $\frac{v}{c_0} = 1$.

В соответствии с соотношениями (166), (167) и (171) предельные значения z будут

$$z_A = \frac{x_A}{c_0 t} = -1; \quad (a)$$

$$z_B = \frac{x_B}{c_0 t} = \frac{v}{c_0} - \frac{c}{c_0}. \quad (b)$$

По уравнению (131b) для точки B имеем

$$\left(\frac{c}{c_0}\right)^2 = 1 - (k-1) \left(\frac{v}{c_0}\right)^2;$$

$$\frac{c}{c_0} = \sqrt{1 - (k-1) \left(\frac{v}{c_0}\right)^2} \quad (c)$$

и, следовательно,

$$z_B = \frac{v}{c_0} - \sqrt{1 - (k-1) \left(\frac{v}{c_0}\right)^2}. \quad (172)$$

Кривая $v_x = f(x)$ для $\frac{v}{c_0} = 1$ построена на фиг. 26 по значениям табл. 9.

Таблица 9

Значения $\frac{v_x}{c_0} = f(z)$ при $\frac{v}{c_0} = 1$

z	-1	-0,8	-0,6	-0,4	-0,2	0	0,163
$\frac{v_x}{c_0}$	0	0,195	0,379	0,553	0,721	0,876	1

Значения $\frac{v_x}{c_0} = f(z)$ при $\frac{v}{c_0} = \frac{1}{2}$

z	-1	-0,9	-0,8	-0,7	-0,6	-0,5	-0,462
$\frac{v_x}{c_0}$	0	0,099	0,195	0,288	0,379	0,467	0,500

3. Анализ особенностей течения газа в цилиндрическом канале при постоянной скорости поршня

Подставляя значение c из уравнения (131b) в уравнение (161), получим

$$c_B = v - \sqrt{c_0^2 - (k-1)v^2}. \quad (173)$$

Из уравнения (173) можно установить, что при скорости поршня

$$v = \frac{c_0}{\sqrt{k}} \quad (174)$$

скорость c_B оказывается равной нулю.

Таким образом при $v = \frac{c_0}{\sqrt{k}}$ разрыв B не будет перемещаться относительно стенок и его положение в течение всего процесса будет совпадать с начальным положением разрыва.

Определим скорость звука в плоскости разрыва B при условии неподвижности этого разрыва. Подставляя в уравнение (131b) $v = \frac{c_0}{\sqrt{k}}$, получим

$$c = \frac{c_0}{\sqrt{k}} = v. \quad (174a)$$

Как и следовало ожидать, неподвижность плоскости разрыва B имеет место при условии, что скорость течения газа в этой плоскости равна местной скорости звука.

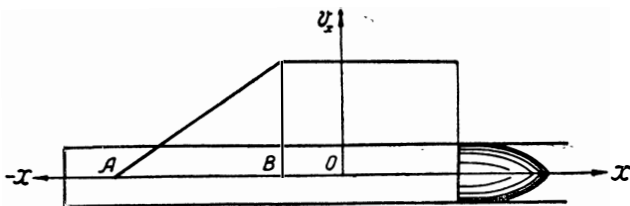
Из зависимости (173) также следует, что если

$$v < \frac{c_0}{\sqrt{k}},$$

то скорость разрыва c_B будет отрицательной, т. е. разрыв будет двигаться вдоль канала от начального своего положения в сторону неподвижного газа (фиг. 27). При обратном соотношении, когда

$$v > \frac{c_0}{\sqrt{k}},$$

скорость разрыва B оказывается положительной и, следовательно, разрыв B будет перемещаться от начального положения



Фиг. 27. Распределение скоростей в запоршневом пространстве при $\frac{v}{c_0} < \frac{1}{\sqrt{k}}$.

в сторону движения поршня (рис. 26). При этом начало координат, т. е. начальное положение разрыва в этом случае, оказывается внутри волны.

Найдем скорость движения газа в плоскости начала разрыва для случая, когда $v > \frac{c_0}{\sqrt{k}}$. Полагая $x=0$, из уравнений (170а) и (131b) имеем

$$v_{x=0} = \frac{c_0}{\sqrt{k}}; \tag{175}$$

$$c_{x=0} = \frac{c_0}{\sqrt{k}}. \tag{176}$$

Таким образом оказывается, что скорость движения газа в плоскости начала разрыва как при скорости поршня, равной $\frac{c_0}{\sqrt{k}}$ так и при скорости поршня больше $\frac{c_0}{\sqrt{k}}$ равна местной скорости звука. Такой результат имеет вполне определенное физическое объяснение. В момент, когда поршень со скоростью v начинает двигаться в сторону от газа, в слоях газа, примыкающих к

поршню, возникает перепад давления (волна возмущения), интенсивность которого определяется разностью между давлением газа в еще неподвижных слоях и давлением газа в слоях, прилегающих к поверхности поршня и перемещающихся вместе с ним. Указанное конечное изменение давления в конечном объеме возмущенного газа представляет собой совокупность элементарных изменений давления, распространяющихся в соответствующих слоях газа со скоростью, равной местной скорости звука. Если в результате описанного распространения изменений давления в каком-либо сечении возмущенной области скорость движения газа окажется равной местной скорости звука, то дальнейшее увеличение разности давлений в зоне, расположенной за указанным сечением, делается невозможным по той причине, что любые изменения давления, перемещающиеся в газе с местной скоростью звука, будут относиться вместе с газом от этого сечения в сторону движения поршня.

Так как в рассматриваемом случае поршень мгновенно приобретает скорость $\geq \frac{c_0}{\sqrt{k}}$, то соответственно сечение канала, через которое не смогут переходить понижения давления навстречу потока газа, будет находиться в непосредственной близости от начального положения поверхности поршня.

Для определения давления в области, прилегающей к поршню, из уравнения (163а), приняв $v_x = v$, имеем

$$\frac{p}{p_0} = \left[1 - (k-1) \left(\frac{v}{c_0} \right)^2 \right]^{\frac{k}{k-1}}. \quad (177)$$

Как видно из этого уравнения, при скорости поршня

$$v = \frac{c_0}{\sqrt{k-1}} \quad (178)$$

давление в области, прилегающей к поршню, оказывается равным нулю. Это означает, что при скорости поршня $\geq \frac{c_0}{\sqrt{k-1}}$ газ как бы не будет успевать за поршнем и около поршня образуется разрежение.

Таким образом предельно возможная скорость неустановившегося движения газа в условиях рассматриваемого случая оказывается равной $\frac{c_0}{\sqrt{k-1}}$.

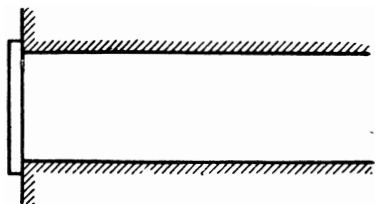
4. Течение газа в цилиндрическом канале, вызванное истечением газа через дно цилиндра

Рассмотрим случай, когда газ находится в цилиндрическом канале, не ограниченном с одной стороны и закрытым заслонкой до начала истечения с другой (фиг. 28). В начальный мо-

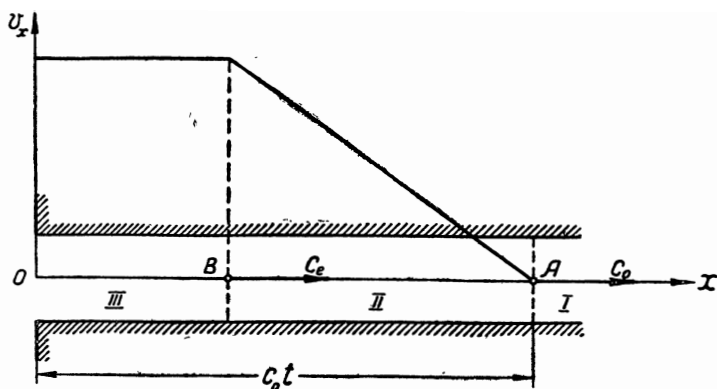
мент $t=0$ заслонка открывается и газ выпускается в наружную среду с давлением p_1 , которое меньше первоначального давления в канале p_0 .

Внезапное открытие заслонки так же, как мгновенное страгивание с места поршня, вызовет в газе, находящемся в канале, волну разрежения (слабые разрывы). Так же, как и в предыдущем случае, передняя и задняя границы волны разрежения будут перемещаться относительно газа со скоростями, равными соответствующим местным скоростям звука.

Очевидно, что до тех пор, пока разрыв B (фиг. 29) перемещается в направлении от отверстия, течение газа в рассматриваемом случае ничем не будет отличаться от течения газа в предыдущем случае и, следовательно, здесь можно применить ранее



Фиг. 28. Схема к неустановившемуся истечению из цилиндрического канала.



Фиг. 29. Распределение скоростей газа в цилиндрическом канале при неустановившемся истечении через дно канала при

$$\frac{p_1}{p_0} > \left(\frac{1}{k}\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

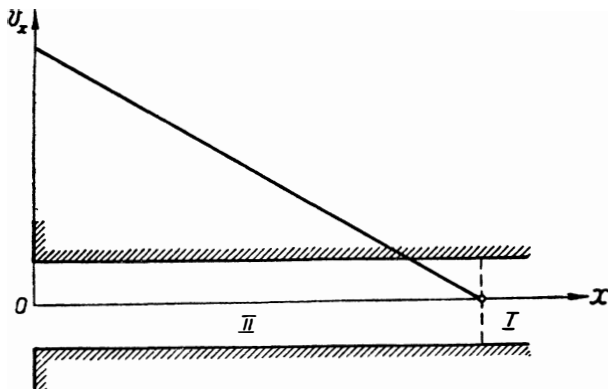
выведенные зависимости. Например, скорость газа в области III находится по уравнению (163а)

$$v_1^2 = \frac{c_0^2}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (163b)$$

Как было ранее выяснено, при $v_1 = \frac{c_0}{\sqrt{k}}$ разрыв B не будет перемещаться относительно канала и будет находиться в месте его возникновения. В этом случае области III не будет, и картина течения газа в канале будет иметь вид, изображенный на фиг. 30. Давление p_1 , при котором достигается скорость $v_1 = \frac{c_0}{\sqrt{k}}$, из уравнения (177) оказывается равным

$$p_1 = \left(\frac{1}{k}\right)^{\frac{k}{k-1}} p_0. \quad (179)$$

Если давление внешней среды окажется меньше указанного значения p_1 , то скорость, найденная по формуле (131b), будет



Фиг. 30. Распределение скоростей газа в цилиндрическом канале при неустановившемся истечении через

дно канала при $\frac{p_1}{p_0} < \left(\frac{1}{k}\right)^{\frac{k}{k-1}}$.

больше $\frac{c_0}{\sqrt{k}}$. Так как согласно ранее доказанному скорость движения газа в плоскости начала разрыва не может быть больше местной скорости звука, то, следовательно, независимо от давления во внешней среде скорость газа в выходном отверстии канала не может быть больше $\frac{c_0}{\sqrt{k}}$ и соответственно давление

в том же сечении не может быть меньше $\left(\frac{1}{k}\right)^{\frac{k}{k-1}} p_0$. Падение давления в потоке газа от этого значения до давления внешней среды p_1 будет происходить за пределами канала во внешней среде.

5. Общее решение уравнения одномерного неустановившегося течения газа

Подставим в уравнение (126) значение c_x^2 из уравнения (131а)

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} = \frac{1}{v_x} \left(\frac{v_x}{1+v_x} c_0^2 - \frac{k+1}{2} v_x^2 \right) \frac{\partial v_x}{\partial x}. \quad (180)$$

Имея в виду, что

$$\frac{\frac{\partial v_x}{\partial t}}{\frac{\partial v_x}{\partial x}} = - \left(\frac{\partial x}{\partial t} \right)_{v_x},$$

из уравнения (180) получим

$$\left(\frac{\partial x}{\partial t} \right)_{v_x} = \frac{1}{v_x} \left(\frac{k+1}{2} v_x^2 - \frac{v_x}{1+v_x} c_0^2 \right). \quad (181)$$

Решая уравнение (181), будем иметь

$$x = \left(\frac{k+1}{2} v_x^2 - \frac{v_x}{1+v_x} c_0^2 \right) \frac{t}{v_x} + f(v_x), \quad (182)$$

где $f(v_x)$ — некоторая произвольная функция v_x , определяемая граничными и начальными условиями.

6. Численное решение волнового уравнения

Полученное выше общее решение уравнения одномерного неустановившегося течения газа содержит произвольную функцию $f(v_x)$, которая сравнительно легко может быть найдена только для простейших граничных и начальных условий. Определение этой функции для произвольно заданного закона движения поршня является, повидимому, в настоящий момент неразрешимой задачей. В связи с этим рассмотрим наиболее универсальный метод решения основного уравнения одномерного неустановившегося течения газа

$$\frac{\partial^2 l_x}{\partial t^2} = \left(c_x^2 - \frac{2+v_x}{v_x} v_x^2 \right) \frac{\partial^2 l_x}{\partial x^2}, \quad (127)$$

а именно, метод численного решения волнового уравнения, частным случаем которого является уравнение (127).

Основной бланк численного решения дифференциального уравнения в частных производных представляет собой таблицу с двумя входами (табл. 10). Каждый столбец этой таблицы будет содержать ряд значений функции $l_x = l(t, x)$, отвечающие

одному определенному моменту процесса течения газа в канале. Указанный ряд значений функции $l_x = l(t, x)$ для некоторого момента времени будет содержать значения, отвечающие различным значениям координаты x .

Таблица 10

Форма основного бланка численного решения дифференциального уравнения в частных производных

		Номера столбцов - k (время)					
		-1	0	1	2	3	4
Номера строк - i (координата)	$\frac{1}{\Delta z}$						
	$\frac{1}{\Delta z} - 1$						
	$\frac{1}{\Delta z} - 2$						
	$\frac{1}{\Delta z} - 3$						
	$\frac{1}{\Delta z} - 4$						
	$\frac{1}{\Delta z} - 5$						
	$\frac{1}{\Delta z} - 6$						

Различные моменты времени процесса будем обозначать через t_k , а координаты различных сечений потока через x_i . Цифровые значения индексов k и i будут соответственно обозначать номера столбцов и номера строк основного бланка.

Значение функции $l_x = l(t, x)$, отвечающее определенному моменту времени и определенной координате, будет отмечаться индексами соответствующих значений независимых переменных, т. е.

$$l(t_k, x_i) = l_{k, i};$$

$$l(t_{k+1}, x_{i+1}) = l_{k+1, i+1}$$

и т. д.

Указанный двойной индекс при l будет представлять собой номер клеточки основного бланка численного решения дифференциального уравнения. Например, выражение $l_{3,5}$ будет означать, что должно быть взято или найдено значение функции l_x , отвечающее третьему столбцу и пятой строке основного бланка.

Для того чтобы начать численное решение дифференциального уравнения в частных производных, необходимо, исходя из начальных и граничных условий, заполнить значениями функции нулевую и последнюю строки основного бланка и, кроме того, заполнить нулевой столбец этого же бланка. В зависимости от характера заданных граничных условий нулевая и последняя строки бланка могут быть заполнены в начале вычислений для всего времени рассматриваемого явления или могут заполняться постепенно в процессе вычислений.

При наличии начальных и граничных значений функции l_x задача будет сводиться к последовательному определению значений функции l_x для всех строк очередного столбца. Для решения этой задачи необходимо иметь рабочие формулы численного решения дифференциального уравнения, которыми устанавливается связь между соседними значениями функции. Для нахождения указанных зависимостей воспользуемся рядом Тейлора для функции двух независимых переменных

$$l_{k+1, i+1} = l_{k, i} + \left[\frac{\partial l_{k, i}}{\partial t} \Delta t + \frac{\partial l_{k, i}}{\partial x} \Delta x \right] + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 l_{k, i}}{\partial t^2} \Delta t^2 + 2 \frac{\partial^2 l_{k, i}}{\partial t \partial x} \Delta t \Delta x + \frac{\partial^2 l_{k, i}}{\partial x^2} \Delta x^2 \right] + \dots + R_n, \quad (183)$$

где Δt и Δx — шаги интегрирования по времени и по координате.

Будем полагать, что значения Δt и Δx выбраны настолько малыми, что в уравнении (183) можно пренебречь членами, содержащими шаги интегрирования в третьей степени.

Пользуясь уравнением (183), напишем выражения для $l_{k+1, i}$ и $l_{k-1, i}$. Так как указанные значения l_x отвечают неизменному значению x , то в уравнении (183) необходимо принять $\Delta x = 0$. Имея в виду, что при определении $l_{k+1, i}$ предполагается увеличение независимой переменной t на Δt , а при определении $l_{k-1, i}$ предполагается уменьшение t на Δt , в уравнении (183) необходимо в первом случае взять Δt со знаком плюс, а во втором случае взять Δt со знаком минус.

В соответствии с изложенным будем иметь

$$l_{k+1, i} = l_{k, i} + \frac{\partial l_{k, i}}{\partial t} \Delta t + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 l_{k, i}}{\partial t^2} \Delta t^2, \quad (a)$$

$$l_{k-1, i} = l_{k, i} - \frac{\partial l_{k, i}}{\partial t} \Delta t + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 l_{k, i}}{\partial t^2} \Delta t^2. \quad (b)$$

Складывая уравнения (a) и (b), получим

$$l_{k+1, i} + l_{k-1, i} = 2l_{k, i} + \frac{\partial^2 l_{k, i}}{\partial t^2} \Delta t^2,$$

откуда

$$\frac{\partial^2 l_{k,i}}{\partial t^2} = \frac{l_{k+1,i} - 2l_{k,i} + l_{k-1,i}}{\Delta t^2}. \quad (184)$$

Поступая аналогичным образом, можем найти выражения для $l_{k,i+1}$ и $l_{k,i-1}$, а затем получить зависимость для $\frac{\partial^2 l_{k,i}}{\partial x^2}$

$$\frac{\partial^2 l_{k,i}}{\partial x^2} = \frac{l_{k,i+1} - 2l_{k,i} + l_{k,i-1}}{\Delta x^2}. \quad (185)$$

Подставляя значения $\frac{\partial^2 l_{k,i}}{\partial t^2}$ и $\frac{\partial^2 l_{k,i}}{\partial x^2}$ в уравнение (127), будем иметь

$$l_{k+1,i} - 2l_{k,i} + l_{k-1,i} = B_{k,i}(l_{k,i+1} - 2l_{k,i} + l_{k,i-1}),$$

откуда

$$l_{k+1,i} = B_{k,i}(l_{k,i+1} + l_{k,i-1}) + 2(1 - B_{k,i})l_{k,i} - l_{k-1,i}, \quad (186)$$

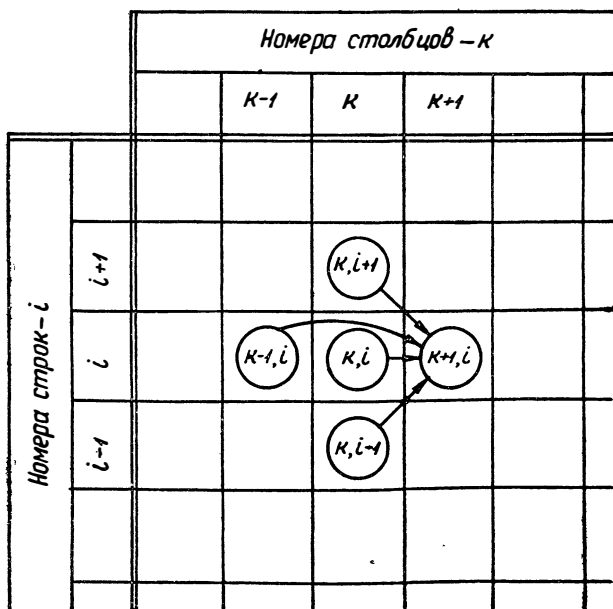
где

$$B_{k,i} = \left(c_{k,i}^2 - \frac{2 + \nu_x}{\nu_x} \tau_{k,i}^2 \right) \left(\frac{\Delta t}{\Delta x} \right)^2. \quad (187)$$

При наличии зависимости (186) определение очередного значения функции l_x производится по схеме табл. 11.

Таблица 11

Схема определения очередного значения функции l_x



7. Применение метода численного решения волнового уравнения к исследованию течения газа в канале ствола в случае мгновенного сгорания заряда

В указанном случае течения газа начальными условиями процесса будут (фиг. 31)

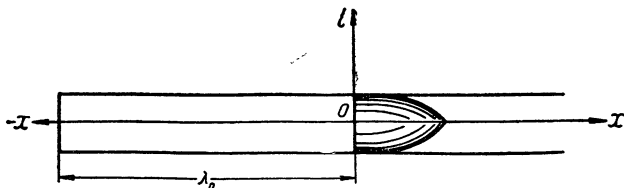
$$\left. \begin{aligned} l_x &= 0 \\ \frac{\partial l_x}{\partial t} &= 0 \\ \frac{\partial l_x}{\partial x} &= 0 \\ p_x &= p_0 \end{aligned} \right\} \text{при } -\lambda_0 < x < 0. \quad (188)$$

Граничные условия процесса выражаются зависимостями

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial l_x}{\partial t} \right)_{x=-\lambda_0} &= 0; \\ \left(\frac{\partial^2 l_x}{\partial t^2} \right)_{x=\lambda-\lambda_0} &= \frac{d^2 l}{dt^2} = \frac{p_{\text{сн}} S}{\varphi_1 m}, \end{aligned} \right\} \text{в течение всего процесса (189)}$$

где l — перемещение снаряда.

Принципиальным препятствием для применения изложенного выше метода численного решения волнового уравнения к рассматриваемому случаю течения газа является изменение длины



Фиг. 31. Схема баллистического двигателя в начальный момент движения снаряда.

заснарядного пространства в результате перемещения снаряда. Вследствие указанного обстоятельства шаг интегрирования Δx , который получается путем деления длины заснарядного пространства на определенное целое число, не может иметь постоянное значение.

Для того чтобы устранить отмеченное затруднение, введем относительную координату

$$z = \frac{x}{\lambda}, \quad (a)$$

где λ — длина заснарядного пространства.

Величина λ будет являться функцией только времени и связана с перемещением снаряда соотношением

$$\lambda = \lambda_0 + l, \quad (190)$$

где λ_0 — длина каморы (начальная длина заснарядного пространства).

При введении указанной относительной координаты положение слоя, прилегающего к снаряду, будет в течение всего процесса определяться постоянной координатой $z=1$. Соответственно относительная длина заснарядного пространства также будет иметь постоянное значение, равное единице.

В соответствии с зависимостью (а) необходимо установить соотношение между шагом интегрирования по аргументу x и шагом интегрирования по аргументу z .

Дифференцируя уравнение (а) по x , получим

$$\frac{\partial z}{\partial x} = \frac{1}{\lambda}; \quad (b)$$

по уравнению (183), ограничиваясь вторым членом ряда Тейлора, будем иметь

$$\frac{\partial z}{\partial x} = \frac{\Delta z}{\Delta x}; \quad (c)$$

из уравнений (b) и (c) получаем

$$\Delta x = \lambda \Delta z. \quad (d)$$

В соответствии с соотношением (d) изменятся рабочие формулы численного интегрирования. В частности, выражение для коэффициента $B_{k,i}$ примет следующий вид:

$$B_{k,i} = \frac{c_{k,i}^2 - \frac{2+\nu}{\nu} v_{k,i}^2}{\lambda_k^2} \left(\frac{\Delta t}{\Delta z} \right)^2. \quad (187a)$$

Введение новой независимой переменной можно также выполнить путем соответствующего перехода от производных $\frac{\partial l}{\partial x}$ и $\frac{\partial^2 l}{\partial x^2}$ к производным $\frac{\partial l}{\partial z}$ и $\frac{\partial^2 l}{\partial z^2}$. Для этого имеем

$$\frac{\partial l}{\partial x} = \frac{\partial l}{\partial x} \frac{\partial z}{\partial z} = \frac{\partial l}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial x};$$

$$\frac{\partial^2 l}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 l}{\partial x^2} \frac{\partial z^2}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 l}{\partial z^2} \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)^2.$$

Подставляя в эти уравнения значения $\frac{\partial z}{\partial x}$ из уравнения (b), получим

$$\frac{\partial l}{\partial x} = \frac{\partial l}{\partial z} \frac{1}{\lambda}; \quad (e)$$

$$\frac{\partial^2 l}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 l}{\partial z^2} \frac{1}{\lambda^2}. \quad (f)$$

В соответствии с уравнением (f) уравнение (127) примет вид

$$\frac{\partial^2 l}{\partial l^2} = \frac{1}{\lambda^2} \left(c_x^2 - \frac{2+\nu}{\nu} v_x^2 \right) \frac{\partial^2 l}{\partial z^2}. \quad (127a)$$

Для того чтобы определять в процессе вычислений коэффициент $B_{k,i}$, необходимо выразить величины c_x и v_x , входящие в уравнение (187a), через те же значения l , которые входят в уравнение (186). Для выполнения этой задачи заменяем c_x^2 его значением из уравнения (131a)

$$c_x^2 - \frac{2+\nu_x}{\nu_x} v_x^2 = c_0^2 - \frac{k+3+(k+1)\nu_x}{2\nu_x} v_x^2. \quad (a)$$

Далее заменяем v_x^2 его значением из уравнения (163)

$$c_x^2 - \frac{2+\nu_x}{\nu_x} v_x^2 = c_0^2 \left\{ 1 - a_1 \left[1 - \left(\frac{p_x}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \right\}, \quad (b)$$

где

$$a_1 = \frac{k+3+(k+1)\nu_x}{(k-1)(1+\nu_x)}. \quad (c)$$

Так как при $p_x = p_0$, $\frac{\partial l_x}{\partial x} = 0$, то для постоянной интегрирования в уравнении (114) имеем

$$\text{const} = \ln p_0^{\frac{1}{k}}$$

и, следовательно,

$$\frac{\partial l_x}{\partial x} = - \ln \left(\frac{p_x}{p_0} \right)^{\frac{1}{k}},$$

откуда

$$\frac{p_x}{p_0} = e^{-k \frac{\partial l_x}{\partial x}} = e^{-\frac{k}{\lambda} \frac{\partial l_x}{\partial z}}. \quad (191)$$

Таким образом для коэффициента $B_{k,i}$ получаем

$$B_{k,i} = c_0^2 \left[1 - a_1 \left(1 - e^{-\frac{k-1}{\lambda_k} \frac{\partial l_{k,i}}{\partial z}} \right) \right] \frac{1}{\lambda_k^2} \left(\frac{\Delta t}{\Delta z} \right)^2. \quad (187b)$$

Для нахождения $\frac{\partial l_{k,i}}{\partial z}$ по уравнению (183) можем получить

$$l_{k,i+1} = l_{k,i} + \frac{\partial l_{k,i}}{\partial z} \Delta z + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 l_{k,i}}{\partial z^2} \Delta z^2; \quad (a)$$

$$l_{k,i-1} = l_{k,i} - \frac{\partial l_{k,i}}{\partial z} \Delta z + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 l_{k,i}}{\partial z^2} \Delta z^2. \quad (b)$$

Вычитая из уравнения (a) уравнение (b), будем иметь

$$l_{k,i+1} - l_{k,i-1} = 2 \frac{\partial l_{k,i}}{\partial z} \Delta z,$$

откуда

$$\frac{\partial l_{k,i}}{\partial z} = \frac{l_{k,i+1} - l_{k,i-1}}{2\Delta z}. \quad (192)$$

Окончательно для коэффициента $B_{k,i}$ получим следующее выражение:

$$B_{k,i} = \frac{a_2}{\lambda_k^2} (1 - a_1 G_{k,i}), \quad (187c)$$

где

$$G_{k,i} = 1 - \frac{1}{e^{Y_{k,i}}}; \quad (193)$$

$$Y_{k,i} = a_3 \frac{l_{k,i+1} - l_{k,i-1}}{\lambda_k}; \quad (194)$$

$$a_2 = c_0^2 \left(\frac{\Delta t}{\Delta z} \right)^2;$$

$$a_3 = \frac{k-1}{2\Delta z}.$$

Для определения граничных значений функции l_x (перемещения снаряда) потребуется, параллельно с использованием уравнения (186), численно решать обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка, являющееся граничным условием:

$$\frac{d^2 l}{dt^2} = \frac{p_{снв} S}{\varphi_1 m}. \quad (189)$$

Значения давления у дна снаряда $p_{сн}$, необходимые для решения уравнения (189), могут быть найдены по уравнению (191)

$$\frac{p_{сн}}{p_0} = e^{-\frac{k}{\lambda} \frac{\partial l}{\partial z}}$$

или, в разностной форме,

$$p_{k, сн} = \frac{p_0}{e^{\frac{k}{\Delta z} \frac{l_k - l_{k, -1}}{\lambda_k}}}, \quad (191a)$$

где l_k — значение функции l_x у дна снаряда в момент t_k ;
 $l_{k, -1}$ — значение функции l_x на расстоянии Δz от дна снаряда в тот же момент.

Подставляя значение $p_{сн}$ из уравнения (191a) в уравнение (189), получим

$$\frac{d^2 l_k}{dt^2} = \frac{\frac{p_0 S}{\varphi_1 m}}{e^{\frac{k}{\Delta z} \frac{l_k - l_{k, -1}}{\lambda_k}}}. \quad (189a)$$

или

$$F = \frac{p_0}{a_4 M} = \frac{p_{k, сн}}{a_4}, \quad (189b)$$

где

$$F = \Delta t^2 \frac{d^2 l_k}{dt^2};$$

$$a_4 = \frac{\varphi_1 m}{\Delta t^2 S};$$

$$a_5 = \frac{k}{\Delta z};$$

$$M = e^{\frac{a_5}{\lambda_k} \Delta l};$$

$$\Delta l = l_k - l_{k, -1}.$$

Численное интегрирование уравнения (189) может быть произведено методом, применяемым во внутренней баллистике*.

* М. А. Мамонтов, Решение задачи внутренней баллистики при аргументе t . Труды ТМИ, Оборонгиз, М., 1940, стр. 18—27.

8. Числовые примеры расчета течения газа в заснарядном пространстве при мгновенном сгорании заряда

В качестве иллюстрации к изложенному методу численного решения волнового уравнения произведем два расчета течения газа в заснарядном пространстве в случае мгновенного сгорания заряда для двух значений величины v_x : 1,0 и 0,2.

Исходные данные

Начальное давление	$p_0=6333 \text{ кг/см}^2$
Показатель адиабаты	$k = 1,222$
Скорость звука в невозмущенном газе	$c_0=0,107 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$
Начальная длина заснарядного пространства	$\lambda_0=170 \text{ см}$
Шаг интегрирования по времени	$\Delta t=0,00005 \text{ сек.}$
Шаг интегрирования по относительной координате	$\Delta z=0,04$
Поперечная масса снаряда . . .	$\frac{\varphi_1 m}{s} = \frac{1,03 \cdot 50 \cdot 4}{981 \cdot \pi \cdot 15^2} = 0,298 \cdot 10^{-3}$

Вычисление постоянных коэффициентов

$$a_1 = \frac{k+3+(k+1)v_x}{(k-1)(1+v_x)} = \frac{1,222+3+(1,222+1)}{(1,222-1)(1+1)} = 14,51 \quad (v_x=1);$$

$$a_1 = \frac{1,222+3+(1,222+1)0,2}{(1,222-1)(1+0,2)} = 17,50 \quad (v_x=0,2);$$

$$a_2 = c_0^2 \left(\frac{\Delta t}{\Delta z} \right)^2 = (0,107 \cdot 10^6)^2 \left(\frac{0,00005}{0,04} \right)^2 = 1,79 \cdot 10^4;$$

$$a_3 = \frac{k-1}{2\Delta z} = \frac{1,222-1}{2 \cdot 0,04} = 2,775;$$

$$a_4 = \frac{\varphi_1 m}{\Delta t^2 s} = \frac{0,298 \cdot 10^{-3}}{0,00005^2} = 119 \cdot 10^3;$$

$$a_5 = \frac{k}{\Delta z} = \frac{1,222}{0,04} = 30,55.$$

Для вычисления коэффициента $B_{k,i}$ принят вспомогательный бланк (табл. 12а и 12б).

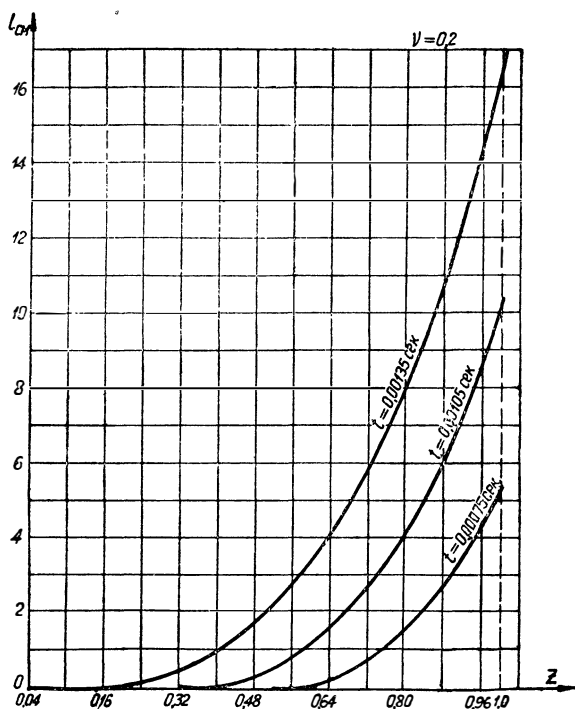
В этом бланке введены дополнительные обозначения

$$\Delta l = l_{k, i+1} - l_{k, i-1};$$

$$H_{k, i} = 1 - a_1 G_{k, i};$$

$$K_{k, i} = \frac{1}{e^{Y_{k, i}}}.$$

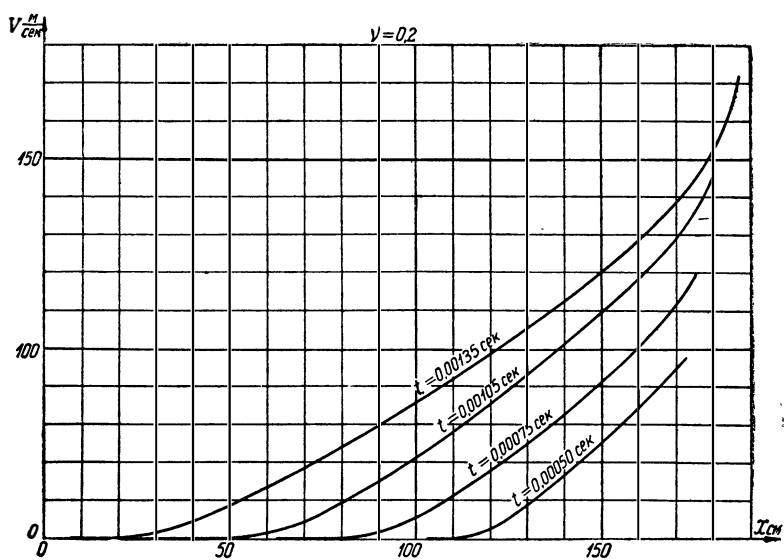
Для выполнения вычисления очередных значений l_x по формуле (186) принят второй вспомогательный бланк (табл. 13а и 13б).



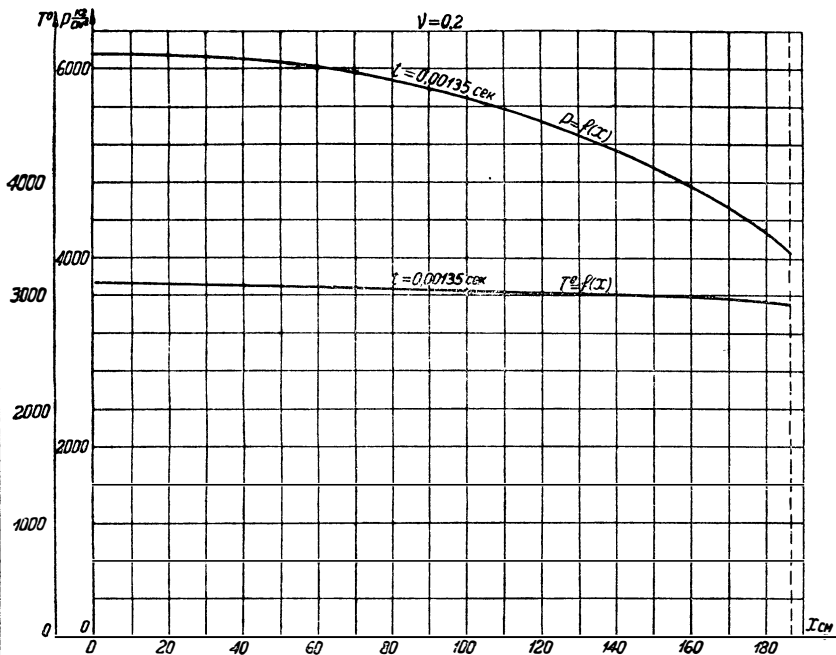
Фиг. 32. Кривые перемещений газа для различных моментов времени.

Результаты численного решения уравнения (127) при указанных выше исходных данных частично представлены в приводимом ниже основном бланке (табл. 14а и 14б) и на фиг. 32—35.

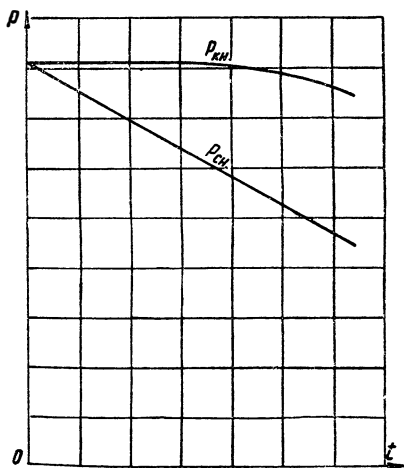
Результаты численного решения уравнения (189) приведены в табл. 15а, 15б, 16а и 16б.



Фиг. 33. Кривые скоростей газа для различных моментов времени.



Фиг. 34. Кривые распределения давлений и температур по длине канала.



Фиг. 35. Кривые изменения во времени давлений p_{KH} и p_{CH} .

Вычисление коэффициента $B_{k,i}$ $v_x = 1$

№ ст-рок-ки		1—24	2—24	2—23	3—24	3—23	3—22	4—24	4—23	4—22	4—21
1	$l_{k,i+1}$	0,02655	0,1061	0,0163	0,2380	0,0760	0,0100	0,4217	0,1952	0,0543	0,0062
2	$-l_{k,i-1}$	0	0	0	0,0100	0	0	0,0543	0,0062	0	0
3	Δl	0,02655	0,1061	0,0163	0,2280	0,0769	0,0100	0,3674	0,1890	0,0543	0,0062
4	$\lg \Delta l$	$\bar{2},42406$	$\bar{1},02572$	$\bar{2},21219$	$\bar{1},35793$	$\bar{2},88593$	$\bar{2},0000$	$\bar{1},56514$	$\bar{1},27646$	$\bar{2},73480$	$\bar{3},79239$
5	$+\lg a_3$	0,44329	0,44329	0,44329	0,44329	0,44329	0,44329	0,44329	0,44329	0,44329	0,44329
6	$\lg (\Delta l a_3)$	$\bar{2},86735$	$\bar{1},46901$	$\bar{2},65548$	$\bar{1},80122$	$\bar{1},32922$	$\bar{2},44329$	0,00843	$\bar{1},71975$	$\bar{1},17809$	$\bar{2},23568$
7	$-\lg \lambda_k$	2,23051	2,23071	2,23071	2,23106	2,23106	2,23106	2,23152	2,23152	2,23152	2,23152
8	$\lg Y_{k,i}$	$\bar{4},63684$	$\bar{3},23830$	$\bar{4},42477$	$\bar{3},57016$	$\bar{3},09816$	$\bar{4},21223$	$\bar{3},77691$	$\bar{3},48823$	$\bar{4},94657$	$\bar{4},00416$
9	$+\lg \lg e$	$\bar{1},63778$	$\bar{1},63778$	$\bar{1},63778$	$\bar{1},63778$	$\bar{1},63778$	$\bar{1},63778$	$\bar{1},63778$	$\bar{1},63778$	$\bar{1},63778$	$\bar{1},63778$
10	$(-\lg \lg K_{k,i})$	$\bar{4},27462$	$\bar{4},87608$	$\bar{4},06255$	$\bar{3},20794$	$\bar{4},73594$	$\bar{5},85001$	$\bar{3},41469$	$\bar{3},12601$	$\bar{4},58435$	$\bar{5},64194$
11	$(-\lg K_{k,i})$	0,00019	0,00075	0,00012	0,00161	0,00054	0,00007	0,00260	0,00134	0,00038	0,00004
12	$\lg K_{k,i}$	$\bar{1},99981$	$\bar{1},99925$	$\bar{1},99988$	$\bar{1},99839$	$\bar{1},99946$	$\bar{1},99993$	$\bar{1},99740$	$\bar{1},99866$	$\bar{1},99962$	$\bar{1},99996$

13	1,000	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
14	$-K_{k,i}$	0,99956	0,99828	0,99972	0,99630	0,99852	0,99995	0,99400	0,99692	0,99912	0,99990
15	$G_{k,i}$	0,00044	0,00172	0,00028	0,00370	0,00148	0,00005	0,00600	0,00308	0,00088	0,00010
16	$\lg G_{k,i}$	$\bar{4},64345$	$\bar{3},23553$	$\bar{4},44716$	$\bar{3},56820$	$\bar{3},17026$	$\bar{5},69897$	$\bar{3},77815$	$\bar{3},48855$	$\bar{4},94448$	$\bar{4},00000$
17	$+ \lg a_1$	1,16167	1,16167	1,16167	1,16167	1,16167	1,16167	1,16167	1,16167	1,16167	1,16167
18	$\lg (G_{k,i} a_1)$	$\bar{3},80512$	$\bar{2},39720$	$\bar{3},60883$	$\bar{2},72987$	$\bar{2},33193$	$\bar{4},86064$	$\bar{2},93982$	$\bar{2},65022$	$\bar{2},10615$	$\bar{3},16167$
19	1,000	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
20	$-G_{k,i} a_1$	0,00638	0,02496	0,00406	0,05369	0,02148	0,00073	0,08706	0,04469	0,01277	0,00145
21	$H_{k,i}$	0,99362	0,97504	0,99594	0,94631	0,97852	0,99927	0,91294	0,95531	0,98723	0,99855
22	$\lg H_{k,i}$	$\bar{1},99722$	$\bar{1},98902$	$\bar{1},99824$	$\bar{1},97603$	$\bar{1},99057$	$\bar{1},99969$	$\bar{1},96044$	$\bar{1},98014$	$\bar{1},99442$	$\bar{1},99937$
23	$+ \lg a_2$	4,25285	4,25285	4,25285	4,25285	4,25285	4,25285	4,25285	4,25285	4,25285	4,25285
24	$\lg (H_{k,i} a_2)$	4,25007	4,24187	4,25109	4,22888	4,24342	4,25254	4,21329	4,23299	4,24727	4,25222
25	$-2 \lg \lambda_k$	4,46102	4,46142	4,46142	4,46212	4,46212	4,46212	4,46304	4,46304	4,46304	4,46304
26	$\lg B_{k,i}$	$\bar{1},78905$	$\bar{1},78045$	$\bar{1},78967$	$\bar{1},76676$	$\bar{1},78130$	$\bar{1},79042$	$\bar{1},75025$	$\bar{1},76995$	$\bar{1},78423$	$\bar{1},78918$
27	$B_{k,i}$	0,6152	0,6032	0,6161	0,5845	0,6044	0,6172	0,5627	0,5888	0,6086	0,6154

Вычисление коэффициента $B_{k,i}$ $\nu_x=0,2$

№ строки		1-24	2-24	2-23	3-24	3-23	3-22	4-24	4-23	4-22	4-21
1	$l_{k,i+1}$	0,02655	0,1061	0,0163	0,2380	0,0717	0,0098	0,42160	0,18840	0,05114	0,00604
2	$-l_{k,i-1}$	0	0	0	0,0098	0	0	0,05114	0,00604	0	0
3	Δl	0,02655	0,1061	0,0163	0,2282	0,0717	0,0098	0,37046	0,18236	0,05114	0,00604
4	$\lg \Delta l$	$\bar{2},42406$	$\bar{1},02572$	$\bar{2},21219$	$\bar{1},35832$	$\bar{2},85552$	$\bar{3},99123$	$\bar{1},56874$	$\bar{1},26093$	$\bar{2},70876$	$\bar{3},78104$
5	$+\lg a_3$	0,44329	0,44329	0,44329	0,44329	0,44329	0,44329	0,44329	0,44329	0,44329	0,44329
6	$\lg (a_3 \Delta l)$	$\bar{2},86735$	$\bar{1},46901$	$\bar{2},65548$	$\bar{1},80161$	$\bar{1},29881$	$\bar{2},43452$	0,01203	$\bar{1},70422$	$\bar{1},15205$	$\bar{2},22433$
7	$-\lg \lambda_k$	2,23064	2,23071	2,23071	2,23106	2,23106	2,23106	2,23152	2,23152	2,23152	2,23152
8	$\lg Y_{k,i}$	$\bar{4},63671$	$\bar{3},23830$	$\bar{4},42477$	$\bar{3},57055$	$\bar{3},06775$	$\bar{4},20346$	$\bar{3},78051$	$\bar{3},47270$	$\bar{4},92053$	$\bar{5},99281$
9	$+\lg \lg e$	$\bar{1},63778$	$\bar{1},63778$	$\bar{1},63778$	$\bar{1},63778$	$\bar{1},63778$	$\bar{1},63778$	$\bar{1},63778$	$\bar{1},63778$	$\bar{1},63778$	$\bar{1},63778$
10	$(-\lg \lg K_{k,i})$	$\bar{4},27449$	$\bar{4},87608$	$\bar{4},06255$	$\bar{3},20833$	$\bar{4},70553$	$\bar{5},84124$	$\bar{3},41829$	$\bar{3},11048$	$\bar{4},55831$	5,63059
11	$(-\lg K_{k,i})$	0,00019	0,00075	0,00012	0,00162	0,00051	0,00007	0,00262	0,00129	0,00036	0,00004
12	$\lg K_{k,i}$	$\bar{1},99981$	$\bar{1},99925$	$\bar{1},99988$	$\bar{1},99838$	$\bar{1},99949$	$\bar{1},99993$	$\bar{1},99738$	$\bar{1},99871$	$\bar{1},99964$	$\bar{1},99996$

13	1,000	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
14	$-K_{k,i}$	0,99956	0,99828	0,99972	0,99626	0,99882	0,99984	0,99398	0,99702	0,99918	0,99990
15	$G_{k,i}$	0,00044	0,00172	0,00028	0,00374	0,00118	0,00016	0,00602	0,00298	0,00082	0,00010
16	$\lg G_{k,i}$	$\bar{4},64345$	$\bar{3},23553$	$\bar{4},44716$	$\bar{3},57287$	$\bar{3},07188$	$\bar{4},20412$	$\bar{3},77960$	$\bar{3},47422$	$\bar{4},91381$	$\bar{4},00000$
17	$+ \lg a_1$	1,24304	1,24304	1,24304	1,24304	1,24304	1,24304	1,24304	1,24304	1,24304	1,24304
18	$\lg (G_{k,i} a_1)$	$\bar{3},88649$	$\bar{2},47857$	$\bar{3},69020$	$\bar{2},81591$	$\bar{2},31492$	$\bar{3},44716$	$\bar{1},02264$	$\bar{2},71726$	$\bar{2},15685$	$\bar{3},24304$
19	1,000	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
20	$-G_{k,i} a_1$	0,00770	0,03010	0,00490	0,06545	0,02065	0,00280	0,10535	0,05215	0,01435	0,00175
21	$H_{k,i}$	0,99230	0,96990	0,99510	0,93455	0,97935	0,99720	0,89465	0,94785	0,98565	0,99825
22	$\lg H_{k,i}$	$\bar{1},99664$	$\bar{1},93304$	$\bar{1},98878$	$\bar{1},97060$	$\bar{1},99094$	$\bar{1},99878$	$\bar{1},95165$	$\bar{1},97674$	$\bar{1},99372$	$\bar{1},99924$
23	$+ \lg a_2$	4,25285	4,25285	4,25285	4,25285	4,25285	4,25285	4,25235	4,25285	4,25285	4,25285
24	$\lg (H_{k,i} a_2)$	4,24949	4,18589	4,24163	4,22345	4,24379	4,25163	4,20450	4,22959	4,24657	4,25209
25	$-2 \lg \lambda_k$	4,46102	4,46142	4,46142	4,46212	4,46212	4,46212	4,46304	4,46304	4,46304	4,46304
26	$\lg B_{k,i}$	$\bar{1},78847$	$\bar{1},72447$	$\bar{1},78021$	$\bar{1},76133$	$\bar{1},78167$	$\bar{1},78951$	$\bar{1},74146$	$\bar{1},76655$	$\bar{1},78353$	$\bar{1},78905$
27	$B_{k,i}$	0,6144	0,5302	0,6028	0,5772	0,6049	0,6160	0,5514	0,5843	0,6075	0,6152

Таблица 13а
 $\nu_x=1$

Вычисление функции $l_{k+1, i}$

№ строки		2—24	3—24	3—23	4—24	4—23	4—22	5—24	5—23	5—22	5—21
1	$l_{k, i+1}$	0,02655	0,1061	0,0163	0,2380	0,0769	0,0100	0,4217	0,1952	0,0543	0,0062
2	$+ l_{k, i-1}$	0	0	0	0,0100	0	0	0,0543	0,0062	0	0
3	$l_{k, i \pm 1}$	0,02655	0,1061	0,0163	0,2480	0,0769	0,0100	0,4760	0,2014	0,0543	0,0062
4	$B_{k, i}$	0,6152	0,6032	0,6161	0,5845	0,6044	0,6172	0,5627	0,5888	0,6086	0,6154
5	$1 - B_{k, i}$	0,3848	0,3968	0,3839	0,4155	0,3956	0,3828	0,4373	0,4112	0,3914	0,3846
6	$2(1 - B_{k, i}) l_{k, i}$	0	0,0129	0	0,0639	0,0079	0	0,1709	0,0447	0,0049	0
7	$+ B_{k, i} l_{k, i \pm 1}$	0,01632	0,0640	0,01004	0,1449	0,0464	0,0062	0,2680	0,1183	0,0330	0,0038
8	Σ	0,01632	0,0769	0,0100	0,2088	0,0543	0,0062	0,4389	0,1620	0,0379	0,0038
9	$- l_{k-1, i}$	0	0	0	0,0163	0	0	0,0769	0,0100	0	0
10	$l_{k+1, i}$	0,01632	0,0769	0,0100	0,1925	0,0543	0,0062	0,3620	0,1520	0,0379	0,0038

Таблица 136
 $\nu_x = 0,2$

Вычисление функции $l_{k+1, i}$

№ строки		2-24	3-24	3-23	4-24	4-23	4-22	5-24	5-23	5-22	5-21
1	$l_{k, i+1}$	0,0265	0,1061	0,0163	0,2380	0,0717	0,0098	0,4216	0,1884	0,0511	0,0060
2	$+ l_{k, i-1}$	0	0	0	0,0098	0	0	0,0511	0,0060	0	0
3	$l_{k, i \pm 1}$	0,0265	0,1061	0,0163	0,2478	0,0717	0,0098	0,4727	0,1944	0,0511	0,0060
4	$B_{k, i}$	0,6144	0,5302	0,6023	0,5772	0,6049	0,6160	0,5514	0,5843	0,6075	0,6152
5	$1 - B_{k, i}$	0,3856	0,4698	0,3977	0,4228	0,3951	0,3840	0,4486	0,4157	0,3925	0,3848
6	$2(1 - B_{k, i}) l_{k, i}$	0	0,0153	0	0,0617	0,0077	0	0,1689	0,0425	0,0047	0
7	$+ B_{k, i} l_{k, i \pm 1}$	0,0163	0,0564	0,0098	0,1430	0,0434	0,0060	0,2610	0,1136	0,0311	0,0037
8	Σ	0,0163	0,0717	0,0098	0,2047	0,0511	0,0060	0,4299	0,1561	0,0358	0,0037
9	$- l_{k-1, i}$	0	0	0	0,0163	0	0	0,0717	0,0098	0	0
10	$l_{k+1, i}$	0,0163	0,0717	0,0098	0,1884	0,0511	0,0060	0,3582	0,1463	0,0358	0,0037

Бланк численного решения уравнения (127)

$\nu_x = 1$

№ строки	Номера столбцов— k											
	-1	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
25	0	0	0,02655	0,1061	0,2380	0,4217	0,6564	0,9417	1,2768	1,6610	2,0937	2,5743
24	0	0	0	0,0163	0,0769	0,1952	0,3620	0,5743	0,8370	1,1427	1,5050	1,9173
23	0	0	0	0	0,0100	0,0543	0,1520	0,3049	0,5020	0,7441	1,0310	1,3659
22	0	0	0	0	0	0,0062	0,0379	0,1170	0,2512	0,4337	0,6582	0,9237
21	0	0	0	0	0	0	0,0038	0,0260	0,0883	0,2039	0,3696	0,5701
20	0	0	0	0	0	0	0	0,0023	0,0176	0,0655	0,1624	0,3110
19	0	0	0	0	0	0	0	0	0,0014	0,0118	0,0478	0,1273
18	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,0009	0,0079	0,0343
17	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,0005	0,0051
16	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,0003
15	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Номера строк— i

Бланк численного решения уравнения (127)

$\nu_x = 0,2$

№ строки	Номера столбцов— k											
	-1	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
25	0	0	0,0266	0,1061	0,2380	0,4216	0,6562	0,9410	1,2758	1,6598	2,0924	2,5730
24	0	0	0	0,0163	0,0717	0,1884	0,3582	0,5735	0,8353	1,1435	1,4977	1,9050
23	0	0	0	0	0,0098	0,0511	0,1463	0,2984	0,4977	0,7391	1,0273	1,4609
22	0	0	0	0	0	0,0060	0,0358	0,1123	0,2444	0,4292	0,6516	0,9153
21	0	0	0	0	0	0	0,0037	0,0247	0,0846	0,1970	0,3614	0,5700
20	0	0	0	0	0	0	0	0,0027	0,0171	0,0625	0,1559	0,3026
19	0	0	0	0	0	0	0	0	0,0016	0,0117	0,0458	0,1217
18	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,0099	0,0078	0,0330
17	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,0006	0,0053
16	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,0004
15	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Номера строк— i

Вычисление функции F $\nu_x=1$

№ строки		1—25	2—25	3—25	4—25	5—25	6—25	7—25	8—25	9—25
1	I_k	0,02655	0,1061	0,2380	0,4217	0,6564	0,9417	1,2768	1,6610	2,0937
2	$-I_{k,-1}$	0	0,0163	0,0769	0,1952	0,3620	0,5743	0,8370	1,1427	1,5050
3	ΔI	0,02655	0,0898	0,1611	0,2265	0,2944	0,3674	0,4398	0,5183	0,5887
4	$\lg \Delta I$	$\bar{2},42406$	$\bar{2},95328$	$\bar{1},20710$	$\bar{1},35507$	$\bar{1},46894$	$\bar{1},56514$	$\bar{1},64326$	$\bar{1},71458$	$\bar{1},76989$
5	$+\lg(a_5 \lg e)$	1,12279	1,12279	1,12279	1,12279	1,12279	1,12279	1,12279	1,12279	1,12279
6	$\lg(\Delta I a_5 \lg e)$	$\bar{1},54685$	0,07607	0,32989	0,47786	0,59173	0,68793	0,76605	0,83737	0,89268
7	$-\lg \lambda_k$	2,23051	2,23071	2,23106	2,23152	2,23211	2,23284	2,23370	2,23467	2,23576
8	$\lg \lg M$	$\bar{3},31634$	$\bar{3},84536$	$\bar{2},09883$	$\bar{2},24634$	$\bar{2},35962$	$\bar{2},45509$	$\bar{2},53235$	$\bar{2},60270$	$\bar{2},65692$
9	$\lg p_0$	3,80161	3,80161	3,80161	3,80161	3,80161	3,80161	3,80161	3,80161	3,80161
10	$-\lg M$	0,00207	0,00700	0,01256	0,01763	0,02289	0,02852	0,03407	0,04006	0,04539
11	$\lg p_{k, \text{сн}}$	3,79954	3,79461	3,78905	3,78398	3,77872	3,77309	3,76754	3,76155	3,75622
12	$-\lg a_4$	5,07555	5,07555	5,07555	5,07555	5,07555	5,07555	5,07555	5,07555	5,07555
13	$\lg F$	$\bar{2},72399$	$\bar{2},71906$	$\bar{2},71350$	$\bar{2},70843$	$\bar{2},70317$	$\bar{2},69754$	$\bar{2},69199$	$\bar{2},68600$	$\bar{2},68067$
14	F	0,05296	0,05237	0,05170	0,05110	0,05049	0,04984	0,04920	0,04853	0,04794

Вычисление функции F $\nu_x=0,2$

№ строки		1—25	2—25	3—25	4—25	5—25	6—25	7—25	8—25	9—25	10—25
1	I_k	0,02655	0,10610	0,2380	0,4216	0,6562	0,9410	1,27585	1,6598	2,0924	2,573
2	$-I_{k,-1}$	0	0,01630	0,0717	0,1884	0,3582	0,5735	0,83530	1,1435	1,4977	1,905
3	ΔI	0,02655	0,0898	0,1663	0,2332	0,2980	0,3675	0,44055	0,5163	0,5947	0,668
4	$\lg \Delta I$	$\bar{2},42406$	$\bar{2},95328$	$\bar{1},22089$	$\bar{1},36773$	$\bar{1},47422$	$\bar{1},56526$	$\bar{1},64399$	$\bar{1},71290$	$\bar{1},77430$	$\bar{1},82478$
5	$+\lg(a_5 \lg e)$	1,12279	1,12279	1,12279	1,12279	1,12279	1,12279	1,12279	1,12279	1,12279	1,12279
6	$\lg(\Delta I a_5 \lg e)$	$\bar{1},54685$	0,07607	0,34368	0,49052	0,59701	0,68805	0,76678	0,83569	0,89709	0,94757
7	$-\lg \lambda_k$	2,23051	2,23071	2,23106	2,23152	2,23211	2,23284	2,23369	2,23467	2,23576	2,23697
8	$\lg \lg M$	$\bar{3},31634$	$\bar{3},84536$	$\bar{2},11262$	$\bar{2},25900$	$\bar{2},36490$	$\bar{2},45521$	$\bar{2},53309$	$\bar{2},60102$	$\bar{2},66133$	$\bar{2},71060$
9	$\lg p_0$	3,80161	3,80161	3,80161	3,80161	3,80161	3,80161	3,80161	3,80161	3,80161	3,80161
10	$-\lg M$	0,00207	0,00700	0,01296	0,01816	0,02317	0,02852	0,03413	0,03990	0,04585	0,05136
11	$\lg p_{K, \text{CH}}$	3,79954	3,79461	3,78865	3,78345	3,77844	3,77309	3,76748	3,76171	3,75576	3,75025
12	$-\lg a_4$	5,07555	5,07555	5,07555	5,07555	5,07555	5,07555	5,07555	5,07555	5,07555	5,07555
13	$\lg F$	$\bar{2},72399$	$\bar{2},71906$	$\bar{2},71310$	$\bar{2},70790$	$\bar{2},70289$	$\bar{2},69744$	$\bar{2},69193$	$\bar{2},68616$	$\bar{2},68021$	$\bar{2},67470$
14	F	0,05296	0,05237	0,05165	0,05104	0,05045	0,04982	0,04920	0,04855	0,04789	0,04728

Таблица 16а

Бланк численного решения уравнения (189)

 $\nu_x = 1$

№ строки	$l \cdot 10^2$	Δl	$\Delta^2 l$	$\Phi \cdot 10^2$	$\Delta \Phi$	$F \cdot 10^2$	ΔF	$\Delta^2 F$
0	0	2,655	5,300	0	5,31	5,31	-0,01	-0,05
1	2,655	7,955	5,24	5,31	5,30	5,30	-0,06	-0,01
2	10,610	13,195	5,17	10,61	5,24	5,24	-0,07	+0,01
3	23,805	18,365	5,11	15,85	5,17	5,17	-0,06	0
4	42,170	23,475	5,05	21,02	5,11	5,11	-0,06	-0,01
5	65,645	28,525	4,980	26,13	5,05	5,05	-0,07	+0,01
6	94,170	33,505	4,920	31,18	4,98	4,98	-0,06	-0,01
7	127,675	38,425	4,85	36,16	4,92	4,92	-0,07	+0,01
8	166,100	43,27	4,79	41,08	4,85	4,85	-0,06	-
9	209,37	48,06	-	45,93	4,79	4,79	-	-
10	257,43	-	-	50,72	-	-	-	-

Таблица 16б

Бланк численного решения уравнения (189)

 $\nu_x = 0,2$

№ строки	$l \cdot 10^2$	Δl	$\Delta^2 l$	$\Phi \cdot 10^2$	$\Delta \Phi$	$F \cdot 10^2$	ΔF	$\Delta^2 F$
0	0	2,655	5,30	0	5,31	5,31	-0,01	-0,05
1	2,655	7,955	5,24	5,31	5,30	5,30	-0,06	-0,03
2	10,61	13,19	5,16	10,61	5,24	5,24	-0,08	0,02
3	23,80	18,36	5,10	15,85	5,16	5,16	-0,06	0
4	42,16	23,46	5,04	21,01	5,10	5,10	-0,06	0
5	65,62	28,49	4,98	26,11	5,04	5,04	-0,06	0
6	94,11	33,47	4,92	31,15	4,98	4,98	-0,06	0
7	127,58	38,39	4,86	36,13	4,92	4,92	-0,06	-0,01
8	165,98	43,25	4,79	41,05	4,86	4,86	-0,07	0,01
9	209,24	48,04	-	45,91	4,79	4,79	-0,06	-
10	257,28	-	-	50,70	-	4,73	-	-

§ 7. ГИПОТЕЗА ПРОПОРЦИОНАЛЬНОГО РАСШИРЕНИЯ

1. Предварительные замечания

Течение газа в канале ствола значительно отличается от рассмотренных выше случаев течения газа в цилиндрическом канале. Если иметь в виду основной период рабочего процесса закрытого баллистического двигателя, то здесь основными особенностями течения газа будут:

1) расширение заснарядного пространства сопровождается горением порохового заряда, вследствие чего количество газа в заснарядном пространстве непрерывно изменяется, что значительно усложняет явление течения газа;

2) вследствие переменности количества газа не представляется возможным, как это было показано выше, выразить зависимость между давлением и плотностью уравнением адиабаты или политропы; последнее обстоятельство ставит непреодолимые трудности для аналитического решения задачи о течении газа в канале ствола;

3) движущийся газ увлекает за собой горящие зерна, масса которых непрерывно изменяется, вследствие чего механическая сторона рассматриваемого процесса значительно усложняется.

Из отмеченных особенностей течения газа в канале ствола и из изложенных выше точных решений уравнений неустановившегося одномерного течения газа для некоторых простейших случаев можно сделать вывод, что точное решение задачи о течении продуктов горения в канале ствола на настоящей стадии развития математического анализа можно считать задачей неразрешимой. Если учесть отсутствие достаточно надежных экспериментальных данных и весьма большую сложность конечных результатов точных решений, то поиски указанных решений являются, кроме того, практически мало целесообразными.

По указанным причинам задачу о течении продуктов горения в канале ствола пока приходится решать приближенными, инженерными методами.

2. Общие замечания о характере движения порохового газа и пороховых зерен в заснарядном пространстве

В порядке общего анализа весьма сложного явления движения газа и горящих зерен в заснарядном пространстве можно высказать следующие общие замечания.

Малая первоначальная длина заснарядного пространства, плавность развития процесса и большая скорость звука в газе дают основание предполагать, что после начальной фазы при нормальных условиях заряжания колебательные явления в заснарядном пространстве будут слабо выражены и, следова-

тельно, движение газа в нем будет приближаться к процессу статического расширения. Последние предположения, в частности, подтверждаются удовлетворительным совпадением результатов расчетов с практическими данными и нормальным действием чувствительных взрывателей.

В качестве аксиомы далее можно утверждать, что при нормальных условиях заряжания в течение всего времени течения газа в канале ствола не может быть периодов замедленного движения каких-либо слоев газа. Для основного периода рабочего процесса баллистического двигателя это положение вытекает хотя бы из того экспериментального факта, что движение снаряда, являющееся функцией течения газа в заснарядном пространстве, всегда ускоренное.

Относительно распределения горящего заряда по заснарядному пространству можно сделать следующие замечания:

а) благодаря относительно большой плотности порохового газа горящие пороховые зерна до некоторой степени находятся в газе во взвешенном состоянии, вследствие чего пороховой газ легко увлекает за собой горящие зерна и тем самым способствует их равномерному распределению в пороховом газе;

б) благодаря наличию струй газа, идущих от поверхности горящих зерен во всех направлениях, происходит отталкивание зерен друг от друга, что также способствует подвешенному состоянию горящих зерен и их равномерному распределению в пороховом газе.

Изложенные соображения, очевидно, могут быть с большим основанием отнесены к мелкозернистым зарядам, но по отношению к зарядам из крупных, длинных зерен эти соображения будут более грубым допущением.

Результаты изложенных выше точных решений показывают, что при наличии больших ускорений и больших скоростей:

а) изменения в распределении плотностей и давлений в заснарядном пространстве, т. е. изменения относительных плотностей и давлений, после начальной фазы незначительны;

б) перепад температуры по длине заснарядного пространства во всех фазах очень незначителен.

На основании рассмотренных точных решений о течении газа в цилиндрическом канале можно утверждать, что существенные изменения в распределении плотностей и давлений в заснарядном пространстве имеют место только в начальной фазе процесса, т. е. в период от начала движения снаряда до прихода крайней точки перепада давления ко дну канала. Имея в виду сравнительно малую длину камеры заряжания и весьма высокую температуру порохового газа в начале процесса, продолжительность начальной фазы очень незначительна по сравнению с общим временем рабочего процесса баллистического двигателя.

Резюмируя изложенные выше общие замечания о характере течения смеси порохового газа и пороховых зерен, можно сформулировать следующие положения:

1) наличие больших ускорений и скоростей газа не исключает возможности постоянства в распределении плотностей и давлений и не исключает незначительного перепада температуры по длине заснарядного пространства;

2) переход от равенства плотностей и давлений во всех сечениях заснарядного пространства, имеющего место до начала движения снаряда, к различным значениям этих параметров в различных сечениях заснарядного пространства после начала движения снаряда совершается в основном в начальной фазе процесса; в дальнейшем течении процесса относительные значения плотностей и давлений допустимо принять неизменными;

3) малый перепад температуры по длине заснарядного пространства, имеющий место при течении газа без горения порохового заряда, может оказаться еще меньше при наличии притока нового газа от горящего заряда; учитывая последнее обстоятельство, можно с достаточным основанием сделать допущение о равенстве температур во всех сечениях заснарядного пространства;

4) все слои газа в течение всего периода их движения в канале ствола двигаются ускоренно;

5) при ускоренном движении всех слоев газа в канале ствола давление газа в заснарядном пространстве убывает пропорционально расстоянию рассматриваемого слоя от дна канала;

6) весовое соотношение газа и горящих зерен можно принять одинаковым для всех элементов потока газа и горящих зерен в канале ствола; отношение удельного веса газа γ в каком-либо элементе потока к удельному весу смеси газа и горящих зерен δ_0 в том же элементе потока будем в дальнейшем именовать относительным весом газа в данном элементе потока и обозначать через ε_0

$$\varepsilon_0 = \frac{\gamma}{\delta_0}. \quad (195)$$

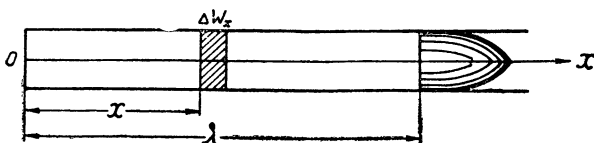
Нетрудно установить, что ε_0 может иметь значения от 0 до 1.

3. Гипотеза пропорционального расширения

Сопоставляя большую сложность точных решений, полученных для сравнительно простых случаев неустановившегося течения газа с изложенными выше особенностями течения порохового газа в заснарядном пространстве, приходится прийти к выводу о необходимости приближенного решения задачи о течении порохового газа в канале ствола после начальной фазы.

На основании произведенного выше анализа примем в основу решения задачи о течении порохового газа в заснарядном пространстве следующее допущение:

В течение всего времени течения газа в канале ствола относительное расширение объема и относительный вес газа для любого элемента потока газа и горящих зерен равны относительному расширению объема и относительному весу газа для всего потока в канале ствола.



Фиг. 36. Схема к гипотезе пропорционального расширения.

Данное допущение в дальнейшем будем кратко именовать гипотезой пропорционального расширения.

Гипотеза пропорционального расширения, как это видно из ее формулировки, а также как это будет видно из ее следствий, является сжатым выражением произведенного выше общего анализа течения газа в канале ствола и высказанных выше нескольких допущений.

Гипотеза пропорционального расширения в изложенной выше формулировке может быть применена к следующим различным случаям:

- 1) течение газа в закрытом заснарядном пространстве в период горения заряда;
- 2) течение газа в закрытом заснарядном пространстве после окончания горения заряда;
- 3) течение газа в полужакрытом заснарядном пространстве в период горения заряда;
- 4) течение газа в полужакрытом заснарядном пространстве после окончания горения заряда;
- 5) течение газа в канале ствола после вылета снаряда из дула.

Непосредственным математическим выражением гипотезы пропорционального расширения будут следующие зависимости (фиг. 36):

$$\frac{d\Delta W_x}{\Delta W_x} = \frac{dW}{W}; \quad (196)$$

$$\varepsilon_0 = \frac{\gamma_x}{\delta_{0,x}} = \frac{j}{\omega}, \quad (197)$$

где ΔW_x — объем произвольно взятого элемента потока;
 $d\Delta W_x$ — изменение объема элемента потока за время dt ;
 W_x — общий объем потока в канале ствола;
 dW — изменение общего объема потока в канале ствола за время dt ;
 j — вес газа всего потока в канале;
 ω — вес газа и горящих зерен всего потока в канале.

Так как j и ω могут являться функциями только времени, то и относительный вес газа ε_0 является функцией только времени, поэтому физический смысл уравнения (197) можно также выразить следующей математической зависимостью

$$\frac{\partial \varepsilon_0}{\partial x} = 0. \quad (198)$$

4. Первое следствие гипотезы пропорционального расширения

Выделим в потоке газа и горящих зерен два элемента весом $\Delta \omega_1$ и $\Delta \omega_2$ и объемом ΔW_1 и ΔW_2 (фиг. 37). По уравнению (196) имеем

$$\frac{d\Delta W_1}{\Delta W_1} = \frac{dW}{W}; \quad (a)$$

$$\frac{d\Delta W_2}{\Delta W_2} = \frac{dW}{W}. \quad (b)$$



Фиг. 37. Схема к первому следствию гипотезы пропорционального расширения.

Так как

$$\Delta W_1 = \frac{\Delta \omega_1}{\delta_{01}}; \quad d\Delta W_1 = -\frac{d\delta_{01}}{\delta_{01}^2} \Delta \omega_1;$$

$$\Delta W_2 = \frac{\Delta \omega_2}{\delta_{02}}; \quad d\Delta W_2 = -\frac{d\delta_{02}}{\delta_{02}^2} \Delta \omega_2,$$

где δ_{01} и δ_{02} — удельные веса смеси газа и горящих зерен, то из уравнений (a) и (b) получим

$$-\frac{d\delta_{01}}{\delta_{01}} = \frac{dW}{W};$$

$$-\frac{d\delta_{02}}{\delta_{02}} = \frac{dW}{W}$$

или

$$\frac{d\delta_{01}}{\delta_{01}} = \frac{d\delta_{02}}{\delta_{02}}. \quad (199)$$

Учитывая, что $\delta_{01} = \frac{\gamma_1}{\varepsilon_0}$ и $\delta_{02} = \frac{\gamma_2}{\varepsilon_0}$, будем иметь

$$d\delta_{01} = \frac{\varepsilon_0 d\gamma_1 - \gamma_1 d\varepsilon_0}{\varepsilon_0^2};$$

$$d\delta_{02} = \frac{\varepsilon_0 d\gamma_2 - \gamma_2 d\varepsilon_0}{\varepsilon_0^2}.$$

Подставляя значения δ_{01} , δ_{02} , $d\delta_{01}$ и $d\delta_{02}$ в уравнение (199), получаем

$$\frac{\varepsilon_0 d\gamma_1 - \gamma_1 d\varepsilon_0}{\gamma_1} = \frac{\varepsilon_0 d\gamma_2 - \gamma_2 d\varepsilon_0}{\gamma_2},$$

откуда

$$\frac{d\gamma_1}{\gamma_1} = \frac{d\gamma_2}{\gamma_2}. \quad (200)$$

Заменяя γ через удельный объем ω , имеем

$$\frac{d\omega_1}{\omega_1} = \frac{d\omega_2}{\omega_2}. \quad (200a)$$

Таким образом из гипотезы пропорционального расширения следует, что для всех элементов потока порохового газа в канале ствола относительные изменения удельных объемов одинаковы.

5. Второе следствие гипотезы пропорционального расширения

Разделив обе части уравнения (199) на dt , получим

$$\frac{1}{\delta_{01}} \frac{d\delta_{01}}{dt} = \frac{1}{\delta_{02}} \frac{d\delta_{02}}{dt}$$

или

$$\frac{1}{\delta_{0x}} \frac{d\delta_{0x}}{dt} = -K, \quad (201)$$

где K — некоторая функция времени.

Функция K не может зависеть от координаты x , так как в соответствии с гипотезой и уравнением (199) относительные изменения удельных весов одинаковы для всех элементов потока газа.

По уравнению неразрывности для смеси газа и горящих зерен будем иметь

$$\frac{1}{\vartheta_{0x}} \frac{d\vartheta_{0x}}{dt} = -\frac{\partial v_x}{\partial x}. \quad (202)$$

Сравнивая уравнение (202) с уравнением (201), устанавливаем

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} = K. \quad (203)$$

Интегрируя уравнение (203) по x , будем иметь

$$v_x = Kx + f(t), \quad (204)$$

где $f(t)$ — произвольная функция времени, определяемая граничными условиями.

В соответствии с полученным выражением для v_x найдем выражение для $\frac{dv_x}{dt}$. Дифференцируя уравнение (204) по x и t , имеем

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} = x \frac{dK}{dt} + f'(t);$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} = K.$$

Подставляя значения v_x , $\frac{\partial v_x}{\partial t}$ и $\frac{\partial v_x}{\partial x}$ в выражение

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x},$$

получим

$$\frac{dv_x}{dt} = x \frac{dK}{dt} + f'(t) + [Kx + f(t)] K$$

или

$$\frac{dv_x}{dt} = K_0 x + Kf(t) + f'(t), \quad (205)$$

где

$$K_0 = K^2 + \frac{dK}{dt}. \quad (206)$$

Полученные зависимости (204) и (205) показывают, что из гипотезы пропорционального расширения следует прямолинейный закон распределения скоростей и ускорений элементов потока по длине канала ствола.

6. Третье следствие гипотезы пропорционального расширения

Рассмотрим изменение энергии единицы веса газа в двух различных сечениях потока.

Умножив и разделив обе части уравнения (200а) соответственно на p_1 и p_2 и имея в виду, что

$$\frac{p\omega}{k-1} = u,$$

получим

$$\frac{p_1 dw_1}{u_1} = \frac{p_2 dw_2}{u_2}$$

или

$$\frac{dl_1}{u_1} = \frac{dl_2}{u_2}. \quad (a)$$

Для элемента потока с постоянным количеством газа из уравнения (152) имеем

$$dl = \frac{du}{\varphi - 1}. \quad (b)$$

При принятом ранее допущении

$$\varphi = \varphi(t)$$

по уравнениям (a) и (b) получаем

$$\frac{du_1}{u_1} = \frac{du_2}{u_2}. \quad (207)$$

Интегрируя уравнение (207) от конца начальной фазы движения снаряда до некоторого промежуточного момента, будем иметь

$$\frac{u_1}{u_{01}} = \frac{u_2}{u_{02}}, \quad (208)$$

где u_{01} и u_{02} — внутренние энергии газа в рассматриваемых слоях газа в конце начальной фазы движения снаряда.

Если, в соответствии с анализом начальной фазы, принять

$$u_{01} = u_{02},$$

то из уравнения (208) получим

$$u_1 = u_2 = u_x \quad (209)$$

и, следовательно,

$$T_1 = T_2 = T_x = T, \quad (210)$$

т. е. в каждый данный момент времени внутренняя энергия и температура газа во всех сечениях заснарядного пространства одинаковы. Соотношение (210) можно также представить зависимостью

$$\frac{\partial T_x}{\partial x} = 0. \quad (210a)$$

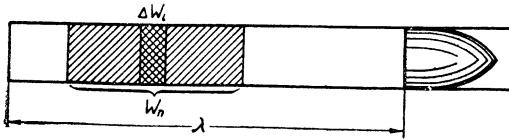
Из уравнений (210) и (210а) следует, что для данного момента времени

$$\frac{p_x}{\gamma_x} = RT_x = RT. \quad (211)$$

7. Четвертое следствие гипотезы пропорционального расширения

Выделим в потоке газа и горящих зерен объем W_n (фиг. 38). Разобьем этот объем на ряд элементарных объемов $\Delta W_1, \Delta W_2, \dots, \Delta W_n$ так, что

$$W_n = \sum_{i=1}^{i=n} \Delta W_i. \quad (a)$$



Фиг. 38. Схема к четвертому следствию гипотезы пропорционального расширения.

Для каждого из указанных элементарных объемов по уравнению (196) можем написать

$$\frac{d\Delta W_1}{\Delta W_1} = \frac{d\Delta W_2}{\Delta W_2} = \dots = \frac{d\Delta W_n}{\Delta W_n} = \frac{dW}{W}. \quad (b)$$

Исходя из зависимости (b), по правилам преобразования пропорций получаем

$$\frac{d\Delta W_1 + d\Delta W_2 + \dots + d\Delta W_n}{\Delta W_1 + \Delta W_2 + \dots + \Delta W_n} = \frac{dW}{W}$$

или

$$\frac{\sum_{i=1}^{i=n} d\Delta W_i}{\sum_{i=1}^{i=n} \Delta W_i} = \frac{dW}{W}. \quad (c)$$

Так как

$$\sum_{i=1}^{i=n} \Delta W_i = W_n$$

и

$$\sum_{i=1}^{i=n} d\Delta W_i = dW_n,$$

то из уравнения (с) имеем

$$\frac{dW_n}{W_n} = \frac{dW}{W}. \quad (212)$$

Из уравнения (212) следует, что относительное расширение объема любой конечной части потока газа и горящих зерен равно относительному расширению объема всего потока в канале оружия.

По уравнению (212) можем написать

$$\frac{dW_1}{W_1} = \frac{dW}{W};$$

$$\frac{dW_2}{W_2} = \frac{dW}{W}$$

и, следовательно,

$$\frac{dW_1}{W_1} = \frac{dW_2}{W_2}. \quad (213)$$

Таким образом из гипотезы пропорционального расширения следует, что относительные расширения любых фиксированных частей потока газа и горящих зерен одинаковы в течение всего периода течения газа в канале оружия.

8. Пятое следствие гипотезы пропорционального расширения

Интегрируя уравнение (212) в пределах конечного отрезка времени, получим

$$\ln W_n - \ln W = \text{const}$$

или

$$\frac{W_n}{W} = \text{const} \quad (214)$$

Уравнение (214) означает, что отношение объема какой-либо фиксированной части потока к объему всего потока в канале остается неизменным в течение всего времени движения снаряда в канале оружия.

Интегрируя уравнение (213), будем иметь

$$\frac{W_1}{W_2} = \text{const}. \quad (215)$$

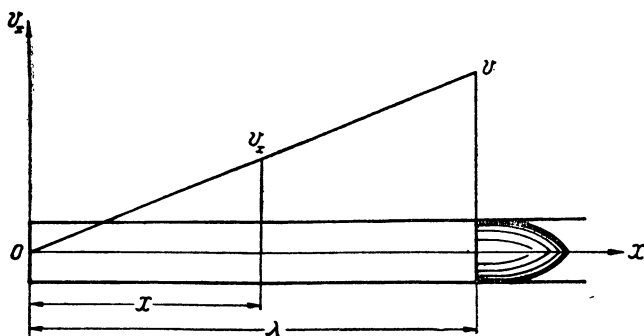
Из уравнения (215) следует, что отношение объемов любых фиксированных частей потока газа и горящих зерен одинаковы в течение всего периода течения газа в канале оружия.

§ 8. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЙ ПО ДЛИНЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЗАКРЫТОГО ЗАСНАРЯДНОГО ПРОСТРАНСТВА ПРИ НЕПОДВИЖНОМ ДНЕ КАНАЛА

1. Уравнение распределения скоростей

Располагая начало координат у дна канала (фиг. 39) для случая течения газа в цилиндрическом закрытом заснарядном пространстве, для сечения у неподвижного дна канала будем иметь

$$x = 0; \quad v_x = 0.$$



Фиг. 39. Распределение скоростей продуктов горения в заснарядном пространстве при неподвижном дне канала.

Подставляя эти значения x и v_x в уравнение (204), получим

$$f(t) = 0$$

и, следовательно,

$$v_x = Kx. \quad (216)$$

Так как для дна снаряда при $x = \lambda$, $v_x = v$, то

$$K = \frac{v}{\lambda} \quad (217)$$

и, следовательно,

$$v_x = vx, \quad (218)$$

где

$$z = \frac{x}{\lambda}. \quad (219)$$

Величина z представляет собой относительную координату рассматриваемого элемента потока. Умножив и разделив пра-

вую часть равенства (219) на s (площадь поперечного сечения канала), будем иметь

$$z = \frac{W_x}{W}.$$

Сопоставляя это уравнение с уравнением (214), видим, что относительная координата элемента потока является величиной, не зависящей от времени, т. е.

$$\frac{\partial z}{\partial t} = 0. \quad (220)$$

2. Уравнение распределения ускорений

Учитывая, что скорость снаряда v является функцией только времени и что z не зависит от времени, после дифференцирования уравнения (218) имеем

$$\frac{dv_x}{dt} = z \frac{dv}{dt}. \quad (221)$$

Подставляя значение $\frac{dv}{dt}$ из уравнения движения снаряда

$$\frac{\varphi_1 q}{g} \frac{dv}{dt} = p_{\text{сн}} s,$$

будем иметь

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{gs}{\varphi_1 q} p_{\text{сн}} z. \quad (222)$$

3. Уравнение распределения давлений по длине заснарядного пространства

Имея в виду, что для смеси газа и горящих зерен $p_x = \frac{\delta_{0x}}{g} = \frac{\gamma_x}{g \varepsilon_0}$, из уравнения (100) получим

$$\frac{\partial p_x}{\partial x} = - \frac{\delta_{0x}}{g} \frac{dv_x}{dt} \quad (223)$$

или

$$\frac{\partial p_x}{\partial x} = - \frac{\gamma_x}{g \varepsilon_0} \frac{dv_x}{dt}. \quad (223a)$$

Подставляя в уравнение (223a) значения γ_x и $\frac{dv_x}{dt}$ из уравнений (211) и (222), будем иметь

$$\frac{\partial p_x}{\partial x} = - \frac{p_x}{\varepsilon_0 R T} \frac{s}{\varphi_1 q} p_{\text{сн}} z$$

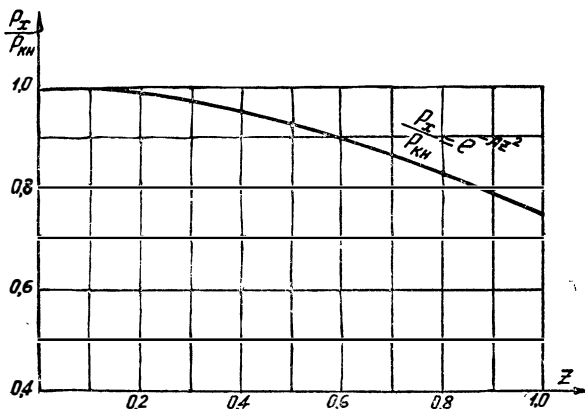
или

$$\frac{1}{p_x} \frac{\partial p_x}{\partial z} = - \frac{s\lambda}{\varphi_{1q}} \frac{p_{сн}}{\varepsilon_0 RT} z. \quad (224)$$

Интегрируя уравнение (224) по независимой переменной, получаем

$$\ln p_x = - \frac{1}{2} \frac{s\lambda}{\varphi_{1q}} \frac{p_{сн}}{\varepsilon_0 RT} z^2 + f(t), \quad (225)$$

где $f(t)$ — произвольная функция интегрирования.



Фиг. 40. График распределения давлений в заснарядном пространстве при неподвижном дне канала.

Определяем функцию $f(t)$. Полагая $x=0$, будем иметь: $p_x = p_{кн}$ ($p_{кн}$ — давление у дна канала) Следовательно,
 $f(t) = \ln p_{кн}$.

Подставляя значение функции $f(t)$ в уравнение (225), получим

$$\ln \frac{p_x}{p_{кн}} = - \frac{1}{2} \frac{s\lambda}{\varphi_{1q}} \frac{p_{сн}}{\varepsilon_0 RT} z^2$$

или

$$\frac{p_x}{p_{кн}} = e^{-Az^2}, \quad (226)$$

где

$$A = \frac{1}{2} \frac{s\lambda}{\varphi_{1q}} \frac{p_{сн}}{\varepsilon_0 RT}; \quad (227)$$

A — параметр закона распределения давлений по длине заснарядного пространства;

λ — длина потока газа в канале (длина заснарядного пространства).

График $\frac{p_x}{p_{кн}} = f(z)$ изображен на фиг. 40.

4. Определение среднего давления

При выполнении различных газодинамических расчетов необходимо определять давления в различных сечениях канала оружия. Для решения такой задачи недостаточно одного уравнения (226), потому что это уравнение позволяет определять давления в каком-либо сечении по давлениям у дна канала и у дна снаряда, значения которых не могут быть получены непосредственно из расчета рабочего процесса баллистического двигателя. Так как последний расчет дает значения давления, входящего в энергетическое уравнение, т. е. среднего давления, необходимо установить соотношение между давлением в произвольно взятом сечении канала и средним давлением в заснарядном пространстве. При установлении этого соотношения давлений будем исходить из того факта, что среднее давление вводится при расчете рабочего процесса баллистического двигателя в выражение общей внутренней энергии порохового газа в заснарядном пространстве

$$U = \frac{pW}{k-1}. \quad (a)$$

Из уравнения (a) имеем

$$p = (k-1) \frac{U}{W}. \quad (b)$$

Общая внутренняя энергия порохового газа в заснарядном пространстве в данный момент времени может быть определена как сумма внутренних энергий всех элементов потока газа в канале

$$U = \int_0^{\lambda} u_x dj, \quad (c)$$

где u_x — удельная внутренняя энергия газа в произвольно взятом элементе потока;

dj — вес элементарного слоя газа.

Учитывая, что

$$u_x = \frac{p_x w_x}{x-1};$$

$$dj = \frac{sdx}{w_x},$$

из уравнения (c) получим

$$U = \frac{s}{k-1} \int_0^{\lambda} p_x dx. \quad (d)$$

Подставляя значение U из уравнения (d) в уравнение (b) и имея в виду, что $W = s\lambda$, будем иметь

$$p = \frac{\int_0^\lambda p_x dx}{\lambda}. \quad (228)$$

Таким образом среднее давление определяется как среднее значение функции $p_x(x)$ в пределах длины заснарядного пространства. Следует отметить, что уравнение (228) получено без принятия каких-либо ограничений для функции $u_x(x)$.

Подставляя в уравнение (228) значение p_x из уравнения (226), получаем

$$p = \int_0^\lambda \frac{p_{\text{кн}}}{\lambda} e^{-Az^2} dx = p_{\text{кн}} I_1, \quad (229)$$

где

$$I_1 = \int_0^1 e^{-Az^2} dz; \quad (230)$$

$$dz = d\left(\frac{x}{\lambda}\right).$$

Изменение пределов интегрирования произошло в соответствии с переходом от независимой переменной x к независимой переменной $z = \frac{x}{\lambda}$.

5. Относительные давления

Подставляя значение $p_{\text{кн}}$ из уравнения (229) в уравнение (226), будем иметь

$$\zeta_x = \frac{p_x}{p} = \frac{e^{-Az^2}}{I_1}. \quad (231)$$

Величину $\zeta_x = \frac{p_x}{p}$ будем именовать относительным давлением в произвольно взятом сечении заснарядного пространства.

Полагая для дна снаряда $z = 1$, из уравнения (231) имеем

$$\zeta_c = \frac{p_{\text{сн}}}{p} = \frac{e^{-A}}{I_1}. \quad (232)$$

Величину $\zeta_c = \frac{p_{\text{сн}}}{p}$ будем именовать относительным давлением у дна снаряда.

Аналогично, полагая в уравнении (231) $z = 0$, получаем

$$\zeta_{\kappa} = \frac{p_{\kappa\text{н}}}{\sigma} = \frac{1}{I_1} \quad (233)$$

и соответственно

$$\zeta_{x} = \zeta_{\kappa} e^{-Az^2}. \quad (231a)$$

Величину $\zeta_{\kappa} = \frac{p_{\kappa\text{н}}}{p}$ будем именовать относительным давлением у дна канала.

По соотношению (211) можем написать

$$\frac{p_{\kappa\text{н}}}{\gamma_{\kappa\text{н}}} = \frac{p_{\text{сн}}}{\gamma_{\text{сн}}} = \frac{p_x}{\gamma_x} = \frac{p}{\gamma},$$

откуда

$$\frac{\gamma_x}{\gamma} = \frac{p_x}{p};$$

$$\frac{\gamma_{\text{сн}}}{\gamma} = \frac{p_{\text{сн}}}{p};$$

$$\frac{\gamma_{\kappa\text{н}}}{\gamma} = \frac{p_{\kappa\text{н}}}{p}.$$

Таким образом закон распределения давлений представляет собой также и закон распределения удельных весов газа. Следовательно, значения относительных давлений ζ_x , ζ_{κ} и $\zeta_{\text{с}}$ будут являться одновременно значениями относительных удельных весов

$$\zeta_x = \frac{\gamma_x}{\gamma}; \quad (231b)$$

$$\zeta_{\text{с}} = \frac{\gamma_{\text{сн}}}{\gamma}; \quad (232a)$$

$$\zeta_{\kappa} = \frac{\gamma_{\kappa\text{н}}}{\gamma}. \quad (233a)$$

6. Преобразование зависимости для параметра A

Подставляя в уравнение (227) $RT = \frac{p}{\gamma}$, имеем

$$A = \frac{1}{2} \frac{s\lambda\gamma p_{\text{сн}}}{\varphi_1 q \varepsilon_0 p}.$$

Имея в виду, что

$$\varepsilon_0 = \frac{\gamma}{\delta_0};$$

$$s\lambda = W,$$

получаем

$$A = \frac{1}{2} \frac{W \delta_0}{\varphi_1 q} \frac{p_{сн}}{p}.$$

Так как $W \delta_0 = \omega$ и $\frac{p_{сн}}{p} = \zeta_c$, то окончательно будем иметь

$$A = \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} \zeta_c. \quad (234)$$

7. Определение интеграла (230)

Дифференцируя дважды интеграл (230), получаем

$$I_1' = e^{-Az^2}; \quad (235)$$

$$I_1'' = -2Az e^{-Az^2}$$

или

$$I_1'' = -2Az I_1'. \quad (236)$$

Таким образом задача нахождения определенного интеграла (230) может быть сведена к решению дифференциальных уравнений методом численного интегрирования.

Кроме указанного пути составления таблицы значений I_1 , можно избрать другой, более легкий путь. В справочниках специальных функций можно найти значения интеграла вероятности или функции Крампа *

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy. \quad (237)$$

Сопоставляя интеграл (230) и интеграл (237), нетрудно установить их пропорциональность.

Введя в интеграл (230) новую переменную

$$y = \sqrt{A} z,$$

будем иметь

$$I_1 = \frac{1}{\sqrt{A}} \int_0^{\sqrt{A}} e^{-y^2} dy.$$

* Шпильерейн, Таблицы специальных функций, ч. I, Гостехиздат, Л.—М., 1933, стр. 19—22.

Применительно к заданному в нашем случае верхнему пределу имеем

$$\Phi(\sqrt{A}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{A}} e^{-y^2} dy, \quad (237a)$$

откуда

$$\int_0^{\sqrt{A}} e^{-y^2} dy = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Phi(\sqrt{A})$$

и, следовательно,

$$I_1 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{A}} \Phi(\sqrt{A}). \quad (238)$$

В табл. 17 приведены значения I_1 в функции от параметра A , вычисленные по зависимости (238) и таблицам интеграла вероятности.

Таблица 17

Значения $I_1 = \int_0^1 e^{-Az^2} dz$

A	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
0,00	1,000	0,997	0,994	0,990	0,987	0,984	0,980	0,977	0,974	0,971
0,10	0,968	0,964	0,960	0,956	0,954	0,952	0,949	0,946	0,943	0,939
0,20	0,936	0,934	0,931	0,928	0,924	0,921	0,918	0,915	0,911	0,908
0,30	0,906	0,903	0,900	0,897	0,895	0,893	0,890	0,888	0,885	0,883
0,40	0,880	0,877	0,875	0,872	0,870	0,868	0,865	0,862	0,859	0,856
0,50	0,853	0,851	0,849	0,847	0,845	0,843	0,840	0,838	0,836	0,834
0,60	0,832	0,829	0,826	0,824	0,822	0,820	0,817	0,814	0,812	0,810
0,70	0,808	0,806	0,804	0,802	0,799	0,797	0,795	0,793	0,791	0,789
0,80	0,787	0,785	0,783	0,781	0,779	0,777	0,775	0,773	0,771	0,769
0,90	0,767	0,765	0,763	0,761	0,759	0,757	0,755	0,753	0,751	0,749
1,00	0,747	—	—	—	—	—	—	—	—	—

В табл. 18 и 19 приведены значения относительных давлений ζ_c и ζ_k в функции от параметра A , вычисленные по зависимостям (232) и (233).

8. Порядок определения относительных давлений

Приведенные выше таблицы дают значения относительных давлений ζ_c и ζ_k в функции от параметра A . Между тем параметр A определяется по зависимости

$$A = \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} \zeta_c, \quad (234)$$

в которую входит искомое значение относительного давления ζ_c . Следовательно, нахождение величин ζ_c и ζ_k может быть произведено только путем последовательных приближений, выполняемых в следующем порядке:

1) задаваясь ориентировочным значением ζ_c^* , по формуле (234) находим в первом приближении параметр A ;

2) из табл. 18 по первому приближению параметра A находим в первом приближении ζ_c ;

3) по найденному в первом приближении ζ_c по формуле (234) определяем значение параметра A во втором приближении. Если окажется, что значение параметра A во втором приближении существенно отличается от значения, полученного в первом приближении, то необходимо повторить указанные выше вычисления.

После получения окончательного значения параметра A из табл. 19 находится относительное давление ζ_k .

Для облегчения технических расчетов ниже приводится таблица значений ζ_c , ζ_k и A в функции от $\frac{\omega}{\varphi_1 q}$ (табл. 20), благодаря

которой эти величины определяются без указанных выше последовательных приближений. В той же таблице одновременно приводятся значения относительного давления $\zeta_{кс} = \frac{p_{кн}}{p_{сн}}$,

которое часто встречается в различных расчетах оружия. Значение $\zeta_{кс}$ можно также определить по уравнению (226), полагая $z=1$

$$\zeta_{кс} = \frac{p_{кн}}{p_{сн}} = e^A. \quad (226a)$$

* Значение ζ_c в первом приближении можно определить по приводимой ниже зависимости (244), полученной при принятии дополнительного допущения $\delta_{0x} = \text{const}$.

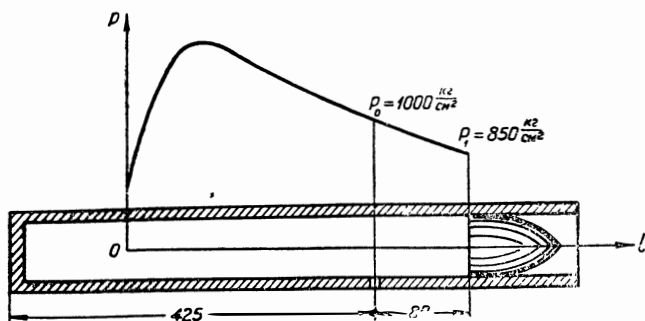
Таблица 20

Значения A , ζ_c , ζ_k и ζ_{kc} в функции от $\frac{\omega}{\varphi_{1q}}$

$\frac{\omega}{\varphi_{1q}}$	A	ζ_c	ζ_k	$\zeta_{kc} = \frac{\zeta_k}{\zeta_c}$	$\frac{\omega}{\varphi_{1q}}$	A	ζ_c	ζ_k	$\zeta_{kc} = \frac{\zeta_k}{\zeta_c}$
0,05	0,024	0,985	1,008	1,023	0,95	0,370	0,779	1,124	1,445
0,10	0,048	0,968	1,016	1,049	1,0	0,385	0,770	1,130	1,468
0,15	0,071	0,953	1,024	1,074	1,1	0,415	0,754	1,140	1,516
0,20	0,094	0,938	1,032	1,099	1,2	0,443	0,738	1,150	1,560
0,25	0,115	0,925	1,039	1,123	1,3	0,470	0,722	1,159	1,604
0,30	0,137	0,912	1,046	1,147	1,4	0,497	0,709	1,168	1,647
0,35	0,157	0,899	1,052	1,170	1,5	0,522	0,696	1,176	1,690
0,40	0,177	0,888	1,059	1,194	1,6	0,546	0,684	1,184	1,733
0,45	0,197	0,877	1,066	1,217	1,7	0,570	0,672	1,192	1,775
0,50	0,216	0,865	1,073	1,240	1,8	0,594	0,661	1,200	1,817
0,55	0,234	0,854	1,079	1,263	1,9	0,617	0,650	1,207	1,859
0,60	0,253	0,844	1,085	1,286	2,0	0,640	0,640	1,215	1,900
0,65	0,271	0,834	1,091	1,309	2,1	0,661	0,630	1,223	1,941
0,70	0,289	0,824	1,097	1,331	2,2	0,682	0,620	1,230	1,982
0,75	0,306	0,815	1,103	1,354	2,3	0,703	0,611	1,237	2,025
0,80	0,322	0,806	1,108	1,377	2,4	0,723	0,602	1,244	2,068
0,85	0,338	0,796	1,114	1,400	2,5	0,742	0,594	1,251	2,110
0,90	0,354	0,787	1,119	1,422					

9. Пример

Определить давление у газового отверстия в начале истечения газа в камеру бокового газоотводного устройства и в момент, когда пуля удалится от газового отверстия на 80 мм (фиг. 41).



Фиг. 41. Схема к определению давления у газового отверстия.

Исходные данные

Расстояние от дна канала до газового отверстия	$x_r = 425 \text{ мм}$
Среднее давление в канале оружия в момент начала отвода газа	$p_0 = 1000 \text{ кг/см}^2$
Среднее давление в канале оружия в момент удаления пули от газового отверстия на 80 мм	$p_\lambda = 850 \text{ кг/см}^2$
Вес пули	$q = 9,6 \text{ г}$
Вес заряда	$\omega = 3,25 \text{ г}$
Коэффициент влияния нарезов	$\varphi_1 = 1,05$

Решение для момента начала истечения

1. Определяем величину $\frac{\omega}{\varphi_1 q}$

$$\frac{\omega}{\varphi_1 q} = \frac{3,25}{1,05 \cdot 9,6} = 0,323.$$

2. По найденному значению $\frac{\omega}{\varphi_1 q}$ находим из табл. 20 величины A , ζ_c и ζ_k

$\frac{\omega}{\varphi_1 q}$	A	ζ_c	ζ_k
0,320	0,145	0,907	1,048
0,323	0,146	0,906	1,049
0,330	0,149	0,904	1,050

$$A = \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} \zeta_c = 0,146;$$

$$\zeta_c = \frac{p_{сн}}{p} = 0,906;$$

$$\zeta_k = \frac{p_{кн}}{p} = 1,049.$$

3. Определяем давление у газового отверстия в начале отвода газа. Так как

$$\frac{p_{г0}}{p_0} = \frac{p_{сн0}}{p_0} = \zeta_c,$$

то

$$p_{г0} = p_{сн0} = \zeta_c p_0 = 0,906 \cdot 1000 = 906 \text{ кг/см}^2.$$

Решение для $\lambda = 505 \text{ мм}$

1. Определяем z_r для $\lambda = 505 \text{ мм}$

$$z_r = \frac{425}{505} = 0,842.$$

2. Определяем Az_r^2

$$Az_r^2 = 0,146 \cdot 0,842^2 = 0,1035.$$

3. По найденному значению Az_r^2 определяем $e^{-Az_r^2}$ (см. таблицу 55)

$$e^{-Az_r^2} = 0,902.$$

4. Определяем ζ_r

$$\zeta_r = \zeta_c e^{-Az_r^2} = 1,049 \cdot 0,902 = 0,946.$$

5. Определяем p_r

$$p_r = \zeta_r p_\lambda = 0,946 \cdot 850 = 804 \text{ кг/см}^2.$$

10. Зависимости для распределения давлений по длине заснарядного пространства при дополнительном допущении $\delta_{0x} = \text{const}$

При выводе уравнения (226) удельный вес смеси газа и горящих зерен δ_0 , входящий в уравнение движения элемента потока газа и горящих зерен

$$\frac{\partial p_x}{\partial x} = - \frac{\delta_{0x}}{g} \frac{dv_x}{dt}, \quad (223)$$

был заменен через удельный вес газа γ_x и относительный вес газа в смеси газа и горящих зерен ϵ_0

$$\delta_{0x} = \frac{\gamma_x}{\epsilon_0}.$$

Благодаря указанному преобразованию оказалось возможным учесть влияние на распределение давлений как движения горящих зерен, так и изменения термодинамических параметров газа.

Сделаем допущение, что

$$\delta_{0,x} = \delta_0 = \text{const} \quad (239)$$

или

$$\frac{\partial \delta_{0,x}}{\partial x} = 0. \quad (239a)$$

При таком допущении исследуемое неустановившееся движение смеси газа и горящих зерен в цилиндрическом канале уподобляется течению несжимаемой жидкости, вследствие чего термодинамическая сторона течения газа выпадает из рассмотрения. Несмотря на принципиальное противоречие этого допущения физической сущности рассматриваемого явления, все же приходится отметить возможность принятия такого допущения для решения некоторых задач газодинамики оружия. Отмеченное обстоятельство объясняется тем, что движение порохового газа совместно с горящими зернами, сопровождающееся притоком энергии и газа, представляет собой настолько сложный и неизученный процесс, что различные допущения являются почти в равной мере грубо приближенными и, следовательно, почти в равной мере приемлемыми. Следует указать, что последнее замечание относится к периоду горения заряда и теряет в значительной степени свое значение для случая течения газа после сгорания заряда.

Найдем зависимости для распределения давлений по длине заснарядного пространства при принятии допущения $\frac{\partial \delta_{0,x}}{\partial x} = 0$.

Подставляя в уравнение (223) значение $\frac{dv_x}{dt}$ из уравнения (222), получим

$$\frac{\partial p_x}{\partial x} = -\frac{s\delta_0}{\varphi_1 q} p_{\text{сн}} z$$

или

$$\frac{\partial p_x}{\partial z} = -\frac{\omega}{\varphi_1 q} p_{\text{сн}} z. \quad (240)$$

Интегрируя уравнение (240) по независимой переменной z , имеем

$$p_x = -\frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} p_{\text{сн}} z^2 + f(t), \quad (241)$$

где $f(t)$ — произвольная функция времени.

Для нахождения произвольной функции интегрирования $f(t)$ положим $z = 1$. Тогда $p_x = p_{\text{сн}}$ и, следовательно,

$$f(t) = p_{\text{сн}} + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} p_{\text{сн}}. \quad (242)$$

Заменяя в уравнении (241) $f(t)$ его выражением из уравнения (242), получим

$$p_x = p_{\text{сн}} + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} (1 - z^2) p_{\text{сн}}$$

или

$$p_x = \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} (1 - z^2) \right] p_{\text{сн}}. \quad (243)$$

Для среднего давления по уравнению (228) имеем

$$p = \int_0^1 p_{\text{сн}} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} (1 - z^2) \right] dz,$$

откуда

$$p = \left(1 + \frac{1}{3} \frac{\omega}{\varphi_1 q} \right) p_{\text{сн}}$$

или

$$\zeta_c = \frac{p_{\text{сн}}}{p} = \frac{1}{1 + \frac{1}{3} \frac{\omega}{\varphi_1 q}}. \quad (244)$$

Подставляя значение $p_{\text{сн}}$ из уравнения (244) в уравнение (243), получим

$$\zeta_x = \frac{p_x}{p} = \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} (1 - z^2) \right] \zeta_c. \quad (245)$$

Полагая в уравнении (245) $z=0$, имеем

$$\zeta_{\text{к}} = \frac{p_{\text{кн}}}{p} = \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} \right) \zeta_c. \quad (246)$$

11. Сравнение зависимостей (226) и (243)

При принятии дополнительного условия $\frac{\partial \delta_{0x}}{\partial x} = 0$ имеем следующие зависимости для отношений давлений в различных сечениях канала

$$\frac{p_{\text{кн}}}{p_{\text{сн}}} = 1 + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q}; \quad (a)$$

$$\frac{p}{p_{\text{сн}}} = 1 + \frac{1}{3} \frac{\omega}{\varphi_1 q}. \quad (b)$$

Вычислим отношения $\frac{p_{кн}}{p_{сн}}$ и $\frac{p}{p_{сн}}$ для различных значений $\frac{\omega}{\varphi_1 q}$ по табл. 20 и представим результаты уравнениями вида (а) и (б)

$$\frac{p_{кн}}{p_{сн}} = 1 + \lambda_1 \frac{\omega}{\varphi_1 q}; \quad (c)$$

$$\frac{p}{p_{сн}} = 1 + \lambda_2 \frac{\omega}{\varphi_1 q}. \quad (d)$$

В результате вычислений получаем таблицу значений коэффициентов λ_1 и λ_2 для различных значений $\frac{\omega}{\varphi_1 q}$ (табл. 21).

Таблица 21

Значения λ_1 и λ_2 в функции от $\frac{\omega}{\varphi_1 q}$

$\frac{\omega}{\varphi_1 q}$	λ_1	λ_2	$\frac{\omega}{\varphi_1 q}$	λ_1	λ_2
0,1	0,493	0,320	1,5	0,458	0,287
0,5	0,485	0,315	2,0	0,451	0,279
1,0	0,471	0,300	2,5	0,442	0,272

Сравнивая табличные значения λ_1 и λ_2 соответственно с $\frac{1}{2}$ и $\frac{1}{3}$, видим, что при малых значениях относительного веса заряда результаты первого решения незначительно отличаются от результатов решения при принятии дополнительного допущения $\frac{\partial \delta_{0x}}{\partial x} = 0$. При больших значениях относительного веса заряда расхождения более значительны и могут существенно сказаться на решении основной задачи внутренней баллистики.

§ 9. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЙ ПО ДЛИНЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЗАКРЫТОГО ЗАСНАРЯДНОГО ПРОСТРАНСТВА ПРИ ПОДВИЖНОМ ДНЕ КАНАЛА

1. Уравнение распределения скоростей

Расположим начало координат в сечении, отвечающем положению дна снаряда в начальный момент движения снаряда (фиг. 42). Так как при $x=l$ $v_x=v$, то из уравнения (204) имеем

$$v = Kl + f(t). \quad (a)$$

Для дна канала $x = -(\lambda_0 + X)$ и $v_x = -V$, следовательно, по уравнению (204) получим

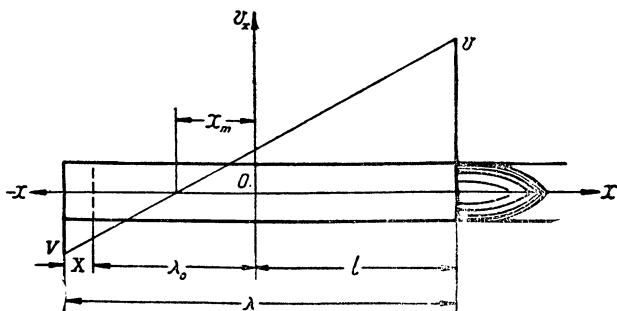
$$-V = -K(\lambda_0 + X) + f(t). \quad (b)$$

Вычитая из уравнения (a) уравнение (b), будем иметь

$$v + V = K(l + \lambda_0 + X). \quad (c)$$

Так как

$$l + \lambda_0 + X = \lambda,$$



Фиг. 42. Распределение скоростей продуктов горения в заснарядном пространстве при подвижном дне.

то из уравнения (c) получаем

$$K = \frac{v+V}{\lambda}. \quad (247)$$

Подставляя в уравнение (204) значение $f(t)$ из уравнения (a) и значение K из уравнения (247), имеем

$$v_x = v - \frac{v+V}{\lambda}(l-x). \quad (248)$$

2. Определение координаты неподвижного элемента потока

Так как для неподвижного элемента потока $v_x = 0$, то из уравнения (248) получим

$$\begin{aligned} \frac{v+V}{\lambda}(l-x_m) &= v, \\ x_m &= l - \frac{\lambda}{1 + \frac{V}{v}}, \end{aligned} \quad (249)$$

где x_m — координата неподвижного элемента потока.

Сделаем допущение, что отношение скорости откатных частей V к скорости снаряда v остается неизменным в течение всего времени движения снаряда в канале оружия; тогда

$$\frac{V}{v} = \frac{X}{l}. \quad (250)$$

Подставляя значение $\frac{V}{v}$ в уравнение (249), имеем

$$x_m = l - \frac{\lambda}{1 + \frac{X}{l}} = \frac{l + X - \lambda}{1 + \frac{X}{l}}$$

или

$$x_m = - \frac{\lambda_0}{1 + \frac{X}{l}}. \quad (251)$$

Определим приближенное значение отношения

$$\frac{X}{l} = \frac{V}{v}.$$

По теореме импульсов будем иметь

$$\frac{\varphi_0 Q_0}{g} V = \int_0^t p_{\text{кн}} s dt; \quad (a)$$

$$\frac{\varphi_1 q}{g} v = \int_0^t p_{\text{сн}} s dt, \quad (b)$$

где φ_0 и φ_1 — коэффициенты, учитывающие трение снаряда о нарезы.

Введя обозначение

$$\frac{p_{\text{кн}}}{p_{\text{сн}}} = \zeta,$$

из уравнения (a) получаем

$$\frac{\varphi_0 Q_0}{g} V = \zeta \int_0^t p_{\text{сн}} s dt$$

и, следовательно,

$$\frac{V}{v} = \zeta \frac{\varphi_1 q}{\varphi_0 Q_0} \approx \zeta \frac{q}{Q_0}; \quad (252)$$

$$x_m = - \frac{\lambda_0}{1 + \zeta \frac{q}{Q_0}}. \quad (251a)$$

Так как величина ζ для рассматриваемого случая течения газа в заснарядном пространстве определяется по значению x_m , то, следовательно, значение x_m находится последовательными приближениями.

Из уравнения (252) видно, что допущение о постоянстве отношения $\frac{V}{v}$ эквивалентно допущению о постоянстве значения $\zeta = \frac{p_{кн}}{p_{сн}}$. Из постоянства значения ζ также следует постоянство x_m , что, в свою очередь, означает постоянство количества газа и горящих зерен, следующих соответственно за снарядом и откатными частями.

Имея в виду, что положение неподвижного элемента потока фиксируется с первого момента движения снаряда, будем иметь

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{x_m}{\lambda_0 - x_m}. \quad (253)$$

Так как

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega, \quad (254)$$

то

$$\frac{x_m}{\lambda_0 - x_m} \omega_2 + \omega_2 = \omega,$$

откуда

$$\omega_2 = \frac{\lambda_0 - x_m}{\lambda_0} \omega$$

или, после замены x_m ,

$$\omega_2 = \frac{2 + \zeta \frac{q}{Q_0}}{1 + \zeta \frac{q}{Q_0}} \omega. \quad (255)$$

3. Определение относительных давлений

Введем для удобства выводов и вычислений следующие относительные давления (фиг. 43):

$$\zeta'_c = \frac{p_{сн}}{p'}; \quad (256)$$

$$\zeta''_c = \frac{p_{кн}}{p''}; \quad (257)$$

$$\zeta'_k = \frac{p_{тк}}{p'}; \quad (258)$$

$$\zeta''_k = \frac{p_{тк}}{p''}; \quad (259)$$

$$\zeta'_{\text{КС}} = \frac{p_{\text{тк}}}{p_{\text{сн}}}; \quad (260)$$

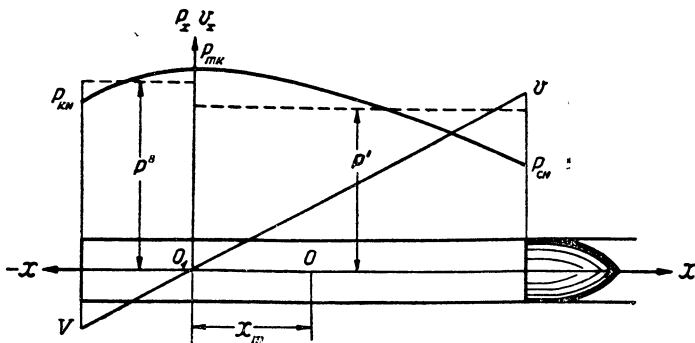
$$\zeta''_{\text{КС}} = \frac{p_{\text{тк}}}{p_{\text{кн}}}, \quad (261)$$

где p' — среднее давление в потоке, текущем от неподвижного сечения потока в сторону снаряда;

p'' — среднее давление в потоке, текущем от неподвижного сечения потока в сторону дна канала;

$p_{\text{тк}}$ — давление в неподвижном сечении потока.

После перенесения начала координат в сечение с неподвижным элементом потока можем рассматривать два отдельных по-



Фиг. 43. Распределение давлений в заснарядном пространстве при подвижном дне канала.

тока газа и горящих зерен, для которых можно применить ранее установленные аналитические и табличные зависимости. Так, для потока, текущего вправо от неподвижного сечения потока, по уравнению (226а) будем иметь

$$\zeta'_{\text{КС}} = \frac{p_{\text{тк}}}{p_{\text{сн}}} = e A_1, \quad (a)$$

где

$$A_1 = \frac{1}{2} \frac{\omega_1}{\varphi_1 q} \zeta'_c. \quad (b)$$

Аналогично для потока, текущего влево, получаем

$$\zeta''_{\text{КС}} = \frac{p_{\text{тк}}}{p_{\text{кн}}} = e A_2, \quad (c)$$

где

$$A_2 = \frac{1}{2} \frac{\omega_2}{\varphi_0 Q_0} \zeta'_c. \quad (d)$$

Разделив уравнение (а) на уравнение (с), имеем

$$\zeta = \frac{p_{\text{кн}}}{p_{\text{сн}}} = \frac{e^{A_1}}{e^{A_2}}. \quad (262)$$

Порядок определения перечисленных относительных давлений следующий:

1) по уравнениям (255) и (254) определяем в первом приближении ω_2 и ω_1 ;

2) из табл. 20 по известным значениям $\frac{\omega_1}{\varphi_{1q}}$ и $\frac{\omega_2}{\varphi_0 Q_0}$ находим ζ'_c

и ζ''_c ;

3) по уравнениям (b) и (d) определяем параметры A_1 и A_2 ;

4) по уравнению (262) определяем ζ ;

5) по найденному значению ζ уточняем значения ω_1 , ω_2 , ζ'_c , ζ''_c и затем из табл. 20 находим ζ'_k , ζ''_k , ζ'_{kc} и ζ''_{kc} .

4. Определение давлений $p_{m\text{к}}$, $p_{\text{кн}}$ и $p_{\text{сн}}$ по заданному p

Исходя из выражения внутренней энергии, получим

$$\begin{aligned} U &= U_1 + U_2; \\ \frac{pW}{k-1} &= \frac{p'W_1}{k-1} + \frac{p''W_2}{k-1}; \\ p &= p' \frac{W_1}{W} + p'' \frac{W_2}{W}. \end{aligned} \quad (263)$$

Полагая удельный вес смеси газа и горящих зерен одинаковыми в обоих потоках, из уравнения (263) будем иметь

$$p = p' \frac{\omega_1}{\omega} + p'' \frac{\omega_2}{\omega}. \quad (263a)$$

Разделив уравнение (263a) на $p_{m\text{к}}$, получаем

$$\frac{p}{p_{m\text{к}}} = \frac{p'}{p_{m\text{к}}} \frac{\omega_1}{\omega} + \frac{p''}{p_{m\text{к}}} \frac{\omega_2}{\omega}$$

или

$$\zeta_m = \frac{\omega}{\frac{\omega_1}{\zeta'_k} + \frac{\omega_2}{\zeta''_k}}, \quad (264)$$

где

$$\zeta_m = \frac{p_{m\text{к}}}{p}. \quad (264a)$$

Если известно p , то уравнение (264) позволяет определить $p_{m\text{к}}$.

Значения $p_{\text{кн}}$ и $p_{\text{сн}}$ определяются из соотношений (260) и (261) по полученному значению $p_{\text{тк}}$ и ранее найденным значениям $\zeta'_{\text{кс}}$ и $\zeta''_{\text{кс}}$.

Определение давления для произвольно взятого сечения заснарядного пространства производится по уравнению (231а).

Для определения отношения $\frac{p_{\text{сн}}}{p}$ умножим и разделим правую часть уравнения (264а) на $p_{\text{сн}}$

$$\zeta_{\text{т}} = \frac{p_{\text{сн}}}{p} \zeta'_{\text{кс}},$$

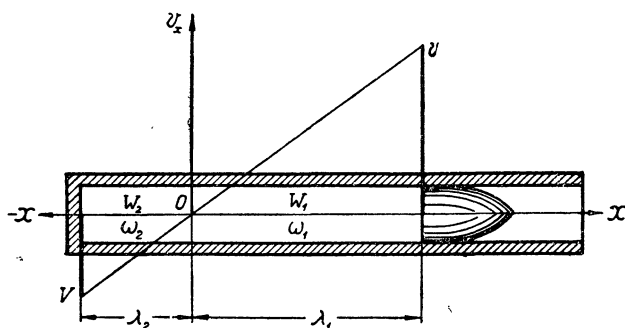
откуда

$$\frac{p_{\text{сн}}}{p} = \frac{\zeta_{\text{т}}}{\zeta'_{\text{кс}}}. \quad (265)$$

5. Зависимости для распределения давлений при принятии дополнительного допущения $\delta_{0,x} = \text{const}$

При принятии указанного дополнительного допущения имеем (фиг. 44)

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} = \frac{W_1}{W_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}. \quad (a)$$



Фиг. 44. К выводу зависимости для распределения давлений в заснарядном пространстве при принятии допущения $\delta_{0,x} = \text{const}$.

Так как при прямолинейном распределении скоростей

$$\frac{v}{V} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}, \quad (b)$$

то, следовательно,

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} = \frac{v}{V}. \quad (c)$$

По закону сохранения количества движения изолированной системы, состоящей из ствола, снаряда и продуктов горения, можем написать

$$\frac{q}{g} v + \frac{\omega_1}{g} v_{cp} - \frac{Q_0}{g} V - \frac{\omega_2}{g} V_{cp} = 0. \quad (d)$$

Учитывая, что при прямолинейном распределении скоростей и постоянной плотности средние скорости продуктов горения будут равны половине максимальной скорости, а также учитывая соотношение (с) и соотношение

$$\omega = \omega_1 + \omega_2, \quad (e)$$

из уравнения (d) будем иметь

$$qv + \frac{1}{2} \omega_1 v - Q_0 \frac{\omega_2}{\omega_1} v - \frac{1}{2} \frac{\omega_2^2}{\omega_1} v = 0;$$

$$q\omega_1 + \frac{1}{2} \omega_1^2 - Q_0(\omega - \omega_1) - \frac{1}{2} (\omega - \omega_1)^2 = 0,$$

и окончательно

$$\omega_1 = \frac{Q_0 + \frac{1}{2} \omega}{Q_0 + q + \omega} \omega. \quad (266)$$

Подставляя значение ω_1 в уравнение (e), получим

$$\omega_2 = \frac{q + \frac{1}{2} \omega}{Q_0 + q + \omega} \omega. \quad (267)$$

По уравнениям (a), (266) и (267) будем иметь

$$\lambda_1 = \frac{Q_0 + \frac{1}{2} \omega}{Q_0 + q + \omega} \lambda; \quad (268)$$

$$\lambda_2 = \frac{q + \frac{1}{2} \omega}{Q_0 + q + \omega} \lambda. \quad (269)$$

Уравнения (266), (267), (268) и (269) определяют размеры частей заснарядного пространства, примыкающих к дну снаряда и к дну канала, а также веса продуктов горения в этих объемах. При этом условии можно отдельно рассматривать распределение давлений в каждой части заснарядного пространства, принимая неподвижный слой с координатой $x=0$ в качестве неподвижного дна (фиг. 45).

В соответствии с вышеустановленными зависимостями получим

$$p'_x = \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\omega_1}{\varphi_1 q} \left(1 - \frac{x^2}{\lambda_1^2} \right) \right] p_{\text{сн}}; \quad (270)$$

$$p''_x = \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\omega_2}{\varphi_0 Q_0} \left(1 - \frac{x^2}{\lambda_2^2} \right) \right] p_{\text{кн}}; \quad (271)$$

$$\frac{p_{\text{сн}}}{p'} = \frac{1}{1 + \frac{1}{3} \frac{\omega_1}{\varphi_1 q}}; \quad (272)$$

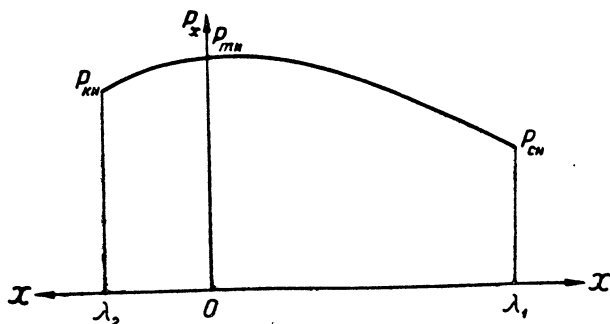
$$\frac{p_{\text{кн}}}{p''} = \frac{1}{1 + \frac{1}{3} \frac{\omega_2}{\varphi_0 Q_0}}. \quad (273)$$

Из уравнений (270) и (271), полагая $x=0$, получим

$$p_{m\text{к}} = \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\omega_1}{\varphi_1 q} \right) p_{\text{сн}}; \quad (274)$$

$$p_{m\text{к}} = \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\omega_2}{\varphi_0 Q_0} \right) p_{\text{кн}}, \quad (275)$$

где $p_{m\text{к}}$ — давление в неподвижном слое, являющееся наибольшим давлением в заснарядном пространстве в данный момент времени.



Фиг. 45. График $p_x = f(x)$.

Приравнивая правые части уравнений (274) и (275), имеем

$$\zeta_{\text{кс}} = \frac{p_{\text{кн}}}{p_{\text{сн}}} = \frac{1 + \frac{1}{2} \frac{\omega_1}{\varphi_1 q}}{1 + \frac{1}{2} \frac{\omega_2}{\varphi_0 Q_0}}. \quad (276)$$

Для того чтобы установить соотношение между давлениями $p_{сн}$, $p_{кн}$ и средним давлением для всего заснарядного пространства p , определяемого из баллистического расчета, воспользуемся ранее установленным соотношением

$$p = p' \frac{\omega_1}{\omega} + p'' \frac{\omega_2}{\omega}. \quad (263a)$$

Подставляя в уравнение (263a) значения p' и p'' из уравнений (272) и (273), получим

$$p = p_{сн} \left(1 + \frac{1}{3} \frac{\omega_1}{\varphi_1 q} \right) \frac{\omega_1}{\omega} + p_{кн} \left(1 + \frac{1}{3} \frac{\omega_2}{\varphi_0 Q_0} \right) \frac{\omega_2}{\omega};$$

$$\frac{p}{p_{сн}} = \left(1 + \frac{1}{3} \frac{\omega_1}{\varphi_1 q} \right) \frac{\omega_1}{\omega} + \left(1 + \frac{1}{3} \frac{\omega_2}{\varphi_0 Q_0} \right) \frac{p_{кн}}{p_{сн}} \frac{\omega_2}{\omega};$$

и после замены $\frac{p_{кн}}{p_{сн}}$ по уравнению (276)

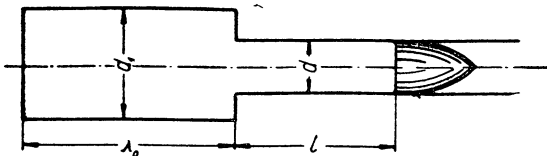
$$\zeta_c = \frac{p_{сн}}{p} = \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{3} \frac{\omega_1}{\varphi_1 q} \right) \frac{\omega_1}{\omega} + \left(1 + \frac{1}{3} \frac{\omega_2}{\varphi_0 Q_0} \right) \frac{1 + \frac{1}{2} \frac{\omega_1}{\varphi_1 q} \frac{\omega_2}{\omega}}{1 + \frac{1}{2} \frac{\omega_2}{\varphi_0 Q_0} \frac{\omega_2}{\omega}}}. \quad (277)$$

Значение $p_{кн}$ определяют по уравнению (276), предварительно найдя $p_{сн}$ из уравнения (277).

§ 10. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЙ ПО ДЛИНЕ ЦИЛИНДРО-СТУПЕНЧАТОГО ЗАКРЫТОГО ЗАСНАРЯДНОГО ПРОСТРАНСТВА ПРИ НЕПОДВИЖНОМ ДНЕ КАНАЛА

1. Выражение для скорости в горловине камеры

Для облегчения дальнейших выводов примем для камеры упрощенную схему (фиг. 46), причем начальное положение дна снаряда отнесем к началу суженной части канала.



Фиг. 46. Схема цилиндрично-ступенчатого заснарядного пространства.

В основу решения, кроме гипотезы пропорционального расширения, примем дополнительное допущение $\delta_{0x} = \text{const}$.

Введем обозначения

W_0 — объем камеры;

W — общий объем заснарядного пространства;

dW_0 — изменение объема продуктов горения, находящихся в камере, за время dt ;

dW — изменение общего объема заснарядного пространства за то же время;

v_0 — скорость продуктов горения перед сужением канала;

v_1 — скорость продуктов горения непосредственно после сужения канала;

d_1 — диаметр камеры;

s_0 — площадь поперечного сечения камеры;

d — калибр канала;

s — площадь поперечного сечения канала.

На основании гипотезы пропорционального расширения имеем

$$\frac{dW_0}{W_0} = \frac{dW}{W}$$

или

$$\frac{dW_0}{dW} = \frac{W_0}{W}. \quad (a)$$

Так как

$$dW_0 = s_0 v_0 dt,$$

$$dW = s v dt,$$

то

$$\frac{dW_0}{dW} = \frac{s_0 v_0}{s v} = \frac{W_0}{W} = \frac{s l_0}{s(l_0 + l)}; \quad (b)$$

и, следовательно,

$$v_0 = \frac{l_0}{l_0 + l} \frac{s}{s_0} v$$

или

$$v_0 = \frac{\left(\frac{d}{d_1}\right)^2}{1 + \frac{l}{l_0}} v. \quad (278)$$

По условию неразрывности, полагая плотность постоянной, имеем

$$s_0 v_0 = s v_1.$$

Подставляя значение v_0 , получим

$$v_1 = \frac{1}{1 + \frac{l}{l_0}} v. \quad (279)$$

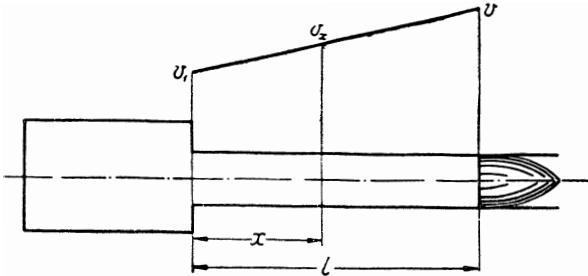
2. Выражение для скоростей и ускорений в суженной части канала

Располагаем начало координат в начале суженной части канала (фиг. 47).

По уравнению (204) при $x=0$ и при $x=l$ имеем

$$v_1 = f(t); \tag{a}$$

$$v = Kl + f(t). \tag{b}$$



Фиг. 47. Распределение скоростей в нарезной части заснарядного пространства.

Вычитая из уравнения (b) уравнение (a), получаем

$$K = \frac{v - v_1}{l}. \tag{280}$$

Подставляя в уравнение (204) значение K из уравнения (280) и значение $f(t)$ из уравнения (a), будем иметь

$$v_x = \frac{v - v_1}{l} x + v_1. \tag{281}$$

Подставляя ранее полученное значение v_1 , будем иметь

$$v_x = \frac{v}{1 + \frac{l}{l_0}} + \frac{x}{l} v \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{l}{l_0}} \right) = v \left[\frac{1}{1 + \frac{l}{l_0}} + \frac{x}{l} \frac{\frac{l}{l_0}}{1 + \frac{l}{l_0}} \right].$$

После преобразований получим

$$v_x = \frac{l_0 + x}{l_0 + l} v. \tag{282}$$

Из геометрических соотношений имеем

$$\frac{l_0 + x}{l_0 + l} = \frac{W_x}{W},$$

где W_x — объем части заснарядного пространства, расположенный позади элемента потока, перемещение которого рассматривается.

Так как по гипотезе пропорционального расширения отношение объемов $\frac{W_x}{W}$ остается неизменным в течение всего времени движения снаряда, то, следовательно, отношение

$$\frac{l_0+x}{l_0+l}$$

также не будет зависеть от времени. Учитывая последнее обстоятельство, после дифференцирования по времени уравнения (282) будем иметь

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{l_0+x}{l_0+l} \frac{dv}{dt}. \quad (283)$$

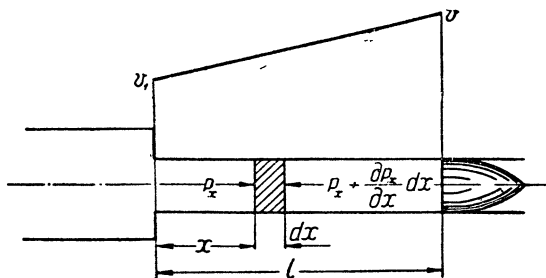
Подставляя значение $\frac{dv}{dt}$ из уравнения движения снаряда, получим

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{l_0+x}{l_0+l} \frac{gs}{\varphi_{1q}} p_{сн}. \quad (284)$$

3. Уравнение распределения давлений для суженной (нарезной) части канала (фиг. 48)

Подставляя значение $\frac{dv_x}{dt}$ из уравнения (284) в уравнение движения элемента потока газа и горящих зерен, получим

$$\frac{\partial p_x}{\partial x} = - \frac{\delta_0}{\varphi_{1q}} \frac{l_0+x}{l_0+l} p_{сн} s. \quad (285)$$



Фиг. 48. К выводу уравнения (286).

После интегрирования уравнения (285) по независимой переменной x в пределах от $p_{сн}$ до p_x и очевидных преобразований окончательно будем иметь

$$\frac{p_x}{p_{сн}} = 1 + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_{1q}} \left[1 - \left(\frac{l_0+x}{l_0+l} \right)^2 \right]. \quad (286)$$

Полагая $x=0$, для начала суженной части канала получим

$$\frac{p_1}{p_{сн}} = 1 + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} \left[1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^2} \right], \quad (287)$$

где p_1 — давление в начале суженной части канала.

4. Зависимость между средним давлением в суженной части канала и давлением на дно снаряда

В соответствии с зависимостью (228) имеем

$$\frac{p'}{p_{сн}} = \frac{1}{l} \int_0^l \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} \left[1 - \left(\frac{l_0 + x}{l_0 + l} \right)^2 \right] \right\} dx,$$

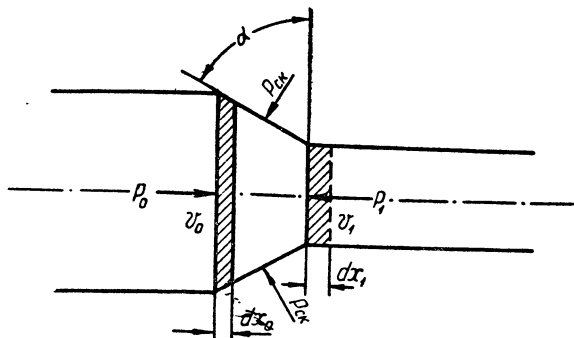
где p' — среднее давление в суженной части канала. После интегрирования и преобразований получим

$$\frac{p'}{p_{сн}} = 1 + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} - \frac{1}{6} \frac{\omega}{\varphi_1 q} \frac{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^3 - 1}{\frac{l}{l_0} \left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^2}. \quad (288)$$

5. Изменение давления в горловине каморы

На основании теоремы импульсов для заштрихованного объема имеем (фиг. 49)

$$(p_0 s_0 - p_1 s - p_{сн} s_{сн} \cos \alpha) dt = dl,$$



Фиг. 49. Схема движения продуктов горения в горловине каморы.

где p_0 — давление перед сужением;

p_1 — давление в начале суженной части канала;

$p_{\text{ск}}$ — давление на скаты патронника;

s_0 — площадь поперечного сечения патронника перед сужением;

s — площадь поперечного сечения канала ствола;

$s_{\text{ск}}$ — площадь поверхности ската патронника;

2α — конусность ската патронника;

dI — элементарный импульс.

Так как

$$s_{\text{ск}} \cos \alpha = s_0 - s,$$

$$\text{то} \quad p_0 s_0 - p_1 s - p_{\text{ск}} (s_0 - s) = \frac{dI}{dt}. \quad (\text{a})$$

Делая допущение об установившемся характере течения продуктов горения в горловине, что при наличии большого конвективного ускорения в ней является вполне вероятным, величину dI можно найти как разность между количеством движения продуктов горения, выходящих из горловины за время dt , и количеством движения продуктов горения, входящих в горловину за то же время, т. е.

$$dI = \frac{\delta_0 s dx_1}{g} v_1 - \frac{\delta_0 s_0 dx_0}{g} v_0,$$

где δ_0 — удельный вес смеси газа и горящих зерен;

dx_1 — толщина элементарного слоя газа и горящих зерен в начале суженной части канала;

dx_0 — толщина элементарного слоя газа и горящих зерен в начале ската (горловины).

Так как

$$dx_0 = v_0 dt;$$

$$dx_1 = v_1 dt,$$

то

$$dI = \frac{\delta_0 s dt}{g} v_1^2 - \frac{\delta_0 s_0 dt}{g} v_0^2$$

или

$$\frac{dI}{dt} = \frac{\delta_0 s v_1^2}{g} \left[1 - \frac{s_0}{s} \left(\frac{v_0}{v_1} \right)^2 \right]. \quad (\text{b})$$

Имея в виду, что

$$s_0 v_0 = s v_1;$$

$$v_1 = \frac{1}{1 + \frac{l}{l_0}} v;$$

$$\delta_0 = \frac{\omega}{W} = \frac{\omega}{(l_0 + l) s} = \frac{W_0 \Delta}{(l_0 + l) s} = \frac{\Delta}{1 + \frac{l}{l_0}},$$

из уравнения (b) получим

$$\frac{dI}{dt} = \frac{s\Delta}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^3} \frac{v^2}{g} \left[1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^2 \right]. \quad (c)$$

Подставляя значение $\frac{dl}{dt}$ в уравнение (a), будем иметь

$$p_0 s_0 - p_1 s - p_{\text{ск}}(s_0 - s) = s\Delta \frac{v^2}{g} \frac{1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^2}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^3}. \quad (d)$$

Сделав допущение, что $p_{\text{ск}} = p_0$, после преобразований получим

$$\delta_0 p = p_0 - p_1 = \Delta \frac{v^2}{g} \frac{1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^2}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^3}. \quad (289)$$

При принятии $p_{\text{ск}} = p_1$ соответственно получим

$$\delta_1 p = p_0 - p_1 = \Delta \frac{v^2}{g} \frac{1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^2}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^3} \left(\frac{d}{d_1}\right)^2. \quad (290)$$

Полагая, что наиболее вероятное значение давления на скат каморы будет находиться между значениями p_0 и p_1 , примем окончательно

$$\delta p = \frac{\delta_0 p + \delta_1 p}{2}.$$

После преобразований будем иметь

$$\delta p = p_0 - p_1 = \Delta \frac{v^2}{2g} \frac{1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^4}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^3}. \quad (291)$$

6. Уравнение распределения давлений по длине каморы

Располагаем начало координат у дна канала (фиг. 50). По гипотезе пропорционального расширения имеем

$$\frac{dW_x}{W_x} = \frac{dW}{W};$$

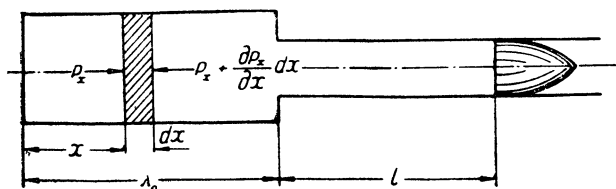
$$\frac{v_x s_0 dt}{W_x} = \frac{v s dt}{W},$$

откуда

$$\frac{v_x}{v} = \frac{W_x}{W} \frac{s}{s_0} = \frac{s_0 x}{s(l_0 + l)} \frac{s}{s_0}$$

или

$$\frac{v_x}{v} = \frac{x}{l_0 + l}. \quad (292)$$



Фиг. 50. К выводу уравнения (297).

Так как по гипотезе пропорционального расширения $\frac{W_x}{W} = \text{const}$, то, следовательно,

$$\frac{x}{l_0 + l} = \text{const} \quad (293)$$

и

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{x}{l_0 + l} \frac{dv}{dt} = \frac{x}{l_0 + l} \frac{gs}{\varphi_1 q} P_{\text{сн}}. \quad (294)$$

Из уравнения движения элемента потока имеем

$$\frac{\partial p_x}{\partial x} = -\frac{\delta_0}{g} \frac{dv_x}{dt} = -\frac{\delta_0 x}{l_0 + l} \frac{P_{\text{сн}} s}{\varphi_1 q}.$$

Имея в виду, что $\delta_0 s(l_0 + l) = \omega$, получаем

$$\frac{\partial p_x}{\partial x} = -\frac{\omega}{\varphi_1 q (l_0 + l)^2} P_{\text{сн}} x. \quad (295)$$

Интегрируя уравнение (295) по независимой переменной x в пределах от p_0 до p_x , получим

$$p_x - p_0 = \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} \frac{\lambda_0^2 - x^2}{(l_0 + l)^2} P_{\text{сн}},$$

или, имея в виду, что $p_0 = p_1 + \delta p$, будем иметь

$$p_x = p_1 + \delta p + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} \frac{\lambda_0^2 - x^2}{(l_0 + l)^2} P_{\text{сн}}. \quad (296)$$

Подставляя значения p_1 и δp из уравнений (287) и (291) и учитывая, что

$$\left(\frac{\lambda_0}{l_0}\right)^2 = \left(\frac{d}{d_1}\right)^4,$$

из уравнения (296) после преобразований получим

$$\frac{p_z}{p_{сн}} = 1 + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} \left[1 - \frac{1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^4 + \left(\frac{x}{l_0}\right)^2}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^2} \right] + \frac{\Delta}{p_{сн}} \frac{v^2}{2g} \frac{1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^4}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^3}. \quad (297)$$

Полагая для дна канала $x=0$, будем иметь

$$\frac{p_{кн}}{p_{сн}} = 1 + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} \left[1 - \frac{1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^4}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^2} \right] + \frac{\Delta}{p_{сн}} \frac{v^2}{2g} \frac{1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^4}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^3}. \quad (298)$$

7. Зависимость между средним давлением в камере и давлением на дно снаряда

Аналогично предыдущему имеем

$$\frac{p''}{p_{сн}} = \frac{1}{\lambda_0} \int_0^{\lambda_0} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} \left[1 - \frac{1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^4 + \left(\frac{x}{l_0}\right)^2}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^2} \right] + \frac{\Delta}{p_{сн}} \frac{v^2}{2g} \frac{1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^4}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^3} \right\} dx,$$

где p'' — среднее давление в камере.

После интегрирования получим

$$\frac{p''}{p_{сн}} = 1 + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} \left[1 - \frac{1 - \frac{2}{3} \left(\frac{d}{d_1}\right)^4}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^2} \right] + \frac{\Delta}{p_{сн}} \frac{v^2}{2g} \frac{1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^4}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^3}. \quad (299)$$

8. Зависимость между p и $p_{сн}$

Используя выражение для внутренней энергии, имеем

$$\frac{pW}{k-1} = \frac{p'W_l}{k-1} + \frac{p''W_0}{k-1}$$

или

$$p(l_0 + l)s = p'l_s + p''l_0s,$$

откуда

$$p = \frac{p' \frac{l}{l_0} + p''}{1 + \frac{l}{l_0}}.$$

Подставляя значение p' и p'' и преобразовывая, получим

$$\frac{p}{p_{сн}} = \frac{1}{1 + \frac{l}{l_0}} \left\{ \frac{l}{l_0} + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} \frac{l}{l_0} - \frac{1}{6} \frac{\omega}{\varphi_1 q} \frac{1}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^2} \left[\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^3 - 1 \right] + \right.$$

$$\left. + 1 + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} \left[1 - \frac{2}{3} \frac{\left(\frac{d}{d_1}\right)^4}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^2} \right] + \frac{\Delta v^2}{p_{сн} 2g} \frac{1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^4}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^3} \right\};$$

$$\frac{p}{p_{сн}} = \frac{1}{1 + \frac{l}{l_0}} \left\{ \left(1 + \frac{l}{l_0}\right) + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} \left[\left(1 + \frac{l}{l_0}\right) - \frac{1}{3} \left(1 + \frac{l}{l_0}\right) - \right. \right.$$

$$\left. - \frac{2}{3} \frac{1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^4}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^3} \right] + \frac{\Delta}{p_{сн}} \frac{v^2 \left[1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^4 \right]}{2g \left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^3} \right\};$$

$$\frac{p}{p_{сн}} = 1 + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\varphi_1 q} \left[\frac{2}{3} - \frac{2}{3} \frac{1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^4}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^3} \right] + \frac{\Delta}{p_{сн}} \frac{v^2}{2g} \frac{1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^4}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^4}.$$

Вводя обозначения

$$a_1 = \frac{\omega}{\varphi_1 q}; \quad a_2 = 1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^4; \quad z = 1 + \frac{l}{l_0},$$

окончательно получим

$$\frac{p}{p_{\text{сн}}} = 1 + \frac{a_1}{3} \left(1 - \frac{a_2}{z^3} \right) + \frac{\Delta}{p_{\text{сн}}} \frac{v^2}{2g} \frac{a_2}{z^4}. \quad (300)$$

9. Зависимость $p_{\text{кн}}$ и $p_{\text{сн}}$ от p

Из уравнения (300) имеем

$$\zeta_{\text{с}} = \frac{p_{\text{сн}}}{p} = \frac{1 - \frac{\Delta}{2g} \frac{v^2}{p} \frac{a_2}{z^4}}{1 + \frac{a_1}{3} \left(1 - \frac{a_2}{z^3} \right)}. \quad (301)$$

При принятых обозначениях из уравнения (298) получим

$$p_{\text{кн}} = p_{\text{сн}} \left[1 + \frac{a_1}{2} \left(1 - \frac{a_2}{z^2} \right) \right] + \Delta \frac{v^2}{2g} \frac{a_2}{z^3}. \quad (302)$$

Подставляя значение $p_{\text{сн}}$ из уравнения (301), будем иметь

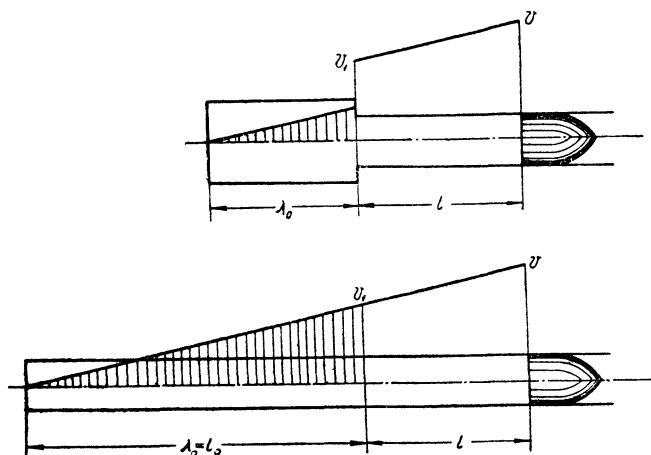
$$p_{\text{кн}} = \left(p + \Delta \frac{v^2}{2g} \frac{a_2}{z^4} \right) \frac{1 + \frac{a_1}{2} \left(1 - \frac{a_2}{z^2} \right)}{1 + \frac{a_1}{3} \left(1 - \frac{a_2}{z^3} \right)} + \Delta \frac{v^2}{2g} \frac{a_2}{z^3}. \quad (303)$$

10. Анализ полученных зависимостей

Вычисления, произведенные по выше установленным зависимостям, показали, что давление у дна канала, найденное с учетом бутылочности, в начале движения снаряда существенно меньше, чем то же давление, вычисленное без учета бутылочности. Для давления у дна снаряда соотношение обратное. Для движения снаряда в дульной части канала расчет с учетом бутылочности и без учета бутылочности дает почти одинаковые значения как для $p_{\text{кн}}$, так и для $p_{\text{сн}}$.

Полученным результатам можно дать следующее объяснение. В начале движения снаряда основная масса продуктов горения находится в камере. Поэтому малые скорости и ускорения продуктов горения в камере по сравнению со скоростями и ускорениями в суженной (нарезной) части канала способствуют уменьшению давления $p_{\text{кн}}$, несмотря на имеющийся скачок давления в горловине камеры. Далее, из приводимых графиков скоростей продуктов горения для бутылочной и цилиндрической камер, имеющих одинаковый объем (фиг. 51), видно, что при одинаковых прочих условиях (вес снаряда и заряда, скорость и путь снаряда) количество движения продуктов горения в бутылочной камере меньше, чем в цилиндрической камере. По мере движе-

ния снаряда относительное количество продуктов горения, находящихся в камере, будет уменьшаться, а соответственно будет уменьшаться влияние малых скоростей и ускорений продуктов горения в камере. Так как скачок давления в горловине может при этом уменьшаться в меньшей степени, то это приводит к



Фиг. 51. Схема к сравнительному анализу движения продуктов горения при бутылочной и цилиндрической камерах.

тому, что в период движения снаряда в дульной части канала давление у дна канала при бутылочной камере будет несколько больше, чем при камере цилиндрической.

§ 11. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПРИВЕДЕННОЙ МАССЫ СНАРЯДА С УЧЕТОМ ДВИЖЕНИЯ ПРОДУКТОВ ГОРЕНИЯ В ЗАКРЫТОМ ЗАСНАРЯДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

В баллистических расчетах является необходимым давление у дна снаряда $p_{сн}$, входящее в уравнение движения снаряда

$$p_{сн} S = \varphi_1 m \frac{dv}{dt}, \quad (a)$$

заменить средним давлением p , входящим в основное уравнение пиродинамики. Эта замена эквивалентна косвенному учету движения газа и горящих зерен.

Имея ввиду, что

$$p_{сн} = \zeta_c p,$$

из уравнения (a) получим

$$\zeta_c p S = \varphi_1 m \frac{dv}{dt}. \quad (b)$$

Сравнивая уравнение (b) с общепринятым во внутренней баллистике уравнением

$$ps = \varphi m \frac{dv}{dt},$$

получаем для так называемого коэффициента фиктивности очень простую формулу

$$\varphi = \frac{\varphi_1}{\zeta_c} = \frac{p_{сн}}{p_{сн}}. \quad (304)$$

Значение относительного давления $\zeta_c = \frac{p_{сн}}{p}$ определяется различными уравнениями, в зависимости от условий движения газа и горящих зерен в заснарядном пространстве.

Ранее были получены следующие зависимости для относительного давления $\zeta_c = \frac{p_{сн}}{p}$:

1) цилиндрическое заснарядное пространство при неподвижном дне канала

$$\zeta_c = \frac{e^{-A}}{I_1} = f\left(\frac{\omega}{\varphi_1 q}\right)$$

или, при принятии $\delta_{0,x} = \text{const}$,

$$\zeta_c = \frac{1}{1 + \frac{1}{3} \frac{\omega}{\varphi_1 q}};$$

2) цилиндрическое заснарядное пространство при подвижном дне канала

$$\frac{p_{сн}}{p} = \frac{\omega}{\left(\frac{\omega_1}{\zeta'_K} + \frac{\omega_2}{\zeta''_K}\right) \zeta'_{Кс}}$$

или, при принятии $\delta_{0,x} = \text{const}$,

$$\zeta_c = \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{3} \frac{\omega_1}{\varphi_1 q}\right) \frac{\omega_1}{\omega} + \left(1 + \frac{1}{3} \frac{\omega_0}{\varphi_0 Q_0}\right) \frac{1 + \frac{1}{2} \frac{\omega_1}{\varphi_1 q}}{1 + \frac{1}{2} \frac{\omega_2}{\varphi_0 Q_0}} \frac{\omega_2}{\omega}}$$

где

$$\omega_1 = \frac{Q_0 + \frac{1}{2} \omega}{Q_0 + q + \omega} \omega;$$

$$\omega_2 = \frac{q + \frac{1}{2} \omega}{Q_0 + q + \omega} \omega;$$

3) цилиндрично-ступенчатое заснарядное пространство при неподвижном дне канала и при принятии $\delta_{0,x} = \text{const}$

$$\zeta_c = \frac{1 - \frac{\Delta}{2g} \frac{v^2}{p} \frac{a_2}{z^4}}{1 + \frac{a_1}{3} \left(1 - \frac{a_2}{z^3}\right)},$$

где

$$a_1 = \frac{\omega}{\varphi_1 q};$$

$$a_2 = 1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^4;$$

$$z = 1 + \frac{l}{l_0}.$$

В последнем случае ζ_c является переменной величиной, изменяющейся с изменением v , l и p .

§ 12. О ДВИЖЕНИИ ГАЗА И ГОРЯЩИХ ЗЕРЕН В ЗАСНАРЯДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ ПРИ НЕРАВНОМЕРНОМ НАЧАЛЬНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПОРОХОВОГО ЗАРЯДА ПО ЕГО ДЛИНЕ

1. Предварительные замечания

Выше, при принятии гипотезы пропорционального расширения, было высказано предположение о равномерном распределении порохового заряда по длине заснарядного пространства в течение всего периода горения заряда. В качестве обоснования этого допущения указывалось на два факта:

1) сравнительно большая плотность порохового газа, благодаря чему обеспечивается в некоторой степени подвешенное состояние горящих зерен в газе и облегчается возможность перемещения горящих зерен вместе с газом;

2) наличие струй газа, идущих от поверхности горящих зерен, благодаря чему горящие зерна отталкиваются друг от друга; очевидно, что указанное отталкивающее действие должно сказываться в более сильной степени в тех частях заснарядного пространства, где имеет место наибольшее скопление горящих зерен; последнее обстоятельство является главнейшим фактором, способствующим равномерному распределению горящих зерен по заснарядному пространству.

Отмеченные два факта могут обеспечить равномерное распределение горящих зерен в пороховом газе при течении его в заснарядном пространстве при наличии двух условий:

1) небольшие размеры порохового зерна, вследствие чего относительная его поверхность является значительной и соответственно расталкивающее действие струй газа, идущих от поверхности, в процессе горения зерна резко возрастает;

2) равномерное начальное распределение порохового заряда по длине заснарядного пространства, так как указанные выше факторы могут сравнительно легко поддерживать уже имеющееся равномерное распределение порохового заряда по заснарядному пространству и в значительно меньшей степени могут выравнивать имеющуюся неравномерность в распределении заряда.

Изложенные выше решения о движении газа и горящих зерен в заснарядном пространстве предполагали нормальные условия заряжания, при которых обеспечивалось равномерное начальное распределение заряда в заснарядном пространстве, и поэтому принятые ранее допущения можно считать в достаточной мере соответствующими действительности.

Если же по каким-либо причинам начальное распределение заряда по длине заснарядного пространства оказывается значительно отступающим от равномерного, то результаты изложенных выше решений о распределении давлений по длине заснарядного пространства не будут соответствовать результатам действительного процесса.

2. Опыты Калакуцкого

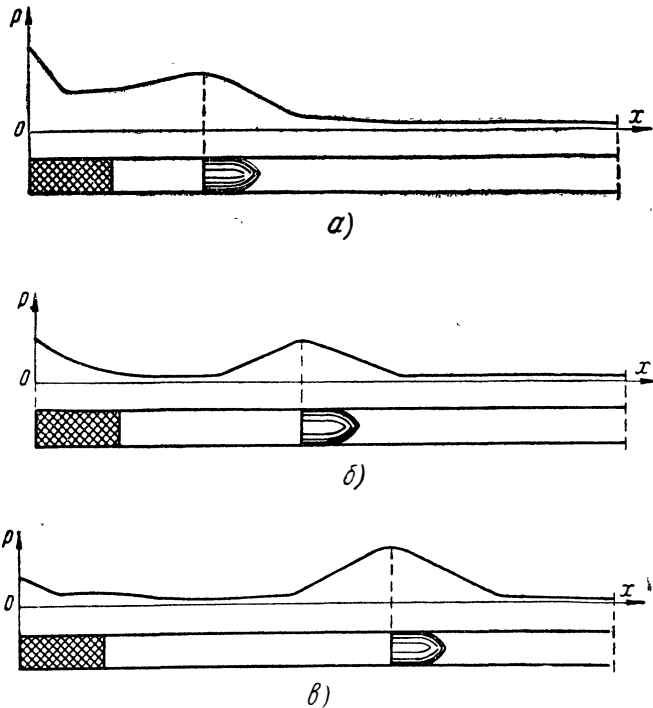
Впервые опытные данные о давлениях в заснарядном пространстве при неравномерном распределении порохового заряда по длине заснарядного пространства получил полковник Калакуцкий в 1876—1878 гг.

Опыты проводились с черновыми ружейными стволами, снабженными родмановскими ввинтными приборами для определения наибольших давлений в различных сечениях канала. Стрельба производилась дымным порохом.

В первой серии опытов заряд располагался у дна канала, а пуля удалялась от заряда на различные расстояния. Результаты этой серии опытов показаны на фиг. 52,а, 52,б и 52,в. Как видно из этих фигур, при наличии свободного пространства между зарядом и пулей в канале оружия создаются два максимальных давления в двух различных сечениях заснарядного пространства. Один максимум создается у дна канала, а другой вблизи начального положения дна пули. При постепенном возрастании свободного расстояния между зарядом и пулей максимум у дна канала убывает. Второй максимум при возрастании свободного расстояния между зарядом и пулей вначале убывает, а затем возрастает.

Указанный характер распределения давлений по длине заснарядного пространства можно объяснить следующим образом.

После воспламенения заряда у дна канала возникает местное повышение давления и значительный перепад давления на границе между зарядом и свободным пространством. Последнее обстоятельство создает условия для ускоренного движения газа и горящих зерен в направлении ко дну пули. Благодаря расталкивающему действию струй газа, идущих от поверхности зерен, значительная часть горящих зерен устремляется вместе с газом



Фиг. 52. К результатам первой серии опытов Калакуцкого.

ко дну пули, приобретая при этом значительную скорость. Чем длиннее свободное пространство, тем большую скорость могут приобрести газ и горящие зерна, движущиеся ко дну пули. В то же время чем длиннее свободное пространство, тем меньше становится плотность потока газа и горящих зерен к моменту подхода его ко дну пули. В момент, когда поток газа и горящих зерен достигнет дна пули, произойдет резкая остановка первых элементов, а затем и последующих элементов потока. Резкое уменьшение скорости потока газа и горящих зерен у дна пули вызовет резкое увеличение давления в этой части потока. Причинами резкого повышения давления в указанной части потока будут:

1) переход внешней кинетической энергии первых элементов потока газа во внутреннюю энергию и резкое увеличение плотности газа за счет набегания последующих элементов потока газа;

2) резкое увеличение плотности горящего заряда у дна пули, способствующее резкому увеличению газообразования; плотность горящего заряда у дна пули может быть весьма значительной, если учесть, что при значительной инертности пороховых зерен по сравнению с газом эти зерна могут обладать скоростью, соизмеримой со скоростью газа;

3) возможность дробления пороховых зерен при ударе их о дно пули, что может способствовать увеличению поверхности горения и, следовательно, увеличению скорости газообразования; после достижения значительного давления у дна пули возникают два перепада давления, один из которых будет создавать поток газа и горящих зерен, направленный от дна пули ко дну канала, и другой, создающий поток в направлении ускоренного движения пули; в результате движения первого, отраженного, потока у дна канала возникает то же явление дробления пороховых зерен, что и у дна пули.

Основными факторами, определяющими величину давлений на концах заснарядного пространства в условиях рассмотренного выше явления, можно считать следующие:

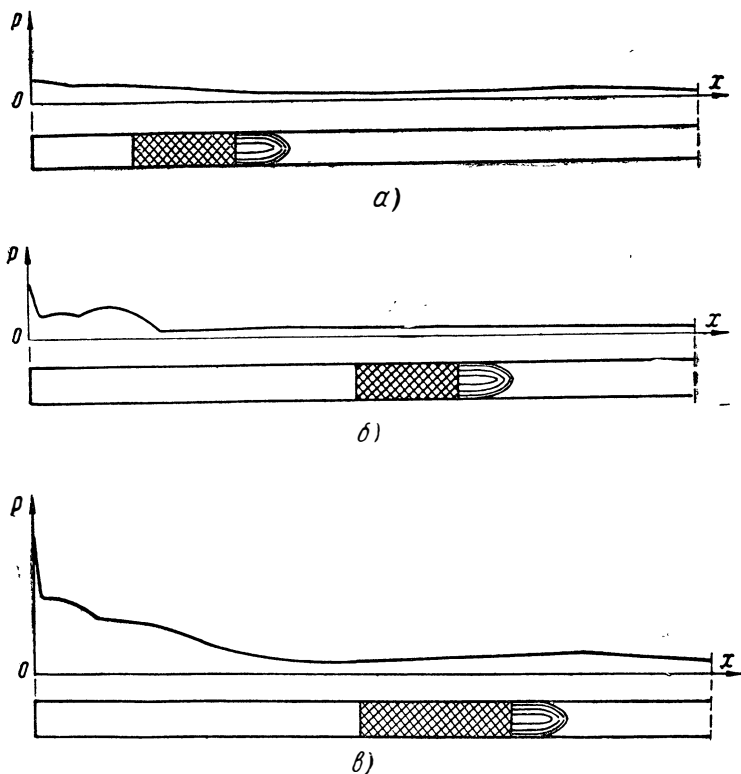
1) плотность заряжания, которая определяет собой некоторое среднее давление в заснарядном пространстве, от которого могут отклоняться давления в различных сечениях заснарядного пространства вследствие особых условий движения смеси газа и горящих зерен;

2) относительная скорость потока газа и горящих зерен у конечных сечений заснарядного пространства.

В соответствии с указанными факторами малый взрыв давления у дна пули при малой длине свободного пространства можно объяснить тем, что поток, идущий от дна канала ко дну пули, не получил значительной скорости. Сравнительно же высокие давления у дна пули и у дна канала обусловлены большой плотностью заряжания, т. е. высоким средним давлением в заснарядном пространстве. Однако при этом взрыв давления у дна канала больше, чем у дна пули; объясняется это тем, что поток, отраженный от дна пули благодаря малой длине заснарядного пространства приходит ко дну канала в момент высокого среднего давления. Необходимо, однако, отметить, что в рассматриваемом случае максимум у дна канала оказался лишь в два раза больше давления в средней части заснарядного пространства, в то время как в других случаях, при большей длине свободного пространства, давление у дна канала оказывалось в пять и более раз выше, чем давление в средних сечениях канала. Получаемые соотношения частично объясняются неподвижностью дна канала и легкой подвижностью дна пули.

Результаты опытов, показанные на фиг. 52,б и 52,в, находятся в соответствии с изложенным выше анализом.

Во второй серии опытов заряд располагался рядом с пулей, а свободное пространство располагалось между дном канала и задней границей заряда. Как видно из результатов этой серии опытов (фиг. 53,а, 53,б и 53,в), общая закономерность явления



Фиг. 53. К результатам второй серии опытов Калакуцкого.

остается той же, что и в первой серии, но с той разницей, что заметного второго взрыва давления в заснарядном пространстве не наблюдается. Взрыв давления у дна канала здесь имеет то же происхождение, что и взрыв давления у дна пули в первой серии опытов. Отсутствие заметного второго максимума у дна пули во второй серии можно объяснить тем, что за время истечения газа от дна пули в сторону дна канала до момента подхода отраженного потока ко дну пули последняя успевает приобрести значительную скорость. В результате последнего обстоятельства относительная скорость отраженного потока оказывается настолько незначительной, что не в состоянии вызвать заметно-

го повышения давления. Кроме того, следует отметить, что отраженный поток к указанному моменту может не содержать в себе горящих зерен, скопление которых является, очевидно, решающим фактором для создания взрыва давления.

3. Опыты Вьелля

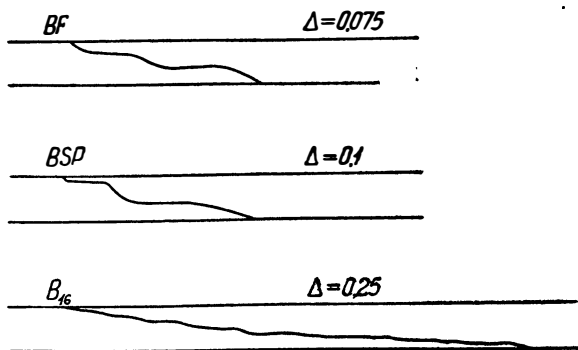
Исследование влияния неравномерного распределения заряда на распределение давлений произвел также Вьелль.

Вьелль производил опыты при помощи специальной манометрической бомбы (фиг. 54 и 57), в которой сжигал пироксилино-



Фиг. 54. Схема к опытам Вьелля.

вые пороха трех марок, отличавшихся размерами зерен при различных весах порохового заряда. Давление он регистрировал при помощи двух пишущих крешерных приборов, расположенных на концах бомбы. Внутренний объем бомбы оставлял неизменным.



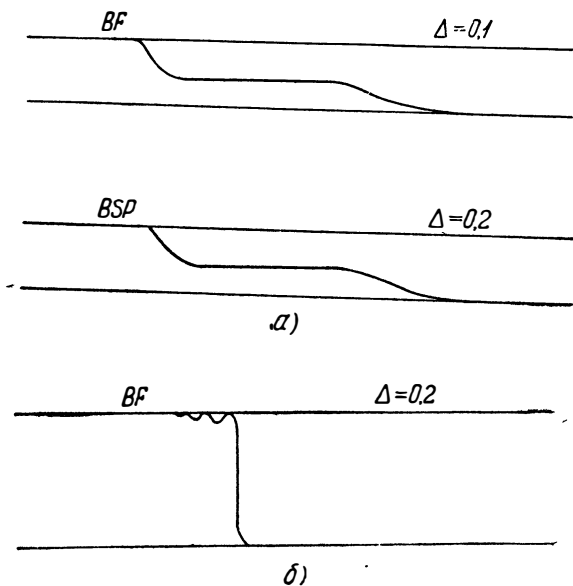
Фиг. 55. Диаграммы специальной манометрической бомбы для различных марок порохов и при относительно малых плотностях заряжания.

Опыты, произведенные Вьеллем, дали следующие результаты (фиг. 55, 56,а и 56,б):

1) при сжигании заряда из мелких зерен марки ВФ кривые давления с увеличением веса заряда имеют возрастающую ступенчатость; наиболее резкое увеличение давлений на концах бомбы возникает при плотностях заряжания $\Delta = 0,1 \div 0,2 \text{ кг/дм}^3$;

2) при сжигании заряда из зерен среднего размера марки BSP наблюдается та же закономерность, но с той разницей, что резкое увеличение давлений проявляется при больших весах заряда;

3) при сжигании заряда из крупных зерен марки В₁₆, даже при плотности заряжания $\Delta = 0,25 \text{ кг/дм}^3$ резких взрывов давления не наблюдается и наличие волнообразного процесса можно обнаружить только по ступенчатому характеру кривой давления.



Фиг. 56а, фиг. 56б. Диаграммы специальной манометрической бомбы для различных марок порохов и при повышенных плотностях заряжания.

Усиление волнообразного процесса при увеличении веса заряда, наблюдаемое в опытах Вьелля, объясняется тем, что с увеличением массы сосредоточенного порохового заряда резко возрастает скорость процесса горения, и, соответственно, резко нарастает давление в пределах заряда, что приводит к «разрыву» или разбрасыванию заряда в окружающем пространстве. Подобное явление наблюдается при сжигании порохового заряда на воздухе. В условиях бомбы увеличение веса заряда означает увеличение в начальный момент процесса перепада давления на границе между зарядом и свободным пространством и, следовательно, увеличение скорости потока газа и горящих зерен в направлении к другому концу бомбы.

Те же соотношения наблюдались и в опытах Калакуцкого.

Уменьшение волнообразного процесса с увеличением размеров зерен пороха, также наблюдаемое в опытах Вьелля, следует объяснить тем обстоятельством, что:

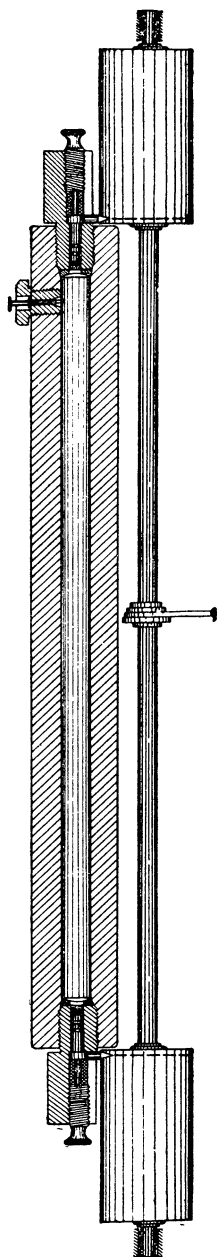
1) с увеличением размеров зерен, при неизменном весе заряда, убывает поверхность горения, т. е. убывает скорость газообразования и скорость нарастания давления;

2) с увеличением размеров зерен возрастает их инертность, т. е. их способность увлекаться потоком газа.

Отмеченные свойства крупных зерен приводят к тому, что перепад давления на границе заряда и свободного пространства является небольшим, скорость движения зерен в направлении к другому концу бомбы и скорость удара зерен о дно бомбы незначительными. В результате этого скопление зерен у дна бомбы при останове потока является настолько малым, что значительного взрыва давления на конце бомбы не происходит. При уменьшении размера зерен все перечисленные факторы действуют в противоположном направлении.

4. Аномальные давления в канале оружия при резком торможении снаряда

Резкие взрывы давления в канале оружия могут возникать не только при неравномерном начальном распределении порохового заряда по длине заснарядного пространства, но также и при резком торможении снаряда в результате случайных препятствий в канале оружия. Куски грязи, песок, куски льда, выпуклости или изгибы на поверхности ствола вследствие сильных внешних воздействий — все это может вызвать резкое торможение снаряда, что в свою очередь приведет к резкому уменьшению скорости потока газа и горящих зерен, сопровождающемуся резким увеличением давления. Как показывают наблюдения, все это приводит к раздутию ствола, а иногда и к отрыву его дульной части. Что касается резкого изменения скорости газа, то, как показали вычисления, это слабо отражается на изменении давления. Поэтому основной причиной, вызываю-



Фиг. 57. Схема специальной манометрической бомбы Вьелля.

щей резкое увеличение давления в месте торможения снаряда, необходимо считать резкое уменьшение скорости горящих зерен, ударившихся о дно снаряда. В результате указанных ударов пороховых зерен о дно снаряда будет происходить:

- 1) дробление зерен на мелкие части;
- 2) скопление зерен у дна снаряда при весьма большой плотности.

Последние два обстоятельства могут привести к резко увеличенной скорости горения пороха и к резкому возрастанию давления. В некоторых, особо неблагоприятных, случаях процесс горения пороха может перейти в детонацию пороха.

Глава III

ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗА ИЗ СОСУДА ЧЕРЕЗ ОТВЕРСТИЕ, РАВНОЕ ЕГО ПОПЕРЕЧНОМУ СЕЧЕНИЮ

§ 13. О СКОРОСТИ ПОРОХОВОГО ГАЗА В ДУЛЬНОМ ОТВЕРСТИИ В ПЕРИОД ПОСЛЕДЕЙСТВИЯ

1. Предварительные замечания

Вопрос об истечении порохового газа из канала оружия является одним из важнейших вопросов теории лафетов и теории автоматики оружия откатного типа, вследствие чего исследованию этого вопроса посвящены работы многих отечественных и иностранных авторов. Еще большее значение имеет этот вопрос для расчета газоотводных устройств автоматического оружия. Объясняется это тем, что движение откатных частей в основном определяется пиродинамическими периодами выстрела и в значительно меньшей степени зависит от периода последействия. Так, например, изменение скорости откатных частей за период последействия составляет лишь 15—30% от максимальной скорости откатных частей. Между тем, скорость подвижного звена газоотводных устройств очень часто полностью создается в период последействия. В связи с указанным положением может оказаться, что те неточности в решении вопроса об истечении порохового газа из канала оружия через дульное отверстие, которые почти не отражаются на расчете движения откатных частей, в то же время являются недопустимыми при точном расчете движения подвижного звена газоотводного устройства.

2. Об исходных положениях

Во всех без исключения имеющихся исследованиях по истечению порохового газа через дульное отверстие в основу решения положены термодинамические зависимости, полученные для случая установившегося истечения газа через малое отверстие в стенке сосуда, имеющего большие поперечные размеры. При таком формальном подходе к решению задачи характерные особенности явления не учитываются, хотя некоторыми искусствен-

ными приемами и подбором значений коэффициентов удается добиться согласования опытных и расчетных данных в довольно широких пределах. Однако это не устраняет принципиальную неточность подобных решений и по существу оставляет вопрос открытым.

Указанные термодинамические зависимости выведены для случая истечения газа через малое отверстие при наличии следующих условий:

а) общий объем газа в сосуде состоит из двух зон: зоны малоподвижного газа и зоны образования потока газа, непосредственно примыкающей к отверстию;

б) скорость газа в сосуде пренебрежимо мала по сравнению со скоростью газа в отверстии;

в) быстрое нарастание скорости газа в струе, образующейся около отверстия, является результатом резкого уменьшения ее сечения и соответствующего резкого понижения давления в ней;

г) скорость изменения параметров газа в сосуде во времени пренебрежимо мала по сравнению со скоростью их изменения вдоль струи газа, входящей в отверстие, благодаря чему течение газа около отверстия может быть принято установившимся.

В отличие от изложенных особенностей истечения газа через малое отверстие истечение порохового газа из канала оружия через дульное отверстие характеризуется следующими условиями:

а) вследствие равенства сечений канала оружия и сечения отверстия никакого разграничения общего объема газа канала оружия на зону малоподвижного газа и зону образования струи провести невозможно; по существу весь объем канала представляет собой зону образования потока газа;

б) скорости газа в канале оружия за исключением сечений, примыкающих к дну канала, не являются пренебрежимо малыми и вполне соизмеримы со скоростью газа в дульном отверстии;

в) вследствие постоянства сечений потока газа в канале нет условий для резкого нарастания скорости газа вблизи дульного отверстия и, следовательно, нет условий для резкого изменения плотности и давления газа в дульной части канала, как это наблюдается в зоне образования потока при истечении газа из сосуда через малое отверстие;

г) наличие течения газа во всем объеме канала, соизмеримого с его течением в дульном отверстии, не позволяет вводить в рассмотрение какое-либо начальное давление в потоке, аналогичное давлению в неподвижной или малоподвижной зоне сосуда, как это наблюдается при истечении газа через малое отверстие; при наличии ускоренного движения газа вдоль всего канала давление газа будет различно в различных сечениях канала; этот фактор имеет практическое значение при отводе газа из канала через боковое отверстие в стенке ствола;

д) большой размер дульного отверстия сравнительно с объемом канала и равенство сечений канала и дульного отверстия не только превращают весь объем канала в зону образования потока газа, но одновременно обеспечивают весьма быстрое опорожнение канала оружия.

При указанных условиях скорость изменения параметров газа в канале во времени не является пренебрежимо малой по сравнению со скоростью изменения параметров газа в его перемещении вдоль канала. Другими словами, течение газа в канале в отличие от течения газа в зоне образования потока при истечении газа через малое отверстие не может рассматриваться как установившееся. Этот же вывод можно сделать из зависимости для установившегося течения газа

$$\frac{ds}{s} = \frac{gkpw - v^2}{kv^2} \frac{dp}{p}. \quad (43)$$

Вопреки изложенному выше физическому анализу явления течения газа вдоль канала оружия из этой зависимости следует, что при $s = \text{const}$ параметры газа (скорость, давление) должны быть одинаковы для всех сечений канала.

3. О скорости порохового газа в дульном отверстии

Величина и закон изменения скорости порохового газа в дульном отверстии являются основным фактором, определяющим явление его истечения из канала оружия.

К моменту вылета снаряда из дула пороховой газ, находящийся в заснарядном пространстве, имеет в различных сечениях канала различные скорости движения, начиная от нуля у дна канала и кончая скоростью, равной скорости снаряда, в слое прилегающем к дну снаряда. В дальнейшем будем принимать, что скорости газа в различных сечениях канала как перед вылетом снаряда из дула, так и после вылета, изменяются по прямолинейному закону.

Совершенно очевидно, что в первый момент после вылета снаряда из дула скорость первых слоев газа, выходящих через дульное отверстие, будет равна дульной скорости снаряда. Возникает вопрос: как будет изменяться скорость порохового газа в дульном отверстии в следующие моменты?

Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим возможные случаи состояния порохового газа в слоях, подходящих к дульному отверстию в первые моменты после вылета снаряда из дула.

Первый случай — *состояние газа в слоях, подходящих к дульному срезу в момент вылета снаряда из дула, такое, что скорость звука, т. е. скорость перемещения малых перепадов давления в указанных слоях, равна скорости движения этих слоев в дульном отверстии, т. е. равна дульной скорости снаряда.*

При таком соотношении между дульной скоростью снаряда и состоянием газа в слоях, проходящих через дульное отверстие в начальный момент периода истечения, перепад давления, перемещающийся вдоль вытекающего потока порохового газа из внешней среды по направлению к дульному срезу, может только подойти к дульному отверстию, но не может войти в канал оружия, не может изменить перепад давления в элементах потока, подходящих к дульному отверстию со стороны канала и, следовательно, не может повлиять на движение этих элементов потока. В последующие моменты времени после вылета снаряда из дула к дульному отверстию будут подходить элементы потока газа, имевшие перед этим скорость меньше дульной скорости, т. е. для рассматриваемого случая имевшие скорость меньше скорости перемещения перепада давления, идущего вдоль потока газа из внешней среды к дульному отверстию. При таком изменении соотношения между скоростью элементов потока, проходящих через дульное отверстие, и скоростью перемещения перепада давления в тех же элементах, перепады давления войдут в дульное отверстие и создадут в элементах потока газа, подходящих к дульному отверстию, разность давлений. Наличие такой разности давлений, очевидно, вызовет ускоренное движение элементов потока газа, подходящих к дульному отверстию, а затем это ускоренное движение передастся и на все элементы потока в канале оружия. Указанный рост скорости элементов потока газа, подходящих к дульному отверстию, будет иметь своим пределом скорость звука, так как при скорости этих элементов, незначительно превышающей скорость звука, они будут вынесены из дульного отверстия, а вместе с этим исчезнет имевшаяся перед этим в дульном отверстии разность давлений, т. е. исчезнет причина, вызывавшая ускоренное движение элементов потока газа, подходящих к дульному отверстию.

Таким образом между скоростью элементов потока газа, подходящих к дульному отверстию со стороны канала оружия, и скоростью перепада давления, подходящего к дульному отверстию со стороны внешней среды, установится соотношение, имеющее характер подвижного (динамического) равновесия, в результате которого в дульном отверстии будет поддерживаться скорость движения газа, равная местной скорости звука.

На основании заключительной части изложенного физического анализа на первый взгляд можно сделать вывод, что истечение порохового газа через дульное отверстие носит характер обычного критического истечения и что в дульном отверстии создается критическое состояние газа (критическая скорость, критическое давление и критический удельный объем).

Для того чтобы стало ясным различие между рассмотренным состоянием газа в дульном отверстии и критическим состоянием в потоке газа при истечении его из сосуда через малое отверстие,

рассмотрим процесс течения газа до выходного отверстия в том и другом случае. При истечении газа из сосуда, имеющего большие поперечные размеры, через малое отверстие в струю газа поступают частицы газа не только из пространства, расположенного против отверстия, но также и из боковых областей. Так как при этих условиях начальное сечение струи значительно превосходит сечение отверстия, то при течении газа к отверстию вместе с резким уменьшением сечения струи происходит резкое изменение состояния газа в струе, сопровождающееся переходом внутренней энергии в кинетическую, с соответствующим изменением давления и удельного объема газа в струе.

Таким образом здесь создание критической скорости происходит, во-первых, в зоне, непосредственно примыкающей к выходному отверстию, во-вторых, эта скорость полностью создается в результате изменения состояния газа в пределах этой зоны и, в-третьих, критическое давление и критический удельный объем резко отличаются по величине от соответствующих параметров газа в сосуде.

При истечении порохового газа через дульное отверстие при указанном выше условии в качестве отличительных моментов можно отметить следующее:

1) так как сечение потока газа в канале оружия не изменяется, то не происходит и изменения состояния газа в потоке, т. е. условия создания скорости газа в канале оружия принципиально отличаются от условий создания скорости при истечении газа из сосуда через малое отверстие;

2) в сечениях канала, примыкающих к дульному отверстию, где поддерживается скорость газа, равная скорости звука, в состоянии газа также не происходит никаких изменений, так как скорость газа в этих сечениях очень мало отличается от скорости газа в дульном отверстии. Следовательно, никакого особого состояния газа в дульном отверстии не создается и давление газа в этом сечении не может определяться по общеизвестной термодинамической зависимости

$$p_{кр} = \beta_k p_0 = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} p_0.$$

Из вышеизложенного вытекает, что так называемое критическое истечение в общепринятом понимании этого явления при истечении порохового газа через дульное отверстие не наблюдается.

Изложенный выше физический анализ явления истечения порохового газа относился к случаю, когда скорость звука в элементах потока газа, выходящих из дула непосредственно вслед за вылетом снаряда, равнялась дульной скорости снаряда, т. е. равнялась скорости движения этих элементов потока газа. Несмотря на то что подобный случай встречается только в виде

исключения, все же рассмотренный характер истечения порохового газа через дульное отверстие является основной закономерностью для истечения порохового газа. Как видно будет из нижеизложенного, в тех случаях, когда скорость звука в элементах потока газа, вытекающих из дула вслед за снарядом, будет больше или меньше дульной скорости снаряда, истечение порохового газа через дульное отверстие, пройдя некоторую начальную фазу, в дальнейшем переходит в фазу, закономерность которой нами рассмотрена. По указанной причине истечение порохового газа через дульное отверстие с установленной закономерностью будем называть *основной*, или *стабильной*, фазой истечения порохового газа.

Второй случай — *состояние порохового газа в элементах потока, подходящих к дульному отверстию в момент вылета снаряда из дула, такое, что скорость звука, т. е. скорость перемещения малых перепадов давления в указанных элементах потока, больше скорости движения этих элементов в дульном отверстии, т. е. больше дульной скорости снаряда.*

При таком соотношении между дульной скоростью снаряда и состоянием газа в элементах потока, проходящих через дульное отверстие в начальный момент периода истечения, перепады давления, идущие вдоль вытекающего потока порохового газа из внешней среды по направлению к дульному отверстию, могут войти в дульную часть канала ствола и тем самым создать в элементах потока газа, движущихся к дульному отверстию, разность давлений. Наличие такой разности давлений вызовет ускоренное движение газа вначале в элементах потока, подходящих к дульному отверстию, а затем, по мере распространения перепада давления вглубь канала, и во всех сечениях канала ствола. Указанный процесс движения перепадов давления и рост скорости во всех сечениях канала будет, очевидно, носить колебательный характер и продолжится до тех пор, пока скорость элементов потока газа в дульном отверстии не окажется равной местной скорости звука. После достижения такой скорости газа в дульном отверстии дальнейший процесс истечения будет иметь характер, рассмотренный в первом случае, т. е. установится стабильная фаза истечения порохового газа.

Рассмотренный процесс, происходящий в канале ствола до установления стабильной фазы, будем в дальнейшем именовать *колебательной* фазой истечения порохового газа.

Третий случай — *состояние порохового газа в элементах потока, подходящих к дульному отверстию в момент вылета снаряда из дула, такое, что скорость звука в них меньше дульной скорости снаряда.*

При этом условии вначале истечения порохового газа через дульное отверстие перепады давления не смогут подойти к дульному отверстию, не смогут вызвать разность давлений в эле-

ментах потока газа, подходящих к дульному отверстию, и, следовательно, не смогут вызвать ускоренного движения этих элементов потока. При отсутствии ускоренного движения элементов потока, подходящих к дульному отверстию, невозможно ускоренное движение газа и во всех остальных сечениях канала. Так как причин, способных вызвать замедленное движение газа в канале (силой трения газа о поверхность канала пренебрегаем), не имеется, то остается предположить, что все элементы потока газа в канале оружия будут в рассматриваемой начальной фазе истечения двигаться по инерции, сохраняя скорость, которую они имели в момент вылета снаряда из дула. Такой процесс выброса порохового газа через дульное отверстие будет продолжаться до тех пор, пока скорость элементов потока, вступающих в дульное отверстие, не окажется равной местной скорости звука. С этого момента разность давлений, которая может быть создана в дульном отверстии перепадами давления, идущими из внешней среды, будет вызывать ускоренное движение элементов потока, подходящих к дульному отверстию (а соответственно и остальных элементов потока газа в канале), доводя скорость газа в этих элементах потока до скорости звука. Как видим, и в этом случае процесс истечения порохового газа через дульное отверстие также переходит в основную, стабильную, фазу истечения.

В соответствии с особенностями движения газа рассмотренный начальный процесс истечения порохового газа через дульное отверстие будем называть *инерционной* фазой истечения.

§ 14. ДВИЖЕНИЕ ПОРОХОВОГО ГАЗА В КАНАЛЕ ОРУЖИЯ В НАЧАЛЬНОЙ ФАЗЕ ПЕРИОДА ПОСЛЕДЕЙСТВИЯ

1. Предварительные замечания

Как было выше установлено, процесс истечения порохового газа из канала оружия через дульное отверстие в период последствия разбивается на две фазы — начальную и основную.

Исходная закономерность движения газа в начальной фазе заключается в том, что скорость газа в дульном отверстии $v_{д.о}$ в течение этой фазы изменяется от дульной скорости снаряда v_d до скорости, равной местной скорости звука $c_{д.о}$.

Две указанные выше разновидности начальной фазы различаются друг от друга характером изменения скорости газа в дульном отверстии. В одном случае в течение начальной фазы наблюдается увеличение скорости газа в дульном отверстии от v_d до $c_{д.о}$ (колебательная фаза), а в другом случае — уменьшение скорости в дульном отверстии от v_d до $c_{д.о}$ (инерционная фаза).

В связи с большой сложностью явления течения газа в начальной фазе процесса истечения порохового газа из канала ствола через дульное отверстие в настоящий момент не представляется возможным дать исчерпывающий физический анализ и получить точные зависимости для рассматриваемого явления. Поэтому ниже будет дана только некоторая предположительная картина явления и приближенные зависимости, основанные на нескольких допущениях.

2. Исходные допущения для колебательной фазы

Ввиду крайней сложности точного математического исследования течения газа в канале ствола в колебательную фазу ограничимся только определением конечного среднего состояния газа в конце колебательной и в начале стабильной фазы. Для упрощения задачи примем колебательную фазу протекающей мгновенно, что позволит пренебречь выбросом газа из канала ствола в течение этой фазы. В обоснование такого допущения можно указать на то, что в большинстве случаев состояние газа в канале в момент вылета снаряда из дула таково, что между скоростью звука, отвечающей этому состоянию, и дульной скоростью снаряда разность невелика. По этой причине колебательный процесс бывает обычно не ярко выражен и продолжительность его можно считать достаточно малой.

В качестве второго допущения примем $\gamma_x = \text{const}$. При этом условии для внешней кинетической энергии потока газа в канале оружия будем иметь

$$E_k = \frac{1}{6} \frac{\omega}{g} v_{д.о.}^2 \quad (305)$$

3. Определение среднего давления в конце колебательной фазы

По основному уравнению термодинамики применительно к данному случаю имеем

$$dU = -dL, \quad (a)$$

причем dL представляет собой работу газа на увеличение его внешней кинетической энергии в канале.

Так как внешняя кинетическая энергия газа в канале ствола при прямолинейном законе распределения его скоростей по длине канала и одинаковой плотности во всех сечениях равна

$$\frac{1}{3} \frac{\omega v_{д.о.}^2}{2},$$

а внутренняя энергия ω кг газа равна $\omega Ec_w T$, то из равенства (а) при $c_w = \text{const}$ имеем

$$Ec_w \omega dT = -d \left(\frac{1}{6} \omega \frac{v_{\text{д.о}}^2}{g} \right)$$

или

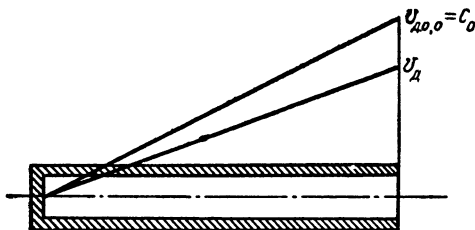
$$Ec_w dT = -\frac{1}{6g} d(v_{\text{д.о}}^2), \quad (b)$$

где E — механический эквивалент тепла;

c_w — теплоемкость порохового газа при постоянном объеме;

ω — вес заряда;

T — средняя температура газа в канале ствола в данный момент времени.



Фиг. 58. Изменение скоростей газа за колебательную фазу.

Интегрируя уравнение (b) в пределах от $T = T_d$ до $T = T_0$ и от $v_{\text{д.о}} = v_d$ до $v_{\text{д.о}} = c_0$ (фиг. 58), получим

$$\frac{c_0^2}{6g} - \frac{v_d^2}{6g} = Ec_w (T_d - T_0), \quad (c)$$

где T_d — средняя температура порохового газа в канале в момент вылета снаряда из дула;

T_0 — то же в конце колебательной фазы истечения;

c_0 — скорость газа в дульном отверстии в конце колебательной фазы, равная скорости звука в дульном отверстии в тот же момент.

Так как

$$c_0 = \sqrt{gk \frac{p_0}{\gamma_d}};$$

$$T_d = \frac{1}{R} \frac{p_d}{\gamma_d};$$

$$T_0 = \frac{1}{R} \frac{p_0}{\gamma_d};$$

$$Ec_w = \frac{R}{k-1},$$

то после подстановки указанных значений получим

$$\frac{1}{6} k \frac{p_0}{\gamma_d} - \frac{1}{6g} v_d^2 = \frac{1}{k-1} \left(\frac{p_d}{\gamma_d} - \frac{p_0}{\gamma_d} \right)$$

или

$$v_0 = \frac{p_d + \frac{k-1}{6} \frac{\gamma_d}{g} v_d^2}{1 + k \frac{k-1}{6}}, \quad (306)$$

где p_0 — среднее давление в канале ствола в конце колебательной фазы истечения;

p_d — то же в момент вылета снаряда из дульного отверстия;

γ_d — удельный вес газа в канале ствола в колебательную фазу.

Величины p_0 , c_0 , γ_d и T_0 одновременно соответствуют началу стабильной фазы истечения.

4. Исходные допущения для инерционной фазы

Выше отмечалось, что в инерционной фазе элементы потока газа движутся в канале ствола не меняя своей скорости. Из отсутствия ускоренного движения элементов потока газа в канале вытекает, что давление газа во всех элементах потока одинаково

$$p_{\text{кн}} = p_{\text{д.о}} = p \quad (307)$$

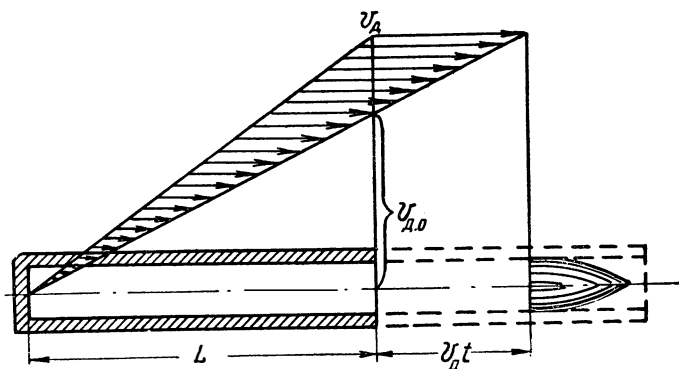
и соответственно

$$\gamma_x = \text{const.}$$

При выводе некоторых математических зависимостей, характеризующих процесс инерционного течения и расширения газа в канале ствола с выбросом его через дульное отверстие, примем следующие условия, которые, однако, не искажают физической сущности явления. Представим себе, что снаряд, пройдя дульное отверстие, продолжает движение с постоянной скоростью, причем это движение совершается в фиктивно-удлиненной части ствола (фиг. 59). Тогда слой газа, пройдя дульное отверстие, будет двигаться вслед за снарядом с теми же скоростями, с которыми они двигались в момент вылета снаряда из дула.

При таком представлении рассматриваемого явления можно легко выразить скорость элементов потока газа в дульном отверстии в функции от времени. Из геометрических соотношений имеем

$$\frac{v_{\text{д.о}}}{v_d} = \frac{L}{L + v_d t}$$



Фиг. 59. Изменение скоростей газа за инерционную фазу.

ИЛИ

$$v_{d,0} = \frac{v_d}{1 + \frac{v_d}{L} t} \quad (308)$$

5. Изменение давления в инерционной фазе в функции от времени

Полагая процесс расширения газа в канале ствола политропическим и используя фиктивное его удлинение, имеем

$$\frac{p}{p_d} = \frac{\gamma^n}{\gamma_d^n} = \frac{W_d^n}{W^n}, \quad (a)$$

где p_d и p — среднее давление в канале ствола соответственно в начале инерционной фазы (дульный момент) и в ее промежуточный момент;

γ_d и γ — соответственно средние удельные веса газа;

n — показатель политропического расширения газа в канале ствола в инерционную фазу;

W_d — действительный объем канала;

W — объем канала с учетом фиктивного удлинения ствола.

Так как

$$W_d = Ls, \quad W = Ls + v_d ts,$$

где L — длина канала ствола;

s — площадь поперечного сечения;

t — текущее время, отсчитываемое от начала инерционной фазы, то

$$\frac{p}{p_d} = \frac{(Ls)^n}{(Ls + v_d ts)^n}$$

или

$$\frac{p}{v_d} = \frac{1}{\left(1 + \frac{v_d}{L} t\right)^n}. \quad (309)$$

Для конца инерционной фазы и начала стабильной фазы из рассмотренного выше физического анализа имеем

$$c_0 = \sqrt{gk \frac{p_0}{\gamma_0}}.$$

При политропическом процессе $\frac{p_d}{\gamma_d^n} = \frac{p_0}{\gamma_0^n}$, тогда

$$c_0 = \sqrt{gk \frac{p_d}{\gamma_d} p_0^{\frac{n-1}{2n}}}, \quad (b)$$

где c_0 — скорость звука, отвечающая состоянию газа в конце инерционной фазы.

Введем обозначения

$$x = 1 + \frac{v_d}{L} t; \quad (310)$$

$$x_0 = 1 + \frac{v_d}{L} t_0, \quad (310a)$$

где t_0 — время, отвечающее концу инерционной фазы.

На основании уравнений (308), (309), (b) и (310a) имеем

$$x_0 = \frac{v_d}{c_0} = \frac{v_d}{\sqrt{gk \frac{p_d}{\gamma_d} p_0^{\frac{n-1}{2n}}}}; \quad (c)$$

$$p_0 = \frac{p_d}{x_0^n}; \quad (d)$$

$$x_0 = \frac{v_d x_0^{\frac{n-1}{2}}}{\sqrt{gk \frac{p_d}{\gamma_d} p_d^{\frac{n-1}{2n}}}};$$

$$x_0^{\frac{3-n}{2}} = \frac{v_d}{\sqrt{gk \frac{p_d}{\gamma_d}}} = \frac{v_d}{c_d}, \quad (e)$$

где $c_d = \sqrt{gk \frac{p_d}{\gamma_d}}$ — скорость звука, отвечающая состоянию газа в начале инерционной фазы (дульный момент).

Подставляем значение x_0 из (е) в (д)

$$x_0 = \left(\frac{v_d}{c_d} \right)^{\frac{2}{3-n}};$$

$$p_0 = \frac{p_d \frac{2n}{2n}}{\left(\frac{v_d}{c_d} \right)^{\frac{2}{3-n}}}$$

или

$$p_0 = p_d \left(\frac{c_d}{v_d} \right)^{\frac{2n}{3-n}}. \quad (311)$$

6. Определение продолжительности инерционной фазы

Из уравнения (309) имеем

$$1 + \frac{v_d}{L} t_0 = \left(\frac{p_d}{p_0} \right)^{\frac{1}{n}}.$$

Подставляя в полученное уравнение значение p_0 из уравнения (311), получим

$$1 + \frac{v_d}{L} t_0 = \left[\frac{1}{\left(\frac{c_d}{v_d} \right)^{\frac{2n}{3-n}}} \right]^{\frac{1}{n}} = \left(\frac{v_d}{c_d} \right)^{\frac{2}{3-n}},$$

откуда

$$t_0 = \frac{L}{v_d} \left[\left(\frac{v_d}{c_d} \right)^{\frac{2}{3-n}} - 1 \right]. \quad (312)$$

§ 15. ИЗМЕНЕНИЕ СРЕДНЕГО ДАВЛЕНИЯ В КАНАЛЕ ОРУЖИЯ В ОСНОВНОЙ ФАЗЕ ПЕРИОДА ПОСЛЕДЕЙСТВИЯ

1. Исходные положения

В качестве исходных положений в основу решения рассматриваемой задачи примем:

а) изложенную выше гипотезу пропорционального расширения и, в частности, вытекающие из нее зависимости

$$u_x = u = \text{const}; \quad (209)$$

$$T_x = T = \text{const}; \quad (210)$$

б) уравнение скорости изменения давления для процесса с переменным количеством газа

$$\frac{dp}{dt} = \frac{k-1}{W} \left[E \frac{dQ}{dt} + \Pi G - \Pi_k G_k - \frac{k}{k-1} p \frac{dW}{dt} \right], \quad (140)$$

в) зависимость, вытекающую из общего анализа движения газа в дульном отверстии

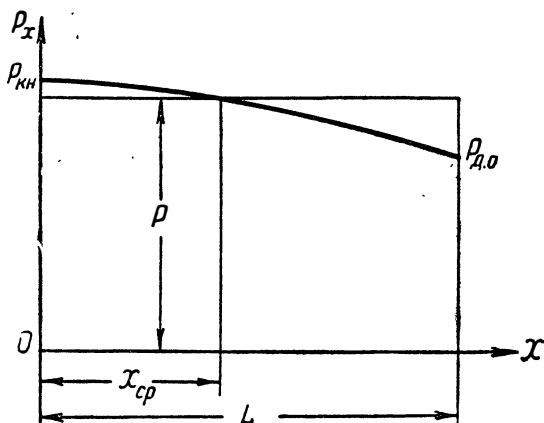
$$v_{д.о} = c_{д.о}, \quad (313)$$

где

$$c_{д.о} = \sqrt{gk \frac{p_{д.о}}{\gamma_{д.о}}}; \quad (314)$$

$c_{д.о}$ — скорость звука в дульном сечении потока газа;
 $p_{д.о}$ и $\gamma_{д.о}$ — давление и удельный вес газа в дульном сечении потока газа.

В изложенном выше общем анализе течения газа в канале оружия в период последействия было установлено, что давления газа в различных сечениях канала различны (фиг. 60).



Фиг. 60. Схема к определению среднего давления в канале оружия.

В связи с этим необходимо ввести понятие среднего давления в канале оружия. Так как уравнение (140) является следствием энергетического уравнения, то среднее давление p , которое необходимо ввести в уравнение (140), должно определяться исходя из выражения для внутренней энергии

$$p = (k-1) \frac{U}{W}. \quad (a)$$

Под средним удельным объемом газа w в канале оружия будем понимать удельный объем в элементе потока, имеющем среднее давление, которое определяется соотношением (а). Для определения среднего удельного объема в соответствии с указанным его пониманием по зависимости (209) имеем

$$u_x = u = \frac{pw}{k-1};$$

$$w = (k-1) \frac{u}{p}. \quad (b)$$

Если подставить в уравнение (b) значение p из уравнения (а), то получим

$$w = \frac{u}{U} W.$$

Учитывая, что $U = ju$, будем иметь

$$w = \frac{W}{j}. \quad (c)$$

Таким образом среднее давление p , определяемое по общей внутренней энергии и по общему объему газа в канале, и средний удельный объем газа w , определяемый по общему объему и общему весу газа в канале, являются параметрами одного и того же элемента потока газа в канале.

Для определения среднего удельного веса γ имеем

$$\gamma = \frac{1}{w}.$$

2. Уравнение скорости изменения среднего давления в канале оружия

По уравнению (140), имея в виду что в рассматриваемом случае $G = 0$, $W = \text{const}$, $dQ = -dQ_\tau$, получим

$$\frac{dp}{dt} = -(k-1) \frac{E \frac{dQ_\tau}{dt} + \Pi_k G_k}{W}$$

или

$$\frac{dp}{dt} = -(k-1) \left[\Pi_k + \frac{E \frac{dQ_\tau}{dt}}{G_k} \right] \frac{G_k}{W}. \quad (a)$$

Из уравнения изменения состояния переменного количества газа

$$\frac{dp}{d\gamma} = (k-1) \frac{E \frac{dQ}{dt} + \Pi G - \Pi_k G_k - \frac{k}{k-1} p \frac{dW}{dt}}{G - G_k - \gamma \frac{dW}{dt}} \quad (142)$$

при принятых выше исходных данных будем иметь

$$\frac{dp}{d\gamma} = (k-1) \left[\Pi_k + \frac{E}{G_k} \frac{dQ_\tau}{dt} \right]. \quad (b)$$

Сопоставляя уравнения (a) и (b), получаем

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{dp}{d\gamma} \frac{G_k}{W}. \quad (315)$$

Полагая, что изменение состояния газа в канале оружия в период последствия является политропическим, имеем

$$\frac{dp}{d\gamma} = n \frac{p}{\gamma}$$

и, следовательно,

$$\frac{dp}{dt} = -n \frac{p}{\gamma} \frac{G_k}{W}. \quad (315a)$$

В дальнейшем будем предполагать, что изменение показателя политропы n в течение рассматриваемого процесса настолько незначительны, что его можно считать постоянной величиной.

Имея в виду, что

$$G_k = s\gamma_{д.о} c_{д.о}$$

и, вводя обозначение

$$\zeta_0 = \frac{\gamma_{д.о}}{\gamma} = \frac{p_{д.о}}{p},$$

из уравнения (315a) получим

$$\frac{dp}{dt} = -n \frac{s}{W} \zeta_0 p c_{д.о}. \quad (316)$$

3. Изменение среднего давления во времени

Подставляя в уравнение (316) значение $c_{д.о}$ из уравнения (314), получим

$$\frac{dp}{dt} = -n \frac{s}{W} \zeta_0 p \sqrt{gk \frac{p_{д.о}}{\gamma_{д.о}}}. \quad (316a)$$

Учитывая, что по гипотезе пропорционального расширения

$$\frac{p_{д.о}}{\gamma_{д.о}} = \frac{p}{\gamma}$$

и имея в виду что при политропическом процессе

$$\gamma = \gamma_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{n}}$$

(где p_0 и γ_0 — среднее давление и средний удельный вес газа в канале оружия в начале основной фазы периода последействия) из уравнения (316а) будем иметь

$$\frac{dp}{dt} = -n \frac{s}{W} \zeta_0 \sqrt{gk \frac{p_0^n}{\gamma_0} p^{\frac{3n-1}{2n}}}. \quad (317)$$

Разделяя переменные и интегрируя в пределах от начала основной фазы до некоторого среднего момента, будем иметь

$$\begin{aligned} p^{-\frac{3n-1}{2n}} dp &= -n \frac{s}{W} \zeta_0 \sqrt{gk \frac{p_0^n}{\gamma_0}} dt; \\ p^{-\frac{n-1}{2n}} - p_0^{-\frac{n-1}{2n}} &= \frac{n-1}{2} \frac{s}{W} \zeta_0 \sqrt{gk \frac{p_0^n}{\gamma_0}} t; \\ p^{-\frac{n-1}{2n}} &= p_0^{-\frac{n-1}{2n}} \left[1 + \frac{n-1}{2} \frac{s}{W} \zeta_0 \sqrt{gk \frac{p_0^n}{\gamma_0}} t \right] \end{aligned}$$

и окончательно

$$p = \frac{p_0}{(1+Dt)^{\frac{2n}{n-1}}}, \quad (318)$$

где

$$D = \frac{n-1}{2} \frac{s}{W} \zeta_0 \sqrt{gk \frac{p_0^n}{\gamma_0}}. \quad (319)$$

§ 16. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЙ ПО ДЛИНЕ КАНАЛА ОРУЖИЯ В ОСНОВНОЙ ФАЗЕ ПЕРИОДА ПОСЛЕДЕЙСТВИЯ

1. Исходные положения

В соответствии с изложенным выше физическим анализом в качестве исходного соотношения для основной, стабильной, фазы будем иметь

$$v_{д.о} = c_{д.о} = \sqrt{gk \frac{p_{д.о}}{\gamma_{д.о}}}. \quad (313)$$

Вторым исходным положением для рассматриваемого процесса будет являться гипотеза пропорционального расширения и, в частности, вытекающие из нее зависимости

$$v_x = Kx + f(t); \quad (204)$$

$$\frac{dv_x}{dt} = K_0 x + Kf(t) + f'(t); \quad (205)$$

$$K_0 = \frac{dK}{dt} + K^2; \quad (206)$$

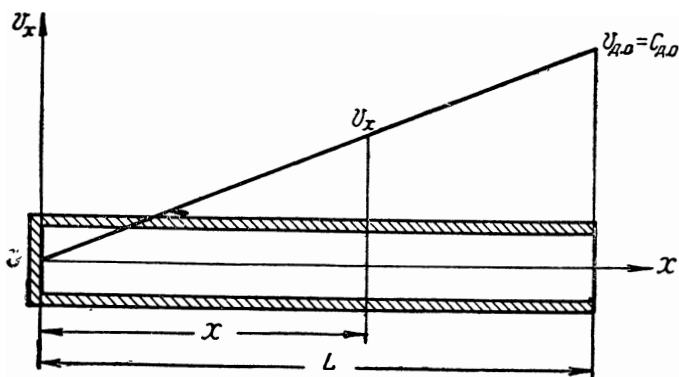
$$\frac{p_x}{\gamma_x} = \frac{p}{\gamma} = RT. \quad (211)$$

2. Уравнение распределения скоростей газа по длине канала

Располагая начало координат у дна канала (фиг. 61) из уравнения (204) при $x=0$ будем иметь

$$f(t) = 0; \quad (a)$$

$$v_x = Kx. \quad (b)$$



Фиг. 61. Распределение скоростей газа по длине канала в основной фазе.

Так как при $x=L$ $v_x = v_{д.о} = c_{д.о}$, то из уравнения (b) имеем

$$K = \frac{c_{д.о}}{L} \quad (320)$$

и, следовательно,

$$v_x = \frac{c_{д.о}}{L} x. \quad (321)$$

3. Уравнение распределения ускорений газа по длине канала

Дифференцируя уравнение (320) по времени, имеем

$$\frac{dK}{dt} = \frac{1}{L} \frac{dc_{д.о}}{dt}. \quad (322)$$

Подставляя в уравнение (206) значения $\frac{dK}{dt}$ и K из уравнений (322) и (320), получим

$$K_0 = \frac{1}{L} \left(\frac{c_{\text{л.о}}^2}{L} + \frac{dc_{\text{л.о}}}{dt} \right). \quad (323)$$

Из уравнения (205) после замены K_0 , K и $f(t)$ их значениями будем иметь

$$\frac{dv_x}{dt} = \left(\frac{c_{\text{л.о}}^2}{L} + \frac{dc_{\text{л.о}}}{dt} \right) \frac{x}{L}. \quad (324)$$

Подставляя в уравнение (314) соотношения

$$\frac{p_{\text{л.о}}}{\gamma_{\text{л.о}}} = \frac{p}{\gamma};$$

$$\gamma = \gamma_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{n}},$$

получаем

$$c_{\text{л.о}} = \sqrt[2n]{gk \frac{p_0^n}{\gamma_0} p^{\frac{n-1}{2n}}}. \quad (325)$$

Дифференцируя уравнение (325) по времени, имеем

$$\frac{dc_{\text{л.о}}}{dt} = \frac{n-1}{2n} \sqrt[2n]{gk \frac{p_0^n}{\gamma_0} p^{-\frac{n+1}{2n}} \frac{dp}{dt}}. \quad (326)$$

Подставляя в уравнение (326) значение $\frac{dp}{dt}$ из уравнения (316) и учитывая равенство (325), будем иметь

$$\frac{dc_{\text{л.о}}}{dt} = -\frac{n-1}{2} \frac{s}{W} \zeta_0 c_{\text{л.о}}^2 = -\frac{n-1}{2} \zeta_0 \frac{c_{\text{л.о}}^2}{L}. \quad (327)$$

После замены в уравнении (324) $\frac{dc_{\text{л.о}}}{dt}$ его значением из уравнения (327) окончательно получаем

$$\frac{dv_x}{dt} = \left(1 - \frac{n-1}{2} \zeta_0 \right) \frac{c_{\text{л.о}}^2}{L^2} x. \quad (328)$$

4. Уравнение распределения давлений по длине канала

Подставляя в уравнение движения элемента потока газа значение $\frac{dv_x}{dt}$ из уравнения (328), имеем

$$\frac{\partial p_x}{\partial x} = -\frac{\gamma_x}{g} \left(1 - \frac{n-1}{2} \zeta_0\right) \frac{c_{д.о}^2}{L^2} x. \quad (329)$$

Учитывая, что $\frac{p_x}{\gamma_x} = \frac{p_{д.о}}{\gamma_{д.о}}$ и $c_{д.о} = \sqrt{gk \frac{p_{д.о}}{\gamma_{д.о}}}$, получим

$$\frac{1}{p_x} \frac{\partial p_x}{\partial x} = -k \left(1 - \frac{n-1}{2} \zeta_0\right) \frac{x}{L^2}. \quad (330)$$

Интегрируя уравнение (330) по независимой переменной x , будем иметь

$$\ln p_x = -\frac{k}{2} \left(1 - \frac{n-1}{2} \zeta_0\right) \frac{x^2}{L^2} + f(t), \quad (331)$$

где $f(t)$ — произвольная функция интегрирования.

При $x=0$ $p_x = p_{кн}$ и, следовательно,

$$f(t) = \ln p_{кн}. \quad (332)$$

Таким образом получаем

$$\ln \frac{p_x}{p_{кн}} = -\frac{k}{2} \left(1 - \frac{n-1}{2} \zeta_0\right) \frac{x^2}{L^2}$$

или

$$\frac{p_x}{p_{кн}} = e^{-A_0 z^2}, \quad (333)$$

где

$$A_0 = \frac{k}{2} \left(1 - \frac{n-1}{2} \zeta_0\right), \quad (334)$$

$$z = \frac{x}{L}. \quad (335)$$

5. Определение относительных давлений

Введем следующие относительные давления:

$\zeta_0 = \frac{p_{д.о}}{p}$ — относительное давление в дульном отверстии;

$\zeta_{д} = \frac{p_{кн}}{p}$ — относительное давление у дна канала;

$\zeta_{д.о} = \frac{p_{кн}}{p_{д.о}} = \frac{\zeta_{д}}{\zeta_0}$ — отношение крайних давлений в канале.

Поскольку уравнение распределения давлений по длине канала в основной фазе периода последействия оказалось таким же, как и уравнение распределения давлений по длине канала в пиродинамические периоды, то порядок определения относительных давлений остается тот же, который ранее был установлен для относительных давлений в пиродинамические периоды. Различие будет заключаться только в значении параметра закона распределения давлений A_0 .

Для того чтобы облегчить практические расчеты, в табл. 22 приведены значения относительных давлений для основной фазы периода последействия в функции от показателя полнотры n .

Таблица 22

Значения A_0 , ζ_d , ζ_0 и $\zeta_{d.0}$ в функции от n

n	A_0	ζ_d	ζ_0	$\zeta_{d.0}$	n	A_0	ζ_d	ζ_0	$\zeta_{d.0}$
1,30	0,585	1,198	0,668	1,793	1,46	0,546	1,184	0,686	1,726
1,32	0,580	1,196	0,670	1,784	1,48	0,542	1,183	0,689	1,718
1,34	0,575	1,194	0,672	1,776	1,50	0,537	1,181	0,691	1,710
1,36	0,570	1,193	0,675	1,768	1,52	0,532	1,179	0,694	1,702
1,38	0,565	1,191	0,677	1,760	1,54	0,527	1,178	0,696	1,693
1,40	0,560	1,189	0,679	1,751	1,56	0,522	1,176	0,698	1,685
1,42	0,556	1,188	0,681	1,743	1,58	0,517	1,174	0,701	1,677
1,44	0,551	1,186	0,684	1,734	1,60	0,513	1,172	0,703	1,669

6. Зависимости для распределения давлений по длине канала в основной фазе периода последействия при принятии дополнительного условия $\gamma_x = \text{const}$

Принимая в уравнении (314) $\gamma_{d.0} = \gamma = \text{const}$, имеем

$$c_{d.0} = \sqrt{gk \frac{p_{d.0}}{\gamma}} \quad (336)$$

или

$$c_{d.0} = \sqrt{gk \zeta_0 \frac{p}{\gamma}}, \quad (336a)$$

где

$$\zeta_0 = \frac{p_{d.0}}{p}.$$

Подставляя в уравнение (336а)

$$\gamma = \gamma_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{n}},$$

получим

$$c_{\text{д.о}} = \sqrt{gk\zeta_0 \frac{p_0^{\frac{1}{n}}}{\gamma_0} p^{\frac{n-1}{2n}}}. \quad (337)$$

Дифференцируя уравнение (337) по времени, будем иметь

$$\frac{dc_{\text{д.о}}}{dt} = \frac{n-1}{2n} \sqrt{gk\zeta_0 \frac{p_0^{\frac{1}{n}}}{\gamma_0} p^{-\frac{n+1}{2n}} \frac{dp}{dt}}.$$

Так как

$$\frac{dp}{dt} = -n \frac{p}{\gamma} \frac{G_k}{W} = -n \frac{p}{\gamma} \frac{s\gamma c_{\text{д.о}}}{W},$$

то

$$\frac{dc_{\text{д.о}}}{dt} = -\frac{n-1}{2} \sqrt{gk\zeta_0 \frac{p_0^{\frac{1}{n}}}{\gamma_0} \frac{s}{W} c_{\text{д.о}} p^{\frac{n-1}{2n}}}$$

или, учитывая уравнение (337),

$$\frac{dc_{\text{д.о}}}{dt} = -\frac{n-1}{2} \frac{s}{W} c_{\text{д.о}}^2 = -\frac{n-1}{2} \frac{c_{\text{д.о}}^2}{L}. \quad (338)$$

Подставляя значение $\frac{dc_{\text{д.о}}}{dt}$ в уравнение (324), получаем

$$\frac{dv_x}{dt} = \left(1 - \frac{n-1}{2} \right) \frac{x}{L^2} c_{\text{д.о}}^2 = \frac{3-n}{2} \frac{x}{L^2} c_{\text{д.о}}^2. \quad (339)$$

Принимая в уравнении движения элемента потока газа $\gamma_x = \gamma = \text{const}$ и заменяя $\frac{dv_x}{dt}$ полученным значением, будем иметь

$$\frac{\partial p_x}{\partial x} = -\frac{\gamma}{g} \frac{3-n}{2} \frac{x}{L^2} c_{\text{д.о}}^2$$

или

$$\frac{\partial p_x}{\partial x} = -\frac{3-n}{2} k \frac{x}{L^2} p_{\text{д.о}}. \quad (340)$$

Интегрируя уравнение (340) по x , имеем

$$p_x = -\frac{3-n}{4} k \frac{x^2}{L^2} p_{д.о} + f(t). \quad (341)$$

При $x=L$ $p_x = p_{д.о}$ и, следовательно,

$$f(t) = p_{д.о} + \frac{3-n}{4} k p_{д.о}; \quad (342)$$

$$\frac{p_x}{p_{д.о}} = 1 + \frac{3-n}{4} k (1-z^2), \quad (343)$$

где $z = \frac{x}{L}$.

Определяя по общему правилу среднее давление, получаем

$$\frac{p}{p_{д.о}} = 1 + \frac{3-n}{6} k \quad (344)$$

или

$$\zeta_0 = \frac{p_{д.о}}{p} = \frac{1}{1 + \frac{3-n}{6} k}. \quad (344a)$$

Полагая $x=0$, из уравнения (343) будем иметь

$$\zeta_{д.о} = \frac{p_{кн}}{p_{д.о}} = 1 + \frac{3-n}{4} k. \quad (345)$$

Из уравнений (344) и (345) имеем

$$\zeta_{\pi} = \frac{p_{кн}}{p} = \frac{1 + \frac{3-n}{4} k}{1 + \frac{3-n}{6} k}. \quad (346)$$

Уравнения (344a), (345) и (346) удобны тем, что не требуют таблиц для определения ζ_0 , ζ_{π} и $\zeta_{д.о}$.

§ 17. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ ДАВЛЕНИЯ ЗА ПЕРИОД ПОСЛЕДЕЙСТВИЯ

1. Исходные положения

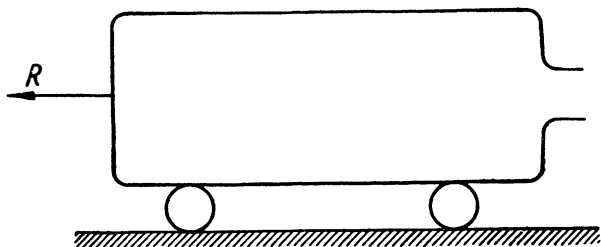
При определении силы отдачи в период последействия в известных решениях соответствующей задачи имеет место формальное применение газодинамических зависимостей, установленных для принципиально иных условий.

Для случая, изображенного на фиг. 62, исходя из количества движения вытекающего газа по теореме импульсов для силы реакции, возникающей при критическом истечении газа, будем иметь

$$R = \frac{G}{g} v_{кр} + p_{кр} S,$$

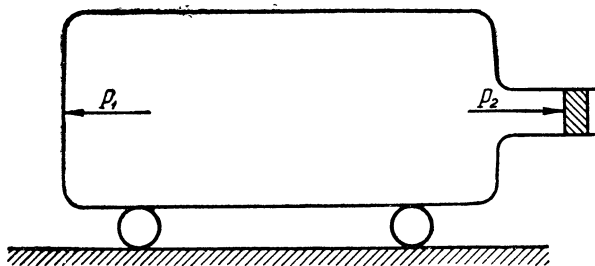
причем $\frac{G}{g} v_{кр}$ — обычно истолковывается как динамическая составляющая силы реакции при истечении и $p_{кр} S$ — как статическая составляющая той же силы.

Приведенный пример показывает, что в некоторых случаях, не зная деталей рассматриваемого явления течения газа, можно



Фиг. 62. Схема к определению силы реакции.

получить о нем легко и быстро некоторое суммарное представление при помощи теоремы импульсов. Однако указанный суммарный результат не дает представления о «механизме» явления.



Фиг. 63. Схема к анализу сил давлений, действующих на переднюю и заднюю стенки сосуда.

Для того чтобы получить более полное представление об условиях возникновения силы R , представим вначале, что насадок закрыт пробкой (фиг. 63). Тогда на заднюю и переднюю стенки сосуда будут действовать две равные, противоположно направленные силы P_1 и P_2 , представляющие собой равнодействующую

щие сил давления на указанные стенки. Если сечение насадка достаточно мало и скоростью газа в сосуде можно пренебречь, то после открытия насадка сила P_1 останется без изменения, а сила P_2 уменьшится. Это уменьшение обусловлено, во-первых, удалением пробки, через которую часть силы давления газа передавалась на стенку и, во-вторых, понижением давления на поверхность стенки вблизи входа в насадок в связи с тем, что поступающие в насадок с боковых зон частицы газа движутся по искривленным траекториям и, следовательно, под влиянием силы инерции стремятся отойти от стенки сосуда вблизи входа в насадок. В результате равнодействующая сила давления на заднюю стенку уменьшится с P_2 до некоторого значения P_3 . Тогда сила, толкающая сосуд после открытия насадка (сила реакции), определится как разность

$$R = P_1 - P_3.$$

Следовательно, сила реакции R представляет собой ту часть силы давления на заднюю стенку, которая исчезает при открытии насадка.

Таким образом физическое толкование членов полученного выше выражения для силы реакции не отражает истинной картины явления и является условным.

Как уже отмечалось, явление истечения порохового газа из канала оружия через дульное отверстие резко отличается от истечения из сосуда через малое отверстие. При определении силы реакции это различие прежде всего будет заключаться в том, что в случае истечения газа через дульное отверстие отсутствует задняя стенка и, следовательно, нет силы давления, действующей на подобную стенку, нет понижения силы давления на эту стенку, вызываемого открытием отверстия. В результате в рассматриваемом случае сила реакции может определяться только как сила давления на дно канала. Помимо этого при истечении газа через малое отверстие скорость газа создается в очень небольшой по своей протяженности зоне, благодаря чему:

а) конвективные ускорения в пределах этой зоны оказываются настолько значительными, что течение газа в ней можно считать установившимся даже при наличии вполне заметного изменения давления в сосуде, т. е. при наличии заметных локальных ускорений;

б) время движения элементов потока в пределах указанной зоны является пренебрежимо малым по сравнению с временем опорожнения сосуда и, следовательно, можно без ощутимой погрешности принять, что каждая вновь выбрасываемая порция газа получает скорость в момент выброса; таким образом в этом случае выражение для динамической составляющей силы реак-

ции в данный момент времени правильно отражает количественную сторону явления.

Применение подобного метода к случаю истечения газа через дульное отверстие является чисто формальным приемом, так как в условиях канала оружия нельзя принять, что скорость каждой вновь выбрасываемой порции газа была получена в рассматриваемый момент истечения. Совершенно очевидно, что в условиях канала оружия общее время истечения и время создания скорости для каждой выбрасываемой порции газа являются соизмеримыми величинами. В указанных условиях принципиально неправильно считать, что секундное количество движения выбрасываемого газа в некоторый момент истечения определяет величину силы реакции в тот же момент истечения, так как в условиях истечения газа через дульное отверстие скорость выбрасываемой в данный момент порции газа создавалась в предшествующий отрезок времени истечения или даже до начала истечения газа через дульное отверстие.

Таким образом определение силы отдачи в период последствия исходя из секундного количества движения выбрасываемого газа, принятое во всех имеющихся решениях, следует признать не отвечающим физической сущности явления. Более правильным, не противоречащим действительной картине явления, будет определение силы отдачи по соотношению

$$R = p_{\text{кн}} s, \quad (347)$$

Введем следующие обозначения:

T — время всего периода последствия;

t_0 — время начальной фазы;

$T_1 = T - t_0$ — время основной фазы;

I_s — импульс отдачи за основную, или стабильную, фазу периода последствия;

$I_{\text{к}}$ — импульс отдачи за колебательную фазу;

$I_{\text{н}}$ — импульс отдачи за инерционную фазу;

I_{II} — импульс отдачи за весь период последствия, или сокращенно, импульс последствия;

$i_{\tau} = \int_0^T p dt$ — удельный импульс среднего давления в канале ствола за период последствия;

$i_s = \int_{t_0}^T p dt$ — удельный импульс среднего давления за основную фазу;

$I_{\text{д.о}} = \int_0^T p_{\text{д.о}} s dt$ — импульс давления в дульном отверстии за период последствия, или сокращенно, дульный импульс.

2. Определение импульса отдачи за колебательную фазу

Принимая попережнему $\gamma_x = \text{const}$, для количества движения газа в канале имеем

$$I = \frac{1}{2} \frac{\omega}{g} v_{д.о}. \quad (348)$$

Изменение количества движения газа в канале за колебательную фазу при изменении скорости газа в дульном отверстии от $v_{д}$ до c_0 выразится

$$I_{к} = \frac{1}{2} \frac{\omega}{g} (c_0 - v_{д})$$

или

$$I_{к} = \frac{1}{2} \frac{\omega}{g} \left[\sqrt{gk \frac{p_0}{\gamma_d} - v_{д}} \right]. \quad (349)$$

Очевидно, что $I_{к}$ одновременно является импульсом отдачи за колебательную фазу.

3. Определение импульса отдачи за инерционную фазу

Для определения импульса отдачи за инерционную фазу по зависимости (347) и изложенному выше анализу инерционной фазы можем написать

$$I_{и} = \int_0^{t_0} p_{кн} s dt = \int_0^{t_0} p s dt.$$

Подставляя значение p из уравнения (309) и интегрируя, получим:

$$I_{и} = p_{д} s \int_0^{t_0} \frac{dt}{\left(1 + \frac{v_{д}}{L} t\right)^n};$$

$$I_{и} = p_{д} s \frac{L}{v_{д}} \int_1^{x_0} x^{-n} dx = -\frac{1}{n-1} \frac{L}{v_{д}} p_{д} s \left| x^{-(n-1)} \right|_1^{x_0};$$

$$I_{и} = \frac{1}{n-1} \frac{L}{v_{д}} p_{д} s \left[1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{v_{д}}{L} t_0\right)^{n-1}} \right]. \quad (350)$$

4. Определение удельного импульса среднего давления за стабильную фазу

Подставляя в интеграл

$$i = \int_{t_0}^t p dt = \int_0^t p dt$$

значение p из уравнения (318) и интегрируя от начала фазы до некоторого промежуточного момента, получим

$$i = \int_0^t \frac{p_0}{(1+Dt)^{\frac{2n}{n-1}}} dt = \frac{n-1}{n+1} \frac{p_0}{D} \left| (1+Dt)^{-\frac{n+1}{n-1}} \right|_0^t;$$

$$i = \frac{n-1}{n+1} \frac{p_0}{D} \left[1 - \frac{1}{(1+Dt)^{\frac{n+1}{n-1}}} \right]. \quad (351)$$

Для полного удельного импульса за стабильную фазу, пренебрегая по малости вторым членом в скобках, получим

$$i_s = \frac{n-1}{n+1} \frac{p_0}{D}. \quad (352)$$

5. Определение импульса отдачи за стабильную фазу

В соответствии с зависимостью (347) для определения импульса отдачи за стабильную фазу имеем

$$I = \int_0^t p_{\text{кн}} s dt. \quad (353)$$

Заменяя давление у дна канала $p_{\text{кн}}$ средним давлением в канале p , к промежуточному моменту рассматриваемой фазы получим

$$I = \zeta_d s i = \frac{n-1}{n+1} \zeta_d \frac{p_0 s}{D} \left[1 - \frac{1}{(1+Dt)^{\frac{n+1}{n-1}}} \right]$$

и соответственно за всю стабильную фазу

$$I_s = \frac{n-1}{n+1} \zeta_d \frac{p_0 s}{D}. \quad (354)$$

6. Приближенное определение импульса среднего давления за период последействия

Одной из важнейших практических задач, решаемых на основании исследования истечения порохового газа через дульное отверстие, является определение импульса отдачи за период последействия (импульса последействия) и дульного импульса. Для этого из рассмотренных выше решений имеем

$$I_{\text{п}} = I_s + I_{\text{к}} \quad (355)$$

или

$$I_{\text{п}} = I_s + I_{\text{п}}. \quad (355a)$$

Как видим, точный расчет импульса последействия требует применения большой совокупности формул. Для большинства практических задач эта сложность расчета является нежелательной и точность расчета излишней. По этой причине ниже излагается приближенный метод определения импульса среднего давления за период последействия, по которому далее определяются импульсы I_n и $I_{д.о.}$

Для подавляющего большинства артиллерийских и оружейных систем дульная скорость снаряда очень близка к скорости звука, отвечающей состоянию порохового газа в момент вылета снаряда из дульного отверстия. По этой причине переход от начальной фазы периода последействия к стабильной фазе совершается очень быстро и влияние этого переходного периода на общий импульс последействия незначительно. Вследствие этого для обычных практических расчетов можно принять, что стабильная фаза истечения начинается сразу после вылета снаряда из дула. Следует отметить, что при этом мы не пренебрегаем полностью колебательной или инерционной фазой, а лишь определяем импульс отдачи за эти фазы по зависимостям стабильной фазы, что существенно уменьшает неточность приближенного метода.

По указанному допущению имеем

$$p = \frac{p_d}{(1+Dt)^{\frac{2n}{n-1}}}; \quad (318a)$$

$$i = \frac{n-1}{n+1} \frac{p_d}{D} \left[1 - \frac{1}{(1+Dt)^{\frac{n+1}{n-1}}} \right]; \quad (351a)$$

$$D = \frac{n-1}{2} \frac{s}{W} \zeta_0 \sqrt{gk \frac{p_d}{\gamma_d}}, \quad (319a)$$

где p_d и γ_d — среднее давление и средний удельный вес газа в канале в момент вылета снаряда из дульного отверстия (дульный момент).

Дальнейшее упрощение практических расчетов можно получить при замене закона (318a) другой зависимостью, а именно

$$p = p_d e^{-at}. \quad (356)$$

Изменение давления во времени по зависимости (356) сравнительно мало отличается от изменения давления по уравнению (318a), но зависимость (356) значительно упрощает как вид формул, так и вычисления.

Параметр a показательного закона должен быть найден исходя из эквивалентности формул (318a) и (356) по импульсу давления за период последействия.

На основании формулы (356) имеем

$$i = \int_0^t p dt = \int_0^t p_d e^{-at} dt;$$

$$i = \frac{p_d}{a} (1 - e^{-at}) \quad (357)$$

или

$$i = \frac{p_d}{a} \left(1 - \frac{p}{p_d}\right). \quad (358)$$

За весь период последействия, полагая $p=1$, из формулы (358) имеем

$$i_T = \frac{p_d}{a} \left(1 - \frac{1}{p_d}\right). \quad (359)$$

Так как величина $\frac{1}{p_d}$ очень мала по сравнению с единицей, то можем принять

$$i_T = \frac{p_d}{a}. \quad (360)$$

Одновременно, исходя из формулы (318а), имеем

$$i_T = \frac{n-1}{n+1} \frac{p_d}{D}. \quad (352a)$$

Приравнивая правые части уравнений (352а) и (360), получаем

$$a = \frac{n+1}{n-1} D \quad (361)$$

или, после подстановки значения D из (319а), будем иметь

$$a = \frac{n+1}{2} \frac{s}{W} \zeta_0 c_d, \quad (362)$$

где

$$c_d = \sqrt{gk \frac{p_d}{\gamma_d}}. \quad (363)$$

7. Определение импульса последействия и дульного импульса

Исходя из принятых приближенных зависимостей для импульса среднего давления в канале оружия за период последействия, для определения значения импульса последействия в произвольно взятый момент времени имеем

$$I = \int_0^t p_{\text{кн}} s dt = \zeta_d s \int_0^t p dt;$$

$$I = \zeta_d s i. \quad (a)$$

Подставляя в уравнение (а) значение i из уравнений (351а) и (357), получаем

$$I = \frac{n-1}{n+1} \frac{\zeta_n s p_d}{D} \left[1 - \frac{1}{(1+Dt)^{\frac{n+1}{n-1}}} \right]; \quad (364)$$

$$I = \frac{\zeta_n s p_d}{a} (1 - e^{-at}). \quad (364a)$$

Для полного же импульса последействия будем иметь

$$I_{\Pi} = \zeta_d s i_{\tau}, \quad (365)$$

причем i_{τ} определяется по уравнению (352а) или (360).

Для дульного импульса в промежуточный момент аналогично получим

$$I = \zeta_0 s i, \quad (366)$$

причем i определяется по уравнению (351а) или (357).

Дульный импульс за весь период последействия определяется по зависимости

$$I_{д. о} = \zeta_0 s i_{\tau}. \quad (367)$$

8. Определение коэффициента влияния последействия

Применяя закон количества движения к откатным частям в период последействия, имеем

$$\frac{Q_0}{g} V_{\tau} - \frac{Q_0}{g} V_d = \frac{Q_0}{g} V_{\tau} - \frac{q + \frac{1}{2} \omega}{g} v_d = I_{\Pi},$$

откуда

$$V_{\tau} = \frac{q + \frac{1}{2} \omega + \frac{g I_{\Pi}}{v_d}}{Q_0} v_d$$

или

$$V_{\tau} = \frac{q + \beta \omega}{Q_0} v_d, \quad (368)$$

где

$$\beta = \frac{1}{2} + \frac{g I_{\Pi}}{\omega v_d}. \quad (369)$$

Подставляя значения I_{Π} и a , после преобразований получим

$$\beta = \frac{1}{2} + \frac{2}{n+1} \frac{\zeta_{д. о}}{k} \frac{c_d}{v_d}. \quad (369a)$$

9. Расчет движения откатных частей в период последействия

Подставляя в основное уравнение динамики для откатных частей

$$\frac{Q_0}{g} \frac{dV}{dt} = p_{\text{кн}} S$$

значение

$$p_{\text{кн}} = \zeta_d p = \zeta_d p_d e^{-at}$$

и интегрируя в пределах от дульного момента до произвольного момента периода последействия, получим

$$V = V_d + \frac{A}{a} (1 - e^{-at}), \quad (370)$$

где

$$A = \frac{g \zeta_d p_d S}{Q_0}.$$

Подставляя в уравнение (370) $V = \frac{dX}{dt}$ и интегрируя, получим выражение для пути откатных частей в период последействия

$$X = X_d + \left(V_d + \frac{A}{a} \right) t - \frac{A}{a^2} (1 - e^{-at}). \quad (370a)$$

§ 18. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПОЛИТРОПИЧЕСКОГО РАСШИРЕНИЯ ГАЗА В КАНАЛЕ ОРУЖИЯ В ПЕРИОД ПОСЛЕДЕЙСТВИЯ

1. Предварительные замечания

В предыдущих выводах было принято, причем без какого-либо доказательства, что процесс изменения состояния газа в канале оружия в период последействия является политропическим с постоянным показателем n . Учитывая, что рассматриваемый процесс расширения газа в канале оружия протекает при переменном количестве газа, вопрос о значении показателя политропы подлежит особому исследованию.

Необходимо отметить, что в имеющейся литературе рассматривается только задача об определении показателя политропы по индикаторной диаграмме, полученной опытным путем. Задача определения показателя политропы расчетным путем на основании общих термодинамических зависимостей, насколько известно, до сих пор никем не рассматривалась. Ниже делается попытка решения указанной задачи применительно к процессу, протекающему в канале оружия в период последействия.

2. Уравнение изменения состояния газа в канале оружия в период последействия

Ранее, в § 15, было получено

$$\frac{dp}{d\gamma} = (k-1) \left[\Pi_k + \frac{E \frac{dQ_\tau}{dt}}{G_k} \right].$$

Так как

$$E \frac{dQ_\tau}{dt} = \frac{E\alpha_0}{R} F \left(1 - \frac{T_c}{T} \right) p,$$

то

$$\frac{dp}{d\gamma} = (k-1) \Pi_k \left[1 + \frac{E \frac{\alpha_0}{R} F \left(1 - \frac{T_c}{T} \right) p}{\Pi_k G_k} \right]. \quad (a)$$

Имея в виду, что

$$\Pi_k = k u = \frac{k}{k-1} \frac{p}{\gamma} = \frac{k}{k-1} RT;$$

$$\frac{p_{л.о}}{\gamma_{л.о}} = RT;$$

$$G_k = s \gamma_{л.о} \cdot c_{л.о} = s \frac{p_{л.о}}{RT} \sqrt{gkRT};$$

$$p_{л.о} = \zeta_0 p,$$

то после подстановки этих соотношений в уравнение (a) получим

$$\frac{dp}{d\gamma} = k \left[1 + \frac{E\alpha_0 F \left(1 - \frac{T_c}{T} \right)}{\frac{k}{k-1} R s \zeta_0 \sqrt{gkRT}} \right] \frac{p}{\gamma}$$

или

$$\frac{dp}{d\gamma} = \left[k + (k-1) \frac{E\alpha_0 F \left(1 - \frac{T_c}{T} \right)}{\zeta_0 s R \sqrt{gkRT}} \right] \frac{p}{\gamma}. \quad (371)$$

Сопоставляя уравнение (371) с дифференциальным уравнением политропы для постоянного количества газа

$$\frac{dp}{d\gamma} = n \frac{p}{\gamma},$$

устанавливаем, что показатель политропического расширения газа в канале оружия в период последствий должен определяться по зависимости

$$n = k + (k - 1) \frac{E\alpha_0 F \left(1 - \frac{T_c}{T}\right)}{\zeta_0 s R \sqrt{gkRT}}. \quad (372)$$

Так как температура газа T в процессе расширения остатка газа изменяется, то, следовательно, показатель политропы является переменной величиной.

3. Приближенное определение показателя политропы

Расчет изменения состояния газа в канале оружия в период последствий по уравнению (371), т. е. с учетом переменности показателя политропы, для практических целей крайне неудобен. Чтобы избежать этих неудобств, найдем приближенную зависимость для среднего значения показателя политропы.

Умножим и разделим второй член правой части уравнения (372) на $\sqrt{T_c}$. После некоторых преобразований получим

$$n = k + (k - 1) \frac{E\alpha_0 F \left(1 - \frac{T_c}{T}\right) \sqrt{\frac{T_c}{T}}}{\zeta_0 s R \sqrt{gkRT_c}}$$

или

$$n = k + (k - 1) \frac{E\alpha_0 F k_\tau}{\zeta_0 s R \sqrt{gkRT_c}}, \quad (373)$$

где

$$k_\tau = \left(1 - \frac{T_c}{T}\right) \sqrt{\frac{T_c}{T}}. \quad (78a)$$

Принимая среднее постоянное значение $k_\tau = \frac{1}{3}$, будем иметь предельные отклонения от среднего значения k_τ в пределах 15—25%. Так как второе слагаемое правой части уравнения (373) может составить 10—20% значения n , то возможные колебания в значении k_τ очень слабо отразятся на изменениях величины n . Таким образом приходим к выводу, что принятие показателя политропы расширения газа в канале оружия в период последствий постоянной величиной вполне возможно.

4. Основные факторы, влияющие на величину показателя политропы

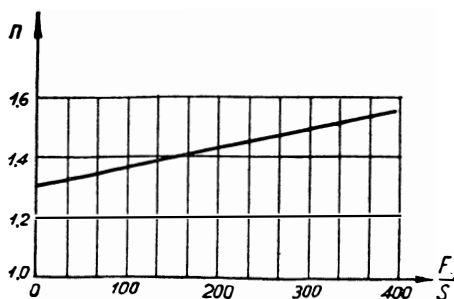
Как видно из уравнения (373), наиболее сильно на величину n может влиять поверхность канала оружия F и площадь поперечного сечения канала s . Все другие величины, входящие

в уравнении (373), слабо сказываются на значениях n и для различных систем они будут почти одинаковы. Нетрудно заметить, что отношение $\frac{F}{s}$ будет иметь для оружейных систем значи-

тельно большие значения, чем для артиллерийских систем. Следовательно, показатель политропы для оружейных систем будет соответственно иметь более высокие значения. Зависимость n от $\frac{F}{s}$ (фиг. 64) не является строго прямолинейной,

так как с изменением n будет изменяться ζ_0 . Последняя величина является функцией A_0 и, следовательно, по уравнению (334), функцией n . Однако влияние ζ_0 значительно меньше влияния $\frac{F}{s}$ и

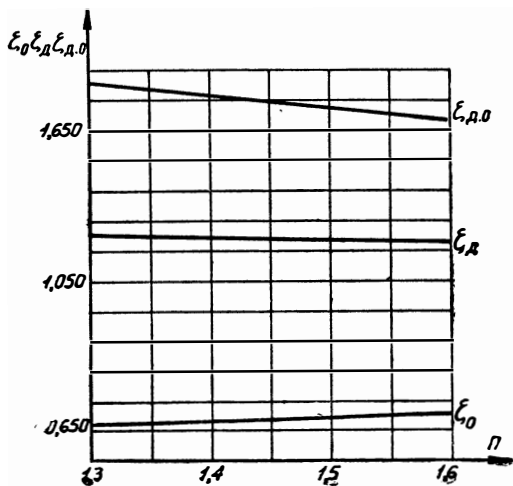
поэтому отступление от прямолинейного закона почти незаметно.



Фиг. 64. Зависимость показателя политропы от относительной поверхности охлаждения.

5. Влияние показателя политропы на распределение давлений

Изменение отношений давлений $\zeta_{д.о.}$, ζ_0 и $\zeta_{д.д.}$ с изменением n показано в виде графиков на фиг. 65. Как видно из графика, влияние показателя политропы на распределение



Фиг. 65. Зависимость относительных давлений от показателя политропы.

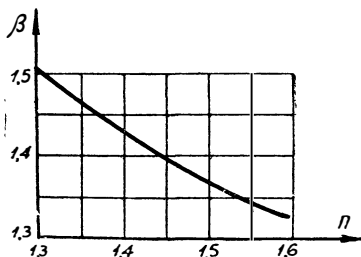
давлений, особенно на соотношение давлений $\zeta_{д.о} = \frac{P_{кн}}{P_{д.о}}$, вполне заметное и учет этого влияния является целесообразным.

6. Зависимость коэффициента влияния последействия от показателя политропы

Изменение величины коэффициента влияния последействия в зависимости от изменения показателя n политропы приведено

Таблица 23

Значения $\beta = f(n)$	
n	β
1,3	1,504
1,4	1,445
1,5	1,389
1,6	1,337



Фиг. 66. Зависимость коэффициента влияния последействия от показателя политропы.

в табл. 23 и изображено на фиг. 66. Приведенная таблица вычислялась по формуле

$$\beta = \frac{1}{2} + \frac{2}{n+1} \zeta_{д.о} \frac{c_d}{k v_d}$$

при условном значении

$$\frac{c_d}{v_d} = 1.$$

Как видно из таблицы и графика, зависимость от показателя политропы вполне ощутима и подлежит учету при решении практических задач.

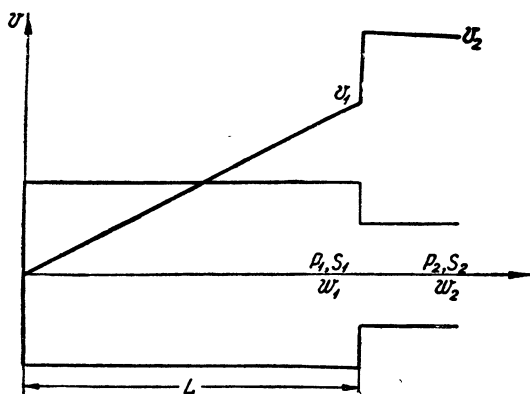
Глава IV

ТЕЧЕНИЕ ГАЗА В ПОЛУЗАКРЫТОМ ЗАПОРШНЕВОМ ПРОСТРАНСТВЕ

§ 19. ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗА ИЗ СОСУДА ОГРАНИЧЕННОЙ ЕМКОСТИ ЧЕРЕЗ БОЛЬШОЕ ОТВЕРСТИЕ

1. Определение скорости газа в большом отверстии

Зависимости, полученные для случая истечения газа через малое отверстие, неприменимы не только для истечения порохового газа через дульное отверстие, когда сечение отверстия равно



Фиг. 67. Распределение скоростей газа в сосуде при истечении газа через большое отверстие.

сечению сосуда, но они также неприменимы и в тех случаях, когда площадь сечения отверстия вполне соизмерима с площадью поперечного сечения сосуда (фиг. 67), так как в этом случае скорость газа в сосуде перед входом в отверстие не будет пренебрежимо мала по сравнению со скоростью в отверстии. Такой случай истечения газа будем называть истечением газа из сосуда через большое отверстие, для которого необходимо искать особое решение.

Рассмотрим решение указанной задачи для случая, когда соотношение давлений в сосуде и во внешней среде обеспечивает критическое истечение. Под критическим истечением будем понимать здесь такое истечение, при котором скорость газа в выходном отверстии равна местной скорости звука.

Для решения поставленной задачи имеем следующую систему уравнений:

$$\frac{v_1 s_1}{w_1} = \frac{v_2 s_2}{w_2}; \quad (a)$$

$$v_2 = \sqrt{gk p_2 w_2}; \quad (b)$$

$$v_2 = \sqrt{v_1^2 + \frac{2gk}{k-1} p_1 w_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}, \quad (c)$$

где p_2 , w_2 , v_2 — давление, удельный объем и скорость в выходном сечении s_2 ;

p_1 , w_1 , v_1 — давление, удельный объем и скорость в сечении сосуда s_1 перед выходным отверстием.

Из уравнения (c) имеем

$$\frac{v_1^2}{v_2^2} = 1 - \frac{2gk}{k-1} \frac{p_1 w_1}{v_2^2} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (d)$$

Подставив в правую часть уравнения (d) значение v_2 из (b), после термодинамических преобразований получим

$$\frac{v_1}{v_2} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} - \frac{2}{k-1} \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}}}. \quad (374)$$

Из уравнения неразрывности (a) получаем

$$\frac{s_2}{s_1} = \frac{w_2}{w_1} \frac{v_1}{v_2}. \quad (e)$$

Заменяя $\frac{v_1}{v_2}$ его значением из уравнения (374) и $\frac{w_2}{w_1}$ по уравнению адиабаты, будем иметь

$$\frac{s_2}{s_1} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}} \sqrt{\frac{k+1}{k-1} - \frac{2}{k-1} \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}}}$$

или

$$\begin{aligned} \epsilon &= \frac{\sqrt{\frac{k+1}{k-1} - \frac{2}{k-1} \frac{1}{x_0^k}}}{\frac{1}{x_0^k}} = \\ &= \sqrt{\frac{2}{k-1} \frac{\sqrt{\frac{k+1}{2} x_0^{\frac{k-1}{k}} - 1}}{x_0^{\frac{k+1}{2k}}}}, \end{aligned} \quad (375)$$

где $\epsilon = \frac{s_2}{s_1}$ — степень сужения потока;

$x_0 = \frac{p_2}{p_1}$ — степень понижения давления.

Уравнение (375) позволяет определить степень понижения давления x_0 по известной степени сужения потока ϵ , и наоборот. Для удобства вычислений в табл. 24 приведены значения $\epsilon = f_1(x_0)$, а в табл. 25 $x_0 = f_2(\epsilon)$.

Таблица 24

Значения $\epsilon = f(x_0)$

x_0	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
0,5	—	—	—	—	—	0,138	0,334	0,425	0,494	0,552
0,6	0,603	0,647	0,686	0,720	0,749	0,773	0,795	0,815	0,832	0,848
0,7	0,863	0,876	0,888	0,899	0,909	0,918	0,926	0,934	0,941	0,947
0,8	0,953	0,959	0,964	0,969	0,973	0,977	0,980	0,983	0,986	0,989
0,9	0,991	0,993	0,995	0,997	0,998	0,999	1,000	1,000	1,000	1,000

Таблица 25

Значения $x_0 = f(\epsilon)$

ϵ	0	0,02	0,04	0,06	0,08
0,1	—	—	0,550	0,551	0,552
0,2	0,552	0,553	0,554	0,555	0,556
0,3	0,558	0,559	0,561	0,563	0,565
0,4	0,567	0,570	0,572	0,575	0,577
0,5	0,580	0,583	0,587	0,590	0,594
0,6	0,599	0,603	0,608	0,614	0,619
0,7	0,625	0,632	0,639	0,646	0,654
0,8	0,664	0,674	0,686	0,700	0,713
0,9	0,730	0,751	0,777	0,810	0,863

Для определения скорости газа в выходном отверстии имеем

$$v_2 = \sqrt{gkp_2 w_2} = \sqrt{gkp_1 w_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}}$$

или

$$v_2 = c_1 \chi_0^{\frac{k-1}{2k}}, \quad (376)$$

где $c_1 = \sqrt{gkp_1 w_1}$ — скорость звука в сечении сосуда перед выходным отверстием.

Для скорости газа в сосуде перед выходным отверстием из уравнения (e) будем иметь

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{w_1}{w_2} \frac{s_2}{s_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}} \frac{s_2}{s_1}$$

или

$$\frac{v_1}{v_2} = \epsilon \chi_0^{\frac{1}{k}}. \quad (377)$$

Подставляя в уравнение (377) значение v_2 из уравнения (376), получаем

$$v_1 = c_1 \epsilon \chi_0^{\frac{k+1}{2k}}. \quad (378)$$

2. Изменение среднего давления в сосуде во времени

Как и в предыдущих решениях, в качестве исходного положения примем гипотезу пропорционального расширения, из которой вытекает прямолинейное распределение скоростей по длине сосуда, постоянное соотношение давлений и плотностей и равенство температур в различных поперечных сечениях сосуда.

Из третьего следствия гипотезы имеем

$$\frac{p_1}{\gamma_1} = \frac{p}{\gamma};$$

$$\zeta_1 = \frac{\gamma_1}{\gamma} = \frac{p_1}{p},$$

где p и γ — среднее давление и средний удельный вес газа в сосуде.

Подставляя в уравнение (315a) значение секундного расхода

$$G_k = \mu_2 s_2 \gamma_2 v_2,$$

получим

$$\frac{dp}{dt} = -n \frac{\mu_2 S_2}{W} p v_2 \frac{\gamma_2}{\gamma} \frac{\gamma_1}{\gamma_1} = -n \frac{\mu_2 S_2}{W} p v_2 x_0^{\frac{1}{k}} \frac{1}{\gamma_1}, \quad (a)$$

где W —объем сосуда;

μ_2 —коэффициент расхода для выходного отверстия сосуда.

n —показатель политропического расширения газа в сосуде.

Заменяя v_2 его значением из уравнения (376) и имея в виду, что

$$c_1 = \sqrt{gk \frac{p_1}{\gamma_1}} = \sqrt{gk \frac{p}{\gamma}} = \sqrt{gk \frac{p_0^n}{\gamma_0} p^{\frac{n-1}{2n}}}, \quad (379)$$

будем иметь

$$\frac{dp}{dt} = -n \zeta_1 \frac{\mu_2 S_2}{W} x_0^{\frac{k+1}{2k}} p \sqrt{gk \frac{p}{\gamma}}$$

или

$$\frac{dp}{dt} = -n \zeta_1 \frac{\mu_2 S_2}{W} x_0^{\frac{k+1}{2k}} \sqrt{gk \frac{p_0^n}{\gamma_0} p^{\frac{3n-1}{2n}}}, \quad (380)$$

где p_0 и γ_0 —среднее давление и средний удельный вес газа в сосуде в начале истечения.

Интегрируя уравнение (380) в пределах от начала процесса до некоторого промежуточного момента, получаем

$$p = \frac{p_0}{(1 + D_1 t)^{\frac{2n}{n-1}}}, \quad (381)$$

где

$$D_1 = \frac{n-1}{2} \frac{\mu_2 S_2}{W} \zeta_1 \sqrt{gk \frac{p_0}{\gamma_0}}. \quad (382)$$

3. Уравнения распределения скоростей и ускорений по длине сосуда

Располагая начало координат у задней стенки сосуда из уравнения (204) при $x=0$ и при $x=L$, будем иметь

$$f(t) = 0;$$

$$K = \frac{v_1}{L} = \frac{\varepsilon x_0^{\frac{k+1}{2k}}}{L} c_1. \quad (383)$$

и, следовательно,

$$v_x = \frac{\varepsilon x_0^{\frac{k+1}{2k}}}{L} c_1 x, \quad (384)$$

где L — длина сосуда;

x — координата слоя газа в сосуде, имеющего скорость v_x .

Дифференцируя уравнение (383) по времени, получим

$$\frac{dK}{dt} = \frac{\varepsilon x_0^{\frac{k+1}{2k}}}{L} \frac{dc_1}{dt}, \quad (385)$$

Подставляя в уравнение (206) значения $\frac{dK}{dt}$ и K из уравнений (385) и (383), имеем

$$K_0 = \frac{\varepsilon x_0^{\frac{k+1}{2k}}}{L} \left(\frac{\varepsilon x_0^{\frac{k+1}{2k}}}{L} c_1^2 + \frac{dc_1}{dt} \right). \quad (386)$$

Из уравнения (205) после замены K_0 , K и $f(t)$ их значениями получаем

$$\frac{dv_x}{dt} = \varepsilon x_0^{\frac{k+1}{2k}} \left(\frac{\varepsilon x_0^{\frac{k+1}{2k}}}{L} c_1^2 + \frac{dc_1}{dt} \right) \frac{x}{L}. \quad (387)$$

Дифференцируя уравнение (379) по времени и подставляя в полученное выражение значение $\frac{dp}{dt}$ из уравнения (380), будем иметь

$$\frac{dc_1}{dt} = -\frac{n-1}{2} \zeta_1^{\mu_2 s_2} \frac{x_0^{\frac{k+1}{2k}}}{W} c_1^2. \quad (388)$$

После замены $\frac{dc_1}{dt}$ в уравнении (387) его значением из уравнения (388) и имея в виду, что $W = s_1 L = \frac{L s_2}{\varepsilon}$, получим

$$\frac{dv_x}{dt} = \varepsilon^2 x_0^{\frac{k+1}{k}} \left(1 - \frac{n-1}{2} \zeta_1^{\mu_2} \right) \frac{c_1^2}{L^2} x. \quad (389)$$

4. Уравнение распределения давлений по длине сосуда

Подставляя в уравнение движения элемента потока значение $\frac{dv_x}{dt}$ и имея в виду, что

$$\gamma_x = p_x \frac{\gamma}{p};$$

$$c_1 = \sqrt{gk \frac{p_1}{\gamma_1}} = \sqrt{gk \frac{p}{\gamma}},$$

получим

$$\frac{1}{p_x} \frac{\partial p_x}{\partial x} = -k\varepsilon^2 x_0^{\frac{k+1}{k}} \left(1 - \frac{n-1}{2} \zeta_1 \mu_2\right) \frac{x}{L^2}. \quad (390)$$

Интегрируя уравнение (390) по x , будем иметь

$$\ln p_x = -A_1 z^2 + f(t), \quad (391)$$

где $f(t)$ — произвольная функция интегрирования;

$$A_1 = \frac{k}{2} \varepsilon^2 x_0^{\frac{k+1}{k}} \left(1 - \frac{n-1}{2} \zeta_1 \mu_2\right); \quad (392)$$

$$z = \frac{x}{L}.$$

При $z=0$ $f(t) = \ln p_{\text{кн}}$ и, следовательно,

$$\frac{p_x}{p_{\text{кн}}} = e^{-A_1 z^2}. \quad (393)$$

Таким образом относительные давления в различных сечениях сосуда определяются так же, как в случаях течения газа в канале оружия в пиродинамические периоды и в период последствия.

§ 20. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЙ В ПОЛУЗАКРЫТОМ ЗАСНАРЯДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

1. Уравнение распределения скоростей по длине полузакрытого заснарядного пространства

Рассмотрим полузакрытый баллистический двигатель, изображенный на фиг. 68, принимая попрежнему в основу решения гипотезу пропорционального расширения.

Расположим начало координат у дна канала. При $x=0$ $v_z = -v_{\text{кн}}$ и, следовательно, из уравнения (204) имеем

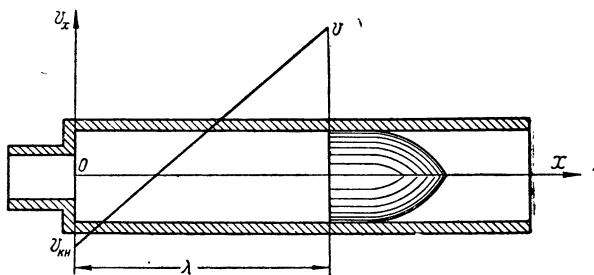
$$f(t) = -v_{\text{кн}}. \quad (394)$$

Принимая $x = \lambda$, из уравнения (204) получаем

$$v = K\lambda - v_{\text{кн}}$$

откуда

$$K = \frac{v + v_{\text{кн}}}{\lambda} = \frac{v_{\text{кн}}}{\lambda} \left(1 + \frac{v}{v_{\text{кн}}} \right), \quad (395)$$



Фиг. 68. Распределение скоростей газа в заснарядном пространстве при наличии донного отверстия.

и, следовательно,

$$v_x = Kx - v_{\text{кн}} \quad (396)$$

или

$$v_x = v_{\text{кн}} \left(1 + \frac{v}{v_{\text{кн}}} \right) \frac{x}{\lambda} - v_{\text{кн}}, \quad (396a)$$

где λ — длина полузакрытого заснарядного пространства;

x — координата слоя газа в заснарядном пространстве, имеющего скорость v_x ;

$v_{\text{кн}}$ — скорость газа у дна канала;

v — скорость снаряда.

2. Уравнение распределения ускорений

Из уравнения (205), принимая $x = \lambda$ и учитывая уравнения (394) и (395), имеем

$$\frac{dv}{dt} = K_0\lambda - Kv_{\text{кн}} - \frac{dv_{\text{кн}}}{dt}.$$

Как видно из уравнения (378), $v_{\text{кн}}$ пропорционально \sqrt{T} . Учитывая медленное изменение во времени температуры газа в канале оружия в пиродинамические периоды, по сравнению с изменением других параметров газа, можно в дальнейшем производную $\frac{dv_{\text{кн}}}{dt}$ для указанных периодов принять равной нулю. Тогда получаем

$$K_0 = \frac{1}{\lambda} \frac{dv}{dt} + \frac{v_{\text{кн}}^2}{\lambda^2} \left(1 + \frac{v}{v_{\text{кн}}} \right)$$

или, используя уравнение движения снаряда, получим

$$K_0 = \frac{1}{\lambda} \frac{gs}{\varphi_1 q} p_{сн} + \frac{v_{кн}^2}{\lambda^2} \left(1 + \frac{v}{v_{кн}}\right). \quad (397)$$

Следовательно, для определения ускорения элемента потока будем иметь

$$\frac{dv_x}{dt} = K_0 x - K v_{кн} \quad (398)$$

или

$$\frac{dv_x}{dt} = \left[\frac{1}{\lambda} \frac{gs}{\varphi_1 q} p_{сн} + \frac{v_{кн}^2}{\lambda^2} \left(1 + \frac{v}{v_{кн}}\right) \right] x - \frac{v_{кн}^2}{\lambda} \left(1 + \frac{v}{v_{кн}}\right). \quad (398a)$$

3. Уравнение распределения давлений по длине заснарядного пространства

Подставляя в уравнение движения элемента потока газа и горящих зерен выражение $\frac{dv_x}{dt}$ из уравнения (398), имеем

$$\frac{\partial p_x}{\partial x} = -\frac{\delta_{0x}}{g} (K_0 x - K v_{кн}). \quad (399)$$

В дальнейшем будем исходить из условия $\frac{\partial \delta_{0x}}{\partial x} = 0$; а поэтому заменим δ_{0x} на δ_0 .

Интегрируя уравнение (399) по независимой переменной x , получим

$$p_x = -\frac{1}{2} \frac{\delta_0}{g} K_0 x^2 + \frac{\delta_0}{g} K v_{кн} x + f(t), \quad (400)$$

где $f(t)$ — произвольная функция интегрирования.

Для определения функции $f(t)$ полагаем $x = \lambda$. Тогда по уравнению (400) получаем

$$p_x = -\frac{1}{2} \frac{\delta_0}{g} K_0 \lambda^2 + \frac{\delta_0}{g} K v_{кн} \lambda + f(t) = p_{сн},$$

откуда

$$f(t) = p_{сн} - \frac{\delta_0}{g} K v_{кн} \lambda + \frac{1}{2} \frac{\delta_0}{g} K_0 \lambda^2. \quad (401)$$

Подставляя значение $f(t)$ в уравнение (400), будем иметь

$$p_x = p_{сн} + \frac{1}{2} \frac{\delta_0}{g} K_0 \lambda^2 \left(1 - \frac{x^2}{\lambda^2}\right) - \frac{\delta_0}{g} K v_{кн} \lambda \left(1 - \frac{x}{\lambda}\right). \quad (402)$$

Заменяя в уравнении (402) функции K и K_0 их значениями из уравнений (395) и (397), после ряда преобразований получим

$$p_x = p_{\text{сн}} \left[1 + \frac{j}{2\varphi_1 q} (1 - z^2) \right] - \frac{\delta_0 v_{\text{кн}}^2}{2g} \left(1 + \frac{v}{v_{\text{кн}}} \right) (1 - z)^2, \quad (403)$$

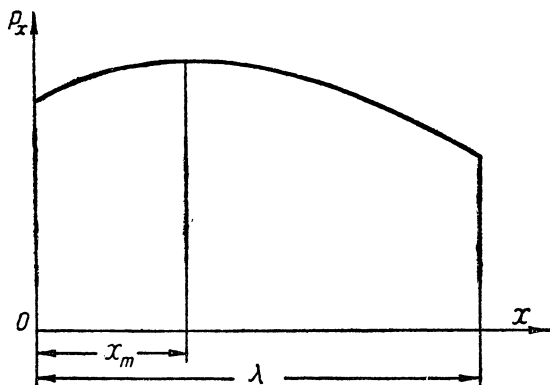
где $j = \delta_0 s \lambda$ — вес газа и горящих зерен в заснарядном пространстве;

$z = \frac{x}{\lambda}$ — относительная координата.

Принимая $x = 0$, из уравнения (403) имеем

$$p_{\text{кн}} = p_{\text{сн}} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{j}{\varphi_1 q} \right) - \frac{\delta_0 v_{\text{кн}}^2}{2g} \left(1 + \frac{v}{v_{\text{кн}}} \right). \quad (404)$$

Для определения максимального давления в канале в данный момент времени необходимо предварительно найти координату



Фиг. 69. Кривая $p_x = f(x)$ для заснарядного пространства с донным отверстием.

нату слоя, имеющего скорость, равную нулю (фиг. 69). Полагая в уравнении (396а) $v_z = 0$, получаем

$$\frac{v_{\text{кн}} + v}{\lambda} x_m - v_{\text{кн}} = 0,$$

откуда

$$x_m = \frac{v_{\text{кн}}}{v_{\text{кн}} + v} \lambda. \quad (405)$$

Скорость газа у дна канала $v_{\text{кн}}$ определяется из зависимости (378) по известному сечению донного отверстия.

Глава V

ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗА ИЗ СОСУДА ЧЕРЕЗ ДВА БОЛЬШИХ ОТВЕРСТИЯ

§ 21. ИЗМЕНЕНИЕ СРЕДНЕГО ДАВЛЕНИЯ В КАНАЛЕ ОРУЖИЯ С ДОННЫМ ОТВЕРСТИЕМ В ПЕРИОД ПОСЛЕДЕЙСТВИЯ

В рассматриваемом случае для секундного расхода газа из канала оружия будем иметь

$$G_k = S\gamma_{д.о}c_{д.о} + S\gamma_{кн}v_{кн}. \quad (a)$$

Имея в виду, что

$$v_{кн} = \epsilon x_0^{\frac{k+1}{2k}} c_{кн} = \epsilon x_0^{\frac{k+1}{2k}} c_{д.о},$$

и, вводя обозначения,

$$\zeta_1 = \frac{\gamma_{кн}}{\gamma} = \frac{p_{кн}}{p};$$

$$\zeta_2 = \frac{\gamma_{д.о}}{\gamma} = \frac{p_{д.о}}{p},$$

получим

$$G_k = \zeta_3 S \gamma c_{д.о},$$

где

$$\zeta_3 = \zeta_2 + \zeta_1 \epsilon x_0^{\frac{k+1}{2k}}. \quad (406)$$

Подставляя значение G_k в уравнение (315а), имеем

$$\frac{dp}{dt} = -n \frac{S}{W} \zeta_3 p c_{д.о}. \quad (316a)$$

Таким образом выражением для $\frac{dp}{dt}$, полученное для случая канала с донным отверстием, отличается от соответствующего выражения для канала без донного отверстия [уравнение (316)] только тем, что вместо относительного давления $\zeta_0 = \frac{p_{д.о}}{p}$ входит

вспомогательный коэффициент ζ_3 , определяемый уравнением (406). Так как $c_{д.о.}$, входящее в уравнение (316а), определяется по той же зависимости, что и в уравнении (316), то, следовательно, конечная зависимость для $p=f(t)$ в рассматриваемом случае выразится уравнением (318а), а коэффициент D определится формулой

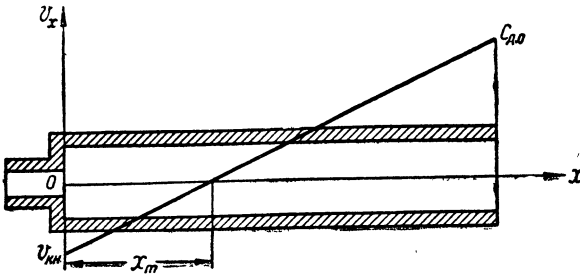
$$D = \frac{n-1}{2} \frac{s}{w} \zeta_3 \sqrt{gk \frac{p_{д.}}{\gamma_{д.}}} \quad (319b)$$

§ 22. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЙ В КАНАЛЕ ОРУЖИЯ С ДОННЫМ ОТВЕРСТИЕМ В ПЕРИОД ПОСЛЕДЕЙСТВИЯ

Из уравнения (204) при $x=0$ и $x=L$ имеем (фиг. 70)

$$f(t) = -v_{кн}; \quad (394)$$

$$c_{д.о.} = KL - v_{кн},$$



Фиг. 70. Распределение скоростей газа по длине канала в период последствия при наличии донного отверстия.

откуда

$$v_x = Kx - v_{кн}; \quad (396)$$

$$K = \frac{v_{кн} + c_{д.о.}}{L} = \frac{c_{д.о.}}{L} \left(1 + \frac{v_{кн}}{c_{д.о.}} \right), \quad (395a)$$

где

$$c_{д.о.} = \sqrt{gk \frac{p_{д.о.}}{\gamma_{д.о.}}};$$

$$v_{кн} = \epsilon \chi_0^{\frac{k+1}{2k}} \quad c_{кн} = \epsilon \chi_0^{\frac{k+1}{2k}} \sqrt{gk \frac{p_{кн}}{\gamma_{кн}}}.$$

Учитывая, что по гипотезе пропорционального расширения

$$\frac{p_{д.о}}{\gamma_{д.о}} = \frac{p_{кн}}{\gamma_{кн}},$$

будем иметь

$$v_{кн} = \varepsilon x_0^{\frac{k+1}{2k}} c_{д.о} \quad (378a)$$

и, следовательно,

$$K = \left(1 + \varepsilon x_0^{\frac{k+1}{2k}}\right) \frac{c_{д.о}}{L}; \quad (407)$$

$$v_x = \left(1 + \varepsilon x_0^{\frac{k+1}{2k}}\right) c_{д.о} \frac{x}{L} - \varepsilon x_0^{\frac{k+1}{2k}} c_{д.о}. \quad (408)$$

Из уравнения (408), полагая $v_x = 0$, получим выражение для координаты неподвижного слоя газа в канале оружия

$$\frac{x_m}{L} = \frac{\varepsilon x_0^{\frac{k+1}{2k}}}{1 + \varepsilon x_0^{\frac{k+1}{2k}}}. \quad (409)$$

Так как при заданной степени сужения потока в донном отверстии ε величина x_0 имеет постоянное значение, то, следовательно, слой с координатой x_m разделяет объем канала оружия на две неизменные части. Для части канала, примыкающей к донному отверстию, распределение давлений по длине находится по зависимостям, установленным для случая истечения газа из сосуда ограниченной емкости через большое отверстие, т. е. по уравнениям (392), (393) и таблицам для ζ_c и ζ_k . Для части канала, примыкающей к дульному отверстию, распределение давлений определяется по зависимостям, установленным для истечения газа из канала оружия через дульное отверстие при отсутствии донного отверстия, т. е. по уравнениям (333), (334) и соответствующим таблицам.

При использовании вышеуказанных зависимостей для определения распределения давлений по длине канала необходимо в уравнении (393) заменить $p_{кн}$ на $p_{км}$, т. е.

$$\frac{p_x}{p_{км}} = e^{-A_1 z^2}, \quad (393a)$$

где $p_{км}$ — максимальное давление в канале ствола в данный момент времени.

Помимо этого необходимо иметь в виду, что при определении ζ_0 и ζ_d для указанных частей канала они представляют собой отношение следующих давлений:

а) для части, примыкающей к донному отверстию

$$\zeta_0'' = \frac{p_{\text{кн}}}{p''};$$

$$\zeta_{\text{д}}'' = \frac{p_{\text{к т}}}{p''};$$

б) для части, примыкающей к дульному отверстию,

$$\zeta_0' = \frac{p_{\text{д.о}}}{p'};$$

$$\zeta_{\text{д}}' = \frac{p_{\text{к т}}}{p'},$$

где p' — среднее давление в части канала, примыкающей к дульному отверстию;

p'' — среднее давление в части канала, примыкающей к донному отверстию.

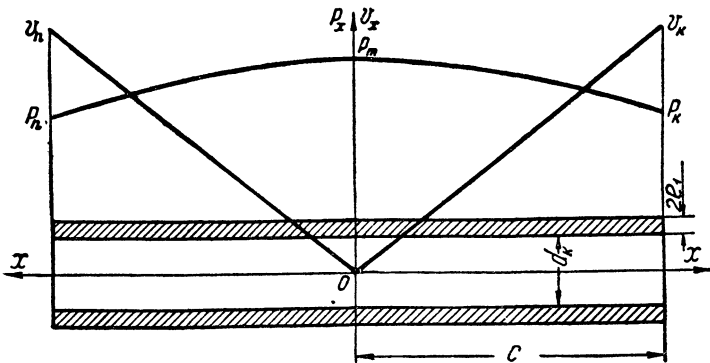
Глава VI

О ТЕЧЕНИИ ГАЗА У ПОВЕРХНОСТИ ГОРЕНИЯ ПОРОХОВОГО ЗЕРНА

§ 23. ТЕЧЕНИЕ ГАЗА В КАНАЛЕ ПОРОХОВОГО ЗЕРНА

1. Предварительные замечания

В теории горения пороховых зарядов существенное значение имеет вопрос о перемещении порохового газа в каналах пороховых зерен и особенно вопрос о давлении внутри этих каналов (фиг. 71 и 72). При решении этой задачи будем исходить из тех



Фиг. 71. Распределение давлений и скоростей газа по длине канала порохового зерна.

же допущений, которые принимались выше для случая движения продуктов горения в заснарядном пространстве:

1) скорости газа распределяются вдоль канала зерна по прямолинейному закону

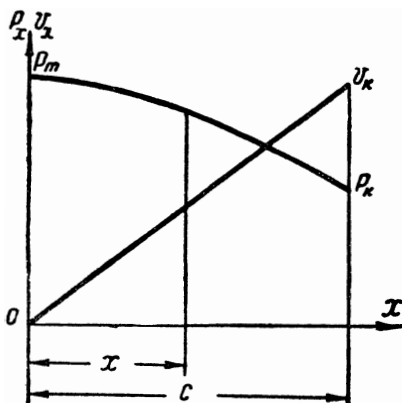
$$v_x = \frac{v_k}{c} x,$$

где $2c$ — длина порохового зерна;

x — координата слоя газа в канале зерна, имеющего скорость v_x (за начало координат принята середина канала зерна);

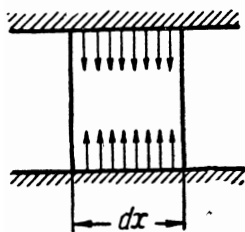
$v_k = v_n$ — скорость газа в выходных отверстиях канала порохового зерна;

2) температура газа одинакова во всех сечениях канала зерна (в данный момент времени).



Фиг. 72. Графики $p_x = f(x)$ и $v_x = f(x)$ для половины зерна.

Кроме того, предположим, что отношение среднего давления в канале порохового зерна к среднему давлению в заснарядном пространстве не превышает критического значения и что, следовательно, давление в выходном сечении канала зерна равно давлению в заснарядном пространстве.



Фиг. 73. К выводу уравнения (413).

2. Уравнение распределения давлений в канале зерна

Выделим внутри канала зерна элементарный участок и определим количество порохового газа, поступающего за время dt с элементарной кольцевой поверхности этого участка (фиг. 73).

Объем пороха, сгоревшего с элементарной поверхности за время dt , будет равен произведению этой поверхности на толщину слоя пороха, сгоревшего за время dt

$$dF de_x = \pi d_k dx de_x,$$

или, учитывая, что $de_x = A p_x dt$,

$$dF de_x = A p_x \pi d_k dx dt,$$

где d_k — диаметр канала порохового зерна;

de_x — элемент толщины сгоревшего слоя пороха в канале зерна;

dF — элемент поверхности канала зерна;

dx — ширина элементарной кольцевой поверхности канала зерна;

p_x — давление порохового газа в некотором сечении канала зерна;

A — скорость горения пороха при давлении, равном единице.

Масса порохового газа, образовавшегося за то же время, будет

$$\Delta m = \frac{A \delta p_x \pi d_k dx dt}{g}, \quad (a)$$

где δ — удельный вес пороха.

Так как пороховой газ, поступающий с боковой поверхности канала, не имеет в момент вступления в поток продольной скорости, то, следовательно, продольная скорость, получаемая этим газом, возникает только в результате разности давлений на границах рассматриваемого участка канала зерна.

Количество движения, приобретенное указанной массой газа за время dt , будет

$$\Delta I_1 = \Delta m v_x = \frac{A \delta p_x v_x \pi d_k}{g} dx dt. \quad (b)$$

За то же время в пределы выделенного участка канала поступит слева масса газа, равная

$$\frac{s_k \gamma_x v_x dt}{g} = \frac{\pi d_k^2 \gamma_x v_x dt}{4g}$$

с количеством движения

$$\frac{\pi d_k^2 \gamma_x v_x dt}{4g} v_x,$$

где $s_k = \frac{\pi d_k^2}{4}$ — площадь поперечного сечения канала порохового зерна;

γ_x — удельный вес газа в некотором сечении канала зерна.

При прохождении через рассматриваемый участок канала количество движения указанной массы газа изменится следующим образом:

$$\Delta I_2 = \frac{\pi d_k^2 \gamma_x v_x dt}{4g} \left(v_x + \frac{\partial v_x}{\partial x} dx \right) - \frac{\pi d_k^2 \gamma_x v_x dt}{4g} v_x;$$

$$\Delta I_2 = \frac{\pi d_k^2 \gamma_x v_x dt}{4g} \frac{\partial v_x}{\partial x} dx. \quad (c)$$

Учитывая соотношение $v_x = \frac{v_k}{c} x$, имеем

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} = \frac{v_k}{c}.$$

Имея также в виду, что $\gamma_x = \frac{p_x}{RT}$, из уравнения (c) получаем

$$\Delta I_2 = \frac{\pi d_k^2 p_x v_x}{4gRT} \frac{v_k}{c} dx dt. \quad (d)$$

По теории импульсов и на основании уравнений (b) и (d) будем иметь

$$\Delta I_1 + \Delta I_2 = -s_k \frac{\partial p_x}{\partial x} dx dt;$$

$$\frac{A \delta p_x v_x \pi d_k}{g} dx dt + \frac{\pi d_k^2 p_x v_x v_k}{4gRTc} dx dt = -\frac{\pi d_k^2}{4} \frac{\partial p_x}{\partial x} dx dt;$$

$$\left(\frac{4A\delta}{d_k} + \frac{v_k}{cRT} \right) \frac{p_x v_x}{g} = -\frac{\partial p_x}{\partial x}.$$

Подставляя значение v_x и разделяя переменные, получаем

$$\frac{1}{p_x} \frac{\partial p_x}{\partial x} = - \left(\frac{4A\delta}{d_k} + \frac{v_k}{cRT} \right) \frac{v_k}{cg} x. \quad (410)$$

Интегрируя уравнение (410) по независимой переменной, имеем

$$\ln p_x = - \left(\frac{4A\delta}{d_k} + \frac{v_k}{cRT} \right) \frac{v_k}{2cg} x^2 + f(t). \quad (411)$$

При $x=0$ из уравнения (411) получаем

$$f(t) = \ln p_m. \quad (412)$$

Следовательно,

$$\ln \frac{p_x}{p_m} = - \left(\frac{4A\delta}{d_k} + \frac{v_k}{cRT} \right) \frac{v_k x^2}{2cg}$$

или

$$\frac{p_x}{p_m} = e^{-Bz^2}, \quad (413)$$

где p_m — максимальное давление в канале порохового зерна;

$$B = \left(\frac{4A\delta}{d_k} + \frac{v_k}{cRT} \right) \frac{v_k c}{2g}; \quad (414)$$

$$z = \frac{x}{c}. \quad (415)$$

Полагая $z=1$, имеем

$$\frac{p_m}{p_k} = e^B. \quad (416)$$

3. Определение скорости газа в выходном сечении канала зерна

Если рассматривать процесс течения газа в канале зерна в тот момент, когда приход газа от сгорания пороха равен расходу газа через выходное отверстие, то можем написать

$$\int_0^c \delta A p_x \pi d_k dx = s_k v_k \gamma_k = \frac{\pi d_k^2}{4} v_k \frac{p_k}{RT}$$

или

$$\delta A \int_0^c p_x dx = \frac{d_k}{4} \frac{p_k}{RT} v_k, \quad (a)$$

где p_k и γ_k — давление и удельный вес газа в выходном отверстии канала порохового зерна.

Имея в виду, что

$$\frac{\int_0^c p_x dx}{c} = p_{\text{ср}}, \quad (b)$$

будем иметь

$$\delta A c p_{\text{ср}} = \frac{d_k}{4} \frac{p_k}{RT} v_k$$

или

$$v_k = \frac{4}{d_k} A \delta c RT \frac{p_{\text{ср}}}{p_k}, \quad (417)$$

где $p_{\text{ср}}$ — среднее давление в канале порохового зерна.

Для определения p_{cp} попрежнему имеем

$$p_{cp} = \frac{1}{c} \int_0^c p_x dx = \int_0^1 p_x dz = \int_0^1 p_m e^{-Bz^2} dz$$

или

$$v_{cp} = p_m I_1', \quad (c)$$

где

$$I_1' = \int_0^1 e^{-Bz^2} dz.$$

Подставляя в уравнение (с) значение p_m из уравнения (416), получаем

$$p_{cp} = p_k \frac{I_1'}{e^{-B}}. \quad (418)$$

Таким образом порядок определения v_k и одновременно p_m будет следующий:

- 1) по ориентировочному значению $\frac{p_{cp}}{p_k}$ находим v_k , а затем B ;
 - 2) зная B , находим e^B и I_1' , а затем p_m и p_{cp} ;
 - 3) по значению p_{cp} во втором приближении находим $\frac{p_{cp}}{p_k}$
- и затем повторяем указанные выше вычисления до приемлемого совпадения вновь полученного значения с предыдущим.

4. Приближенное определение v_k и p_m

Разлагая в ряд e^B и ограничиваясь первыми двумя членами разложения, из уравнения (416) имеем

$$\frac{p_m}{p_k} = 1 + B = 1 + 2 \frac{A\delta c}{g d_k} v_k + \frac{1}{2gRT} v_k^2.$$

Подставляя значение v_k из уравнения (417), получим

$$\frac{p_m}{p_k} = 1 + \frac{8}{g d_k^2} RT \frac{p_{cp}}{p_k} (A\delta c)^2 + \frac{8}{g d_k^2} (A\delta c)^2 RT \left(\frac{p_{cp}}{p_k} \right)^2. \quad (a)$$

Примем приближенно

$$v_{cp} = \frac{p_k + p_m}{2},$$

откуда

$$\frac{p_m}{p_k} = 2 \frac{p_{cp}}{p_k} - 1. \quad (b)$$

На основании уравнений (а) и (б) после преобразования и решения квадратного уравнения будем иметь

$$\frac{p_{\text{ср}}}{p_k} = \left(\frac{1}{B_0} - \frac{1}{2} \right) - \sqrt{\left(\frac{1}{B_0} - \frac{1}{2} \right)^2 - \frac{2}{B_0}}, \quad (419)$$

где

$$B_0 = a_0 \left(\frac{c}{d_k} \right)^2; \quad (420)$$

$$a_0 = \frac{8 (A\delta)^2 RT}{g} = \frac{8 (A\delta)^2 f}{g}; \quad (421)$$

f — сила пороха.

§ 24. О ДАВЛЕНИИ ГАЗА НА ПОВЕРХНОСТИ ГОРЕНИЯ ПОРОХОВОГО ЗЕРНА

Примем для упрощения задачи, что сечение потока газа, идущего от горячей поверхности зерна, равно поверхности горения (фиг. 74). По уравнению неразрывности для установившегося потока газа сечением s_r имеем

$$G = s_r v \gamma, \quad (а)$$

где v — скорость потока газа, текущего от поверхности порохового зерна;

γ — удельный вес газа в потоке;

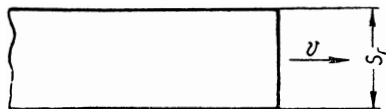
G — секундное количество газа, текущего от горячей поверхности зерна.

Вблизи поверхности горения скорость вновь образовавшегося газа изменяется от 0 до v . Для того чтобы вызвать это изменение скорости газа вблизи поверхности горения, должен быть некоторый перепад давления. По теореме импульсов для рассматриваемого случая будем иметь

$$v \, dm = s_r \Delta p \, dt$$

или

$$v \frac{G}{g} = s_r \Delta p, \quad (б)$$



Фиг. 74. К выводу уравнения (423).

где $\Delta p = p_r - p$; (с)

p_r — давление на поверхности горения;

p — давление газа в заснарядном пространстве на некотором расстоянии от поверхности горения.

Секундное количество газа, идущего от горячей поверхности зерна, можно также определить исходя из скорости горения пороха

$$G = \delta s_r u, \quad (д)$$

где u — скорость горения пороха.

Приняв прямолинейную зависимость скорости горения от давления, т. е. $u = A p_r$, получим

$$G = A \delta s_r p_r$$

или

$$G = A \delta s_r (p + \Delta p). \quad (e)$$

Приравнивая правые части уравнений (a) и (e) и заменяя $\gamma = \frac{p}{RT}$, будем иметь

$$v \frac{p}{RT} = A \delta (p + \Delta p)$$

или

$$v = A \delta RT \frac{p + \Delta p}{p}. \quad (f)$$

Подставляя в уравнение (b) значения v и G из уравнений (f) и (e), имеем

$$A^2 \delta^2 \frac{RT}{g} \frac{(p + \Delta p)^2}{p} = \Delta p,$$

откуда

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 - \left(\frac{g}{A^2 \delta^2 RT} - 2\right) \frac{\Delta p}{p} + 1 = 0. \quad (422)$$

Решая уравнение (422), получаем

$$\frac{\Delta p}{p} = \left(\frac{g}{2fA^2 \delta^2} - 1\right) - \sqrt{\left(\frac{g}{2fA^2 \delta^2} - 1\right)^2 - 1}, \quad (423)$$

где приближенно принято $RT = f$, т. е. силе пороха.

Вычисления показывают, что разность между давлением на поверхности горения и давлением в заснарядном пространстве является ничтожной и никакого практического значения не имеет.

Глава VII

НАГРЕВ И ОХЛАЖДЕНИЕ СТЕНКИ СТВОЛА ОРУЖИЯ

§ 25. НАГРЕВ СТЕНКИ СТВОЛА

1. Предварительные замечания

Основными факторами, определяющими нагрев стенки ствола, являются:

- 1) теплоотдача от газа стенке ствола благодаря непосредственному соприкосновению газа и поверхности канала;
- 2) теплоотдача от газа стенке ствола благодаря излучению сильно нагретого газа;
- 3) работа трения снаряда о поверхность канала.

Вычисления секундных теплоотдач по формулам (12а), (17а), (18) и (18а) применительно к тепловым процессам в канале оружия показывают, что теплоотдача излучением составляет лишь небольшую долю процента по сравнению с теплоотдачей соприкосновением. Работа трения снаряда о поверхность канала, включая и работу форсирования, как показывают вычисления, не превышает для стрелкового оружия 0,5% общей энергии заряда и 2,5% тепловой энергии, воспринимаемой стенкой ствола при выстреле. Если учесть, что значительная часть теплоты, выделяющейся при работе трения снаряда о поверхность канала, поглощается снарядом, то тепловая энергия, воспринимаемая стенкой ствола в результате указанной работы трения, составляет весьма незначительную часть общей теплоты, воспринимаемой стволом.

На основании вышеизложенного, при расчете температурного состояния стенки ствола будет учитываться только теплоотдача вследствие соприкосновения газа и стенки ствола.

2. Уравнение теплопроводности для стенки ствола оружия

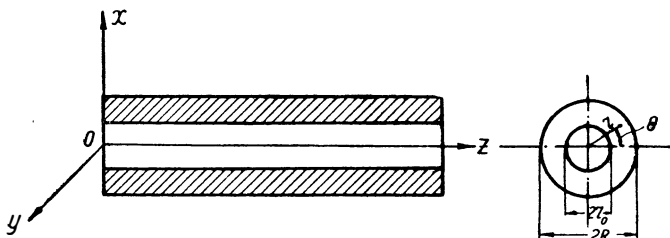
При исследовании температурного состояния стенки ствола будем исходить из следующих допущений:

- 1) ствол является цилиндрическим телом постоянного внутреннего и внешнего диаметра;

2) перепад температур в стенке ствола вдоль оси канала пренебрежимо мал и, следовательно, теплопередача в осевом направлении отсутствует.

При указанных допущениях температура в различных точках стенки ствола может быть представлена как функция времени и одной пространственной координаты.

Если требуется исследовать температурное состояние только тонкого слоя стенки ствола, прилегающего к поверхности канала (для определения максимального температурного скачка), то



Фиг. 75. К выводу уравнения теплопроводности для стенки ствола.

можно внутреннюю поверхность ствола предположить плоской и тогда уравнение теплопроводности примет следующий вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (424)$$

где a — коэффициент температуропроводности.

Если же исследованию подлежит температурное состояние стенки ствола по всей ее толщине, то увеличение сечений теплового потока по мере удаления от внутренней поверхности ствола является важнейшим фактором и поэтому необходим переход на цилиндрическую систему координат. В этом случае уравнение теплопроводности примет вид (фиг. 75)

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (425)$$

Члены, содержащие z и Θ , выпали из уравнения теплопроводности, так как из принятых допущений следует, что температура не зависит от z и Θ .

3. Начальные и граничные условия процесса теплопередачи в стенке ствола

Прежде чем приступить к решению задачи о температурном состоянии стенки ствола, рассмотрим возможные выражения для начальных и граничных условий, которым должна удовле-

творять температура исследуемого тела. Эти условия представляют собой с физической точки зрения частично непосредственные результаты эксперимента, частично математические формулировки гипотез, основанных на экспериментальных данных.

1) Начальные условия. В некоторый момент времени, принятый нами за начало отсчета, температура тела может быть:

а) заданной функцией координат точки, т. е.

$$T = f(x, y, z) \text{ при } t = 0; \quad (426)$$

б) одинаковой в каждой точке тела, т. е.

$$T = f(x, y, z) = \text{const при } t = 0. \quad (427)$$

Очевидно, что при рассмотрении задачи теплопроводности для ствола второе начальное условие будет только перед выстрелом, когда температура стенки ствола равна температуре окружающего воздуха, и первое — при последующих выстрелах.

2) Граничные условия. Граничные условия, или условия на поверхности, могут быть следующими:

а) поверхность тела — раздел двух сред с различными коэффициентами теплопроводности λ_1 и λ_2 (например, лейнированные стволы, хромированные, с кожухами с натягом или достаточно малым зазором и т. д.), тогда граничное условие выразится следующим образом:

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial n_1} + \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial n_2} = 0; \quad (428)$$

б) на поверхности тела происходит теплообмен с газовой или жидкой средой, обладающей температурой либо постоянной $T_r = \text{const}$, либо переменной во времени $T_r = \varphi(t)$; принимая, что секундная передача тепла через поверхность насадка пропорциональна разности температур поверхности и среды, т. е.

$$\frac{dQ}{dt} = \int_F \alpha (T_r - T) dF,$$

и имея в виду, что расход тепла через слой стенки, непосредственно прилегающей к поверхности раздела, подчиняется зависимости

$$\frac{dQ}{dt} = - \int \lambda \frac{\partial T}{\partial n} dF, \quad (19a)$$

для граничного условия получаем

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial n} + \alpha (T_r - T) = 0; \quad (429)$$

в) температура на поверхности может быть или постоянной для всех точек и в течение всего процесса или изменяющейся от точки к точке и во времени;

г) часть поверхности или вся поверхность непроницаема для тепла.

В дальнейшем будем рассматривать задачу о температурном состоянии стенки однослойного ствола после первого выстрела. Поэтому начальным условием будет соотношение

$$T|_{t=0} = \text{const.} \quad (427a)$$

Граничное условие для внутренней поверхности применительно ко второму варианту уравнения теплопроводности будет

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_0} + \alpha (T_r - T)_{r=r_0} = 0 \quad (429a)$$

при любом t .

Для внешней поверхности ствола граничное условие будет

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R} + \alpha_1 (T - T_b)_{r=R} = 0 \quad (429b)$$

при любом t .

В указанных зависимостях:

T_r — температура порохового газа;

T_b — температура воздуха;

α — коэффициент теплопередачи для внутренней поверхности;

α_1 — коэффициент теплопередачи для внешней поверхности.

Имея в виду, что температура порохового газа является сложной функцией времени и обычно может быть задана только в табличной форме, получение достаточно точной аналитической зависимости для температурного состояния стенки ствола является задачей в настоящий момент неразрешимой. Указанная задача еще более усложняется тем обстоятельством, что для условий процесса теплоотдачи от газа стенке ствола коэффициент теплопередачи α нельзя принять постоянным значением, а необходимо учесть его зависимость от плотности газа. При указанных обстоятельствах для теоретического исследования температурного состояния стенки ствола остается только один путь — численное интегрирование уравнения теплопроводности.

4. Численное решение уравнения теплопроводности

Форма основного бланка численного решения дифференциального уравнения в частных производных для функции двух независимых переменных была приведена выше (табл. 10). Каждый столбец этого бланка отвечает определенному значению времени, а каждая строка — определенному значению простран-

ственной координаты. Индексацию значений независимых переменных и значений функции оставляем такой же, как и в рассмотренном выше численном решении волнового уравнения.

Для нахождения рабочих формул численного интегрирования применительно к уравнению (425) воспользуемся опять рядом Тейлора. Поступая аналогично случаю волнового уравнения, с некоторой степенью точности получим

$$T_{k+1, i} = T_{k, i} + \frac{\partial T_{k, i}}{\partial t} \Delta t; \quad (430)$$

$$T_{k, i-1} = T_{k, i} - \frac{\partial T_{k, i}}{\partial r} \Delta r + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 T_{k, i}}{\partial r^2} \Delta r^2; \quad (431)$$

$$T_{k, i+1} = T_{k, i} + \frac{\partial T_{k, i}}{\partial r} \Delta r + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 T_{k, i}}{\partial r^2} \Delta r^2. \quad (432)$$

Складывая уравнения (431) и (432), имеем

$$T_{k, i-1} + T_{k, i+1} = 2T_{k, i} + \frac{\partial^2 T_{k, i}}{\partial r^2} \Delta r^2,$$

откуда

$$\frac{\partial^2 T_{k, i}}{\partial r^2} = \frac{T_{k, i-1} - 2T_{k, i} + T_{k, i+1}}{\Delta r^2}. \quad (433)$$

Вычитая из уравнения (432) уравнение (431), будем иметь

$$\frac{\partial T_{k, i}}{\partial r} = \frac{T_{k, i+1} - T_{k, i-1}}{2\Delta r}. \quad (434)$$

Из уравнений (430) и (431), пренебрегая членом с Δr^2 , получаем

$$\frac{\partial T_{k, i}}{\partial t} = \frac{T_{k+1, i} - T_{k, i}}{\Delta t}; \quad (435)$$

$$\frac{\partial T_{k, i}}{\partial r} = \frac{T_{k, i} - T_{k, i-1}}{\Delta r}. \quad (436)$$

Подставляя в уравнение (425) значения $\frac{\partial T}{\partial t}$, $\frac{\partial^2 T}{\partial r^2}$ и $\frac{\partial T}{\partial r}$ из уравнений (435), (433) и (434), после преобразований получим следующее разностное выражение уравнения теплопроводности:

$$T_{k+1, i} = a_1 A T_{k, i+1} + a_1 A_0 T_{k, i-1} + a_2 T_{k, i}, \quad (437)$$

где

$$A = 1 + \frac{\Delta r}{2r_i}; \quad (438)$$

$$A_0 = 1 - \frac{\Delta r}{2r_i}; \quad (438a)$$

$$a_1 = \frac{a\Delta t}{\Delta r^2}; \quad a_2 = 1 - \frac{2a\Delta t}{\Delta r^2}.$$

Применительно к внутренней поверхности стенки ствола из уравнения (436) имеем

$$\frac{\partial T_{k,0}}{\partial r} = \frac{T_{k,1} - T_{k,0}}{\Delta r}, \quad (439)$$

где $T_{k,0}$ — температура стенки ствола на внутренней поверхности при $r=r_0$ в момент времени t_k ;

$T_{k,1}$ — температура стенки ствола при $r=r_1=r_0 + \Delta r$ в момент времени t_k .

Учитывая выражение (436а) и то, что $\alpha = \alpha_0 \gamma$, из уравнения (429а) получим

$$\frac{\lambda}{\Delta r} (T_{k,1} - T_{k,0}) + \alpha_0 \gamma (T_r - T_{k,0}) = 0$$

или

$$T_{k,0} = \frac{\alpha_0 \gamma T_r + a_3 T_{k,1}}{\alpha_0 \gamma + a_3}, \quad (440)$$

где

$$a_3 = \frac{\lambda}{\Delta r}.$$

Таким образом, имея значение температуры в точке 1 ($r_0 + \Delta r$) и температуру порохового газа в момент времени t_k , мы можем по формуле (440) вычислить температуру стенки ствола на внутренней поверхности. На основании уравнений (437) и (440) в табл. 26 указан порядок последовательного определения значений функции $T = T(t, r)$ вблизи внутренней поверхности ствола. Порядок определения значений T для точек, удаленных от внутренней поверхности, вытекает из приведенной таблицы.

5. Расчет температурного состояния стенки пулеметного ствола

Рассмотрим применение изложенного выше метода численного решения уравнения теплопроводности на конкретном примере — расчете температурного состояния стенки пулеметного ствола калибра 7,62 мм в начале нарезной части.

Исходные данные

Внутренний радиус стенки ствола	$r_0 = 0,381$ см
Наружный радиус стенки ствола	$R = 0,864$ см
Коэффициент теплопроводности	$\lambda = 0,00011$ ккал/см сек град
Удельный вес стали	$\gamma_{ст} = 0,0077$ кг/см ³
Теплоемкость стали	$c = 0,115$ ккал/кг град
Коэффициент теплоотдачи	$\alpha_0 = 12$ ккал см/кг сек град
Начальная температура во всех точках стенки ствола	$T _{t=0} = 293^\circ \text{C}$

Давление, удельный вес и температура газа в различные моменты времени заданы таблично (табл. 27 и 28).

Шаг интегрирования по времени $\Delta t = 0,00006$ сек

Шаг интегрирования по координате $\Delta r = 0,006$ см

Таблица 26

Схема последовательного определения значений функции
 $T=T(t, r)$

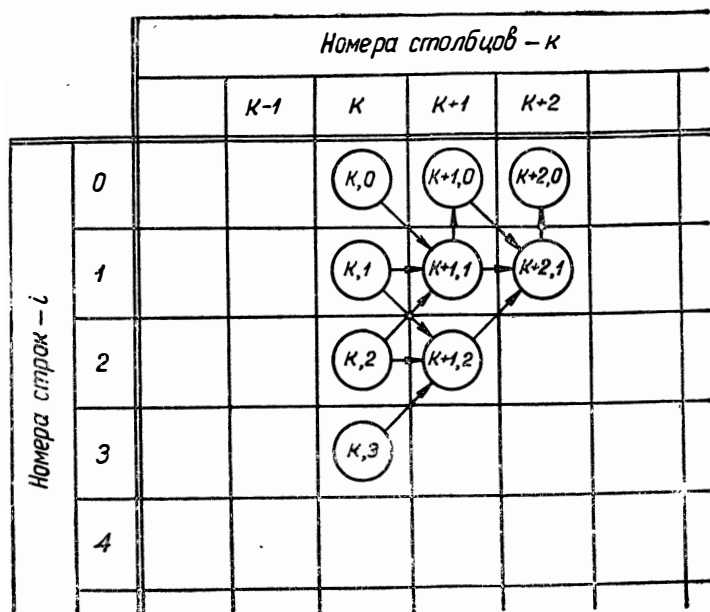


Таблица 27

Средние значения давления, удельного веса и температуры газа в канале оружия в пиродинамический период в функции от времени

$t \cdot 10^5$ сек.	p кг/см ²	$\gamma \cdot 10^4$ кг/см ³	T °K	$t \cdot 10^5$ сек.	p кг/см ²	$\gamma \cdot 10^4$ кг/см ³	T °K
0	1070	1,20	2905	60	1675	2,50	2200
6	1615	1,85	2860	66	1470	2,24	2190
12	2250	2,62	2820	72	1295	2,00	2120
18	2790	3,34	2740	78	1155	1,82	2080
24	3070	3,79	2660	84	1035	1,67	2050
30	3040	3,87	2580	90	939	1,53	2010
36	2810	3,70	2490	96	853	1,40	1995
42	2500	3,40	2410	102	761	1,28	1950
48	2190	3,09	2330	108	673	1,18	1870
54	1910	2,76	2260				

Таблица 28

Средние значения давления, удельного веса и температуры газа в канале оружия в период последствия в функции от времени

$t \cdot 10^5$ сек.	p кг/см ²	$\gamma \cdot 10^4$ кг/см ³	T °К	$t \cdot 10^5$ сек.	p кг/см ²	$\gamma \cdot 10^4$ кг/см ³	T °К
0	673,0	1,180	1870	180	91,0	0,302	986
12	587,0	1,090	1790	192	77,7	0,270	937
24	514,0	0,982	1717	204	67,5	0,247	895
36	449,0	0,895	1640	216	59,3	0,225	839
48	392,0	0,815	1570	228	51,5	0,205	821
60	342,0	0,743	1502	240	44,8	0,186	787
72	298,0	0,676	1435	252	39,4	0,170	755
84	261,0	0,618	1380	264	32,8	0,150	712
96	228,0	0,564	1321	276	29,9	0,141	690
108	198,0	0,511	1264	288	26,4	0,129	663
120	174,0	0,469	1213	300	23,0	0,117	636
132	152,0	0,427	1158	324	17,5	0,098	583
144	133,0	0,391	1111	348	11,0	0,072	503
156	116,0	0,365	1066	372	10,0	0,067	465
168	99,5	0,321	1011	396	7,9	0,057	452

Предварительные вычисления

1) Коэффициент теплопроводности

$$a = \frac{\lambda}{\gamma_{ст} c} = \frac{0,00011}{0,0077 \cdot 0,115} = 0,1242 \text{ см}^2/\text{сек};$$

$$2) \quad a_1 = \frac{a \Delta t}{\Delta r^2} = \frac{0,1242 \cdot 0,00006}{0,006^2} = 0,207;$$

$$3) \quad a_2 = 1 - \frac{2a \Delta t}{\Delta r^2} = 1 - 2a_1 = 1 - 2 \cdot 0,207 = 0,586;$$

$$4) \quad a_3 = \frac{\lambda}{\Delta r} = \frac{0,00011}{0,006} = 0,0183;$$

$$5) \quad a_4 = \frac{\Delta r}{2} = \frac{0,006}{2} = 0,003.$$

Система расчетных формул

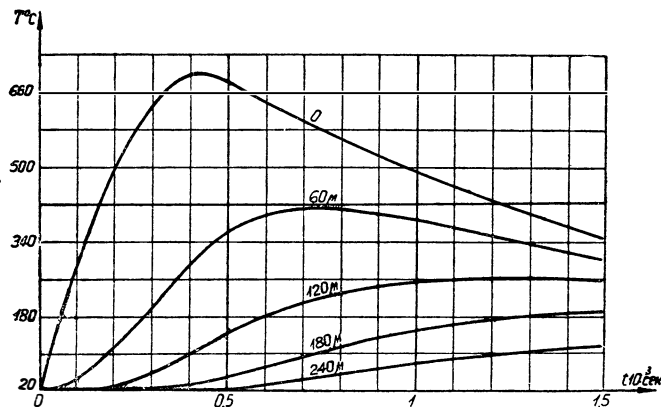
$$T_{k+1, i} = 0,207 A T_{k, i+1} + 0,207 A_0 T_{k, i-1} + 0,586 T_{k, i}; \quad (437)$$

$$A = 1 + \frac{0,003}{r_i}; \quad (438)$$

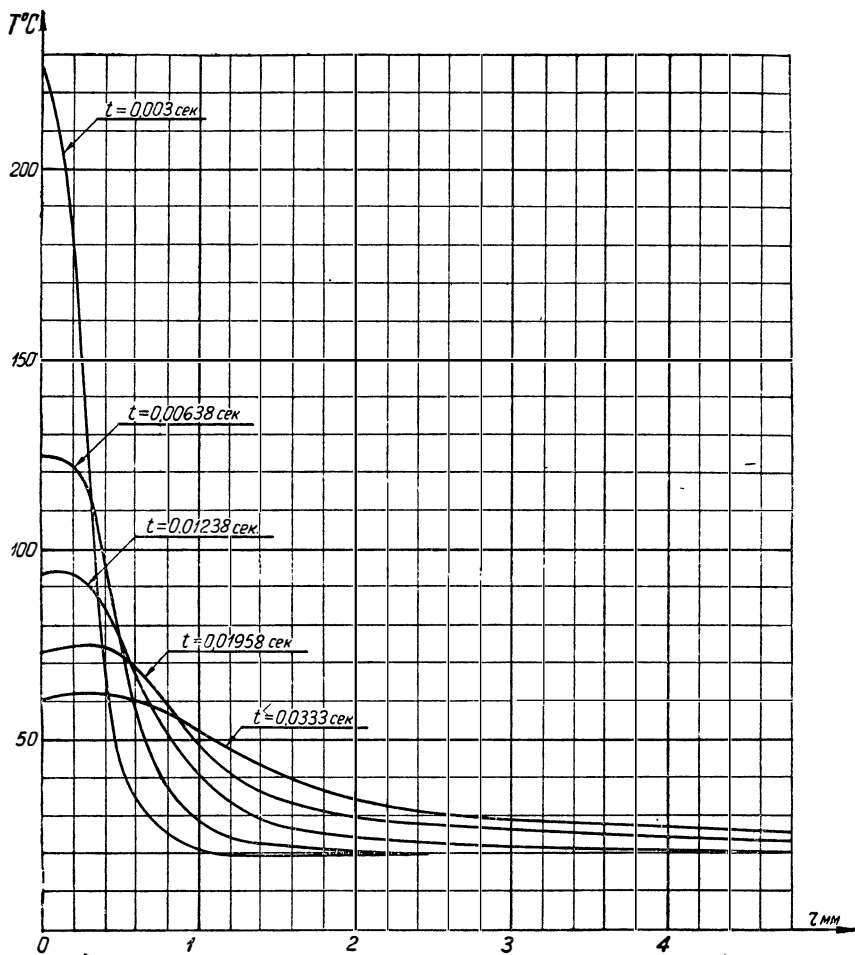
$$A_0 = 1 - \frac{0,003}{r_i}; \quad (439)$$

$$T_{k, 0} = \frac{12\gamma T_r + 0,0183 T_{k, i}}{12\gamma + 0,0183}. \quad (440)$$

Результаты вычислений приведены в основном бланке численного интегрирования (табл. 29) и изображены на фиг. 76 и 77.



Фиг. 76. Кривые температур для различных точек ствола в функции от времени.



Фиг. 77. Кривые температур в функции от r для различных моментов времени.

Бланк численного расчета температурного состояния стенки пулеметного ствола

	Номера столбцов — k															
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	
Номера строк — i	0	293,0	571,0	713,0	832,0	910,0	948,0	955,0	945,0	935,0	907,8	888,5	868,0	844,0	823,0	809,0
	1	293,0	293,0	350,4	412,3	476,0	533,6	580,9	615,8	650,3	663,9	670,1	674,7	676,8	675,1	672,3
	2	293,0	293,0	293,0	304,9	324,9	349,7	377,4	405,1	430,6	456,1	475,9	492,4	504,8	515,5	523,6
	3	293,0	293,0	293,0	293,0	295,7	301,0	309,6	320,3	332,8	346,4	360,4	373,9	386,5	398,1	408,7
	4	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,7	295,0	297,5	301,0	306,1	311,9	318,8	326,1	333,3	340,3
	5	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,1	293,2	293,9	295,1	296,7	299,2	301,9	305,2	308,5
	6	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,4	293,4	294,0	294,6	295,8	296,9
	7	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,1	293,1	293,3	293,3	293,6
	8	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0
	9	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0
	10	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0
	11	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0
	12	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0
	13	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0
	14	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0
	15	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0	293,0

6. Температурное состояние стенки ствола автоматического оружия при стационарном тепловом потоке

Рассмотрим случай длительной непрерывной стрельбы из автоматического оружия при наличии достаточно эффективного охлаждения стенки ствола со стороны его наружной поверхности. В начале стрельбы температура всех точек стенки ствола будет резко повышаться, а затем может наступить момент, когда секундное количество тепла, отводимое из стенки ствола при помощи стволоохлаждающего устройства, будет равно секундному количеству тепла, получаемому стенкой ствола от порохового газа. Если пренебречь весьма кратковременными температурными волнами вблизи внутренней поверхности стенки ствола, то тепловой поток, идущий через стенку ствола от внутренней поверхности к наружной, можно при указанных условиях считать стационарным. В случае же стационарного теплового потока

$$Q_s = \frac{dQ}{dt} = - \int_F \lambda \frac{dT}{dr} dF = \text{const.}$$

При симметричности стенки ствола градиент температуры $\frac{dT}{dr}$ будет одинаковым для всех точек цилиндрической поверхности и, следовательно, для секундного потока тепла через указанную поверхность будем иметь

$$Q_s = -\lambda \frac{dT}{dr} F. \quad (a)$$

Так как

$$F = 2\pi rL,$$

то из уравнения (a) получаем

$$Q_s = -\lambda \frac{dT}{dr} 2\pi rL; \\ dT = -\frac{Q_s}{2\pi\lambda L} \frac{dr}{r}. \quad (b)$$

Интегрируя уравнение (b) в пределах от $r=r_1$ до некоторого промежуточного значения r , имеем (фиг. 78)

$$T = T_1 - \frac{Q_s}{2\pi\lambda L} \ln \frac{r}{r_1}, \quad (441)$$

где T_1 — температура стенки ствола на внутренней поверхности.

Для наружной поверхности стенки ствола будем иметь

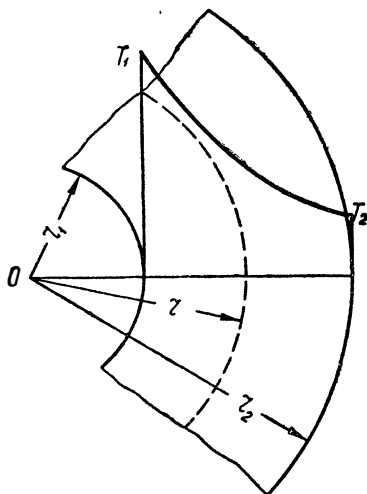
$$T_2 = T_1 - \frac{Q_s}{2\pi\lambda L} \ln \frac{r_2}{r_1}. \quad (441a)$$

Секундное количество тепла Q_s , получаемое стенкой ствола от порохового газа, находится из опыта. Для автоматического оружия по имеющимся опытным данным можно принять

$$Q_s = \beta_1 \frac{\Pi \omega}{E} \frac{n}{60}, \quad (442)$$

где Π — потенциальная энергия 1 кг пороха;
 ω — вес заряда;
 n — число выстрелов в минуту;
 β_1 — опытный коэффициент, равный 0,1—0,2.

Если стенка ствола является составной или если на ствол надет радиатор, то на поверхности соприкосновения указанных частей будет температурный скачок ΔT , величина которого определяется физическими свойствами поверхностей соприкасающихся тел и плотностью их соприкосновения.



Фиг. 78. Распределение температур по толщине стенки ствола при стационарном тепловом потоке.

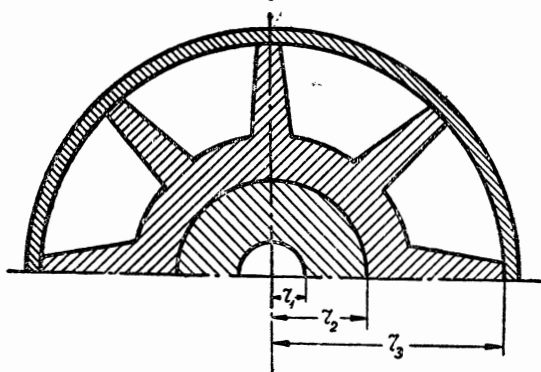
§ 26. РАСЧЕТ НЕКОТОРЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ВОЗДУШНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ СТВОЛА С ИСКУССТВЕННОЙ ЦИРКУЛЯЦИЕЙ ВОЗДУХА

Рассмотрим решение следующей задачи. Заданы размеры ствола, радиатора и кожуха. Требуется определить секундный расход воздуха через радиатор, скорость воздуха и разность давлений на концах радиатора, при которых стабильная температура внутренней поверхности стенки ствола не будет превосходить заданного предельного значения (фиг. 79).

Исходные данные

Внутренний радиус ствола	$r_1 = 0,4$ см
Наружный радиус ствола	$r_2 = 1,2$ см
Наружный радиус радиатора	$r_3 = 5$ см
Коэффициент теплопроводности стали	$\lambda_1 = 1,1 \cdot 10^{-4}$ ккал/см сек град
Коэффициент теплопроводности алюминия	$\lambda_2 = 6 \cdot 10^{-4}$ ккал/см сек град
Допустимая стабильная температура на внутренней поверхности стенки ствола	$T_1 = 480^\circ \text{C}$

Длина ствола	$L=60$ см
Темп стрельбы	$n=600$ выстр./мин.
Коэффициент теплоотдачи от радиатора к воздуху	$\alpha=3 \cdot 10^{-6}$ ккал/см сек град
Отношение поверхности радиатора к наружной поверхности стенки ствола	$\frac{F_3}{F_2}=10$
Наружная поверхность ствола	$F_2=450$ см ²
Удельный вес воздуха	$\gamma_{\text{в}}=1,18 \cdot 10^{-6}$ кг/см ³
Теплоемкость ствольной стали	$c=0,115$ ккал/кг град
Теплоемкость воздуха	$c_{\text{в}}=0,172$ ккал/кг град
Температурный скачок на поверхности соприкосновения ствола и радиатора	$\Delta T=35^{\circ}$ С
Потенциальная энергия пороха	$\Pi=36,3 \cdot 10^6$ кг см/кг
Вес заряда	$\omega=0,00325$ кг



Фиг. 79. Разрез радиатора воздушного охлаждения ствола.

Считаем, что после некоторого числа выстрелов поток тепла через ствол и температурное поле в стволе являются установившимися.

Решение

Найдем секундный поток тепла

$$Q_s = \beta_1 \frac{\Pi \omega}{E} \frac{n}{60} = 0,13 \frac{36,3 \cdot 10^6 \cdot 0,00325}{42700} \cdot \frac{600}{60} = 3,59 \text{ ккал/сек.}$$

Определим величину стабильной температуры на наружной поверхности ствола

$$T_2 = T_1 - \frac{Q_s}{2\pi\lambda_1 L} \ln \frac{r_2}{r_1} =$$

$$= 480 - \frac{3,59}{2 \cdot 3,14 \cdot 1,1 \cdot 10^{-4} \cdot 60} \ln \frac{1,2}{0,4} = 385^{\circ} \text{ С.}$$

Определим среднюю стабильную температуру на поверхности радиатора

$$T_3 = T_2 - \Delta T - \frac{Q_s}{2\pi\lambda_2 L} \ln \frac{r_{cp}}{r_2},$$

где

$$r_{cp} = \frac{r_2 + r_3}{2} = \frac{1,2 + 5}{2} = 3,1 \text{ см};$$

$$T_3 = 385 - 35 - \frac{3,59}{2 \cdot 3,14 \cdot 6 \cdot 10^{-4} \cdot 60} \ln \frac{3,1}{1,2} = 335^\circ \text{С.}$$

Определим среднюю температуру воздуха, движущегося вдоль радиатора.

Так как

$$Q_s = \alpha [T_3 - T_B] F_s,$$

то

$$T_B = T_3 - \frac{Q_s}{\alpha F_s};$$

$$T_B = 335 - \frac{3,59}{3 \cdot 10^{-6} \cdot 4500} = 69^\circ \text{С.}$$

Полагая, что температура воздуха изменяется вдоль радиатора по линейному закону и температура в момент входа в радиатор равна 20°С , найдем значение температуры воздуха в конце радиатора.

Очевидно, что

$$T_{вк} = 20 + 2 (69 - 20) = 118^\circ \text{С.}$$

Секундный расход воздуха, необходимый для отвода имеющегося секундного притока тепла, определится следующим выражением:

$$W_s = \frac{Q_s}{c_w \Delta T_k \gamma_B},$$

где W_s — секундный расход воздуха в см^3 ;

ΔT_k — разность температур воздуха в конце и начале радиатора.

$$W_s = \frac{3,59}{0,172 \cdot (118 - 20) \cdot 1,18 \cdot 10^{-6}} = 180\,000 \text{ см}^3/\text{сек}$$

или $W_s = 0,18 \text{ м}^3/\text{сек}$.

Необходимая скорость воздуха в радиаторе определится по следующей зависимости:

$$v_B = \frac{W_s}{S_{рад}},$$

где $s_{\text{рад}}$ — площадь поперечного сечения свободного пространства между радиатором и кожухом.

Принимая, что

$$r_{\text{рад}} = k\pi r_3^2 = 0,5\pi r_3^2,$$

где k — коэффициент формы радиатора, получим

$$v_{\text{в}} = \frac{180\,000}{0,5 \cdot 3,14 \cdot 5^2} = 4580 \text{ см/сек} = 45,8 \text{ м/сек.}$$

Для разности давлений на концах кожуха имеем

$$\Delta p = \gamma_{\text{в}} \frac{v^2}{2g} 10^4 \text{ мм вод. ст.}$$

Подставляя цифровые значения, получим

$$\Delta p = 1,18 \cdot 10^{-6} \frac{4580^2}{2 \cdot 981} 10^4 = 126 \text{ мм вод. ст.}$$

Глава VIII

ТЕЧЕНИЕ ГАЗА В ДУЛЬНЫХ ГАЗООТВОДНЫХ УСТРОЙСТВАХ

§ 27. КЛАССИФИКАЦИЯ ДУЛЬНЫХ ГАЗООТВОДНЫХ УСТРОЙСТВ

1. Деление дульных газоотводных устройств по выполняемым функциям

Дульные газоотводные устройства могут иметь различное назначение в автоматическом оружии. В одних случаях дульные газоотводные устройства предназначаются для получения кинетической энергии ведущего звена автоматики. К числу таких дульных газоотводных устройств относятся надульник ружья Вальтер и надульник пулемета Максим обр. 1910 г. В других случаях дульные газоотводные устройства имеют целью уменьшить скорость отката оружия при выстреле. Подобные газоотводные устройства называются дульными тормозами отдачи оружия. К числу дульных газоотводных устройств можно также отнести так называемые дульные пламегасители, которые помимо прикрытия раскаленного порохового газа вблизи дульного отверстия вызывают некоторое увеличение скорости откатных частей.

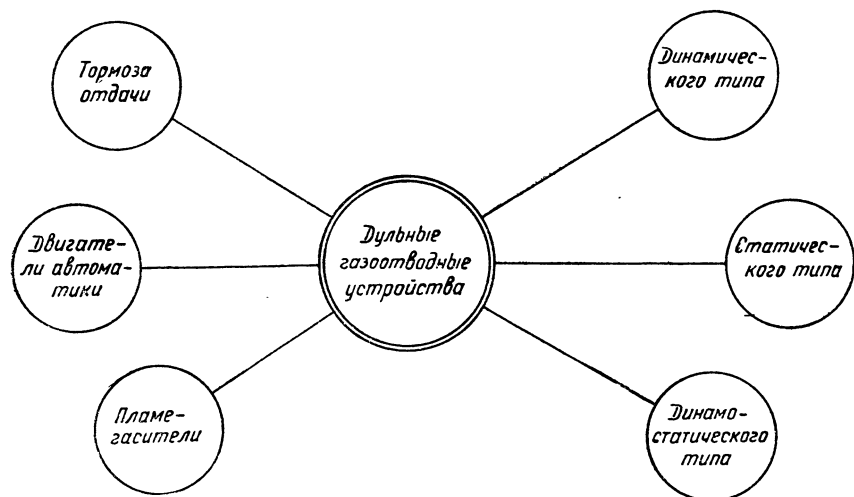
Таким образом по выполняемым функциям будем различать следующие три разновидности дульных газоотводных устройств:

- 1) дульные тормоза отдачи;
- 2) дульные двигатели автоматики (надульники);
- 3) дульные пламегасители.

2. Деление дульных газоотводных устройств по характеру действия порохового газа на рабочую поверхность

Рабочее усилие, создаваемое дульным тормозом отдачи, является результатом воздействия потока порохового газа на внутреннюю поверхность тормоза, сопровождающегося изменением скорости потока как по величине, так и по направлению. При этих условиях будет наблюдаться явно выраженное динамическое действие порохового газа на рабочую поверхность.

В дульных газоотводных устройствах, выполняющих функции двигателей автоматики, можно встретить все три вида механического воздействия порохового газа на рабочую поверхность, указанные во введении. Надульник с динамическим действием порохового газа можно получить из дульного тормоза отдачи, если удалить связь корпуса тормоза со стволом. В надульнике пулемета Максим обр. 1910 г. казенный срез ствола, являющийся рабочей поверхностью этого газоотводного устройства, подвергается воздействию порохового газа, который отве-



Фиг. 80. Схема классификации дульных газоотводных устройств.

ден из потока газа в полость надульника. Так как полость надульника является закрытой, а поэтому в ней исключено значительное движение газа (кроме вихреобразного), то в данном случае действие порохового газа будет статическое. В надульнике ружья Банга в первой части рабочего процесса в период наполнения полости возможно значительное динамическое действие порохового газа на переднюю стенку надульника, а во второй части процесса в основном статическое.

Процесс, происходящий в дульном пламегасителе, обусловлен изменением скорости потока порохового газа и поэтому воздействие газа на поверхность пламегасителя носит динамический характер.

В соответствии с изложенным все разновидности дульных газоотводных устройств по характеру действия порохового газа на рабочую поверхность можно разделить на следующие три типа:

- 1) дульные газоотводные устройства динамического типа;

- 2) дульные газоотводные устройства статического типа;
- 3) дульные газоотводные устройства динамо-статического типа.

Классификация дульных газоотводных устройств по указанным двум признакам изображена в виде схемы на фиг. 80.

3. Варианты дульных тормозов отдачи в зависимости от выполняемой функции

Смещение оружия в результате действия реактивного импульса выстрела, называемое отдачей оружия, в общем случае может происходить не только вдоль оси канала ствола. В связи с тем что центр тяжести оружия обычно не совпадает с осью канала ствола, то помимо импульса отдачи, воспринимаемого центром тяжести оружия, возникает момент импульса отдачи. Соответственно помимо смещения оружия вдоль оси канала ствола (в направлении импульса отдачи) происходит смещение оружия и в боковом направлении. Так как оружие в большинстве случаев является телом, практически симметричным относительно вертикальной плоскости, то боковое, поперечное смещение оружия обычно совершается в вертикальной плоскости.

В соответствии с изложенным в дальнейшем будем различать:

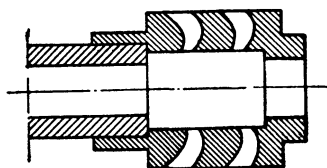
а) продольную отдачу оружия — смещение оружия вдоль оси канала ствола;

б) поперечную отдачу оружия — смещение оружия в направлении, перпендикулярном к оси канала ствола.

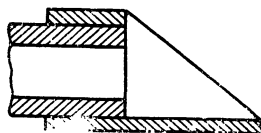
Наличие продольной и поперечной отдачи вызывает значительное усложнение подготовки очередного выстрела, так как в этом случае для производства очередного выстрела, кроме перезарядки оружия, требуется возвратить оружие в исходное положение. Чем больше продольное и поперечное смещение оружия в период выстрела, тем длительнее и сложнее возвращение оружия в исходное положение. В связи с этим возникает необходимость в специальных устройствах, предназначенных для уменьшения продольной и поперечной отдачи оружия.

В качестве умерителей отдачи в артиллерийских системах широко применяются гидравлические и гидро-пневматические тормоза. В последнее время для уменьшения продольной отдачи артиллерийских и оружейных систем стали широко применяться газоотводные дульные тормоза. Успешное применение газоотводных дульных тормозов для уменьшения продольной отдачи привело к мысли об использовании того же принципа для уменьшения поперечной отдачи. В настоящее время дульные тормоза поперечной отдачи, называемые компенсаторами или стабилизаторами, находят все более широкое применение в ручном оружии, а также и в артиллерийских системах. Развитие и массовое применение таких видов автоматического оружия, как пистолеты-

пулеметы, автоматы, автоматические винтовки и карабины, весьма остро поставило вопрос о кучности боя этих образцов оружия, особенно при автоматической стрельбе. Требование минимального веса оружия, с одной стороны, и требование повышения поперечной устойчивости оружия при стрельбе, с другой стороны, сделало задачу о поперечной стабилизации оружия при стрельбе весьма актуальной.



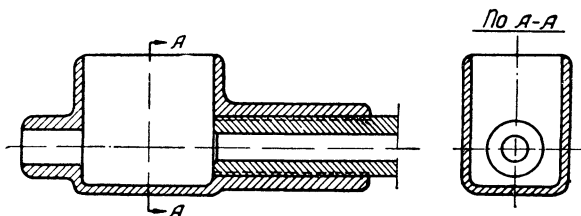
Фиг. 81. Схема дульного тормоза продольной отдачи.



Фиг. 82. Схема дульного тормоза поперечной отдачи.

В практически применяемых дульных тормозах отдачи можно выделить три различных варианта в зависимости от выполняемых ими функций:

1) дульные тормоза продольной отдачи, предназначенные только для уменьшения продольного смещения оружия в момент выстрела (фиг. 81);



Фиг. 83. Схема дульного тормоза продольной и поперечной отдачи.

2) дульные тормоза поперечной отдачи (компенсаторы или стабилизаторы), предназначенные только для уменьшения поперечного смещения (поперечной стабилизации) оружия при стрельбе (фиг. 82);

3) дульные тормоза продольной и поперечной отдачи, предназначенные как для уменьшения продольной отдачи, так и для поперечной стабилизации оружия (фиг. 83).

Необходимо отметить, что дульный тормоз поперечной отдачи, создавая боковое усилие, одновременно будет создавать продольное усилие, приложенное к дульному срезу ствола и вызывающее некоторое увеличение продольной отдачи. Так как

требование поперечной устойчивости при автоматической стрельбе сочетается обычно с требованием уменьшения продольной отдачи, то указанный вариант дульного тормоза отдачи следует признать нерациональным и не имеющим перспективы.

Как показывает практика, устойчивость оружия при стрельбе наиболее полно обеспечивается при наличии третьего варианта дульного тормоза отдачи, который дает одновременное уменьшение продольной и поперечной отдачи.

4. Основные элементы дульных тормозов отдачи

Несмотря на большое разнообразие конструктивного оформления различных дульных тормозов отдачи, все же можно выделить в них элементы, которые характерны для всех основных разновидностей дульных тормозов отдачи. Такими основными элементами дульных тормозов отдачи являются:

- 1) корпус или стенка тормоза;
- 2) отражательные диафрагмы (перегородки внутри тормоза, предназначенные для увеличения количества газа, используемого для уменьшения отдачи оружия);
- 3) полость тормоза — пространство внутри тормоза, ограниченное дульным срезом ствола, стенками тормоза и передней отражательной диафрагмой и разделенное на камеры (отсеки) промежуточными отражательными диафрагмами;
- 4) боковые каналы или боковые окна в стенке тормоза.

Каморы тормоза в общем случае могут являться или насадками, в которых расширяется поток порохового газа, выходящий из канала ствола, или проточными сосудами, в которых входящий в них газ теряет свою скорость и из которых затем вытекает, как при обычном истечении из сосуда.

Боковые каналы могут рассматриваться как насадки, обеспечивающие необходимую скорость и необходимое направление боковых потоков газа.

Основными элементами камеры тормоза являются площади поперечных сечений входного и выходных отверстий. Для первой камеры входным отверстием является дульное отверстие канала ствола, а выходными отверстиями — снаряжное отверстие в отражательной диафрагме и входные отверстия боковых каналов. Для последующих камер входным отверстием будет снаряжное отверстие в отражательной диафрагме, а выходными отверстиями — снаряжное отверстие в следующей отражательной диафрагме и входные отверстия боковых каналов.

Существенными элементами камеры тормоза являются также:

- 1) площадь средних поперечных сечений камеры;
- 2) длина камеры;
- 3) количество рядов входных отверстий боковых каналов (боковых окон).

Основными элементами боковых каналов являются площади входных и выходных отверстий и угол между осью выходного отверстия и осью канала.

5. Основные классифицирующие признаки дульных тормозов отдачи

Так как функции дульного тормоза продольной отдачи и функции дульного тормоза поперечной отдачи могут выполняться одним дульным газоотводным устройством, то, естественно, что классификация обоих вариантов дульных тормозов отдачи должна быть общей. Классификация дульных тормозов смешанного типа также не будет отличаться от классификации указанных выше двух разновидностей дульных тормозов, так как различие между ними заключается только в том, что в дульных тормозах продольной отдачи боковые каналы (окна) расположены симметрично относительно двух взаимно перпендикулярных осей, проведенных в плоскости поперечного сечения тормоза, а в дульных тормозах смешанного типа — только относительно вертикальной оси. Указанное различие между дульными тормозами не вносит принципиальных изменений в условия течения потока газа в полости и в боковых каналах тормоза, а поэтому излагаемая классификация дульных тормозов отдачи может рассматриваться одновременно как классификация всех трех разновидностей дульных тормозов.

В основу классификации дульных тормозов отдачи приняты условия течения потока газа в полости и боковых каналах тормоза. Этот классифицирующий признак требует анализа всех особенностей газодинамического процесса тормоза в его различных частях и тем самым определяет методику исследования и расчета дульного тормоза. В то же время указанный классифицирующий признак физического характера не исключает возможности учета конструктивных признаков, имеющих значительные преимущества, благодаря своей наглядности. Как будет показано ниже, все характерные конструктивные признаки дульных тормозов отдачи тесно связаны с условиями течения потока газа в полости и боковых каналах тормозов (т. е. с особенностями их газодинамики), и поэтому с внешней стороны может создаться впечатление, что классификация дульных тормозов отдачи построена в значительной мере на чисто конструктивных признаках.

Классифицирующий признак — условия течения потока газа в полости и боковых каналах тормоза, определяет следующие четыре ступени классификации дульных тормозов отдачи:

1) первая ступень (классы) — в зависимости от степени расширения потока газа в полости тормоза;

2) вторая ступень (подклассы) — в зависимости от количества этапов расширения потока газа в полости тормоза, т. е. в зависимости от количества рядов боковых каналов;

3) третья ступень (группы) — в зависимости от наличия и количества отражательных диафрагм, т. е. в зависимости от количества камер;

4) четвертая ступень (подгруппы) — в зависимости от степени расширения потоков газа в боковых каналах.

6. Деление дульных тормозов отдачи по степени расширения потока газа в полости тормоза

Рассмотрим для конкретности расширение потока газа в однокамерном тормозе. Общее расширение потока газа в камере дульного тормоза будет определяться отношением

$$\frac{s_k}{s} = \frac{s_a + s_0}{s},$$

где s_a — сумма площадей поперечных сечений входных отверстий боковых каналов (боковых окон);

s_0 — площадь поперечного сечения снарядного отверстия в отражательной диафрагме;

s — площадь поперечного сечения дульного отверстия канала ствола (в данном случае входное наименьшее отверстие камеры);

$s_k = s_a + s_0$ — суммарная площадь выходных отверстий камеры.

В дальнейшем отношение $\frac{v_k s_k}{s} = \epsilon_k$ будем называть средней степенью расширения потока газа в камере тормоза.

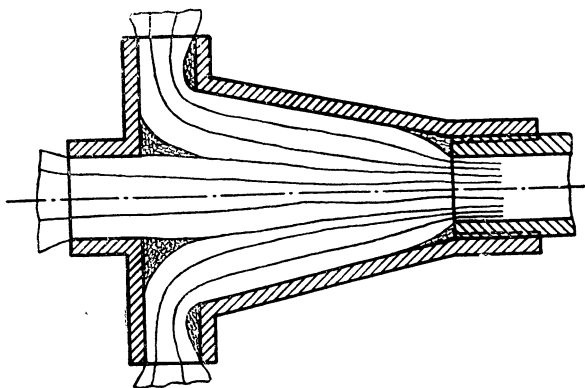
Так как снарядное отверстие по понятным соображениям принимается по размеру всегда близким к дульному отверстию, то степень расширения потока газа в камере тормоза в основном определяется размером боковых отверстий. При этом в зависимости от величины боковых отверстий могут быть два случая:

а) площадь боковых отверстий сравнительно невелика, вследствие чего среднее давление газа на выходе из камеры тормоза p_k в решающей части рабочего процесса тормоза превышает атмосферное давление, т. е. происходит ограниченное расширение газа в камере тормоза (фиг. 84);

б) площадь боковых отверстий настолько велика, что среднее давление газа на выходе из полости тормоза p_k с начала рабочего процесса тормоза равно атмосферному, т. е. в этом случае расширение газа в камере тормоза является неограниченным (фиг. 85).

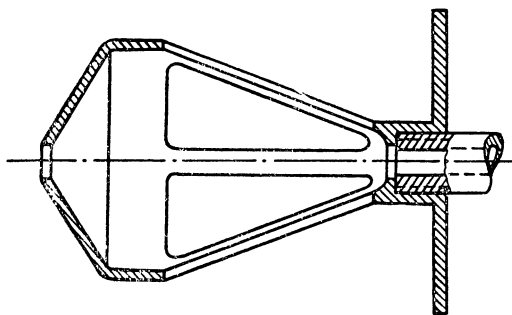
Как видно из фиг. 84 и 85, отличительной конструктивной особенностью этих двух вариантов дульных тормозов является

отношение суммы площадей поперечных сечений боковых отверстий к площади поперечного сечения дульного отверстия. В первом случае указанное отношение сравнительно невелико, во



Фиг. 84. Схема дульного тормоза отдачи с полуоткрытой полостью.

втором же оно значительно больше, причем размеры боковых отверстий настолько велики, что от боковых стенок тормоза остались лишь узкие перемычки.



Фиг. 85. Схема дульного тормоза отдачи с открытой полостью.

Ограниченное расширение потока газа в полости тормоза первого варианта может происходить не за все время рабочего процесса. По мере понижения давления в канале оружия среднее давление на выходе из полости тормоза p_k через некоторый период времени окажется равным атмосферному и, следовательно, с этого момента будет происходить неограниченное расширение потока газа. При этом скорость газа и площадь поперечного

сечения боковых потоков при выходе из полости тормоза будут определяться не отношением $\frac{S_k}{S}$, а степенью понижения давления $x_a = \frac{p_k}{p_{л.о}} = \frac{1}{z_0 p}$.

В соответствии с отмеченными особенностями расширения потока газа в полости тормоза будем различать следующие два класса дульных тормозов отдачи:

1) первый класс — дульные тормоза отдачи с открытой полостью, у которых в течение всего рабочего процесса происходит неограниченное расширение потока газа в полости тормоза;

2) второй класс — дульные тормоза отдачи с полуоткрытой полостью, у которых в течение значительной части рабочего процесса происходит ограниченное расширение потока газа в полости тормоза.

Помимо отмеченных особенностей указанные разновидности дульных тормозов отдачи отличаются друг от друга тем, что в дульных тормозах отдачи с неограниченным расширением боковые потоки газа после отклонения их в стороны отражательной диафрагмой не получают в боковых окнах вполне определенного направления. В дульных тормозах отдачи с ограниченным расширением газа обеспечивается определенное направление боковых потоков в боковых каналах (боковых окнах).

7. Деление дульных тормозов отдачи по количеству этапов расширения потока газа в полости тормоза

Выше было отмечено, что степень расширения потока газа в полости тормоза определяется отношением суммы площадей входных отверстий боковых каналов (боковых окон) к площади дульного отверстия. Однако для характера расширения потока газа далеко не безразлично, сколько рядов боковых каналов имеется в полости тормоза. При наличии нескольких рядов боковых каналов расширение потока газа в зоне первого ряда боковых каналов будет протекать при высоком давлении и сравнительно малой скорости газа, а расширение потока в последующих рядах — при более низком давлении и более высокой скорости газа.

Таким образом расширение потока газа в полости тормоза разбивается на несколько этапов с различными условиями расширения. Число таких этапов расширения будет определяться числом рядов боковых каналов.

В соответствии с изложенным будем различать следующие два подкласса дульных тормозов отдачи:

1) первый подкласс — однорядные дульные тормоза отдачи;

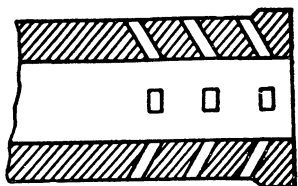
2) второй подкласс — многорядные дульные тормоза отдачи.

Рассмотренный в предыдущем пункте классифицирующий признак — ограниченное или неограниченное расширение пото-

ка газа в полости тормоза — относился прежде всего к расширению потока в зоне первого ряда боковых каналов. Отсюда следует, что дульные тормоза с открытой полостью практически могут быть только однорядными, так как при расширении потока газа до атмосферного давления на первом этапе расширения в зоне первого ряда боковых каналов не имеет смысла вводить второй ряд боковых каналов для второго этапа расширения потока газа.

8. Деление дульных тормозов отдачи по количеству отражательных диафрагм

Помимо количества рядов боковых каналов на течение потока газа в полости дульного тормоза отдачи оказывает заметное влияние наличие в полости тормоза отражательных диафрагм, которые значительно облегчают отклонение части потока газа в боковые каналы и уменьшают количество газа, вытекающего за снарядом.



Фиг. 86. Схема бескамерно-дульного тормоза отдачи.

В целях увеличения количества газа, отводимого в боковые каналы, желательна постановка отражательных диафрагм перед каждым этапом расширения потока газа в полости тормоза, т. е. около каждого ряда боковых каналов. Так как введение каждой от-

ражательной диафрагмы приводит к созданию в полости тормоза отдельной камеры (отсека), то количество отражательных диафрагм одновременно определяет количество камер в тормозе.

Учитывая качественное и количественное влияние диафрагм на течение потока газа в полости тормоза, представляется целесообразным разделить дульные тормоза отдачи на следующие три группы:

- 1) первая группа — однакамерные дульные тормоза отдачи;
- 2) вторая группа — многокамерные дульные тормоза отдачи;
- 3) третья группа — бескамерные дульные тормоза отдачи (фиг. 86).

Характерной особенностью последней разновидности дульного тормоза отдачи является отсутствие в нем камеры как отдельного конструктивного элемента. Полостью расширения в этом тормозе является дульная часть канала оружия, причем расширение потока газа происходит только вследствие отвода части потока в боковые отверстия. Так как по конструктивным условиям боковые отверстия бывают сравнительно невелики, то соответственно по степени расширения потока газа в первых рядах боковых отверстий эта разновидность дульного тормоза отдачи относится к тормозам с полуоткрытой полостью.

9. Деление дульных тормозов отдачи по степени расширения потоков газа в боковых каналах

Рабочее усилие дульного тормоза отдачи является результатом:

1) воздействия потока газа на поверхность отражательной диафрагмы и полости тормоза;

2) воздействия потока газа на поверхность боковых каналов.

Усилие, создающееся воздействием потока газа на поверхность боковых каналов, в общем случае складывается из двух частей:

1) усилия, возникающего вследствие изменения направления скорости потока газа в боковом канале (активная часть усилия тормоза);

2) усилия, возникающего вследствие изменения величины скорости потока газа в боковом канале (реактивная часть усилия тормоза).

Таким образом, если площадь поперечных сечений бокового канала на всем его протяжении остается постоянной, то усилие, создаваемое таким боковым каналом, является результатом только изменения направления скорости потока, так как при этом изменение величины скорости потока исключается. Если же площадь поперечных сечений бокового канала возрастает по направлению к выходу, то усилие, создаваемое таким боковым каналом, будет являться результатом как изменения направления, так и изменения величины скорости потока газа в боковом канале.

Изменение направления скорости потока газа в боковых каналах происходит во всех разновидностях дульных тормозов отдачи (по крайней мере при входе в боковой канал). Следовательно, только изменение величины скорости потока газа, т. е. степень расширения потока, является признаком, разделяющим боковые каналы на две разновидности.

На основании вышеизложенного можно установить наличие следующих двух подгрупп дульных тормозов отдачи:

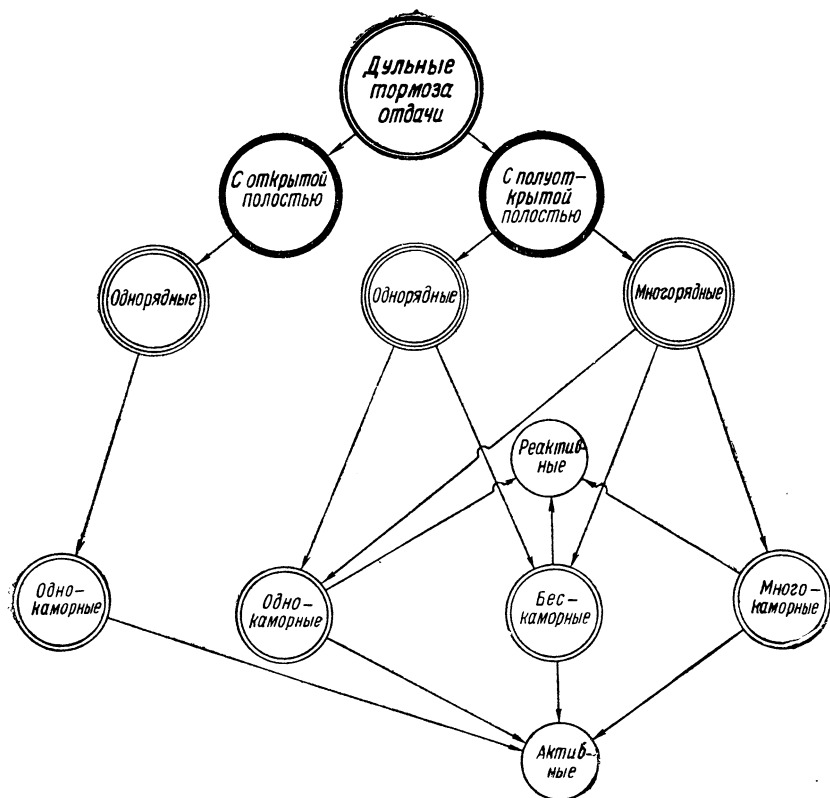
1) первая подгруппа — активные дульные тормоза отдачи, у которых степень расширения потоков газа в боковых каналах равна единице;

2) вторая подгруппа — реактивные дульные тормоза отдачи, у которых степень расширения потоков газа в боковых каналах больше единицы.

Указанное разделение дульных тормозов отдачи на активные и реактивные проведено по тем же признакам, которые в теплотехнике приняты в основу разделения паровых и газовых турбин на активные и реактивные.

Так как в дульных тормозах отдачи с открытой полостью поток газа расширяется до атмосферного давления перед подходом к отражательной диафрагме, то, следовательно, никакого допол-

нительного расширения боковых потоков в этом случае произойти не может. Поэтому дульные тормоза с открытой полостью могут быть только активного типа.



Фиг. 87. Схема классификации дульных тормозов отдачи.

Схема классификации дульных тормозов отдачи по всем рассмотренным четырем признакам изображена на фиг. 87.

§ 28. ТЕЧЕНИЕ ПОРОХОВОГО ГАЗА В ДУЛЬНЫХ НАСАДКАХ

1. О течении порохового газа через полости дульных газоотводных устройств

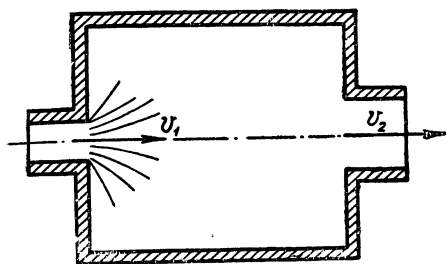
Прежде чем перейти к анализу течения газа в полости дульных газоотводных устройств, рассмотрим некоторые случаи течения газа через полости различных размеров.

Случай первый — *продольные и поперечные размеры полости значительно превышают диаметры входного и выходного отверстий* (фиг. 88).

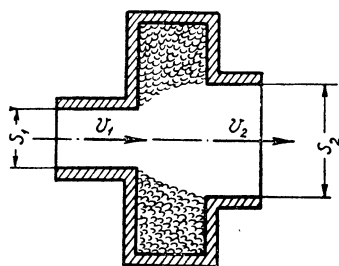
В этом случае газ, входящий в полость, теряет свою поступательную скорость и растворяется в массе газа, заполняющего полость. Величина скорости газа при выходе из полости не будет зависеть от скорости газа, входящего в полость, и будет определяться давлением газа в полости и давлением в выходном сечении.

Таким образом полость будет представлять собой проточный сосуд, из которого истечение газа будет происходить подобно истечению через малое отверстие.

Случай второй — *продольный размер полости по сравнению с диаметрами входного и выходного отверстий незначителен* (фиг. 89).



Фиг. 88. Схема полости относительно больших размеров.



Фиг. 89. Схема полости относительно малой длины.

В этом случае можно полагать, что газ, входящий в полость, не теряет своей поступательной скорости и не смешивается с газом, находящимся в полости. Влияние газа, находящегося в полости, на протекающий поток газа выразится здесь только в некотором понижении скорости потока (против теоретической) вследствие затраты части энергии на вихревое течение газа в полости.

В рассматриваемом случае величина скорости потока газа v_2 при выходе из полости будет зависеть от его скорости v_1 при входе в полость и будет определяться с учетом внезапного расширения потока с площади поперечного сечения s_1 до s_2 .

Из изложенного следует, что данный вариант полости можно рассматривать как внезапно расширяющийся насадок.

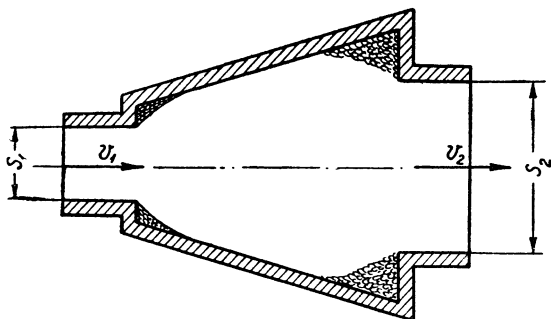
Случай третий — *поперечные размеры полости незначительно отличаются от диаметров входного и выходного отверстий* (фиг. 90).

Очевидно, что в этом случае газ, войдя в полость, сохранит свою поступательную скорость и рассматриваемая полость будет отличаться от обычного расширяющегося насадка лишь наличием мертвых зон около входного и выходного отверстий. Участок первой мертвой зоны представляет собой случай внезапного расширения потока газа. Так как в средней части полости сечение по-

тока может оказаться больше сечения выходного отверстия, то на участке второй мертвой зоны будет внезапное сужение потока.

В данном случае скорость газа при выходе из сосуда v_2 будет зависеть от входной скорости v_1 и от соотношения площадей s_2 и s_1 .

Сравнивая только что рассмотренные разновидности полостей с камерами дульных газоотводных устройств, нетрудно установить, что как правило полости дульных газоотводных устройств представляют собой второй и третий варианты рассмотренных



Фиг. 90. Схема полости относительно малых размеров.

полостей, так как во всех практически применяемых дульных газоотводных устройствах размеры камер вполне соизмеримы с диаметрами входного и выходных отверстий.

Таким образом в качестве одного из основных положений газодинамики дульных газоотводных устройств можем принять, что их камеры можно рассматривать как расширяющиеся насадки, входным отверстием которых является дульное отверстие канала оружия (или снарядное отверстие в отражательной диафрагме), а выходным отверстием — сумма входных отверстий боковых каналов и снарядного отверстия в отражательной диафрагме. Так как в наименьшем сечении указанного насадка (т. е. в дульном отверстии) скорость газа равна скорости звука, то, следовательно, течение газа в полости дульного газоотводного устройства происходит с зазвуковыми скоростями.

2. Определение скорости газа в плавно расширяющемся дульном насадке

Вопрос о течении газового потока за дульным отверстием может иметь двойное значение:

а) для исследования движения снаряда после выхода его за дульное отверстие;

б) для исследования работы дульных газоотводных устройств — дульных тормозов отдачи, надульников и пламегасителей.

Ниже вопрос о течении газа за дульным отверстием рассматривается только в связи с работой газоотводных устройств.

Применение к рассматриваемому случаю имеющихся термодинамических зависимостей, установленных для сопла Лавала, не представляется возможным, так как эти зависимости термодинамики выведены для случая истечения газа через малое отверстие, и в этих зависимостях фигурирует давление, относящееся к неподвижному газу в сосуде (зоне равного давления). В рассматриваемом случае отсутствует ряд элементов, свойственных критическому истечению газа из сосуда через малое отверстие, — критическое отношение давлений, зона образования струи, сжатие струи и т. п. Общим моментом является лишь тот факт, что в дульном отверстии, как и в наименьшем сечении сопла, устанавливается скорость газа, равная местной скорости звука.

В отличие от течения порохового газа в канале оружия в период последействия будем считать течение порохового газа в пределах дульного газоотводного устройства установившимся. Основанием для такого допущения является величина отношения локального ускорения к конвективному

$$\chi = \frac{\frac{\partial v_x}{\partial t}}{v_x \frac{\partial v_x}{\partial x}}. \quad (32)$$

Для течения газа в канале оружия в период последействия, дифференцируя по x и t выражение для скорости

$$v_x = \frac{x}{L} c_{д.о}, \quad (321)$$

имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial x} &= \frac{c_{д.о}}{L}; \\ \frac{\partial v_x}{\partial t} &= \frac{x}{L} \frac{dc_{д.о}}{dt}, \end{aligned}$$

и, следовательно,

$$\chi = L \frac{\frac{dc_{д.о}}{dt}}{c_{д.о}^2}.$$

Так как

$$\frac{dc_{д.о}}{dt} = -\zeta_0 \frac{n-1}{2} \frac{c_{д.о}^2}{L}, \quad (327)$$

то

$$\chi = -\zeta_0 \frac{n-1}{2}. \quad (32a)$$

Таким образом для течения газа в канале оружия в период последействия отношение локального ускорения к конвективному оказалось одинаковым для всех сечений потока и равным примерно 0,2.

Для скорости газа в различных сечениях дульного насадка аналогично уравнению (321) можем написать

$$v_x = N v_{д.о} = N c_{д.о}, \quad (a)$$

где N — функция координаты x .

Скорость газа в насадке является возрастающей функцией x и в пределах насадка может в 1,5—3,0 раза превосходить скорость в дульном отверстии, т. е. в пределах насадка

$$N = \frac{v_x}{v_{д.о}} = 1,5 \div 3,0.$$

Дифференцируя уравнение (a) по t и x , получаем

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} = N \frac{dc_{д.о}}{dt} = -\zeta_0 \frac{n-1}{2} \frac{N}{L} c_{д.о}^2; \quad (b)$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} = c_{д.о} \frac{\partial N}{\partial x}, \quad (c)$$

и, следовательно,

$$\chi = -\zeta_0 \frac{n-1}{2} \frac{1}{L} \frac{\partial N}{\partial x}. \quad (d)$$

Имея в виду, что в существующих разновидностях дульных газоотводных устройств основное изменение скорости газа в насадке от $v_{д.о}$ до $3v_{д.о}$ происходит на расстоянии 1,5—2,5 калибра от дульного отверстия, то для ориентировочного значения производной $\frac{\partial N}{\partial x}$ имеем

$$\frac{\partial N}{\partial x} = \frac{\Delta N}{\Delta x} \approx \frac{2}{2d} \approx \frac{1}{d}.$$

Таким образом окончательно для течения газа за дульным отверстием приближенно имеем

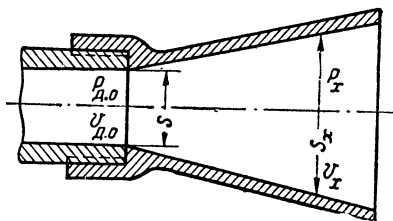
$$\chi = -\zeta_0 \frac{n-1}{2} \frac{d}{L}. \quad (32b)$$

Сопоставляя уравнения (32a) и (32b), можем установить, что отношение локального ускорения к конвективному в случае те-

чения газа за дульным отверстием значительно меньше соответствующего отношения для случая течения газа в канале оружия и является пренебрежимо малой величиной.

Изложенный анализ позволяет принять течение порохового газа в полости дульных газоотводных устройств установившимся. При рассмотрении течения газа в дульных насадках будем также принимать, что во всех точках поперечных сечений потока параметры газа одинаковы.

Исходя из допущения об установившемся течении порохового газа за дульным отверстием и не учитывая механического влияния трения, для теоретической скорости газа в произвольно взятом сечении насадка по уравнению (50в) имеем (фиг. 91).



Фиг. 91. Дульный насадок с плавным расширением потока.

$$v_x = \sqrt{v_{д.о}^2 + 2g \frac{n}{n-1} p_{д.о} \omega_{д.о} \left[1 - \left(\frac{p_x}{p_{д.о}} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]}, \quad (443)$$

где p_x и v_x — давление и скорость газа в произвольно взятом сечении плавно расширяющегося насадка;

$p_{д.о}$ и $v_{д.о}$ — давление и скорость газа в дульном отверстии.

Применяя условие неразрывности для тех же двух сечений насадка, получим

$$G = \frac{\mu_{д.о} s v_{д.о}}{\omega_{д.о}} = \frac{\mu_x s_x v_x}{\omega_x}, \quad (e)$$

где $\mu_{д.о}$ и μ_x — коэффициенты расхода для дульного отверстия и произвольно взятого сечения насадка;

v_x — теоретическая скорость газа в произвольно взятом сечении насадка, т. е. скорость газа без учета механического влияния трения.

Так как при течения газа до дульного отверстия и в дульном отверстии отсутствуют условия, могущие вызвать сжатие потока или заметное уменьшение скорости, то можно принять $\mu_{д.о} = 1$

Из уравнения (e) имеем

$$v_x = \frac{s}{\mu_x s_x} \frac{\omega_x}{\omega_{д.о}} v_{д.о};$$

$$v_x = \frac{s}{\mu_x s_x} \left(\frac{p_{д.о}}{p_x} \right)^{\frac{1}{n}} v_{д.о}. \quad (444)$$

Введем соотношения

$$x_0 = \frac{p_x}{p_{\text{д.о}}}; \quad (445)$$

$$\varepsilon = \frac{\mu_x s_x}{s}. \quad (446)$$

Величину ε , определяющую относительное расширение потока, будем в дальнейшем именовать степенью расширения потока газа, а величину x_0 , определяющую относительное понижение давления в потоке, будем именовать степенью понижения давления.

В соответствии с соотношениями (445) и (446) уравнение (444) примет вид

$$v_x = \frac{v_{\text{д.о}}}{\frac{1}{\varepsilon x_0^n}} \quad (444a)$$

или

$$v_x = N v_{\text{д.о}}, \quad (447)$$

где

$$N = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon x_0^n}}. \quad (448)$$

3. Определение давления газа в плавно расширяющемся дутьном насадке

Подставляя в уравнение (444) значение v_x из уравнения (443) и имея в виду, что

$$v_{\text{д.о}} = c_{\text{д.о}} = \sqrt{gkp_{\text{д.о}}\omega_{\text{д.о}}},$$

получим

$$\sqrt{v_{\text{д.о}}^2 + \frac{2}{k} \frac{n}{n-1} v_{\text{д.о}}^2 \left[1 - \left(\frac{p_x}{p_{\text{д.о}}} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]} = \frac{s}{\mu_x s_x} \left(\frac{p_{\text{д.о}}}{p_x} \right)^{\frac{1}{n}} v_{\text{д.о}};$$

$$\frac{\mu_x s_x}{s} = \frac{1}{\left(\frac{p_x}{p_{\text{д.о}}} \right)^{\frac{1}{n}} \sqrt{1 + \frac{2}{k} \frac{n}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_x}{p_{\text{д.о}}} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]}}$$

или

$$\varepsilon = \frac{1}{x_0^{\frac{1}{n}} \sqrt{1 + \frac{2}{k} \frac{n}{n-1} \left(1 - x_0^{\frac{n-1}{n}} \right)}}. \quad (449)$$

Из уравнения (449) имеем

$$x_0 = \frac{p_x}{p_{л.о}} = f(\varepsilon). \quad (450)$$

В соответствии с уравнениями (448) и (449) будем иметь

$$N = \sqrt{1 + \frac{2}{k} \frac{n}{n-1} \left[1 - x_0^{\frac{n-1}{n}} \right]}. \quad (448a)$$

В табл. 30а, 30б и 30в приведены значения $\varepsilon = f(x_0)$, рассчитанные по формуле (449).

Для нахождения p_x и v_x по известной степени расширения ε в табл. 31а, 31б и 31в приведены значения функции $x_0 = f(\varepsilon)$, а в табл. 32а, 32б и 32в — $N = f(x_0)$.

Таблицы функций ε , x_0 и N составлены при $n=1,3$; 1,2 и 1,1.

Таблица 30а

Значения $\varepsilon = f(x_0)$ при $n=k=1,3$
(для случая плавного расширения потока газа)

x_0	0,000	0,002	0,004	0,006	0,008
0,00	—	48,780	28,990	21,650	17,400
0,01	14,500	13,160	11,800	10,700	9,804
0,02	9,050	8,460	7,980	7,555	7,185
0,03	6,848	6,536	6,280	6,040	5,810
0,04	5,600	5,420	5,250	5,090	4,945
0,05	4,807	4,680	4,560	4,450	4,348

x_0	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
0	—	14,71	9,116	6,848	5,586	4,807	4,255	3,846	3,521	3,258
0,1	3,040	2,857	2,693	2,570	2,457	2,353	2,263	2,179	2,101	2,032
0,2	1,972	1,916	1,866	1,818	1,776	1,733	1,695	1,658	1,623	1,595
0,3	1,565	1,537	1,511	1,486	1,462	1,439	1,420	1,400	1,383	1,366
0,4	1,348	1,333	1,318	1,303	1,289	1,274	1,259	1,245	1,233	1,221
0,5	1,209	1,198	1,188	1,178	1,168	1,160	1,153	1,146	1,139	1,131
0,6	1,124	1,117	1,111	1,105	1,099	1,093	1,087	1,081	1,075	1,071
0,7	1,065	1,059	1,055	1,052	1,048	1,045	1,042	1,039	1,035	1,032
0,8	1,030	1,027	1,023	1,020	1,018	1,016	1,014	1,012	1,010	1,008
0,9	1,006	1,005	1,005	1,004	1,004	1,003	1,003	1,002	1,002	1,001

Таблица 306

Значения $\varepsilon=f(x_0)$ при $n=1,2$
(для случая плавного расширения потока газа)

x_0	0,000	0,002	0,004	0,006	0,008
0,00	—	66,40	38,50	28,38	22,53
0,01	19,08	16,51	14,78	13,20	12,12
0,02	11,15	10,40	9,75	9,18	8,70
0,03	8,28	7,84	7,49	7,19	6,92
0,04	6,67	6,42	6,21	6,00	5,82
0,05	5,64	5,47	5,32	5,18	5,05

x_0	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
0,0	—	19,080	11,150	8,220	6,650	5,650	4,930	4,420	4,020	3,700
0,1	3,430	3,200	3,005	2,840	2,700	2,585	2,480	2,385	2,300	2,220
0,2	2,140	2,073	2,017	1,965	1,917	1,865	1,820	1,780	1,740	1,700
0,3	1,665	1,630	1,600	1,570	1,545	1,520	1,495	1,472	1,450	1,430
0,4	1,410	1,390	1,370	1,355	1,340	1,325	1,310	1,295	1,280	1,268
0,5	1,255	1,242	1,230	1,220	1,210	1,200	1,190	1,180	1,170	1,160
0,6	1,152	1,144	1,137	1,130	1,122	1,115	1,108	1,101	1,095	1,089
0,7	1,084	1,078	1,072	1,067	1,062	1,058	1,054	1,050	1,046	1,042
0,8	1,038	1,035	1,032	1,029	1,026	1,024	1,022	1,020	1,018	1,016
0,9	1,014	1,012	1,010	1,008	1,007	1,005	1,004	1,003	1,002	1,001

Таблица 30в

Значения $\varepsilon = f(x_0)$ при $n=1,1$
(для случая плавного расширения потока газа)

x_0	0,000	0,002	0,004	0,006	0,008
0,00	—	98,500	54,600	38,740	30,500
0,01	25,270	21,600	19,090	17,100	15,500
0,02	14,210	13,150	12,210	11,470	10,810
0,03	10,200	9,630	9,140	8,700	8,360
0,04	8,040	7,750	7,480	7,230	7,000
0,05	6,790	6,590	6,400	6,220	6,050

x_0	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
0	—	25,270	14,210	10,200	8,090	6,780	5,890	5,211	4,700	4,288
0,1	3,960	3,670	3,440	3,236	3,062	2,918	2,787	2,670	2,560	2,465
0,2	2,380	2,300	2,225	2,157	2,094	2,036	1,980	1,930	1,879	1,836
0,3	1,798	1,760	1,725	1,690	1,655	1,626	1,600	1,576	1,549	1,524
0,4	1,501	1,479	1,458	1,437	1,416	1,400	1,381	1,364	1,348	1,332
0,5	1,318	1,304	1,290	1,277	1,264	1,252	1,240	1,229	1,218	1,207
0,6	1,197	1,187	1,178	1,169	1,160	1,152	1,144	1,136	1,128	1,121
0,7	1,114	1,107	1,101	1,095	1,089	1,083	1,078	1,073	1,068	1,063
0,8	1,058	1,054	1,050	1,046	1,042	1,038	1,034	1,031	1,027	1,024
0,9	1,021	1,018	1,015	1,013	1,011	1,008	1,006	1,004	1,002	1,001

Таблица 31а

Значения $x_0 = f(\varepsilon)$ при $n=k=1,3$
(для случая плавного расширения потока газа)

ε	0,000	0,001	0,002	0,003	0,004	0,005	0,006	0,007	0,008	0,009
1,00	—	0,990	0,962	0,947	0,934	0,922	0,911	0,903	0,896	0,890
1,01	0,884	0,877	0,871	0,865	0,860	0,855	0,850	0,845	0,841	0,837
1,02	0,833	0,829	0,825	0,821	0,817	0,814	0,810	0,807	0,803	0,799
1,03	0,796	0,793	0,790	0,786	0,783	0,780	0,777	0,774	0,770	0,767
1,04	0,764	0,761	0,758	0,755	0,752	0,749	0,746	0,743	0,740	0,737
1,05	0,734	0,731	0,728	0,726	0,723	0,720	0,718	0,716	0,713	0,711
1,06	0,708	0,706	0,703	0,701	0,699	0,697	0,695	0,693	0,691	0,689
1,07	0,688	0,686	0,685	0,683	0,681	0,679	0,678	0,676	0,674	0,672
1,08	0,671	0,669	0,668	0,666	0,664	0,662	0,660	0,659	0,657	0,656
1,09	0,654	0,652	0,651	0,649	0,648	0,646	0,644	0,642	0,641	0,639

ε	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
1,1	0,638	0,621	0,606	0,592	0,578	0,564	0,550	0,538	0,527	0,518
1,2	0,508	0,499	0,490	0,482	0,474	0,466	0,459	0,452	0,446	0,439
1,3	0,432	0,426	0,419	0,413	0,406	0,400	0,394	0,388	0,382	0,376
1,4	0,370	0,365	0,359	0,354	0,349	0,344	0,340	0,336	0,332	0,328
1,5	0,324	0,320	0,316	0,312	0,308	0,304	0,301	0,297	0,294	0,290
1,6	0,287	0,284	0,281	0,278	0,275	0,272	0,269	0,266	0,264	0,261
1,7	0,258	0,256	0,253	0,251	0,248	0,245	0,243	0,241	0,238	0,236
1,8	0,234	0,231	0,229	0,227	0,225	0,224	0,222	0,220	0,218	0,216
1,9	0,214	0,212	0,210	0,208	0,206	0,204	0,203	0,201	0,199	0,197

Продолжение

ε	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
2	0,195	0,181	0,167	0,155	0,144	0,135	0,127	0,119	0,113	0,107
3	0,102	0,097	0,092	0,088	0,084	0,081	0,077	0,074	0,071	0,068
4	0,066	0,063	0,061	0,059	0,057	0,055	0,053	0,051	0,050	0,048
5	0,047	0,046	0,044	0,043	0,042	0,041	0,040	0,039	0,038	0,037
6	0,036	0,035	0,034	0,034	0,033	0,032	0,031	0,031	0,030	0,029
7	0,029	0,028	0,028	0,027	0,027	0,026	0,026	0,025	0,025	0,024
8	0,024	0,023	0,023	0,022	0,022	0,022	0,021	0,021	0,021	0,020
9	0,020	0,020	0,019	0,019	0,019	0,019	0,018	0,018	0,018	0,018

ε	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
10	0,0176	0,0156	0,0137	0,0121	0,0109	0,0098	0,0090	0,0082	0,0077	0,0072
20	0,0068	0,0064	0,0060	0,0057	0,0054	0,0051	0,0048	0,0045	0,0042	0,0040
30	0,0038	0,0035	0,0033	0,0031	0,0029	0,0027	0,0026	0,0025	0,0024	0,0023
40	0,0022	0,0021	0,0020	0,0020	0,0019	0,0018	0,0017	0,0017	0,0016	0,0016

Таблица 316

Значения $x_0=f(\varepsilon)$ при $n=1,2$

(для случая плавного расширения потока газа)

ε	0,000	0,002	0,004	0,006	0,008
1,00	1,000	0,980	0,960	0,945	0,932
1,01	0,920	0,910	0,900	0,890	0,880
1,02	0,870	0,860	0,850	0,842	0,835
1,03	0,827	0,820	0,814	0,807	0,801
1,04	0,796	0,790	0,785	0,780	0,775
1,05	0,770	0,765	0,760	0,755	0,750
1,06	0,746	0,741	0,737	0,733	0,728
1,07	0,724	0,720	0,717	0,714	0,710
1,08	0,707	0,703	0,700	0,696	0,692
1,09	0,688	0,685	0,681	0,678	0,674

Продолжение

ε	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
1,1	0,670	0,657	0,644	0,630	0,616	0,603	0,590	0,580	0,570	0,560
1,2	0,550	0,540	0,530	0,521	0,513	0,504	0,496	0,488	0,480	0,473
1,3	0,466	0,460	0,454	0,447	0,440	0,434	0,427	0,420	0,415	0,410
1,4	0,405	0,400	0,395	0,390	0,385	0,380	0,376	0,372	0,367	0,363
1,5	0,359	0,354	0,350	0,346	0,342	0,338	0,334	0,330	0,326	0,322
1,6	0,319	0,316	0,312	0,309	0,306	0,303	0,300	0,297	0,294	0,292
1,7	0,289	0,286	0,284	0,282	0,279	0,277	0,274	0,272	0,269	0,267
1,8	0,265	0,262	0,260	0,258	0,256	0,254	0,251	0,249	0,247	0,245
1,9	0,243	0,241	0,239	0,237	0,235	0,233	0,231	0,229	0,227	0,225

ε	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
2	0,223	0,207	0,192	0,180	0,168	0,158	0,149	0,140	0,133	0,126
3	0,120	0,115	0,110	0,105	0,101	0,097	0,094	0,090	0,087	0,084
4	0,081	0,078	0,075	0,073	0,070	0,068	0,066	0,064	0,062	0,060
5	0,058	0,057	0,056	0,054	0,053	0,052	0,050	0,049	0,048	0,047
6	0,046	0,045	0,044	0,043	0,042	0,041	0,040	0,040	0,039	0,038
7	0,037	0,037	0,036	0,035	0,035	0,034	0,033	0,033	0,032	0,032
8	0,031	0,031	0,030	0,030	0,029	0,029	0,028	0,028	0,028	0,027
9	0,027	0,026	0,026	0,026	0,026	0,025	0,025	0,024	0,024	0,024

ε	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
10	0,023	0,020	0,018	0,016	0,015	0,014	0,013	0,012	0,011	0,010
20	0,009	0,009	0,008	0,008	0,007	0,007	0,007	0,006	0,006	0,006
30	0,006	0,005	0,005	0,005	0,005	0,004	0,004	0,004	0,004	0,004
40	0,004	0,004	0,004	0,004	0,004	0,004	0,003	0,003	0,003	0,003

Продолжение

ε	50	55	60	65
	0,003	0,003	0,002	0,002

Таблица 31в

Значения $x_0=f(\varepsilon)$ при $n=1,1$
(для случая плавного расширения потока газа)

ε	0,000	0,002	0,004	0,006	0,008
1,00	--	0,983	0,971	0,961	0,951
1,01	0,943	0,934	0,926	0,918	0,910
1,02	0,903	0,897	0,890	0,884	0,878
1,03	0,872	0,866	0,861	0,855	0,849
1,04	0,844	0,839	0,834	0,829	0,824
1,05	0,819	0,814	0,810	0,805	0,800
1,06	0,796	0,792	0,788	0,784	0,779
1,07	0,775	0,771	0,767	0,763	0,759
1,08	0,756	0,752	0,748	0,745	0,741
1,09	0,738	0,735	0,731	0,728	0,725

ε	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
1,1	0,722	0,705	0,691	0,678	0,665	0,652	0,640	0,629	0,618	0,607
1,2	0,597	0,587	0,578	0,569	0,560	0,552	0,543	0,535	0,528	0,520
1,3	0,512	0,505	0,498	0,492	0,485	0,479	0,473	0,467	0,461	0,455
1,4	0,450	0,445	0,439	0,434	0,429	0,424	0,419	0,414	0,410	0,405
1,5	0,401	0,396	0,392	0,388	0,383	0,379	0,375	0,371	0,368	0,364
1,6	0,360	0,356	0,352	0,349	0,345	0,341	0,338	0,336	0,333	0,330
1,7	0,327	0,324	0,321	0,319	0,316	0,313	0,310	0,308	0,305	0,302
1,8	0,299	0,297	0,294	0,292	0,289	0,287	0,284	0,282	0,280	0,278
1,9	0,276	0,273	0,271	0,269	0,267	0,265	0,263	0,261	0,259	0,258

Продолжение

ε	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
2	0,2578	0,2388	0,2237	0,2100	0,1976	0,1860	0,1765	0,1674	0,1590	0,1513
3	0,1442	0,1377	0,1319	0,1267	0,1218	0,1171	0,1130	0,1090	0,1054	0,1020
4	0,0986	0,0954	0,0924	0,0896	0,0870	0,0844	0,0821	0,0800	0,0778	0,0758
5	0,0738	0,0719	0,0702	0,0686	0,0670	0,0654	0,0639	0,0625	0,0611	0,0598
6	0,0586	0,0574	0,0562	0,0551	0,0540	0,0529	0,0518	0,0508	0,0498	0,0489
7	0,0480	0,0471	0,0463	0,0455	0,0447	0,0439	0,0432	0,0425	0,0418	0,0411
8	0,0404	0,0397	0,0390	0,0384	0,0378	0,0372	0,0367	0,0362	0,0356	0,0351
9	0,0346	0,0341	0,0337	0,0332	0,0327	0,0323	0,0319	0,0315	0,0311	0,0308

ε	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
10	0,0305	0,0275	0,0246	0,0223	0,0203	0,0187	0,0174	0,0162	0,0159	0,0140
20	0,0132	0,0125	0,0118	0,0111	0,0106	0,0101	0,0097	0,0093	0,0089	0,0085
30	0,0081	0,0078	0,0076	0,0073	0,0071	0,0069	0,0067	0,0065	0,0063	0,0061
40	0,0059	0,0057	0,0055	0,0054	0,0052	0,0051	0,0049	0,0048	0,0046	0,0045

ε	50	60	70	80	90	100
	0,0044	0,0036	0,0032	0,0028	0,0024	0,0020

Таблица 32а

Значения $N=f(x_0)$ при $n=k=1,3$
(для случая плавного расширения потока газа)

x_0	0,000	0,002	0,004	0,006	0,008
0,00	—	2,468	2,424	2,388	2,355
0,01	2,327	2,300	2,276	2,257	2,240
0,02	2,223	2,207	2,193	2,181	2,169
0,03	2,158	2,147	2,137	2,128	2,120
0,04	2,112	2,104	2,096	2,089	2,082
0,05	2,075	2,068	2,062	2,056	2,052

Продолжение										
x_0	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
0	—	2,327	2,223	2,158	2,114	2,079	2,047	2,016	1,987	1,960
0,1	1,934	1,910	1,888	1,866	1,847	1,828	1,810	1,794	1,777	1,761
0,2	1,747	1,733	1,718	1,703	1,689	1,676	1,663	1,651	1,638	1,625
0,3	1,613	1,602	1,590	1,579	1,567	1,556	1,545	1,534	1,523	1,512
0,4	1,502	1,492	1,482	1,473	1,463	1,453	1,444	1,435	1,427	1,418
0,5	1,410	1,401	1,392	1,384	1,375	1,366	1,357	1,348	1,339	1,330
0,6	1,322	1,313	1,305	1,296	1,287	1,278	1,270	1,261	1,253	1,245
0,7	1,237	1,229	1,220	1,211	1,203	1,195	1,187	1,178	1,170	1,162
0,8	1,154	1,146	1,138	1,130	1,122	1,114	1,106	1,098	1,090	1,082
0,9	1,075	1,067	1,059	1,051	1,044	1,036	1,028	1,020	1,013	1,006

Таблица 326

Значения $N=f(x_0)$ при $n=1,2$
(для случая плавного расширения потока газа)

x_0	0,000	0,002	0,004	0,006	0,008
0,00	—	2,634	2,559	2,508	2,470
0,01	2,439	2,410	2,385	2,364	2,344
0,02	2,326	2,311	2,296	2,281	2,267
0,03	2,253	2,241	2,229	2,218	2,207
0,04	2,197	2,187	2,178	2,168	2,159
0,05	2,151	2,142	2,133	2,126	2,118

x_0	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
0,0	—	2,439	2,326	2,253	2,197	2,151	2,110	2,070	2,040	2,010
0,1	1,985	1,960	1,936	1,914	1,893	1,873	1,854	1,836	1,818	1,800
0,2	1,783	1,767	1,751	1,735	1,720	1,705	1,690	1,676	1,662	1,649
0,3	1,636	1,623	1,610	1,598	1,585	1,573	1,562	1,550	1,540	1,530
0,4	1,519	1,508	1,497	1,486	1,476	1,466	1,456	1,446	1,436	1,426

Продолжение

x_0	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
0,5	1,416	1,406	1,397	1,388	1,379	1,370	1,360	1,351	1,342	1,332
0,6	1,323	1,314	1,305	1,296	1,287	1,278	1,270	1,261	1,252	1,244
0,7	1,236	1,228	1,220	1,212	1,204	1,196	1,188	1,180	1,172	1,164
0,8	1,156	1,148	1,140	1,132	1,124	1,116	1,108	1,100	1,092	1,085
0,9	1,077	1,069	1,061	1,054	1,046	1,038	1,031	1,023	1,016	1,009

Таблица 32в

Значения $N=f(x_0)$ при $n=1,1$
(для случая плавного расширения потока газа)

x_0	0,000	0,002	0,004	0,006	0,008
0,00	—	2,883	2,772	2,700	2,647
0,01	2,606	2,569	2,538	2,510	2,484
0,02	2,463	2,442	2,422	2,404	2,386
0,03	2,370	2,355	2,340	2,326	2,312
0,04	2,299	2,286	2,275	2,264	2,254
0,05	2,243	2,234	2,225	2,216	2,209

x	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
0,0	—	2,606	2,463	2,370	2,299	2,243	2,195	2,154	2,117	2,080
0,1	2,048	2,019	1,992	1,966	1,943	1,920	1,898	1,876	1,856	1,837
0,2	1,818	1,799	1,781	1,764	1,748	1,733	1,718	1,704	1,688	1,673
0,3	1,658	1,644	1,630	1,617	1,604	1,592	1,580	1,568	1,556	1,545
0,4	1,534	1,523	1,512	1,501	1,490	1,479	1,468	1,458	1,447	1,437
0,5	1,426	1,416	1,406	1,396	1,387	1,377	1,367	1,358	1,348	1,339
0,6	1,329	1,320	1,311	1,302	1,293	1,284	1,275	1,267	1,258	1,249
0,7	1,241	1,232	1,223	1,215	1,207	1,198	1,189	1,181	1,173	1,165
0,8	1,156	1,148	1,140	1,132	1,124	1,116	1,108	1,100	1,093	1,085
0,9	1,077	1,069	1,061	1,054	1,046	1,038	1,030	1,022	1,015	1,007

4. Фазы течения газа в плавно расширяющемся насадке

Полученные зависимости (447) и (450) позволяют по заданному выходному сечению насадка находить соответствующие значения давления и скорости газа. Однако при этом необходимо иметь в виду, что полученное таким путем значение давления в выходном отверстии может оказаться в процессе понижения давления в канале оружия меньше атмосферного давления. Например, при $\epsilon = 14,7$ и $p_{д.о} = 500 \text{ кг/см}^2$ имеем: $p_k = x_k p_{д.о} = 0,01 \cdot 500 = 5 \text{ кг/см}^2$. При $p_{д.о} = 50 \text{ кг/см}^2$ в том же сечении по зависимости (450) должны были бы иметь $p_k = 0,01 \cdot 50 = 0,5 \text{ кг/см}^2$. Так как последнего значения давления в выходном сечении насадка физически быть не может, то, следовательно, указанный путь определения p_k и v_k имеет физический смысл только до $p_k = 1 \text{ кг/см}^2$.

Предельное значение среднего давления в канале, до которого применим изложенный метод определения v_k и p_k , определяется по соотношению

$$p_k = x_k p_{д.о} = x_k \zeta_0 p_1 = 1,$$

в котором значение x_k находится из таблицы по заданному значению $\epsilon_k = \frac{v_k s_k}{s}$.

После того как среднее давление в канале оружия, достигнув значения

$$p_1 = \frac{1}{\zeta_0 x_k}, \quad (451)$$

будет и дальше понижаться, характер течения газа в насадке изменится. С указанного момента конечное (наибольшее) сечение потока и скорость газа в нем будут определяться не конечным сечением насадка s_k , а тем сечением, в котором при данном значении $p_{д.о}$ давление окажется равным 1 кг/см^2 .

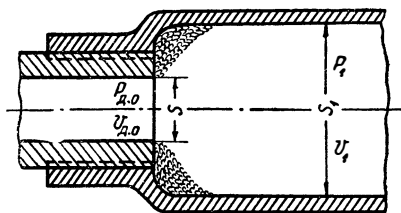
Таким образом, если в первой фазе течения газа в насадке давление и скорость газа в выходном сечении насадка определялись по степени расширения $\epsilon_k = \frac{v_k s_k}{s}$, то во второй фазе степень расширения и скорость газа v_k будут определяться по степени понижения давления

$$x_k = \frac{1}{p_{д.о}} = \frac{1}{\zeta_0 p}. \quad (451a)$$

5. Определение давления и скорости газа во внезапно расширяющемся дульном насадке

Течение газа в дульном внезапно расширяющемся насадке может иметь две закономерности в зависимости от размеров поперечного сечения насадка. Если поперечное сечение насадка

настолько велико, что поток газа после выхода из дульного отверстия может расширяться в насадке до атмосферного давления, то такое течение газа за дульным отверстием будет случаем внезапного неограниченного расширения потока порохового газа. Если же размеры поперечного сечения насадка не позволяют потоку газа расширяться в насадке до атмосферного



Фиг. 92. Дульный насадок с внезапным ограниченным расширением потока газа.

давления, то такое течение газа за дульным отверстием будет случаем внезапного ограниченного расширения потока порохового газа (фиг. 92).

Поток газа за дульным отверстием в случае его внезапного неограниченного расширения не будет заполнять все сечение насадка, и на поверхности потока давление будет равно атмосферному. В случае внезапного ограниченного рас-

ширения вблизи дульного отверстия образуется мертвая зона пониженного давления.

Давление газа в мертвой зоне расширяющегося насадка можно принять равным давлению в сечении, непосредственно следующем за мертвой зоной. Это допущение можно обосновать следующими рассуждениями. Так как на участке мертвой зоны происходит расширение потока вплоть до сечения $I-I$, в котором давление p_1 , то нет оснований считать, что давление в мертвой зоне выше давления p_1 . Если бы давление в мертвой зоне было больше p_1 , то расширения потока газа на участке мертвой зоны не могло бы происходить. Одновременно нет оснований предполагать, что давление в мертвой зоне ниже давления p_1 . Если бы в какой-либо момент течения потока оказалось, что давление в мертвой зоне ниже, чем в сечении насадка, непосредственно к ней прилегающем, то в этом случае произошло бы дополнительное расширение потока на участке мертвой зоны с соответствующим изменением длины участка мертвой зоны. Предположение о неравенстве давлений в различных сечениях мертвой зоны также приходится исключать, так как это возможно только при наличии движения газа в мертвой зоне в направлении течения газа в потоке, что противоречит самому понятию мертвой зоны.

На основании изложенных соображений остается принять, что давление в мертвой зоне насадка равно давлению газа в сечении насадка, к которому закончилось внезапное расширение потока.

Пренебрегая трением газа и полагая течение установившимся, по теореме импульсов для объема газа, заключенного между дульным отверстием, мертвой зоной и сечением $I-I$, в котором

можно считать расширение потока газа закончившимся, будем иметь

$$[p_{д.о} s + p_1 (s_1 - s) - p_1 s_1] dt = (v_1 - v_{д.о}) dm,$$

или

$$(p_{д.о} - p_1) s = (v_1 - v_{д.о}) \frac{G}{g}, \quad (452)$$

где dm — элементарная масса газа, проходящая через некоторое сечение насадка за время dt ;

v_1 — теоретическая скорость газа в конце рассматриваемого участка (т. е. скорость газа при неучете механического влияния трения);

s_1 — площадь поперечного сечения насадка.

Имея в виду что

$$G = \frac{sv_{д.о}}{w_{д.о}}; \quad v_{д.о} = \sqrt{gkp_{д.о}w_{д.о}},$$

из уравнения (452) получим

$$p_{д.о} \left(1 - \frac{p_1}{p_{д.о}}\right) = \left(\frac{v_1}{v_{д.о}} - 1\right) \frac{v_{д.о}^2}{g w_{д.о}};$$

$$1 - \frac{p_1}{p_{д.о}} = \left(\frac{v_1}{v_{д.о}} - 1\right) k,$$

или

$$\frac{v_1}{v_{д.о}} = \frac{k+1 - \frac{p_1}{p_{д.о}}}{k}. \quad (453)$$

По условию неразрывности потока газа

$$\frac{sv_{д.о}}{w_{д.о}} = \frac{\mu_1 s_1 v_1}{w_1},$$

где $\mu_1 = \alpha_1 \varphi_1$ — коэффициент расхода;

v_1 — теоретическая скорость газа в сечении s_1 .

Полагая, что вследствие термического влияния трения процесс расширения газа в потоке является политропическим, из уравнения неразрывности имеем

$$\frac{v_1}{v_{д.о}} = \frac{s}{\mu_1 s_1} \frac{w_1}{w_{д.о}} = \frac{s}{\mu_1 s_1} \left(\frac{p_{д.о}}{p_1}\right)^{\frac{1}{n}}, \quad (454)$$

или

$$\frac{v_1}{v_{д.о}} = \frac{1}{\varepsilon_1 x_1^{\frac{1}{n}}}, \quad (455)$$

где $\varepsilon_1 = \frac{\mu_1 s_1}{s}$ — степень расширения потока;

$x_1 = \frac{p_1}{p_{д.о}}$ — степень понижения давления.

Введя вспомогательную функцию

$$N_1 = \frac{1}{\varepsilon_1 x_1^n}, \quad (456)$$

будем иметь

$$v_1 = N_1 v_{д.о.} \quad (457)$$

Приравнивая правые части уравнений (453) и (455), имеем

$$\varepsilon_1 = \frac{k}{(k+1-x_1)x_1^{\frac{1}{n}}}. \quad (458)$$

Соответственно для N_1 будем иметь

$$N_1 = \frac{k+1-x_1}{k}. \quad (456a)$$

Зависимости (458) и (456a) позволяют составить таблицы значений функций $\varepsilon_1 = f(x_1)$ и $N_1 = f(x_1)$, а также таблицу значений функции

$$x_1 = f(\varepsilon_1), \quad (459)$$

Значения функции $\varepsilon_1 = f(x_1)$ приведены в табл. 33а, 33б и 33в, функции $x_1 = f(\varepsilon_1)$ в табл. 34а, 34б и 34в, функции $N_1 = f(x_1)$ в табл. 35, причем значения ε_1 и x_1 рассчитаны при $n=1,3; 1,2$ и $1,1$.

Таблица 33а

Значения $\varepsilon_1 = f(x_1)$ при $n=k=1,3$
(для случая внезапного расширения потока газа)

x_1	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
0,0	—	19,683	11,594	8,720	6,859	5,801	5,064	4,518	4,095	3,763
0,1	3,480	3,248	3,052	2,882	2,735	2,606	2,491	2,388	2,296	2,213
0,2	2,138	2,067	2,004	1,947	1,894	1,844	1,798	1,755	1,715	1,678
0,3	1,643	1,610	1,579	1,550	1,522	1,495	1,472	1,450	1,428	1,405
0,4	1,386	1,367	1,349	1,332	1,315	1,300	1,285	1,271	1,257	1,244
0,5	1,232	1,220	1,208	1,198	1,187	1,177	1,168	1,158	1,150	1,141
0,6	1,133	1,126	1,118	1,111	1,104	1,098	1,092	1,086	1,080	1,075
0,7	1,069	1,064	1,060	1,055	1,051	1,047	1,043	1,039	1,036	1,032
0,8	1,029	1,027	1,023	1,020	1,018	1,016	1,014	1,012	1,010	1,009
0,9	1,007	1,006	1,005	1,003	1,003	1,002	1,001	1,000	1,000	1,000

Продолжение

x_1	0,001	0,002	0,003	0,004	0,005	0,006	0,007	0,008	0,009	0,01
	115,65	66,733	49,590	39,754	33,402	29,119	25,870	23,353	21,338	19,683

Таблица 336

Значения $\varepsilon_1 = f(x_1)$ при $n=1,2$
(для случая внезапного расширения потока газа)

x_1	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
0,0	—	26,330	14,930	10,670	8,400	7,150	6,050	5,350	4,800	4,370
0,1	4,025	3,726	3,490	3,300	3,100	2,938	2,798	2,670	2,560	2,455
0,2	2,365	2,280	2,205	2,135	2,075	2,015	1,960	1,905	1,850	1,805
0,3	1,758	1,721	1,686	1,650	1,616	1,590	1,563	1,535	1,510	1,487
0,4	1,465	1,442	1,421	1,400	1,381	1,362	1,345	1,330	1,316	1,301
0,5	1,286	1,271	1,255	1,241	1,228	1,218	1,210	1,199	1,190	1,180
0,6	1,170	1,162	1,153	1,144	1,136	1,129	1,121	1,114	1,107	1,100
0,7	1,094	1,088	1,082	1,077	1,072	1,067	1,062	1,057	1,053	1,049
0,8	1,045	1,041	1,037	1,033	1,030	1,027	1,024	1,021	1,019	1,017
0,9	1,014	1,012	1,010	1,008	1,006	1,005	1,004	1,002	1,001	1,001

x_1	0,001	0,002	0,003	0,004	0,005	0,006	0,007	0,008	0,009	0,010
	178,90	109,00	74,80	56,30	46,90	40,30	35,40	31,71	28,80	26,33

Таблица 33в

Значения $\varepsilon_1 = f(x_1)$ при $n=1,1$
(для случая внезапного расширения потока газа)

x_1	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
0,0	—	37,300	19,970	13,880	10,740	8,800	7,490	6,540	5,820	5,260
0,1	4,800	4,420	4,100	3,830	3,595	3,390	3,210	3,060	2,915	2,790
0,2	2,675	2,570	2,475	2,395	2,321	2,250	2,182	2,116	2,056	1,999

Продолжение										
x_1	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
0,3	1,944	1,895	1,850	1,808	1,771	1,735	1,700	1,665	1,634	1,608
0,4	1,583	1,560	1,536	1,512	1,490	1,468	1,446	1,423	1,400	1,381
0,5	1,362	1,344	1,327	1,312	1,300	1,289	1,267	1,254	1,242	1,230
0,6	1,219	1,210	1,200	1,190	1,180	1,170	1,160	1,150	1,140	1,130
0,7	1,124	1,117	1,109	1,102	1,096	1,090	1,084	1,078	1,073	1,068
0,8	1,063	1,057	1,052	1,048	1,044	1,039	1,035	1,032	1,028	1,025

x_1	0,001	0,002	0,003	0,004	0,005	0,006	0,007	0,008	0,009	0,010
	301,8	160,7	111,4	85,7	70,1	59,4	51,7	45,8	41,1	37,3

Таблица 34а

Значения $x_1 = f(\varepsilon_1)$ при $n=k=1,3$
(для случая внезапного расширения потока газа)

ε_1	0,000	0,001	0,002	0,003	0,004	0,005	0,006	0,007	0,008	0,009
1,00	—	0,955	0,943	0,932	0,921	0,913	0,905	0,900	0,890	0,885
1,01	0,880	0,875	0,870	0,865	0,860	0,855	0,850	0,845	0,840	0,836
1,02	0,833	0,829	0,825	0,822	0,818	0,815	0,812	0,808	0,805	0,802
1,03	0,799	0,796	0,792	0,789	0,786	0,783	0,781	0,778	0,775	0,772
1,04	0,769	0,766	0,763	0,761	0,759	0,756	0,753	0,750	0,748	0,745
1,05	0,743	0,740	0,738	0,735	0,733	0,731	0,729	0,727	0,724	0,722
1,06	0,719	0,716	0,714	0,712	0,710	0,708	0,706	0,704	0,702	0,700
1,07	0,698	0,696	0,694	0,692	0,690	0,688	0,687	0,685	0,683	0,682
1,08	0,680	0,678	0,676	0,675	0,673	0,671	0,670	0,668	0,666	0,665
1,09	0,663	0,661	0,660	0,658	0,657	0,655	0,654	0,652	0,650	0,649

Продолжение

ε_1	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
1,1	0,647	0,632	0,617	0,604	0,592	0,580	0,568	0,557	0,547	0,537
1,2	0,528	0,519	0,510	0,501	0,493	0,485	0,477	0,470	0,463	0,456
1,3	0,449	0,443	0,437	0,431	0,425	0,419	0,413	0,408	0,403	0,398
1,4	0,393	0,388	0,383	0,378	0,374	0,369	0,365	0,360	0,356	0,352
1,5	0,348	0,344	0,341	0,337	0,333	0,330	0,327	0,323	0,320	0,316
1,6	0,313	0,310	0,307	0,304	0,301	0,298	0,295	0,292	0,290	0,287
1,7	0,284	0,282	0,279	0,276	0,273	0,271	0,269	0,266	0,264	0,262
1,8	0,260	0,257	0,255	0,252	0,250	0,248	0,246	0,244	0,242	0,240
1,9	0,238	0,236	0,234	0,233	0,231	0,229	0,228	0,226	0,224	0,223

ε_1	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
2	0,220	0,205	0,191	0,179	0,169	0,159	0,150	0,142	0,135	0,129
3	0,123	0,117	0,112	0,107	0,103	0,099	0,095	0,092	0,089	0,086
4	0,083	0,080	0,077	0,075	0,073	0,070	0,068	0,066	0,064	0,063
5	0,061	0,059	0,057	0,056	0,055	0,053	0,052	0,051	0,050	0,049
6	0,048	0,046	0,045	0,044	0,044	0,043	0,042	0,041	0,041	0,040
7	0,039	0,038	0,038	0,037	0,036	0,036	0,035	0,035	0,034	0,034
8	0,033	0,033	0,032	0,032	0,031	0,031	0,030	0,030	0,029	0,029
9	0,028	0,028	0,028	0,027	0,027	0,026	0,026	0,026	0,025	0,025

ε_1	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
10	0,0245	0,0213	0,0187	0,0167	0,0151	0,0139	0,0128	0,0119	0,0111	0,0104
20	0,0098	0,0092	0,0087	0,0082	0,0078	0,0074	0,0070	0,0066	0,0063	0,0060
30	0,0058	0,0055	0,0053	0,0051	0,0049	0,0047	0,0045	0,0043	0,0041	0,0040
40	0,0038	0,0036	0,0035	0,0034	0,0033	0,0032	0,0031	0,0030	0,0029	0,0028

Продолжение

ε_1	50	60	70	80	90	100	110	120
	0,0028	0,0023	0,0018	0,0015	0,0013	0,0011	0,0009	0,0008

Таблица 316

Значения $x_1=f(\varepsilon_1)$ при $n=1,2$
(для случая внезапного расширения потока газа)

ε_1	0,000	0,001	0,002	0,003	0,004	0,005	0,006	0,007	0,008	0,009
1,00	0,990	0,980	0,971	0,964	0,957	0,950	0,943	0,937	0,931	0,925
1,01	0,919	0,914	0,909	0,905	0,900	0,895	0,891	0,887	0,883	0,879
1,02	0,875	0,871	0,867	0,864	0,860	0,856	0,853	0,850	0,847	0,843
1,03	0,840	0,837	0,834	0,831	0,828	0,826	0,823	0,820	0,817	0,814
1,04	0,812	0,809	0,807	0,804	0,801	0,798	0,796	0,794	0,792	0,790
1,05	0,787	0,784	0,782	0,779	0,777	0,774	0,772	0,770	0,768	0,766
1,06	0,763	0,761	0,759	0,757	0,755	0,753	0,751	0,749	0,747	0,745
1,07	0,743	0,741	0,739	0,737	0,735	0,733	0,731	0,730	0,728	0,726
1,08	0,724	0,722	0,720	0,719	0,717	0,715	0,713	0,712	0,711	0,709
1,09	0,707	0,705	0,703	0,702	0,701	0,699	0,697	0,696	0,694	0,692

ε_1	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
1,1	0,690	0,676	0,662	0,648	0,635	0,623	0,611	0,600	0,590	0,580
1,2	0,570	0,560	0,550	0,540	0,530	0,521	0,513	0,506	0,499	0,492
1,3	0,486	0,479	0,473	0,467	0,461	0,455	0,450	0,445	0,440	0,435
1,4	0,430	0,425	0,420	0,416	0,412	0,408	0,403	0,399	0,395	0,391
1,5	0,386	0,382	0,378	0,374	0,370	0,366	0,362	0,358	0,354	0,351
1,6	0,347	0,344	0,340	0,337	0,334	0,331	0,328	0,325	0,322	0,319
1,7	0,317	0,314	0,311	0,309	0,306	0,304	0,301	0,299	0,297	0,295
1,8	0,292	0,290	0,288	0,285	0,283	0,281	0,279	0,277	0,275	0,273
1,9	0,271	0,269	0,267	0,265	0,263	0,261	0,259	0,258	0,256	0,254

Продолжение

ε_1	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
2	0,2520	0,2360	0,2210	0,2070	0,1950	0,1850	0,1760	0,1680	0,1600	0,1530
3	0,1460	0,1400	0,1340	0,1290	0,1240	0,1190	0,1150	0,1112	0,1075	0,1040
4	0,1007	0,0975	0,0945	0,0915	0,0888	0,0863	0,0839	0,0817	0,0796	0,0776
5	0,0757	0,0739	0,0722	0,0705	0,0690	0,0678	0,0664	0,0650	0,0637	0,0625
6	0,0612	0,0601	0,0589	0,0578	0,0567	0,0557	0,0547	0,0536	0,0527	0,0517
7	0,0508	0,0499	0,0490	0,0482	0,0474	0,0466	0,0458	0,0451	0,0444	0,0437
8	0,0430	0,0423	0,0417	0,0410	0,0404	0,0398	0,0392	0,0387	0,0382	0,0377
9	0,0372	0,0368	0,0363	0,0358	0,0353	0,0348	0,0344	0,0340	0,0336	0,0332

ε_1	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
10	0,0327	0,0285	0,0254	0,0228	0,0208	0,0191	0,0177	0,0165	0,0155	0,0146
20	0,0137	0,0129	0,0122	0,0116	0,0110	0,0105	0,0101	0,0097	0,0093	0,0089
30	0,0086	0,0083	0,0079	0,0076	0,0073	0,0071	0,0069	0,0066	0,0064	0,0063
40	0,0061	0,0059	0,0057	0,0056	0,0054	0,0052	0,0051	0,0050	0,0049	0,0048
50	0,0047	0,0046	0,0044	0,0043	0,0042	0,0041				

Таблица 34в

Значения $x_1=f(\varepsilon_1)$ при $n=1,1$
(для случая внезапного расширения потока газа)

ε_1	0,000	0,001	0,002	0,003	0,004	0,005	0,006	0,007	0,008	0,009
1,00	—	1,000	0,991	0,982	0,974	0,968	0,962	0,957	0,952	0,948
1,01	0,944	0,940	0,936	0,932	0,928	0,924	0,921	0,917	0,913	0,910
1,02	0,907	0,904	0,900	0,897	0,894	0,890	0,887	0,884	0,881	0,878
1,03	0,875	0,872	0,869	0,866	0,863	0,860	0,857	0,854	0,852	0,850
1,04	0,847	0,845	0,843	0,840	0,838	0,836	0,834	0,832	0,829	0,827

Продолжение

ε_1	0,000	0,001	0,002	0,003	0,004	0,005	0,006	0,007	0,008	0,009
1,05	0,825	0,823	0,820	0,818	0,816	0,814	0,813	0,811	0,809	0,807
1,06	0,805	0,803	0,801	0,799	0,797	0,795	0,793	0,791	0,789	0,787
1,07	0,785	0,783	0,781	0,779	0,778	0,776	0,774	0,772	0,770	0,769
1,08	0,767	0,765	0,764	0,762	0,760	0,758	0,757	0,755	0,753	0,752
1,09	0,750	0,748	0,747	0,745	0,743	0,742	0,740	0,739	0,737	0,735

ε_1	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
1,1	0,734	0,719	0,705	0,691	0,679	0,668	0,657	0,646	0,636	0,626
1,2	0,616	0,606	0,597	0,589	0,581	0,573	0,565	0,557	0,550	0,542
1,3	0,535	0,529	0,522	0,516	0,510	0,504	0,498	0,492	0,487	0,481
1,4	0,476	0,471	0,466	0,461	0,456	0,451	0,447	0,442	0,438	0,433
1,5	0,429	0,425	0,421	0,417	0,413	0,409	0,405	0,401	0,398	0,395
1,6	0,391	0,388	0,385	0,381	0,378	0,375	0,371	0,368	0,365	0,362
1,7	0,359	0,356	0,353	0,350	0,347	0,345	0,342	0,340	0,337	0,335
1,8	0,332	0,329	0,327	0,225	0,323	0,321	0,319	0,316	0,313	0,310
1,9	0,308	0,306	0,304	0,302	0,301	0,299	0,297	0,295	0,293	0,291

ε_1	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
2	0,2890	0,2710	0,2560	0,2410	0,2290	0,2170	0,2070	0,1980	0,1890	0,1810
3	0,1740	0,1670	0,1610	0,1550	0,1490	0,1440	0,1390	0,1350	0,1310	0,1270
4	0,1230	0,1200	0,1170	0,1130	0,1100	0,1075	0,1050	0,1024	0,1000	0,0975
5	0,0950	0,0930	0,0907	0,0886	0,0867	0,0848	0,0831	0,0814	0,0798	0,0783
6	0,0768	0,0754	0,0741	0,0729	0,0716	0,0705	0,0693	0,0681	0,0670	0,0659
7	0,0648	0,0638	0,0628	0,0619	0,0609	0,0600	0,0592	0,0583	0,0574	0,0566
8	0,0558	0,0550	0,0543	0,0535	0,0528	0,0521	0,0514	0,0507	0,0500	0,0494
9	0,0488	0,0482	0,0475	0,0470	0,0464	0,0458	0,0452	0,0446	0,0440	0,0435

Продолжение

ε_1	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
10	0,0430	0,0386	0,0350	0,0320	0,0295	0,0273	0,0264	0,0238	0,0224	0,0211
20	0,0198	0,0186	0,0175	0,0165	0,0156	0,0148	0,0140	0,0134	0,0129	0,0125
30	0,0122	0,0118	0,0115	0,0112	0,0108	0,0105	0,0102	0,0099	0,0096	0,0093
40	0,0091	0,0089	0,0087	0,0085	0,0083	0,0081	0,0079	0,0078	0,0076	0,0075
ε_1	50	60	70	80	90	100	150	200	250	300
	0,0073	0,0061	0,0050	0,0043	0,0039	0,0036	0,0024	0,0017	0,0013	0,0010

Таблица 35

Значения $N_1 = f(x_1)$

(для случая внезапного расширения потока газа)

x_1	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
0,0	1,769	1,762	1,754	1,746	1,738	1,731	1,723	1,715	1,708	1,700
0,1	1,692	1,685	1,677	1,670	1,662	1,654	1,646	1,638	1,630	1,623
0,2	1,615	1,608	1,600	1,592	1,585	1,577	1,570	1,562	1,554	1,546
0,3	1,538	1,531	1,523	1,516	1,508	1,500	1,493	1,485	1,478	1,470
0,4	1,462	1,455	1,447	1,440	1,432	1,424	1,417	1,409	1,401	1,394
0,5	1,386	1,379	1,371	1,363	1,354	1,346	1,338	1,331	1,323	1,315
0,6	1,308	1,300	1,292	1,285	1,277	1,269	1,262	1,254	1,246	1,238
0,7	1,230	1,222	1,215	1,208	1,200	1,192	1,185	1,177	1,170	1,162
0,8	1,154	1,146	1,138	1,131	1,123	1,115	1,108	1,100	1,092	1,085
0,9	1,077	1,069	1,062	1,054	1,047	1,039	1,031	1,023	1,016	1,008
x_1	0,001	0,002	0,003	0,004	0,005	0,006	0,007	0,008	0,009	0,010
	1,768	1,767	1,766	1,765	1,764	1,763	1,763	1,762	1,761	1,761

6. Определение скорости газа в потоке в случае внезапного неограниченного расширения

В предыдущем случае давление и скорость газа в потоке определялись по известной степени расширения потока $\epsilon_1 = \frac{p_1 s_1}{s}$. Имея значение ϵ_1 , по зависимости (459) находится x_1 , а затем по зависимости (457) находится N_1 . Имея значения x_1 и N_1 , можем определить

$$p_1 = x_1 p_{д.о} = x_1 \zeta_0 p \quad \text{и} \quad v_1 = N_1 v_{д.о}.$$

Для случая внезапного неограниченного расширения для N_1 имеем

$$N_1 = \frac{1}{\epsilon_1 x_1^{\frac{k}{k+1}}} = \frac{k+1 - x_1}{k} \approx \frac{k+1}{k}, \quad (457a)$$

и, следовательно,

$$v_1 = \frac{k+1}{k} v_{д.о}. \quad (456b)$$

При внезапном неограниченном расширении исходной величиной будет являться не ϵ_1 , а $x_1 = f(p)$

$$x_1 = \frac{p_1}{p_{д.о}} = \frac{1}{\zeta_0 p},$$

так как давление p_1 будет иметь постоянное значение, равное 1 кг/см^2 . Имея значение x_1 , можем определить степень расширения потока ϵ_1 и функцию N_1 .

7. О политропическом характере расширения потока газа на участке мертвой зоны

При выводе зависимостей (458) и (459) было принято, что расширение газа в потоке на участке мертвой зоны происходит по политропе. Такой характер процесса обусловлен значительным трением между потоком газа и мертвой зоной, вызывающим сильное вихревое движение газа в последней. Вследствие указанного вихреобразования внутри основного потока будет происходить переход части внешней кинетической энергии газа в тепловую энергию, т. е. будет происходить как бы подогревание газа в потоке. В результате процесс расширения газа на указанном участке потока будет не адиабатическим, а политропическим, с показателем политропы $n < k$.

Выше приведены таблицы $x_1 = f(\epsilon_1)$, рассчитанные для $n = 1,1$ (табл. 34в) и $n = 1,3$ (табл. 34а). Как видно из этих таблиц, для $n = k = 1,3$ и $n = 1,1$ при одном и том же расширении потока

во втором случае понижение давления значительно меньше, чем в первом. Например, при $\varepsilon_1 = 5,8$ в первом случае $x_1 = \frac{p_1}{p_{д.о}} = 0,05$,

а во втором случае $x_1 = 0,08$, т. е. на 60% больше. Соответственно относительное понижение температуры в первом случае будет

$$\frac{T_1}{T} = x_1^{\frac{k-1}{k}} = 0,501$$

и во втором случае

$$\frac{T_1}{T} = x_1^{\frac{n-1}{n}} = 0,795.$$

8. О профиле и поперечном размере газового потока за дульным отверстием

Наибольшее поперечное сечение потока можно определить по уравнению (458), если положить $p_1 = 1$ и, следовательно, принять $x_1 = \frac{1}{p_{д.о}}$. При $p_{д.о} = 500 \text{ кг/см}^2$ и, следовательно, при $x_1 = \frac{1}{500} = 0,002$ из табл. 33а значений ε_1 имеем

$$\varepsilon_1 = 66,7,$$

чему соответствует $d_1 = 8,2d$.

Что касается закона изменения сечений потока вдоль его оси, то изложенное выше решение не дает ответа на этот вопрос.

По опытным данным, полученным на примитивном приборе, диаметр активной части потока газа, выходящего из дульного отверстия канала 7,62-мм винтовки, имел следующие значения:

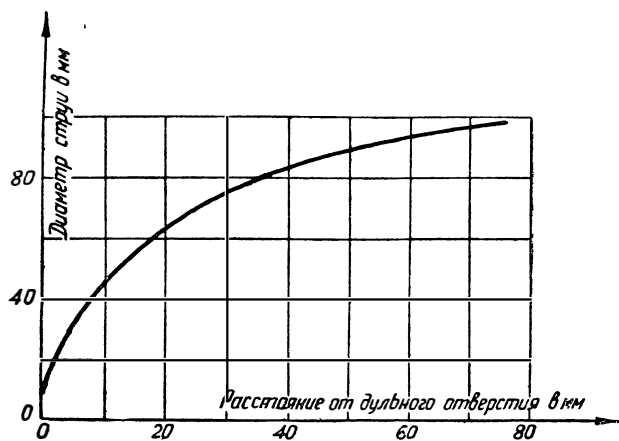
Расстояние от дульного отверстия в мм	0	7	17	37	77
Диаметр струи в мм	7,6	34	58	78	98

Профиль газового потока, построенный по указанным опытным данным, изображен на фиг. 93.

Следует отметить, что диаметр потока, полученный в опыте, с некоторого расстояния превышает значение, полученное по формуле (458). Так, в разобранным выше примере было получено

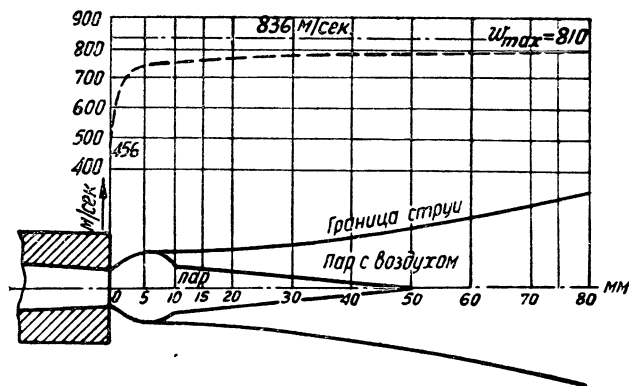
$$d_1 = 8,2 \cdot d = 8,2 \cdot 7,62 = 62 \text{ мм.}$$

Между тем, по опытным данным активная часть струи уже на расстоянии 37 мм (около пяти калибров) имела диаметр 78 мм. Это расхождение можно объяснить тем обстоятельством, что вследствие резкого расширения потока частицы газа, получив



Фиг. 93. Границы газового потока, выходящего из дульного отверстия.

значительные скорости в боковом направлении, продолжают двигаться по инерции в этом направлении и после того как давление в струе упало до атмосферного.

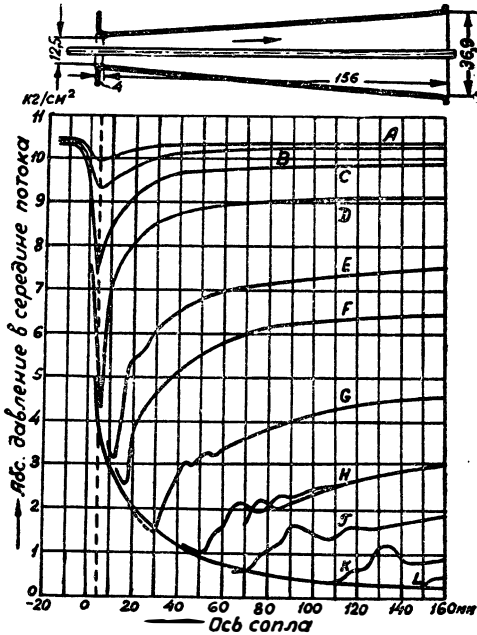


Фиг. 94. Границы потока пара, выходящего из насадка.

Имеющиеся опытные данные о расширении потока пара после выхода из насадка дают примерно ту же картину, что и приведенная выше (фиг. 94).

9. Об изменении режима течения газа в насадке при понижении давления в сосуде

Изменение режима истечения газа через расходящийся насадок, происходящее в результате изменения соотношения давлений в сосуде и в выходном отверстии, показано на фиг. 95. Как видно из этой фигуры, в том случае когда давление во внешней



Фиг. 95. Распределение давлений по длине сопла при различных давлениях внешней среды.

среде превышает расчетное давление в выходном отверстии, изменение давления вдоль насадки имеет весьма сложный характер. С увеличением противодействия соответственно повышается давление в сечениях насадки, расположенных вблизи выходного отверстия, но при этом в средней части насадки давление может быть ниже, чем во внешней среде.

§ 29. ДУЛЬНЫЕ ТОРМОЗА ОТДАЧИ С ОТКРЫТОЙ ПОЛОСТЬЮ

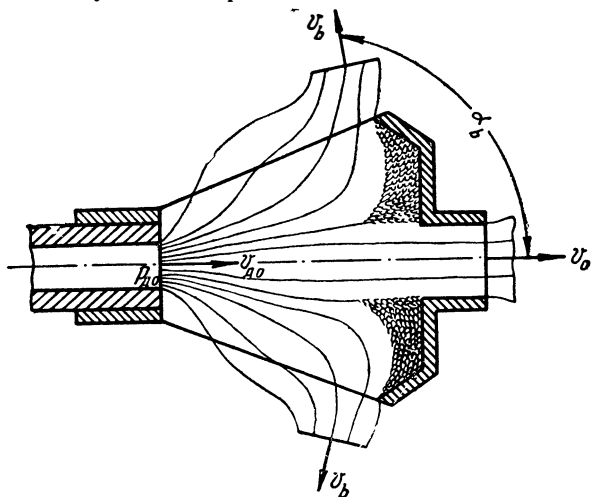
1. Конструктивные и газодинамические особенности

Основной конструктивной особенностью дульных тормозов с открытой полостью (фиг. 96) является весьма большой размер боковых окон тормоза. В некоторых образцах дульных тормозов

отдачи этого типа представляется даже затруднительным говорить о камере и полости тормоза, так как размеры их боковых окон значительно превышают поверхность боковых стенок, которые скорее являются не боковыми стенками, а перемычками, соединяющими отражательную диафрагму тормоза со стволом.

В дульных тормозах отдачи с открытой полостью по существу нет также боковых каналов, так как размеры отверстий несоизмеримы с толщиной стенок или перемычек.

В связи с отмеченными конструктивными особенностями рассматриваемые дульные тормоза отдачи значительно отличаются



Фиг. 96. Газодинамическая схема дульного тормоза отдачи с открытой полостью.

что своей газодинамикой от дульных тормозов отдачи с полуоткрытой полостью. Как уже отмечалось выше, основное отличие заключается в том, что в дульных тормозах с открытой полостью поток газа после выхода из дульного отверстия расширяется неограниченно, почти так же, как при отсутствии дульного тормоза, вследствие чего давление в потоке быстро падает до атмосферного. Вторым отличием рассматриваемых дульных тормозов от дульных тормозов с полуоткрытой полостью является отсутствие в первых конструктивно заданного направления течения отведенного в сторону газа; направление течения частей потока газа, отведенных в боковые окна, будет результатом столкновения струй газа, отраженных от диафрагмы, и струй газа, отклонившихся в сторону сразу после выхода из дульного отверстия вследствие большого внутреннего давления.

Несмотря на отмеченное значительное различие между дульными тормозами с полуоткрытой и открытой полостью расширения, все же могут встретиться образцы дульных тормозов, при-

надлежасть которых к тому или другому типу не будет достаточно четко выражена.

Так как степень расширения потока газа за дульным отверстием, являющаяся основным фактором и определяющая тип тормоза, зависит от соотношения между суммарной площадью выходных отверстий полости тормоза и площадью поперечного сечения канала оружия (дульного отверстия), а это соотношение конструктивно может изменяться непрерывно в очень широких пределах, то переход от полости с ограниченным расширением потока к полости с неограниченным расширением не всегда можно определить по внешнему виду тормоза. В качестве критерия, определяющего границу между указанными двумя типами дульных тормозов, следует принять то значение средней степени расширения потока газа в полости тормоза, при котором среднее давление в потоке падает до атмосферного. Если отношение суммарной площади выходных отверстий полости тормоза к площади дульного отверстия оказывается больше или равно указанной степени расширения потока, то данный дульный тормоз следует отнести к дульным тормозам с открытой полостью. Если же отношение площади поперечного сечения потока на выходе из полости тормоза к площади дульного отверстия окажется меньше указанной степени расширения потока, то рассматриваемый образец дульного тормоза следует отнести к дульным тормозам с полукрытой полостью.

2. Определение относительного количества газа, отведенного в боковые окна

Введем обозначения:

- G — общий секундный расход газа (секундный расход газа через дульное отверстие);
- G_0 — секундный расход газа через снаряжное отверстие в отражательной диафрагме;
- s_0 — площадь снаряжного отверстия в отражательной диафрагме;
- v_0 и γ_0 — скорость и удельный вес газа в снаряжном отверстии (в центральной части потока);
- v_k и γ_k — средняя скорость и средний удельный вес газа в потоке, после того как среднее давление в потоке перед отражательной диафрагмой оказалось равным атмосферному;
- s_k — площадь поперечного сечения потока после его расширения до атмосферного давления;
- $(G - G_0)$ — секундный расход отведенного газа (секундный расход газа через боковые окна);
- η — относительное количество отведенного газа, равное отношению секундного расхода газа через боковые окна к секунднему расходу через дульное отверстие.

В соответствии с изложенным для относительного количества отведенного газа будем иметь

$$\eta = \frac{G - G_0}{G} = 1 - \frac{G_0}{G}. \quad (460)$$

Так как

$$G_0 = \mu_0 S_0 v_0 \gamma_0;$$

$$G = \mu_k S_k v_k \gamma_k,$$

то

$$\eta = 1 - \frac{\mu_0 S_0 v_0 \gamma_0}{\mu_k S_k v_k \gamma_k}. \quad (461)$$

Так как вследствие резкого поворота боковых потоков вокруг снарядного отверстия создается мертвая зона повышенного давления, то значения параметров газа в центральной части потока, входящего в снарядное отверстие, будут существенно отличаться от значений параметров газа в боковых частях потока. В настоящее время не представляется возможным теоретически определить значения параметров газа в различных точках сечения потока перед отражательной диафрагмой. Некоторый приближенный учет различия в плотности газа в различных частях потока можно произвести введением вспомогательной величины, определяемой по данным опыта

$$\chi = \frac{v_0 \gamma_0}{v_k \gamma_k}. \quad (462)$$

Тогда для относительного количества отведенного газа будем иметь

$$\eta = 1 - \chi \nu, \quad (463)$$

где

$$\nu = \frac{\mu_0 S_0}{\mu_k S_k} \approx \frac{S_0}{\varepsilon_k S}, \quad (464)$$

$\varepsilon_k = \frac{\mu_k S_k}{S}$ — степень расширения потока перед отражательной диафрагмой.

Величина ν имеет переменное значение в течение всего рабочего процесса тормоза.

Принимая в порядке первого приближения $v_0 = v_k$, будем иметь

$$\chi = \frac{\gamma_0}{\gamma_k}, \quad (465)$$

где γ_0 — удельный вес газа в снарядном отверстии;

γ_k — средний удельный вес газа в сечении потока перед отражательной диафрагмой.

По мере понижения давления в дульном отверстии скорость газа перед отражательной диафрагмой убывает и, следовательно, убывает давление и плотность газа вблизи снарядного отверстия. В пределе, в конце работы тормоза, плотность газа в снарядном отверстии и в боковых окнах окажется одинаковой. Соответственно величина x должна убывать от некоторого начального значения x_0 до 1. Так как повышенная плотность газа перед снарядным отверстием зависит от скорости газа перед диафрагмой, а последняя определяется степенью расширения потока, то целесообразно представить величину x как функцию степени расширения потока ε_k .

Учитывая отмеченную закономерность изменения величины x , примем для нее следующую зависимость от степени расширения потока:

$$x = a_0 + (1 - a_0) \frac{s}{s_0} \varepsilon_k = a_0 + \frac{1 - a_0}{v}. \quad (466)$$

Зависимость (466) и величина параметра a_0 должны подчиняться следующим условиям. В начальный момент работы тормоза при $\varepsilon_k = \varepsilon_{k0}$ должны иметь

$$v = v_0 = \frac{s_0}{\varepsilon_{k0} s}; \quad x = x_0,$$

где ε_{k0} — начальная степень расширения.

В конечный момент работы тормоза, когда сечение потока окажется равным сечению снарядного отверстия в отражательной диафрагме, т. е. когда $\varepsilon_k = \frac{s_0}{s}$, должны иметь $\eta = 0$.

Из первого условия имеем

$$a_0 = \frac{1 - v_0 x_0}{1 - v_0}. \quad (467)$$

Из второго условия получаем

$$v = 1; \quad \eta = 1 - xv = 0; \quad x = 1.$$

Подставляя значение x из уравнения (466) в уравнение (463), получим

$$\eta = a_0(1 - v),$$

или

$$\eta = a_0 \left(1 - \frac{\lambda_0}{\varepsilon_k} \right), \quad (468)$$

где

$$\lambda_0 = \frac{s_0}{s}; \quad (469)$$

λ_0 — относительная площадь снарядного отверстия в отражательной диафрагме.

Из полученных зависимостей следует, что:

1) относительное количество отведенного газа изменяется в течение рабочего процесса дульного тормоза отдачи с открытой полостью расширения от некоторого начального значения

$$\eta_0 = a_0 \left(1 - \frac{\lambda_0}{\varepsilon_{k0}} \right)$$

до нуля;

2) для определения относительного количества отведенного газа необходимо иметь из опыта величину λ_0 , характеризующую начальное значение отношения плотности газа в средней части потока перед входом в снарядное отверстие к средней плотности газа в потоке перед поворотом боковых частей потока.

3. Определение продольного усилия тормоза

Выделим объем в потоке газа, ограниченный дульным отверстием, поверхностью стенок полости, снарядным отверстием, поверхностью отражательной диафрагмы, свободной боковой поверхностью потока и поперечными сечениями боковых потоков, отходящих от отражательной диафрагмы (фиг. 96). Так как на свободной поверхности потока и в боковых потоках давление будет незначительно отличаться от атмосферного давления, то силы, действующие в поперечных сечениях боковых потоков и на их свободной поверхности, выпадают из рассмотрения. По теореме импульсов для выделенного объема газа, полагая течение газа установившимся, будем иметь

$$\underbrace{[p_{л.о} s - (p_0 - 1) s_0 - R_x]}_{\text{импульс внешних сил}} dt = \underbrace{\varphi_b v_b \cos \alpha_b dm_b + \varphi_0 v_0 dm_0}_{\text{количество движения газа при выходе из объема}} - \underbrace{v_{л.о} dm}_{\text{то же при входе в объем}}$$

где R_x — продольная составляющая реактивных сил, действующих на выделенную часть потока со стороны внутренней поверхности полости тормоза, или, что то же самое (по абсолютной величине), продольное усилие, создаваемое дульным тормозом отдачи;

p_0 и $\varphi_0 v_0$ — давление и действительная скорость газа в снарядном отверстии;

$\varphi_b v_b$ — действительная скорость газа в боковых потоках;
 dm — масса газа, выходящего из дульного отверстия за время dt ;

dm_0 — масса газа, проходящего через снарядное отверстие в отражательной диафрагме за то же время;

dm_b — масса газа, выходящего из полости тормоза через боковые окна за то же время;

α_b — угол между направлением скорости боковых потоков и осью канала оружия.

Разделив полученное уравнение на dt и имея в виду, что

$$\frac{dm}{dt} = \frac{G}{g};$$

$$\frac{dm_b}{dt} = \eta \frac{G}{g};$$

$$\frac{dm_0}{dt} = (1 - \eta) \frac{G}{g};$$

$$G = \frac{sv_{\text{л.о.}}}{w_{\text{л.о.}}};$$

$$v_{\text{л.о.}} = \sqrt{gkp_{\text{л.о.}}w_{\text{л.о.}}},$$

и принимая

$$v_0 \approx v_k;$$

$$p_0 = \kappa p_k = \kappa;$$

$$v_b = v_k = \frac{k+1}{k} v_{\text{л.о.}};$$

$$\varphi_0 = 1,$$

получим

$$v_{\text{л.о.}}s - (\kappa - 1)s_0 - R_x = \varphi_b v_k \cos \alpha_b \frac{\eta G}{g} + v_k (1 - \eta) \frac{G}{g} - v_{\text{л.о.}} \frac{G}{g};$$

$$v_{\text{л.о.}}s \left[1 - \frac{\kappa - 1}{p_{\text{л.о.}}} \frac{s_0}{s} \right] - R_x = \varphi_b \eta (k+1) p_{\text{л.о.}}s \cos \alpha_b + \\ + (1 - \eta)(k+1)p_{\text{л.о.}}s - kp_{\text{л.о.}}s.$$

Пренебрегая величиной $\frac{(\kappa - 1)s_0}{p_{\text{л.о.}}s}$ по сравнению с единицей, из

последнего уравнения будем иметь

$$R_x = p_{\text{л.о.}}s + kp_{\text{л.о.}}s - \varphi_b \eta (k+1) p_{\text{л.о.}}s \cos \alpha_b - (1 - \eta)(k+1)p_{\text{л.о.}}s; \\ R_x = (k+1)(1 - \varphi_b \cos \alpha_b) \eta p_{\text{л.о.}}s. \quad (470)$$

4. Определение бокового усилия тормоза

Реактивное усилие, создаваемое отдельно взятым боковым потоком в направлении, противоположном его скорости, выразится следующим образом:

$$R_1 = (p_b - 1)s_{b_1} + \varphi_b v_b \frac{G_{b_1}}{g}, \quad (471)$$

где p_b и $\varphi_b v_b$ — давление и действительная скорость газа в боковом потоке при выходе из бокового окна;
 s_{b_1} — площадь поперечного сечения бокового потока, вытекающего через рассматриваемое боковое окно;
 G_{b_1} — секундный расход газа через рассматриваемое боковое окно.

Учитывая, что давление в боковом потоке будет незначительно отличаться от атмосферного давления и имея в виду, что

$$v_b = v_k = N_k v_{д.о} = \frac{k+1}{k} v_{д.о};$$

$$G_{b_1} = \eta_1 G;$$

$$\eta_1 = \frac{s_{b_1}}{s_b} \eta;$$

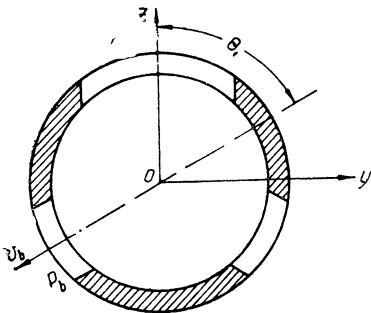
$$G = \frac{sv_{д.о}}{w_{д.о}};$$

$$v_{д.о} = \sqrt{gkp_{д.о}w_{д.о}},$$

из уравнения (471) получим

$$R_1 = \varphi_b \frac{k+1}{k} v_{д.о} \eta_1 \frac{sv_{д.о}}{gw_{д.о}};$$

$$R_1 = \varphi_b \frac{s_{b_1}}{s_b} (k+1) \eta p_{д.о} s. \quad (472)$$



Фиг. 97. Поперечный разрез дульного тормоза продольной и поперечной отдачи.

Для того чтобы определить боковые усилия, возникающие от рассматриваемого бокового потока, необходимо реактивное усилие, создаваемое боковым потоком в направлении, противоположном его скорости, спроектировать на оси y и z , причем ось y — ось, перпендикулярная оси канала ствола и расположенная в горизонтальной плоскости, а ось z — ось, перпендикулярная оси канала ствола и оси y (фиг. 97).

$$R_{y1} = R_1 \sin \alpha_b \sin \theta_1; \quad (473)$$

$$R_{z1} = R_1 \sin \alpha_b \cos \theta_1. \quad (474)$$

Так как обычно боковые каналы (боковые окна) дульных тормозов отдачи расположены симметрично относительно вертикальной плоскости, проходящей через ось канала ствола, то

$$\sum_1^n R_{vi} = 0. \quad (475)$$

Для определения равнодействующего бокового усилия R_z суммируем значения R_z для отдельных боковых потоков

$$R_{z1} = \varphi_b \frac{s_{b1}}{s_b} \eta (k+1) p_{л. о} s \sin \alpha_b \cos \Theta_1;$$

$$+ R_{z2} = \varphi_b \frac{s_{b2}}{s_b} \eta (k+1) p_{л. о} s \sin \alpha_b \cos \Theta_2;$$

$$R_{z3} = \varphi_b \frac{s_{b3}}{s_b} \eta (k+1) p_{л. о} s \sin \alpha_b \cos \Theta_3$$

.....

$$R_z = \varphi_b (k+1) \eta p_{л. о} s \sin \alpha_b \times \\ \times \left(\frac{s_{b1}}{s_b} \cos \Theta_1 + \frac{s_{b2}}{s_b} \cos \Theta_2 + \frac{s_{b3}}{s_b} \cos \Theta_3 + \dots \right),$$

или

$$R_z = \varphi_b (k+1) \eta \sin \alpha_b \frac{s_e}{s_b} p_{л. о} s, \quad (476)$$

где

$$s_e = s_{b1} \cos \Theta_1 + s_{b2} \cos \Theta_2 + s_{b3} \cos \Theta_3 + \dots \quad (477)$$

Так как

$$\eta = a_0 \left(1 - \frac{\lambda_0}{\varepsilon_k} \right),$$

то

$$R_z = \varphi_b a_0 \frac{s_e}{s_b} \sin \alpha_b \left(1 - \frac{\lambda_0}{\varepsilon_k} \right) (k+1) p_{л. о} s. \quad (478)$$

5. Относительные усилия тормоза

Введем следующие относительные усилия:

1) относительное продольное усилие дульного тормоза отдачи

$$r_x = \frac{R_x}{p_{л. о} s}; \quad (479)$$

2) относительное боковое усилие дульного тормоза отдачи

$$r_z = \frac{R_z}{p_{л. о} s}. \quad (480)$$

Для дульного тормоза отдачи с открытой полостью по уравнениям (470) и (476) будем иметь

$$r_x = (k+1) (1 - \varphi_b \cos \alpha_b) \eta; \quad (481)$$

$$r_z = \varphi_b (k+1) \eta \sin \alpha_b \frac{s_e}{s_b}, \quad (482)$$

или

$$r_x = b_1(k+1)\left(1 - \frac{\lambda_0}{\varepsilon_k}\right); \quad (483)$$

$$r_z = \varphi_b \frac{s_e}{s_b} a_0 \left(1 - \frac{\lambda_0}{\varepsilon_k}\right) (k+1) \sin \alpha_b, \quad (484)$$

где

$$b_1 = a_0(1 - \varphi_b \cos \alpha_b). \quad (485)$$

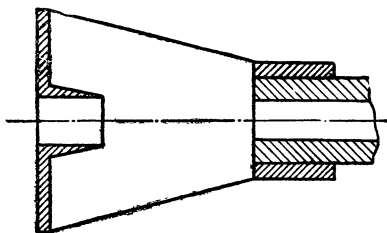
Полученные зависимости для продольного и бокового усилий тормоза содержат коэффициент a_0 , введенный в выражение для относительного количества отведенного газа

$$\eta = a_0 \left(1 - \frac{\lambda_0}{\varepsilon_k}\right). \quad (468)$$

При отсутствии необходимых опытных данных для определения коэффициента a_0 указанный приближенный учет различия плотностей газа в снарядном отверстии и боковых окнах оказывается невозможным и приходится производить расчет усилий тормоза, исходя из допущения равенства плотностей газа в снарядном отверстии и боковых окнах, т. е. при принятии $\kappa = \kappa_0 = 1$. Соответственно из уравнений (467) и (468) получаем $a_0 = 1$ и

$$\eta = 1 - \frac{\lambda_0}{\varepsilon_k}. \quad (486)$$

Таким образом полученные ранее зависимости для усилий тормоза остаются в силе и при допущении равенства плотностей газа в снарядном отверстии отражательной диафрагмы и боковых окнах, но при условии принятия $a_0 = 1$.



Фиг. 98. Дульный тормоз отдачи с отражательным конусом около снарядного отверстия.

Влияние поворота боковых потоков при подходе к диафрагме на увеличение плотности газа перед входом в снарядное отверстие может быть значительно уменьшено путем введения особого отражательного конуса, как показано на фиг. 98. Благодаря такому конусу вход центральной части потока в снарядное отверстие мо-

жет происходить не после поворота боковых потоков, а до их поворота, т. е. в том сечении потока, где плотность газа можно принять одинаковой по всему сечению потока. Следовательно, для тормоза с открытой полостью, изображенного на фиг. 98, коэффициент a_0 может быть принят равным единице.

Произведем вычисление продольного усилия тормоза отдачи по следующим исходным данным:

Среднее давление в канале оружия в дульный момент	$p_d = 666 \text{ кг/см}^2$
Отношение давлений в канале оружия в период последствия	$\zeta_0 = \frac{p_{d.0}}{p} = 0,685$
Площадь поперечного сечения дульного отверстия канала ствола	$s = 0,476 \text{ см}^2$
Относительная площадь снарядного отверстия	$\lambda_0 = \frac{s_0}{s} = 1,49$
Скоростной коэффициент	$\varphi_b = 0,7$
Угол между направлением вектора скорости боковых потоков и осью канала оружия	$\alpha_b = 75^\circ$
Показатель политропы для процесса расширения газа в полости тормоза	$n = 1,2$

Расчет тормоза производим при

$$x = \frac{p_0}{p_k} = 1.$$

В ы ч и с л е н и я

1. Определяем степень понижения давления в потоке в начале работы тормоза

$$x_{01} = \frac{1}{\zeta_0 p_d} = \frac{1}{0,685 \cdot 666} = 0,00219.$$

2. Определяем ε_{k0} , пользуясь табл. 33б.

x_{01}	ε_{k0}
0,00200	109,00
0,00219	102,50
0,00300	74,80

Интерполированием получаем
 $\varepsilon_{k0} = 102,5$

3. Определяем коэффициент b_1

$$b_1 = a_0 (1 - \varphi_b \cos \alpha_b) = 1 (1 - 0,7 \cos 75^\circ) = 0,819.$$

4. Вычисляем относительное продольное усилие тормоза для дульного момента

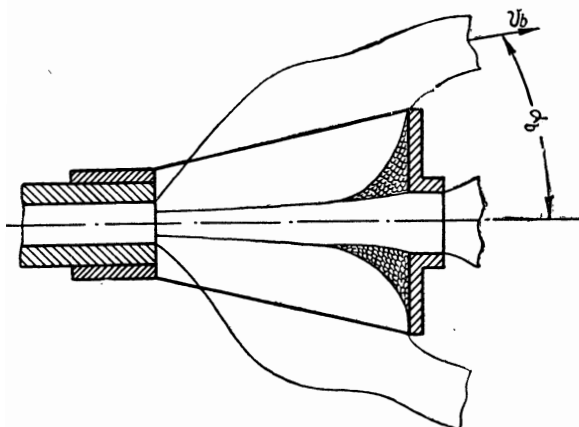
$$r_{x_d} = b_1 (k + 1) \left(1 - \frac{\lambda_0}{\varepsilon_{k0}}\right) = 0,819 (1,3 + 1) \left(1 - \frac{1,49}{102,5}\right) = 1,85.$$

5. Определяем продольное усилие для дульного момента, считая процесс заполнения полости тормоза газом мгновенным

$$R_{x_d} = r_{x_d} p_{d.0} s = \zeta_0 r_{x_d} p_d s = 0,685 \cdot 1,85 \cdot 666 \cdot 0,476 = 402 \text{ кг.}$$

6. О направлении боковых потоков

Как уже отмечалось, в дульных тормозах отдачи с открытой полостью боковые потоки газа, проходящие через боковые окна, не имеют вполне определенного направления. Направление скорости газа, выходящего из боковых окон, является результатом



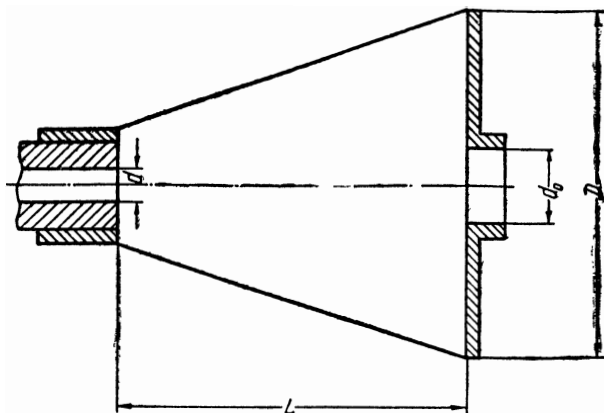
Фиг. 99. Направление боковых потоков при относительно малом диаметре отражательной диафрагмы.

сложения боковых потоков, из которых одни отклонились в сторону в результате взаимодействия с отражательной диафрагмой, а другие отклонились в сторону вследствие резкого расширения потока вблизи дульного отверстия. Окончательное значение угла между направлением оси канала и направлением скорости газа в боковых потоках является функцией сочетания основных параметров тормоза.

Основными конструктивными параметрами дульного тормоза отдачи с открытой полостью расширения являются диаметр диафрагмы, расстояние диафрагмы от дульного отверстия и форма диафрагмы. В зависимости от сочетания этих параметров значения угла α могут быть различны. На фиг. 96 показан случай, когда скорость газа в боковых потоках направлена под углом к оси канала, близким к 90° . На фиг. 99 изображен другой случай течения газа в боковых потоках. В этом случае вследствие значительного удаления отражательной диафрагмы от дульного отверстия и вследствие относительно малого ее диаметра сечение

потока газа перед диафрагмой оказалось значительно больше площади диафрагмы. В результате значительная часть потока газа, отведенного в боковые окна, проходит почти параллельно оси канала оружия, обходя отражательную диафрагму. Очевидно, что эта часть отведенного потока газа даст незначительный тормозной эффект.

Из изложенного следует, что определение угла α_b при произвольно выбранных параметрах тормоза данного типа представляет значительные трудности.



Фиг. 100. Основные конструктивные параметры дульного тормоза отдачи с открытой полостью.

Необходимо также иметь в виду, что в процессе работы дульного тормоза по мере понижения давления в дульном отверстии канала оружия соотношение между общим сечением потока и площадью отражательной диафрагмы изменяется и, следовательно, изменяется угол α_b . Помимо этого в разных точках сечения боковых потоков угол α_b имеет различные значения.

В табл. 36 приводятся значения величины

$$b_1 = a_0(1 - \varphi_b \cos \alpha_b) \quad (485)$$

в функции от (см. фиг. 100):

- а) относительного диаметра отражательной диафрагмы $\frac{D}{d}$;
- б) относительного расстояния между дульным отверстием и плоскостью диафрагмы $\frac{L}{d}$;
- в) относительного диаметра снарядного отверстия $\frac{d_0}{d}$.

Таблица 36

Значения $b_1 = a_0 (1 - \varphi_b \cos \alpha_b)$

$$\frac{d_0}{d} = 1,1$$

$\frac{D}{d}$	$\frac{L}{d}$											
	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0
5	0,60	0,98	1,06	1,05	0,99	0,90	0,80	0,69	0,58	0,46	0,33	0,20
6	0,60	1,01	1,11	1,10	1,05	0,97	0,89	0,79	0,69	0,59	0,48	0,36
7	0,60	1,03	1,14	1,14	1,10	1,03	0,95	0,87	0,78	0,69	0,60	0,51
8	0,60	1,05	1,17	1,17	1,14	1,08	1,01	0,94	0,86	0,79	0,71	0,64
9	0,60	1,07	1,19	1,20	1,17	1,12	1,06	1,00	0,94	0,88	0,81	0,74
10	0,60	1,07	1,21	1,22	1,19	1,16	1,11	1,06	1,01	0,95	0,89	0,83
11	0,60	1,07	1,21	1,23	1,21	1,18	1,14	1,10	1,05	1,00	0,95	0,90
12	0,60	1,07	1,21	1,24	1,23	1,20	1,16	1,12	1,08	1,04	1,00	0,96
13	0,60	1,07	1,21	1,24	1,24	1,22	1,19	1,15	1,11	1,08	1,04	1,00
14	0,60	1,07	1,21	1,24	1,25	1,23	1,20	1,17	1,14	1,11	1,08	1,05
15	0,60	1,07	1,21	1,24	1,25	1,23	1,21	1,19	1,16	1,13	1,10	1,08
16	0,60	1,07	1,21	1,24	1,25	1,24	1,22	1,20	1,18	1,15	1,13	1,10

$$\frac{d_0}{d} = 1,2$$

$\frac{D}{d}$	$\frac{L}{d}$											
	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0
5	0,53	0,90	1,01	1,00	0,96	0,89	0,80	0,69	0,57	0,45	0,32	0,20
6	0,53	0,92	1,05	1,05	1,01	0,95	0,87	0,78	0,68	0,58	0,47	0,36
7	0,53	0,94	1,09	1,09	1,06	1,01	0,94	0,87	0,78	0,69	0,60	0,51
8	0,53	0,95	1,11	1,12	1,10	1,06	1,00	0,94	0,87	0,79	0,72	0,64
9	0,53	0,96	1,13	1,15	1,14	1,10	1,05	1,00	0,94	0,88	0,81	0,76
10	0,53	0,96	1,14	1,17	1,16	1,14	1,10	1,05	1,00	0,95	0,89	0,83
11	0,53	0,96	1,15	1,18	1,18	1,16	1,13	1,09	1,05	1,00	0,95	0,90
12	0,53	0,96	1,16	1,20	1,20	1,18	1,15	1,12	1,08	1,04	1,00	0,96
13	0,53	0,96	1,16	1,21	1,22	1,19	1,17	1,14	1,11	1,08	1,04	1,00
14	0,53	0,96	1,16	1,22	1,22	1,20	1,18	1,16	1,14	1,11	1,08	1,05
15	0,53	0,96	1,16	1,22	1,23	1,21	1,19	1,18	1,16	1,14	1,11	1,08
16	0,53	0,96	1,16	1,22	1,23	1,22	1,20	1,19	1,17	1,15	1,13	1,10

Продолжение

$$\frac{d_0}{d} = 1,4$$

$\frac{D}{d}$	$\frac{L}{d}$											
	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0
5	0,50	0,80	0,93	0,97	0,94	0,88	0,79	0,69	0,57	0,45	0,33	0,20
6	0,50	0,83	0,97	1,01	0,99	0,94	0,87	0,78	0,68	0,58	0,47	0,36
7	0,50	0,86	1,01	1,05	1,03	0,99	0,93	0,86	0,78	0,69	0,60	0,51
8	0,50	0,87	1,03	1,07	1,07	1,03	0,98	0,93	0,87	0,80	0,72	0,64
9	0,50	0,87	1,04	1,09	1,10	1,07	1,04	0,99	0,94	0,88	0,82	0,75
10	0,50	0,87	1,05	1,11	1,12	1,11	1,08	1,04	0,99	0,94	0,89	0,84
11	0,50	0,87	1,05	1,12	1,14	1,13	1,10	1,07	1,04	1,00	0,95	0,91
12	0,50	0,87	1,05	1,13	1,15	1,14	1,12	1,10	1,07	1,04	1,00	0,96
13	0,50	0,87	1,05	1,14	1,16	1,16	1,14	1,12	1,10	1,08	1,04	1,01
14	0,50	0,87	1,05	1,14	1,17	1,17	1,16	1,15	1,13	1,11	1,08	1,05
15	0,50	0,87	1,05	1,14	1,17	1,18	1,17	1,16	1,15	1,14	1,11	1,08
16	0,50	0,87	1,05	1,14	1,17	1,18	1,18	1,17	1,16	1,15	1,13	1,10

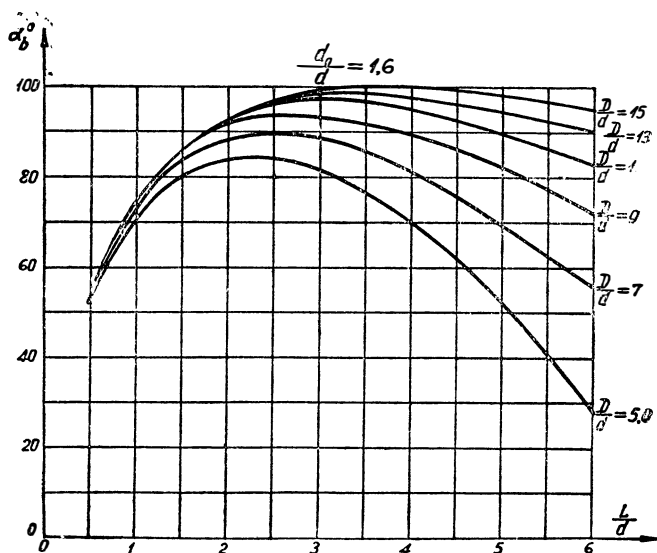
$$\frac{d_0}{d} = 1,6$$

$\frac{D}{d}$	$\frac{L}{d}$											
	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0
5	0,45	0,71	0,85	0,91	0,91	0,87	0,79	0,69	0,57	0,45	0,33	0,20
6	0,45	0,74	0,88	0,94	0,95	0,93	0,87	0,78	0,68	0,58	0,47	0,36
7	0,45	0,77	0,92	0,98	0,99	0,98	0,93	0,86	0,78	0,69	0,60	0,50
8	0,45	0,78	0,94	1,01	1,03	1,02	0,98	0,93	0,87	0,79	0,72	0,64
9	0,45	0,78	0,95	1,03	1,06	1,06	1,03	0,99	0,94	0,88	0,81	0,74
10	0,45	0,78	0,96	1,04	1,07	1,09	1,08	1,04	1,00	0,95	0,89	0,83
11	0,45	0,78	0,96	1,05	1,09	1,11	1,10	1,07	1,04	1,00	0,95	0,91
12	0,45	0,78	0,97	1,06	1,11	1,13	1,12	1,10	1,07	1,04	1,00	0,96
13	0,45	0,78	0,97	1,07	1,12	1,14	1,14	1,12	1,10	1,07	1,04	1,01
14	0,45	0,78	0,97	1,07	1,12	1,15	1,15	1,14	1,13	1,11	1,08	1,05
15	0,45	0,78	0,97	1,07	1,12	1,15	1,16	1,16	1,15	1,13	1,11	1,08
16	0,45	0,78	0,97	1,07	1,12	1,15	1,16	1,16	1,16	1,15	1,13	1,10

Продолжение

$$\frac{d_0}{d} = 1,8$$

$\frac{D}{d}$	$\frac{L}{d}$											
	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0
5	0,44	0,68	0,79	0,85	0,87	0,85	0,78	0,69	0,57	0,45	0,33	0,20
6	0,44	0,70	0,82	0,89	0,92	0,90	0,85	0,78	0,68	0,58	0,47	0,36
7	0,44	0,71	0,85	0,92	0,96	0,94	0,91	0,85	0,78	0,69	0,60	0,51
8	0,44	0,72	0,87	0,95	0,99	0,98	0,96	0,91	0,86	0,79	0,72	0,64
9	0,44	0,72	0,88	0,96	1,01	1,02	1,00	0,97	0,93	0,87	0,81	0,75
10	0,44	0,72	0,89	0,97	1,03	1,05	1,04	1,01	0,98	0,94	0,89	0,84
11	0,44	0,72	0,89	0,98	1,05	1,07	1,07	1,05	1,02	0,99	0,95	0,91
12	0,44	0,72	0,89	0,99	1,06	1,09	1,09	1,08	1,06	1,03	1,00	0,96
13	0,44	0,72	0,89	1,00	1,07	1,10	1,11	1,11	1,09	1,07	1,04	1,01
14	0,44	0,72	0,89	1,01	1,08	1,11	1,13	1,13	1,13	1,11	1,08	1,05
15	0,44	0,72	0,89	1,01	1,08	1,13	1,15	1,15	1,14	1,13	1,11	1,08
16	0,44	0,72	0,89	1,01	1,08	1,13	1,15	1,15	1,15	1,14	1,13	1,10



Фиг. 101. Зависимость угла выхода боковых потоков от относительного удаления отрагательной диафрагмы при различных относительных диаметрах отрагательной диафрагмы.

Задаваясь значениями a_0 и φ_b , по величине b_1 можно определить осредненные значения угла α_b для различных сочетаний основных параметров дульного тормоза отдачи с открытой полостью. На фиг. 101 показана зависимость угла α_b от $\frac{L}{d}$ при различных значениях $\frac{D}{d}$.

§ 30. ОДНОРЯДНЫЕ ДУЛЬНЫЕ ТОРМОЗА ОТДАЧИ С ПОЛУОТКРЫТОЙ ПОЛОСТЬЮ

1. Предварительные замечания

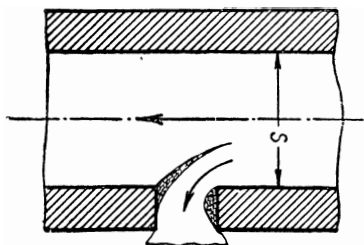
Как уже отмечалось выше, дульный тормоз отдачи с полуоткрытой полостью представляет собой насадок, в котором происходит расширение потока газа, вытекающего из канала оружия.

При наличии боковых отверстий в полости тормоза степень расширения потока газа в тормозе определяется не только увеличением поперечных сечений полости, но также и размерами поперечных сечений боковых каналов. Помимо этого расширение потока газа существенно зависит от наклона боковых каналов по отношению к оси полости и конструктивного оформления их входной части.

Имеющиеся опытные данные о расширении потока порохового газа в атмосфере за дульным отверстием, а также анализ работы газоотводных устройств, расположенных в дульной части ствола, показывают, что благодаря большому давлению наружная часть потока порохового газа, несмотря на наличие большой скорости, легко отклоняется под весьма большим углом в боковом направлении, если только в стенке канала оказываются какие-либо отверстия. На фиг. 102 показан случай отклонения части потока в боковом направлении при наличии в стенке канала отверстия под углом 90° к направлению основной части потока с указанием схемы газодинамических явлений, происходящих при этом. Как видно из рисунка, отклонение части потока газа в боковое отверстие сопровождается образованием двух небольших мертвых зон вблизи углов входного отверстия и сжатием потока газа при входе в отверстие.

Так как отвод части потока в боковое отверстие вызывает общее расширение потока, то, следовательно, в месте отвода газа должно произойти изменение параметров газа в потоке. Имея в виду случай течения газа с зазвуковыми скоростями, указанное увеличение сечения потока благодаря бокового отверстия должно сопровождаться падением давления и увеличением скорости газа как в средней части потока, так и в части потока, отведенного в боковое отверстие. Исходя из приведенной схемы газодинамического процесса (фиг. 102), можно полагать, что газ, отклоняющийся от основной части потока в боковое отверстие,

сохраняет в момент отклонения ту скорость, которую он имел в общем потоке, и что при дальнейшем общем расширении обеих частей потока происходит общее увеличение скорости газа в отклоняющейся и основной частях потока. Другими словами, будем полагать, что скорость отведенного газа в начале бокового канала существенно не отличается от средней скорости газа в потоке, определяемой по скорости газа до бокового отверстия и по степени расширения потока газа, вызванного отводом части газа в боковое отверстие.



Фиг. 102. Схема отвода части потока в боковое окно.

Кроме принятого выше предположения о скорости газа в части потока, отклоняющейся в боковое отверстие, можно сделать прямо противоположное допущение, а именно, допустить, что при отклонении части потока в боковое отверстие происходит значительная или полная потеря скорости газа в этой части потока, и что, следовательно, газ входит в боковое отверстие с нулевой или незначительной скоростью. Однако такое допущение менее вероятно, чем высказанное ранее, так как полная или значительная потеря скорости газом обычно происходит при входе его в объем, заполненный неподвижным газом, или при наличии достаточно длинного участка его пути, на протяжении которого течение газа тормозится трением о стенки канала и взаимодействием с газом в мертвых зонах. Так как в рассматриваемом случае отмеченные обстоятельства отсутствуют, то нет оснований ожидать полной или значительной потери скорости газа в части потока, отклоняющейся в боковое отверстие.

Изложенные рассуждения относились к случаю, когда боковые отверстия находились в гладкой стенке канала. Если же боковое отверстие расположено перед каким-либо выступом или козырьком, то отвод газа в боковое отверстие существенно облегчается. При этом, очевидно, все предыдущие выводы с качественной стороны сохраняют свою силу. В количественном отношении изменения могут коснуться размеров мертвых зон вблизи углов бокового отверстия и соответственно величины сжатия потока при входе в боковое отверстие.

2. Определение относительного количества отведенного газа

Введем обозначения:

- G — секундный расход газа из канала оружия;
- G_0 — секундный расход газа через снарядное отверстие отражательной диафрагмы;

s_0 — площадь снарядного отверстия;

s_a — сумма площадей входных отверстий боковых каналов;

$s_k = s_a + s_0$ — общая сумма площадей выходных отверстий полости тормоза или общая площадь поперечного сечения потока газа на выходе из полости тормоза;

v_k и γ_k — средняя теоретическая скорость и средний удельный вес газа в потоке на выходе из полости тормоза;

v_0 и γ_0 — теоретическая скорость и удельный вес газа при входе в снарядное отверстие (в центральной части потока).

Так как

$$G = \mu_k s_k v_k \gamma_k; \quad G_0 = \mu_0 s_0 v_0 \gamma_0,$$

то

$$\eta = 1 - \frac{G_0}{G} = 1 - \frac{\mu_0 s_0 v_0 \gamma_0}{\mu_k s_k v_k \gamma_k}.$$

Учитывая крайнюю сложность газодинамических явлений вблизи снарядного отверстия, как и в предыдущем варианте тормоза, не представляется возможным теоретически установить величину отношения плотности газа в потоке на выходе из полости тормоза к средней плотности газа в потоке на выходе из полости тормоза. Можно лишь предполагать, что вследствие большой скорости потока и резкого поворота боковых частей потока это отношение существенно больше единицы.

Так как нет оснований предполагать, что скорость газа в центральной части потока вблизи снарядного отверстия может быть значительно больше или значительно меньше средней скорости потока на выходе из полости тормоза, то в порядке первого приближения примем, что $v_0 \approx v_k$. Соответственно скорость газа при входе в боковые каналы также примем равной v_k .

Исходя из изложенных соображений, для тормозов с полукрытой полостью можно принять для η ту же зависимость, которая была ранее установлена для дульных тормозов с открытой полостью

$$\eta = a_0 \left(1 - \frac{\lambda_0}{\varepsilon_k} \right), \quad (468)$$

Несмотря на принятие для дульных тормозов с полукрытой полостью той же зависимости для η , что и для дульных тормозов с открытой полостью, определение η для первой фазы работы тормоза (фазы ограниченного расширения потока газа в полости тормоза) будет существенно отличаться от предыдущего

случая, так как в указанной фазе степень расширения потока $\varepsilon_k = \frac{1 + k S_k}{s}$ является постоянной величиной и, следовательно, относительное количество отведенного газа будет также постоянным.

Можно также отметить следующую особенность газодинамики рассматриваемого тормоза. В тормозах с открытой полостью понижение давления газа в канале оружия отражается только на давлении вблизи снарядного отверстия отражательной диафрагмы и не отражается на давлении в боковых потоках, так как в этих потоках давление в течение всего процесса практически равно атмосферному. Следовательно, в таких тормозах отношение плотности газа вблизи снарядного отверстия к средней плотности газа в потоке является явно переменным, убывающим в течение работы тормоза. В тормозах с полуоткрытой полостью в фазу ограниченного расширения потока газа понижение давления в канале оружия отражается не только на давлении вблизи снарядного отверстия, но также и на давлении в боковых потоках, где оно выше атмосферного и убывает пропорционально убыванию среднего давления в потоке.

Вторая фаза работы тормоза с полуоткрытой полостью полностью соответствует характеру процесса в тормозе с открытой полостью и поэтому определение относительного количества отведенного газа, а также всех остальных характеристик тормоза для этой фазы, должно производиться по зависимостям, установленным в предыдущем параграфе.

При отсутствии опытных данных, необходимых для нахождения коэффициента a_0 , определение относительного количества отведенного газа должно производиться по упрощенной зависимости

$$\eta = 1 - \frac{\lambda_0}{\varepsilon_k}. \quad (486)$$

3. Определение давления и скорости газа на выходе из полости однорядного тормоза

Расширение потока газа в полости однорядного тормоза в общем случае может происходить несколькими этапами:

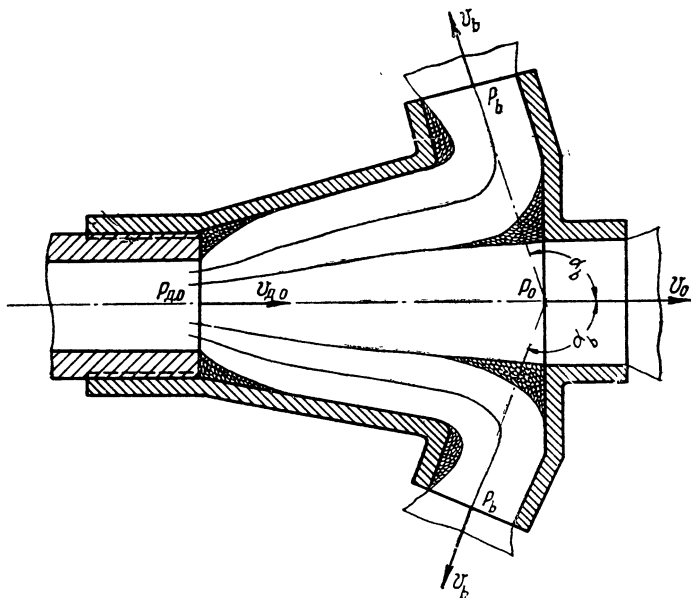
а) расширение потока вблизи дульного отверстия при переходе от сечения канала оружия к сечению полости тормоза;

б) расширение потока вследствие увеличения сечений полости тормоза;

в) расширение потока в конце полости при входе потока в боковые отверстия и в снарядное отверстие; дополнительное расширение потока на этом этапе происходит только в том случае, если сумма площадей боковых отверстий и снарядного отверстия

превосходит площадь поперечного сечения полости перед боковыми отверстиями.

При определении характеристик тормоза не представляется возможным и целесообразным останавливаться на каждом из указанных этапов в отдельности, и поэтому все три перечисленные этапа расширения потока в полости тормоза будем объеди-



Фиг. 103. К выводу зависимости для продольного усилия дульного тормоза с полукрытой полостью.

нить в один этап. Основным, исходным, параметром процесса расширения потока в полости однорядного тормоза является отношение

$$\epsilon_k = \frac{\mu_k S_k}{s},$$

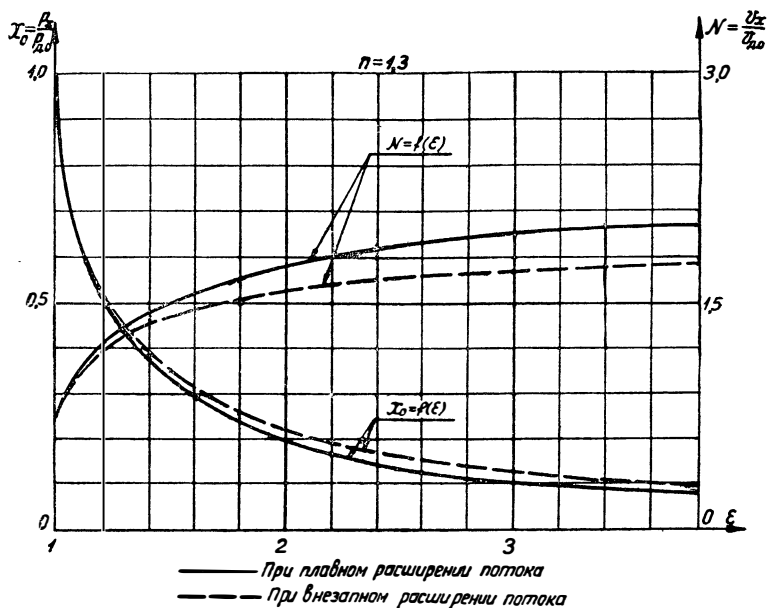
именуемое средней степенью расширения потока на выходе из полости тормоза.

Для определения давления и скорости газа в потоке по степени расширения потока необходимо предварительно установить, является ли расширение потока в полости тормоза плавным или внезапным.

Применительно к конструкции тормоза, изображенной на Фиг. 103, можно установить, что плавный характер расширения

потока наблюдается только в средней части полости тормоза. Расширение потока на начальном участке полости, вблизи дульного отверстия, а также расширение потока на участке отклонения части его в боковые отверстия полости, носит характер внезапного расширения.

Возникает вопрос, к какому случаю отнести общее расширение потока от сечения s до сечения $s_k = s_0 + s_d$?



Фиг. 104. График изменения вспомогательной функции N в функции от степени расширения потока.

Для решения этого вопроса рассмотрим закономерность понижения давления и увеличения скорости газа при возрастании степени расширения потока, показанную в относительных величинах на фиг. 104. Как видно из этой фигуры, основное, решающее, изменение давления и скорости газа происходит в начальной стадии расширения потока, т. е. в пределах изменения степени расширения от 1 до 2, что соответствует изменению диаметра полости от d до $1,5 d$.

Таким образом для определения общего характера расширения потока в полости тормоза достаточно установить характер его расширения на начальном участке полости, в пределах которого диаметр полости увеличивается до $1,5 d$.

4. Определение давления и скорости газа в выходных отверстиях боковых каналов

Для боковых потоков по условию неразрывности:

$$\frac{\mu_b s_b v_b}{w_b} = \eta G = \eta \frac{v_{д.о.}}{w_{д.о.}},$$

откуда

$$v_b = \frac{v_{д.о.}}{\frac{1}{N_b}} = N_b v_{д.о.}, \quad (487)$$

$$\varepsilon_b x_b^n$$

где

$$\varepsilon_b = \frac{\mu_b s_b}{\tau_b S}; \quad (488)$$

$$x_b = \frac{p_b}{p_{д.о.}};$$

$$N_b = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_b x_b^n}};$$

s_b — общая площадь выходных отверстий боковых каналов;

$\mu_b = \alpha_b \varphi_b$ — коэффициент расхода для выходных отверстий боковых каналов;

p_b и v_b — давление и теоретическая скорость газа в выходных отверстиях боковых каналов.

Порядок определения давления p_b и скорости v_b следующий:

1) по средней степени расширения потока в полости тормоза из уравнения (468) или (486) определяем относительное количество отведенного газа η ;

2) по зависимости (488) определяем степень расширения потоков в выходных отверстиях боковых каналов ε_b ;

3) по степени расширения ε_b из уравнения (449) или (458), в зависимости от характера расширения потока, определяем степень понижения давления x_b (вместо уравнений (449) и (458) практически придется пользоваться функцией $x = f(\varepsilon)$, заданной таблично);

4) по степени понижения давления x_b определяем функцию N_b ;

5) по найденным значениям x_b и N_b определяем p_b и v_b

$$p_b = x_b p_{д.о.};$$

$$v_b = N_b v_{д.о.}$$

5. Определение продольного усилия тормоза

Выделим в потоке газа объем, границами которого будут — дульное отверстие канала оружия, выходные отверстия боковых каналов, снарядное отверстие и вся внутренняя поверхность тормоза, соприкасающаяся с потоком газа (фиг. 103).

Внешними силами по отношению к выделенному объему газа будут

1) сила давления по сечению дульного отверстия, равная

$$(p_{д.о} - 1) s \approx p_{д.о} s;$$

2) сумма сил давления по сечениям выходных отверстий боковых каналов, равная

$$(p_b - 1) s_b;$$

3) сила давления по сечению снарядного отверстия, равная

$$(p_0 - 1) s_0;$$

4) сумма сил, приложенных к выделенной части потока со стороны внутренней поверхности тормоза — R .

Последняя сила численно равна сумме сил давления газа на внутреннюю поверхность тормоза $R = \int_F p dF$.

Считая попрежнему течение газа в полости тормоза установившимся и проектируя все перечисленные силы на ось канала оружия, по закону количества движения для выделенного объема газа будем иметь;

$$\underbrace{v'_0 dm_0 + v'_b \cos \alpha_b dm_b}_{\text{Количество движения газа при выходе из объема}} - \underbrace{v_{д.о} dm}_{\text{Количество движения газа при входе в объем}} =$$

$$\underbrace{[p_{д.о} s - (p_0 - 1) s_0 - (p_b - 1) s_b \cos \alpha_b - R_x]}_{\text{Импульс внешних сил}} dt,$$

где v'_b и v'_0 — действительные скорости газа при выходе из боковых каналов и в снарядном отверстии;

α_b — угол между направлением скорости газа в выходных отверстиях боковых каналов и направлением оси канала ствола;

dm — масса газа, поступающая в объем за время dt ;

dm_0 — масса газа, выбрасываемая через снарядное отверстие за время dt ;

dm_b — то же, через боковые каналы.

Разделив полученное уравнение на dt и имея в виду что

$$\begin{aligned}\frac{dm}{dt} &= \frac{G}{g}; \\ \frac{dm_0}{dt} &= \frac{G_0}{g} = (1 - \eta) \frac{G}{g}; \\ \frac{dm_b}{dt} &= \eta \frac{G}{g},\end{aligned}$$

получим

$$\begin{aligned}R_x &= p_{л.о} s - (p_0 - 1) s_0 - (p_b - 1) s_b \cos \alpha_b + \\ &+ v_{л.о} \frac{G}{g} - v'_0 (1 - \eta) \frac{G}{g} - v'_b \cos \alpha_b \eta \frac{G}{g}.\end{aligned}$$

Принимая $v'_0 = \varphi_0 v_0 \approx v_k$; $p_0 \approx x_k p_k$ и имея в виду, что

$$\begin{aligned}p_b &= x_b p_{л.о}; \quad p_k = x_k p_{л.о}; \quad v_k = N_k v_{л.о}; \quad v_b = N_b v_{л.о}; \\ v'_b &= \varphi_b v_b; \quad G = \frac{sv_{л.о}}{w_{л.о}}; \quad v_{л.о} = \sqrt{gkp_{л.о}w_{л.о}},\end{aligned}$$

будем иметь

$$\begin{aligned}R_x &= p_{л.о} s - x_k p_{л.о} s_0 + s_0 - x_b p_{л.о} s_b \cos \alpha_b + s_b \cos \alpha_b + \\ &+ v_{л.о} \frac{G}{g} - N_k (1 - \eta) \frac{G}{g} v_{л.о} - \varphi_b N_b v_{л.о} \eta \frac{G}{g} \cos \alpha_b; \\ R_x &= p_{л.о} s - x_k p_{л.о} s_0 - x_b p_{л.о} s_b \cos \alpha_b + k p_{л.о} s - \\ &- k (1 - \eta) N_k p_{л.о} s - \varphi_b k \eta N_b p_{л.о} s \cos \alpha_b + s_0 + s_b \cos \alpha_b; \\ R_x &= \left[k + 1 - x_k \frac{s_0}{s} - x_b \frac{s_b}{s} \cos \alpha_b - k (1 - \eta) N_k - \right. \\ &\quad \left. - \varphi_b k \eta N_b \cos \alpha_b + \frac{s_0 + s_b \cos \alpha_b}{p_{л.о} s} \right] p_{л.о} s.\end{aligned}\quad (489)$$

Пренебрегая последним слагаемым в скобках, имеем

$$R_x = r_{x1} p_{л.о} s, \quad (490)$$

где

$$\begin{aligned}r_{x1} &= (k + 1) - x_k \lambda_0 - x_b \frac{s_b}{s} \cos \alpha_b - k (1 - \eta) N_k - \\ &- \varphi_b k \eta N_b \cos \alpha_b.\end{aligned}\quad (491)$$

Значения r_{x1} в соответствии с соотношением (479) является относительным продольным усилием тормоза с полуоткрытой полостью в первой фазе его работы.

Произведем вычисление продольного усилия тормоза по следующим исходным данным:

Среднее давление в канале оружия
в дульный момент $p_d = 560 \text{ кг/см}^2$
Отношение давлений в канале оружия
в период последействия $\zeta_0 = \frac{p_{d.0}}{p} = 0,690$

Площадь поперечного сечения дульного отверстия канала ствола . . $s = 0,476 \text{ см}^2$

Относительная площадь снарядного отверстия $\lambda_0 = \frac{s_0}{s} = 1,13$

Относительная площадь суммы поперечных сечений выходных отверстий боковых каналов $\frac{s_b}{s} = 4,00$

Относительная площадь общей суммы поперечных сечений выходных отверстий полости тормоза или конечного сечения потока газа в полости тормоза $\frac{s_k}{s} = \frac{s_a + s_0}{s} = 4,14$

Угол выхода боковых потоков . . . $\alpha_b = 120^\circ$

Коэффициент расхода для выходных отверстий боковых каналов . . . $\mu_b = 0,75$

Общий коэффициент расхода для полости тормоза $\mu_k = 0,85$

Скоростной коэффициент для выходных отверстий боковых каналов $\varphi_b = 0,8$

Показатель политропы для процесса расширения газа в полости тормоза $n = 1,2$

Расчет тормоза производим при допущении $\kappa = \frac{p_0}{p_k} = 1$

Вычисления

1. Определяем степень расширения потока газа в полости тормоза в первую фазу его работы

$$\varepsilon_k = \frac{\mu_k s_k}{s} = 0,85 \cdot 4,14 = 3,52.$$

2. Определяем относительное количество газа, отводимого через боковые каналы в первую фазу работы тормоза

$$\eta = 1 - \frac{\lambda_0}{\varepsilon_k} = 1 - \frac{1,13}{3,52} = 0,679.$$

3. Определяем степень расширения потока газа к моменту выхода его из боковых каналов

$$\varepsilon_b = \frac{\mu_b s_b}{\eta s} = \frac{0,75 \cdot 4,00}{0,679} = 4,42.$$

4. Определяем степени понижения давления x_k и x_b , пользуясь табл. 34б.

ε_k	x_k	ε_b	x_b
3,50	0,119	4,40	0,0888
3,52	0,118	4,42	0,0883
3,60	0,115	4,50	0,0863

Интерполированием получаем

$$x_k = 0,118; \quad x_b = 0,0883.$$

5. Определяем вспомогательные функции N_k и N_b , пользуясь табл. 35.

x_k	N_k	x_b	N_b
0,110	1,685	0,0800	1,708
0,118	1,679	0,0883	1,701
0,120	1,677	0,0900	1,700

Интерполированием получаем

$$N_k = 1,679; \quad N_b = 1,701.$$

6. Определяем среднее давление в канале ствола в конце первой фазы работы тормоза.

$$p_1 = \frac{1}{\zeta_0 x_k} = \frac{1}{0,690 \cdot 0,118} = 12,3 \text{ кг/см}^2.$$

Ввиду незначительности давления p_1 определение продольного усилия дульного тормоза будем производить по зависимостям фазы ограниченного расширения газа в полости тормоза.

7. Определяем относительное продольное усилие тормоза

$$\begin{aligned} r_{x1} &= (k+1) - x_k \lambda_0 - x_b \frac{s_b}{s} \cos \alpha_b - (1-\eta) k N_k - \varphi_b k \eta N_b \cos \alpha_b = \\ &= (1,3+1) - 0,118 \cdot 1,13 - 0,0883 \cdot 4,00 \cdot \cos 120^\circ - \\ &- 1,3 \cdot (1-0,679) \cdot 1,679 - 0,8 \cdot 1,3 \cdot 0,679 \cdot 1,701 \cdot \cos 120^\circ = 2,24. \end{aligned}$$

8. Определяем продольное усилие тормоза для дульного момента, считая процесс заполнения полости тормоза газом мгновенным

$$R_x = r_{x1} p_{д. о} s = r_{x1} p_{д} \zeta_0 s = 2,24 \cdot 560 \cdot 0,690 \cdot 0,476 = 412 \text{ кг.}$$

6. Определение бокового усилия тормоза

Реактивное усилие, создаваемое отдельно взятым боковым потоком в направлении, противоположном вытеканию потока, выражается ранее приведенной зависимостью

$$R_1 = (p_b - 1) s_{b1} + v'_b \frac{G_{b1}}{g}, \quad (471)$$

где p_b и v'_b — давление и действительная скорость газа в выходном отверстии бокового канала;

s_{b1} — площадь поперечного сечения выходного отверстия рассматриваемого бокового канала;

G_{b1} — секундный расход газа через рассматриваемый боковой канал.

Имея в виду, что

$$v'_b = \varphi_b v_b = \varphi_b N_b v_{д.о.};$$

$$G_{b1} = \eta_1 G;$$

$$\eta_1 = \frac{s_{b1}}{s_b} \eta;$$

$$G = \frac{sv_{д.о.}}{w_{д.о.}};$$

$$p_b = x_b p_{д.о.};$$

$$v_{д.о.} = \sqrt{gk p_{д.о.} w_{д.о.}},$$

из уравнения (471) получим

$$R_1 = x_b p_{д.о.} s_{b1} - s_{b1} + \varphi_b k \eta_1 N_b p_{д.о.} s;$$

$$R_1 = x_b p_{д.о.} s_{b1} - s_{b1} + \varphi_b k \eta \frac{s_{b1}}{s_b} N_b p_{д.о.} s;$$

$$R_1 = \left(x_b \frac{s_{b1}}{s} + k \varphi_b \frac{s_{b1}}{s_b} \eta N_b - \frac{s_{b1}}{p_{д.о.} s} \right) p_{д.о.} s. \quad (492)$$

Пренебрегая последним членом в скобках, будем иметь

$$R_1 = \left(x_b \frac{s_{b1}}{s} + \varphi_b k \eta N_b \frac{s_{b1}}{s_b} \right) p_{д.о.} s. \quad (493)$$

Для определения бокового усилия тормоза в вертикальной плоскости, создаваемого рассматриваемым боковым потоком, проектируем усилие R_1 на ось z

$$R_{z1} = R_1 \sin \alpha_b \cos \Theta_1;$$

$$R_{z1} = \left(x_b \frac{s_{b1}}{s} + \varphi_b k \eta N_b \frac{s_{b1}}{s_b} \right) p_{л. о} s \sin \alpha_b \cos \Theta_1, \quad (494)$$

Боковое усилие тормоза в вертикальной плоскости, создаваемое всеми боковыми потоками, получим, суммируя значения R_z для отдельных боковых потоков

$$\begin{aligned} R_{z1} &= \left(x_b \frac{s_{b1}}{s} + \varphi_b k \eta N_b \frac{s_{b1}}{s_b} \right) p_{л. о} s \sin \alpha_b \cos \Theta_1; \\ + \\ R_{z2} &= \left(x_b \frac{s_{b2}}{s} + \varphi_b k \eta N_b \frac{s_{b2}}{s_b} \right) p_{л. о} s \sin \alpha_b \cos \Theta_2 \\ &\dots \dots \dots \end{aligned}$$

$$R_z = \left(x_b \frac{s_b}{s} + k \varphi_b \eta N_b \right) (s_{b1} \cos \Theta_1 + s_{b2} \cos \Theta_2 + \dots) \frac{p_{л. о} s}{s_b} \sin \alpha_b, \quad (495)$$

или

$$R_z = \frac{s_e}{s_b} \sin \alpha_b \left(x_b \frac{s_b}{s} + \varphi_b k \eta N_b \right) p_{л. о} s, \quad (496)$$

где

$$s_e = s_{b1} \cos \Theta_1 + s_{b2} \cos \Theta_2 + \dots \quad (497)$$

Определяя по соотношению (480) относительное боковое усилие для первой фазы работы тормоза с полуоткрытой полостью, имеем

$$r_{z1} = \frac{s_e}{s_b} \sin \alpha_b \left(x_b \frac{s_b}{s} + \varphi_b k N_b \eta \right). \quad (498)$$

Произведем вычисление бокового усилия тормоза по следующим исходным данным:

- Среднее давление в канале оружия в дульный момент $p_{л. о} = 390 \text{ кг/см}^2$
- Относительное давление в дульном отверстии в период последействия . . $\zeta_0 = \frac{p_{л. о}}{p} = 0,744$
- Площадь поперечного сечения дульного отверстия канала ствола $s = 0,476 \text{ см}^2$
- Относительная площадь снарядного отверстия $\lambda_0 = \frac{s_0}{s} = 1,336$

Относительная площадь суммы поперечных сечений выходных отверстий боковых каналов	$\frac{s_b}{s} = 17,65$
Относительная площадь суммы выходных отверстий полости тормоза . . .	$\frac{s_k}{s} = \frac{s_a + s_0}{s} = 19,00$
Количество боковых отверстий	$m = 1$
Угол между осью выходного отверстия бокового канала и осью x	$\alpha_b = 90^\circ$
Угол между осью выходного отверстия бокового канала и осью z	$\theta = 0^\circ$
Относительная площадь проекции площади выходного отверстия бокового канала на плоскость xOy	$\frac{s_e}{s_b} = \cos \theta = 1$
Коэффициент расхода для выходного отверстия бокового канала	$\mu_b = 0,45$
Общий коэффициент расхода для полости тормоза	$\mu_k = 0,55$
Скоростной коэффициент для выходного отверстия бокового канала	$\varphi_b = 0,45$
Показатель политропы для процесса расширения газа в полости тормоза	$n = 1,2$
При расчете принимаем, что $\kappa = \frac{p_0}{p_k} = 1$	

В ы ч и с л е н и я

1. Определяем степень расширения потока газа в полости тормоза в первую фазу его работы

$$\eta = \frac{\mu_k s_k}{s} = 0,55 \cdot 19 = 10,45.$$

2. Определяем относительное количество газа, отводимого через боковой канал в первую фазу работы тормоза

$$\eta = 1 - \frac{\lambda_0}{\varepsilon_k} = 1 - \frac{1,336}{10,45} = 0,872.$$

3. Определяем степень расширения потока газа к моменту выхода его из бокового канала

$$\varepsilon_b = \frac{\mu_b s_b}{\eta s} = \frac{0,45 \cdot 17,65}{0,872} = 9,11.$$

4. Определяем степени понижения давления x_b и x_k , пользуясь табл. 34б.

ε_b	x_b	ε_k	x_k
9,10	0,0368	10,00	0,0327
9,11	0,0368	10,45	0,0308
9,20	0,0363	11,00	0,0285

Интерполированием получаем:

$$x_b = 0,0368; \quad x_k = 0,0308.$$

5. Определяем вспомогательную функцию N_b , пользуясь табл. 35.

x_b	N_b
0,0300	1,746
0,0368	1,741
0,0400	1,738

Интерполированием получаем:
 $N_b = 1,741.$

6. Определяем среднее давление в канале ствола в конце первой фазы работы тормоза

$$p_{z1} = \frac{1}{\zeta_0 x_k} = \frac{1}{0,744 \cdot 0,0308} = 43,7 \text{ кг/см}^2.$$

Ввиду незначительности давления p_1 поперечное усилие будем определять по зависимости только первой фазы, т. е. фазы ограниченного расширения газа в полости тормоза.

7. Определяем относительное поперечное усилие тормоза

$$r_{z1} = \frac{s_e}{s_b} \left(x_b \frac{s_b}{s} + \varphi_b k N_b \eta \right) \sin \alpha_b = 1 \cdot (0,0368 \cdot 17,65 + 0,45 \cdot 1,3 \cdot 1,741 \cdot 0,872) \cdot \sin 90^\circ = 1,536.$$

8. Определяем поперечное усилие тормоза для дульного момента, считая процесс заполнения полости тормоза газом мгновенным

$$R_z = r_{z1} p_{z1} \cdot \circ s = r_{z1} p_{z1} \zeta_0 s = 1,536 \cdot 390 \cdot 0,744 \cdot 0,476 = 213 \text{ кг}.$$

7. О коэффициентах расхода для полости однорядного тормоза

По условию неразрывности для потока газа в полости тормоза имеем

$$G = G_a + G_0,$$

или

$$\mu_k s_k \gamma_k v_k = \mu_a s_a \gamma_a v_a + \mu_0 s_0 \gamma_0 v_0, \quad (a)$$

где μ_k , γ_k и v_k — средний коэффициент расхода, средний удельный вес и средняя скорость газа на выходе из полости тормоза;

μ_a , γ_a и v_a — коэффициент расхода, удельный вес и скорость газа при входе в боковые каналы;

μ_0 , γ_0 и v_0 — коэффициент расхода, удельный вес и скорость газа при входе в снарядное отверстие.

Принимая $\gamma_a = \gamma_0 = \gamma_k$ и $v_a = v_0 = v_k$, будем иметь

$$\mu_k s_k = \mu_a s_a + \mu_0 s_0. \quad (b)$$

Значение μ_a должно быть значительно меньше μ_0 . Объясняется это, во-первых, тем, что центральная часть потока, направляющаяся к снарядному отверстию, испытывает значительно меньше сопротивления, чем боковые части потока, движение которых тормозится от трения о стенки тормоза и от взаимодействия с газом, находящимся в мертвых зонах. Во-вторых, боковые части потока поступают в боковые отверстия в полости тормоза, делая резкий поворот, вследствие которого происходит значительное сжатие струи при входе в отверстие и, кроме того, происходит дополнительная потеря скорости. Что касается центральной части потока, поступающей в снарядное отверстие, то там вход газа в отверстие протекает в значительно более легких условиях, при которых нельзя ожидать ни сильного сужения потока, ни большой потери скорости.

Учитывая особо благоприятные условия, в которых находится часть потока, поступающая в снарядное отверстие, сравнительно с боковыми частями потока, можно практически считать, что действительный расход газа через снарядное отверстие равен теоретическому расходу, т. е. что $\mu_0 = 1$ и, следовательно,

$$\mu_k s_k = \mu_a s_a + s_0$$

или

$$\mu_k = \mu_a \frac{s_a}{s_k} + \frac{s_0}{s_k}. \quad (499)$$

Благодаря соотношению (499) для выполнения расчетов достаточно иметь значение только одного коэффициента расхода для полости тормоза, что существенно облегчает опытное определение этого коэффициента.

8. О влиянии расширения потоков газа в боковых каналах на продольное усилие тормоза

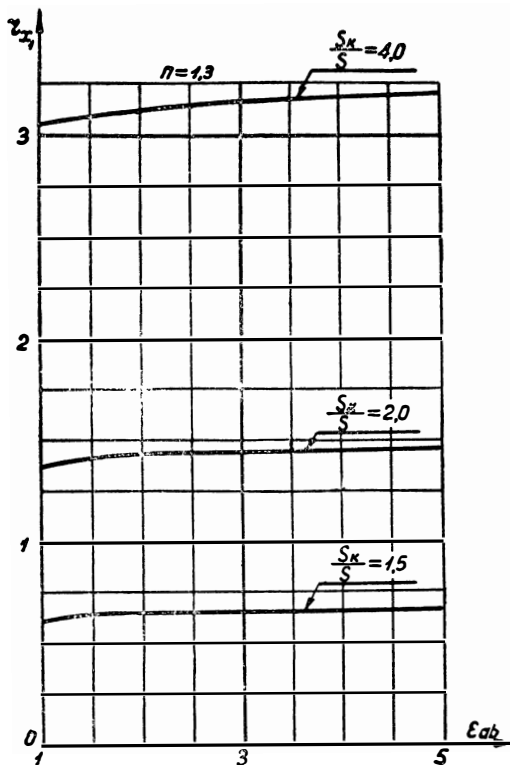
При рассмотрении классификации дульных тормозов отдачи отмечалось, что в зависимости от изменения величины скорости газа в боковых каналах различаются две разновидности дульных тормозов:

- 1) активного типа;
- 2) реактивного типа.

В боковых каналах тормозов первой подгруппы не происходит дополнительного расширения потоков газа и, следовательно, не происходит изменения величины скорости газа. В тормозах второй подгруппы обеспечивается дополнительное расширение

боковых потоков, вследствие чего скорость газа вдоль боковых каналов увеличивается.

На фиг. 105 показаны графики $r_{x1} = f\left(\varepsilon_{ab}, \frac{s_k}{s}\right)$, рассчитанные для случая плавного расширения потока и при принятии $\frac{s_0}{s} = 1,1$, причем $\varepsilon_{ab} = \frac{s_b}{s_a}$ — степень реактивности боковых каналов.

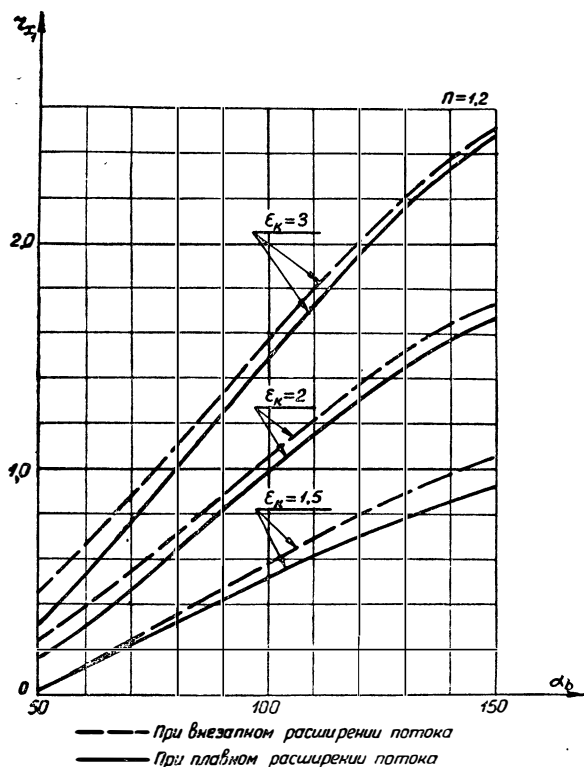


Фиг. 105. Графики изменения относительного продольного тормозного усилия за фазу ограниченного расширения в функции от степени реактивности боковых каналов.

Как видно из этих графиков, увеличение выходных сечений боковых каналов s_b по сравнению с их входными сечениями очень слабо влияет на продольное усилие тормоза. Исходя из указанной закономерности, не имеет смысла делать боковые каналы переменного сечения.

9. Об угле выхода боковых потоков

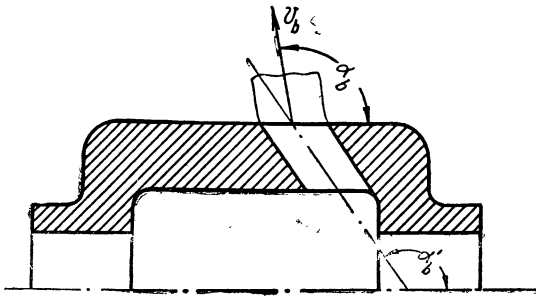
На фиг. 106 изображены графики $r_{x1} = f(\alpha_b, \varepsilon_k)$ для случаев плавного и внезапного расширения потоков и при принятии $\varepsilon_b = \varepsilon_k$. Как видно из этих графиков, угол выхода боковых потоков является одним из важнейших факторов, обеспечивающих увеличение продольного усилия дульного тормоза отдачи.



Фиг. 106. Графики изменения относительного продольного усилия дульного тормоза отдачи за фазу ограниченного расширения в функции от угла выхода боковых потоков.

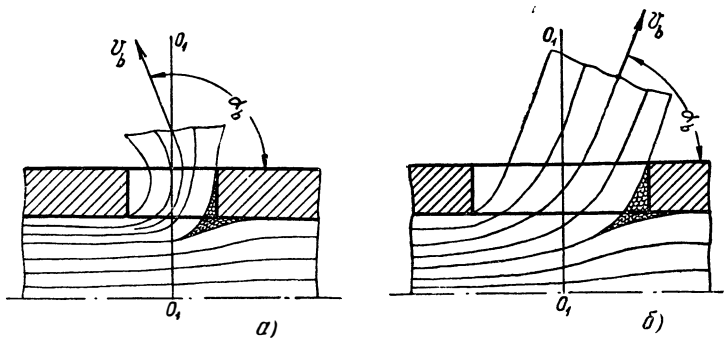
Угол выхода бокового потока не всегда равен углу наклона оси бокового канала или углу наклона касательной к оси бокового канала в выходном отверстии. Направление скорости v_b будет совпадать с направлением касательной к оси бокового канала только при условии, что выходное отверстие перпендикулярно оси канала. Если же выходное отверстие представляет собой косой срез бокового канала (фиг. 107), то при наличии избыточного давления в потоке последний отклонится в сторону перпендикуляра к плоскости выходного отверстия (так называе-

мый угол Маха). Угол выхода бокового потока может не совпадать с углом наклона оси бокового канала также и в том случае,



Фиг. 107. Отклонение вектора скорости бокового потока от оси бокового канала в случае, когда плоскость выходного отверстия не перпендикулярна оси бокового потока.

когда толщина стенки тормоза незначительна по сравнению с поперечными размерами бокового канала. Возможные направ-



Фиг. 108а и 108б. Возможные направления боковых потоков при различных размерах боковых окон.

ления боковых потоков в этом случае показаны на фиг. 108а и 108б.

10. О влиянии характера и степени расширения потока газа в полости тормоза на величину бокового и продольного усилий

В табл. 37 и 38 приведены значения r_{x1} и r_{z1} в функции от ϵ_k , α_b и n , вычисленные для случаев плавного и внезапного расширения потока и при принятии

$$\epsilon_b = \epsilon_k; \quad \frac{s_e}{s_b} = 0,5 \quad \text{и} \quad \frac{s_0}{s} = 1,1.$$

Таблица 37

Значения $r_{x1}=f(\varepsilon_k, \alpha_b, n)$

	$\varepsilon_k \backslash \alpha_b$	1,5	2	3	4	5
Внезапное расширение						
$n=1,3$	45°	—	0,166	0,307	0,390	0,443
	90°	0,486	0,916	1,366	1,598	1,740
	135°	0,915	1,666	2,425	2,807	3,036
$n=1,2$	45°	0,062	0,210	0,395	0,500	0,569
	90°	0,471	0,896	1,353	1,585	1,727
	135°	0,880	1,582	2,311	2,670	2,885
Плавное расширение						
$n=1,3$	45°	—	0,036	0,098	0,133	0,160
	90°	0,432	0,828	1,267	1,501	1,652
	135°	0,884	1,620	2,431	2,867	3,144
$n=1,2$	45°	0,002	0,119	0,225	0,293	0,343
	90°	0,415	0,828	1,247	1,482	1,631
	135°	0,827	1,537	2,269	2,671	2,919

Таблица 38

Значения $r_{a1}=f(\varepsilon_k, a_b, n)$

		ε_k	1,5	2	3	4	5
		a_b					
Внезапное расширение							
$n=1,3$	45°		0,251	0,407	0,567	0,643	0,687
	90°		0,322	0,530	0,749	0,855	0,917
$n=1,2$	45°		0,236	0,390	0,536	0,602	0,641
	90°		0,288	0,485	0,676	0,766	0,819
Плавное расширение							
$n=1,3$	45°		0,247	0,424	0,615	0,715	0,776
	90°		0,319	0,558	0,822	0,967	1,051
$n=1,2$	45°		0,236	0,396	0,558	0,644	0,692
	90°		0,292	0,500	0,722	0,839	0,912

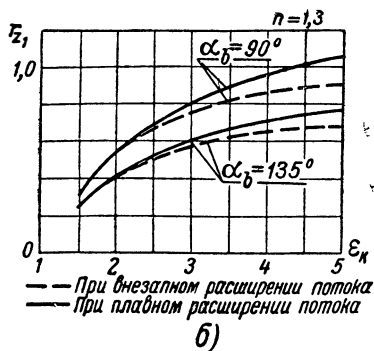
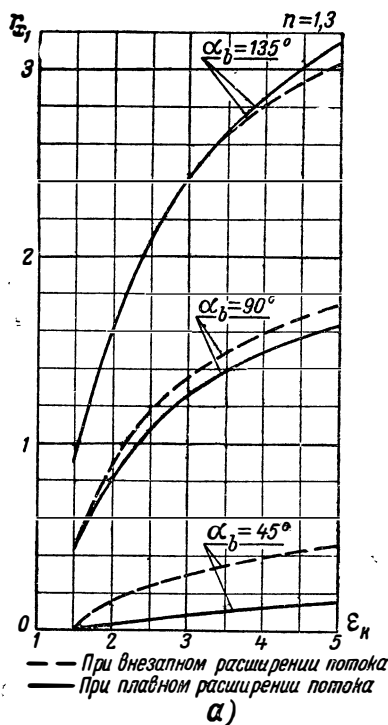
Как видно из этих таблиц, а также из графиков, построенных на фиг. 109,а и 109,б, степень расширения потока на выходе из полости тормоза является одним из решающих факторов, определяющих продольное и боковое усилия тормоза с полукрытой полостью. Одновременно из тех же таблиц и графиков можно установить, что характер расширения потока газа в полости тормоза не оказывает существенного влияния на создаваемые им усилия.

11. О течении газа в полости дульного тормоза отдачи в случае, когда полость тормоза является проточным сосудом

Ранее было указано, что размеры полостей дульных газотводных устройств вполне соизмеримы с диаметрами входного и выходных отверстий, и поэтому течение газа через эти полости можно рассматривать как течение через расширяющиеся асатки. В соответствии с таким представлением о характере течения газа в дульном тормозе выше была изложена методика

определения параметров газового потока для однорядного дульного тормоза отдачи с полукоткрытой полостью.

Рассмотрим течение газа в полости дульного тормоза для того случая, когда поперечные и продольные размеры полости тормоза типа, изображенного на фиг. 103, будут значительно превосходить размеры входного и выходных отверстий полости тормоза. Как уже отмечалось, в этом случае можно предполагать, что поток газа, входящий в полость из дульного отверстия ствола, растворится в массе газа, заполняющего полость тормоза, которая будет представлять собой проточный сосуд и, следовательно, истечение газа из полости тормоза будет носить характер истечения газа из большого сосуда через малое отверстие.



Фиг. 109а и 109б. Графики изменения относительного продольного и относительного бокового усилий дульного тормоза отдачи в зависимости от степени расширения потока для различных значений α_b .

Так как скорость и давление газа в выходных отверстиях полости тормоза будут определяться параметрами газа, заполняющего полость, то необходимо рассчитать процесс изменения состояния газа в полости тормоза.

Пренебрегая теплоотдачей и учитывая, что $W = \text{const}$, из уравнения (134а) получаем

$$\frac{dU_k}{dt} = \Pi G - \Pi_k G_k. \quad (\text{а})$$

Для секундного прихода газа имеем

$$G = \frac{sv_{д.о}}{\omega_{д.о}},$$

откуда после подстановки значения

$$v_{д.о} = \sqrt{gkp_{д.о}\omega_{д.о}}$$

и преобразований будем иметь

$$G = s \sqrt{\frac{gk}{k-1} \frac{p_{д.о}}{u}}$$

или

$$G = \zeta_0 s \sqrt{\frac{gk}{k-1} \frac{p}{u}}, \quad (b)$$

где

$$\zeta_0 = \frac{p_{д.о}}{p}.$$

Для секундного расхода при критическом истечении имеем

$$G_k = \frac{v_k s_k k_0}{\sqrt{k-1}} \frac{p_k}{\sqrt{u_k}}, \quad (c)$$

где $s_k = s_0 + s_b$ — площадь выходных отверстий тормоза;
 p_k и u_k — давление и удельная внутренняя энергия газа
 в полости тормоза.

Удельный приход и удельный расход энергии определяются по зависимостям

$$\Pi = ku + \frac{v_{д.о}^2}{2g} = k \frac{k+1}{2} u; \quad (d)$$

$$\Pi_k = ku_k. \quad (e)$$

Удельная внутренняя энергия газа в полости u_k определяется после нахождения общей внутренней энергии газа в полости U_k , т. е.

$$u_k = \frac{U_k}{j}. \quad (f)$$

Для определения количества газа в полости тормоза необходимо проинтегрировать уравнение

$$\frac{dj}{dt} = G - G_k. \quad (g)$$

Рабочий вид системы уравнений, подлежащей численному решению, следующий:

$$F = h \frac{dU_k}{dt} = k_3 u Q L;$$

$$L = 1 - k_4 \frac{u_k K}{u Q};$$

$$H = h \frac{dj}{dt} = Q - K;$$

$$Q = k_1 \frac{p}{\sqrt{u}};$$

$$K = k_2 \frac{p_k}{\sqrt{u_k}};$$

$$u_k = \frac{U_k}{j};$$

$$p_k = k_3 U_{k1}$$

где h — шаг интегрирования;

$$k_1 = h \zeta_0 s \sqrt{\frac{gk}{k-1}}; \quad k_3 = \frac{k-1}{W}; \quad k_4 = \frac{2}{k+1};$$

$$k_2 = \frac{h \nu_k s k_0}{\sqrt{k-1}}; \quad k_5 = k \frac{k+1}{2}$$

Среднее давление и удельная внутренняя энергия газа в канале оружия для различных моментов времени определяются по зависимостям

$$p = p_d e^{-at};$$

$$u = u_d \left(\frac{p}{p_d} \right)^{\frac{n-1}{n}}.$$

В табл. 39 приведена часть бланка численного расчета состояния газа в дульной проточной полости по следующим исходным данным:

$$s = 1,32 \text{ см}^2; \quad p_d = 980 \text{ кг/см}^2; \quad u_d = 18,54 \cdot 10^6 \text{ кг см/кг};$$

$$n = 1,45; \quad a = 853 \text{ }^1/\text{сек.}; \quad \nu_k = 0,8; \quad W = 295 \text{ см}^3;$$

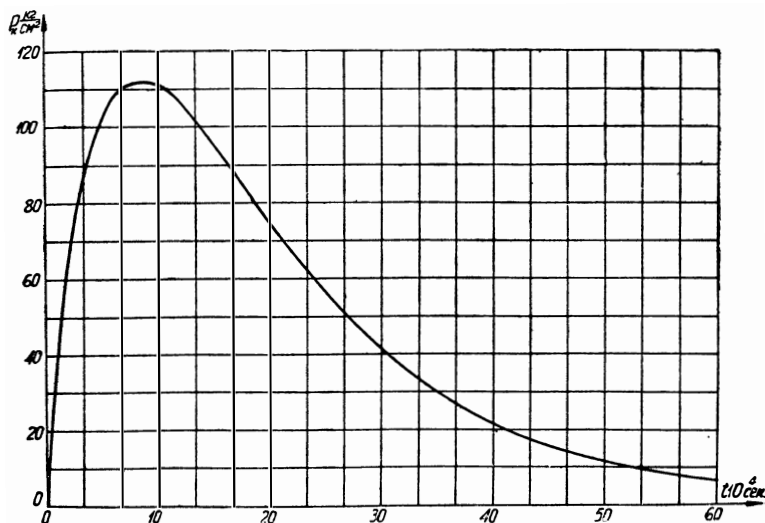
$$\zeta_0 = 0,685; \quad k = 1,3; \quad s_0 = 2,01 \text{ см}^2; \quad s_b = 6,0 \text{ см}^2.$$

График изменения давления p_k во времени изображен на фиг. 110.

Применяя теорему импульсов к газу, заключенному в полости и боковых каналах тормоза, для направления x будем иметь

$$(p_{л.о} s - p_0 s_0 - p_b s_b \cos \alpha_b - R_x) dt = v_0 dm_0 + v_b \cos \alpha_b dm_b - v_{л.о} dm,$$

где R_x — продольное тормозное усилие тормоза.



Фиг. 110. График изменения давления в полости тормоза в функции от времени для случая большого размера полости тормоза.

Имея в виду, что

$$v_0 = v_b = v_{кр} = \sqrt{gkp_{кр}\omega_{кр}}; \quad \frac{dm}{dt} = \frac{G}{g};$$

$$\frac{dm_0}{dt} = \frac{G_0}{g}; \quad \frac{dm_b}{dt} = \frac{G_b}{g}; \quad G_0 = \frac{\mu_0 v_0 s_0}{\omega_0} = \frac{\mu_0 v_{кр} s_0}{\omega_{кр}};$$

$$G_b = \frac{\mu_b v_b s_b}{\omega_b} = \frac{\mu_b v_{кр} s_b}{\omega_{кр}}; \quad G = \frac{sv_{л.о}}{\omega_{л.о}}; \quad v_{л.о} = \sqrt{gkp_{л.о}\omega_{л.о}};$$

$$p_0 = p_b = p_{кр} = \beta_k p_k,$$

для продольного тормозного усилия получим

$$R_x = (k+1)sp_{л.о} - (1 + \mu_0 k)s_0 \beta_k p_k - (1 + \mu_b k)s_b \beta_k p_k \cos \alpha_b.$$

Для относительного продольного тормозного усилия соответственно получим

$$r_x = (k+1) - (1 + \mu_0 k)\beta_k \frac{s_0}{s} x_k - (1 + \mu_b k)\beta_k \frac{s_b}{s} x_k \cos \alpha_b,$$

где

$$x_k = \frac{p_k}{p_{л.о}}.$$

Бланк численного расчета состояния газа

№ строки	t	$p = p_0 e^{-at}$	$u = u_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}}$	$L = 1 - k_4 \frac{u_k K}{u Q}$	$K = k_2 \sqrt{\frac{p}{u_k}}$	$Q = k_1 \sqrt{u}$	$p_k = k_3 U_k$
				$k_4 = 0,8696$	$k_2 = 0,0241$	$k_1 = 0,0059$	$k_3 = 0,00102$
0	0	980,0	18,54	1	0	1340,0	1
1	1	901,0	18,06	0,811	179,1	1250,0	38,90
2	2	828,0	17,60	0,677	292,0	1163,0	61,96
3	3	758,0	17,12	0,534	384,0	1080,0	81,00
4	4	697,0	16,67	0,425	455,0	1006,0	93,20
5	5	640,0	16,24	0,319	505,0	936,0	101,85
6	6	588,5	15,82	0,218	543,0	872,0	107,80
7	7	540,0	15,40	0,120	569,0	810,0	111,15
8	8	495,0	14,95	0,030	583,0	755,0	112,50
9	9	455,5	14,62	-0,051	590,3	702,0	112,30
10	10	418,0	14,22	-0,132	593,8	654,0	111,10
11	11	384,0	13,85	-0,205	589,0	609,0	108,80
12	12	352,0	13,50	-0,291	580,0	565,0	105,95
13	13	323,8	13,15	-0,340	570,0	526,2	102,20
14	14	297,0	12,81	-0,409	555,5	489,6	98,70
15	15	273,0	12,45	-0,470	540,4	456,4	94,60
16	16	251,0	12,15	-0,530	525,0	425,0	90,60

Таблица 39

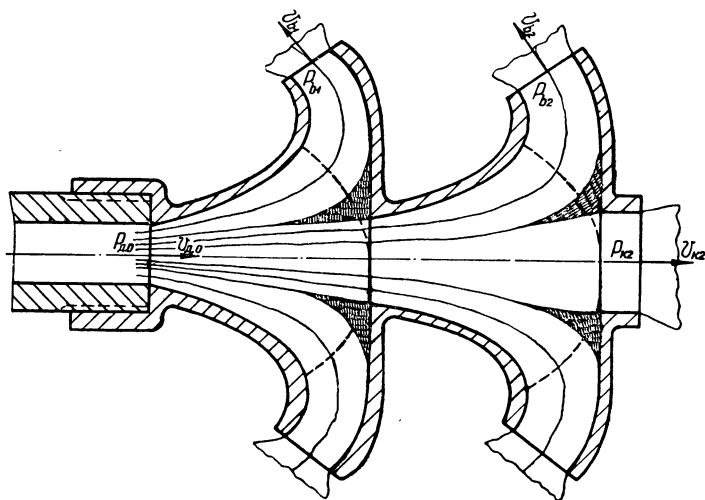
в полости дульного тормоза

$\frac{U_k}{u_k} = \frac{U_k}{j}$	j		$H=Q-K$			U_k		$F=k_5uQL$		
	j	Δj	H	ΔH	$\Delta^2 H$	U_k	ΔU_k	F	ΔF	$\Delta^2 F$
	10^6	10^{-6}	10^{-6}			10^3		10^3		
								$k_5=1,495$		
18,54	53	1340	1340,0	-269,1	69,2	0,982	37,18	37,18	-9,78	3,18
27,40	1393,0	936,4	1070,9	-199,9	24,9	38,16	22,51	27,40	-6,68	0,70
26,05	2329,4	799,9	871,0	-175,0	30,0	60,67	18,70	20,72	-5,98	1,89
25,76	3129,3	618,9	696,0	-145,0	25,0	79,37	12,04	14,74	-4,09	0,69
24,39	3748,2	491,0	551,0	-120,0	18,0	91,41	8,39	10,65	-3,40	0,65
23,58	4239,2	381,4	431,0	-102,0	14,0	99,80	5,84	7,25	-2,75	0,49
22,84	4620,6	285,5	329,0	-88,0	19,0	105,64	3,39	4,50	-2,26	0,53
22,20	4906,1	202,8	241,0	-69,0	8,7	109,03	1,31	2,24	-1,73	0,44
21,60	5108,9	145,4	172,0	-60,3	8,8	110,34	-0,13	0,51	-1,29	0,24
21,00	5254,3	85,2	111,7	-51,5	11,3	110,21	-1,24	-0,78	-1,05	0,30
20,40	5339,5	38,1	60,2	-40,2	5,2	108,97	-2,25	-1,83	-0,75	0,01
19,84	5377,6	9,0	20,0	-35,0	6,2	106,72	-2,83	-2,58	-0,74	0,54
19,30	5386,6	-30,3	-15,0	-28,8	6,7	103,89	-3,68	-3,32	-0,20	-0,11
18,71	5355,3	-55,6	-43,8	-22,1	4,0	100,21	-3,40	-3,52	-0,31	0,14
18,27	5299,7	-74,2	-65,9	-18,1	2,1	96,81	-4,03	-3,83	-0,17	0,07
17,76	5225,5	-91,4	-84,0	-16,0		92,78	-4,03	-4,00	-0,10	
17,30	5134,1		-100,0			88,75		-4,10		

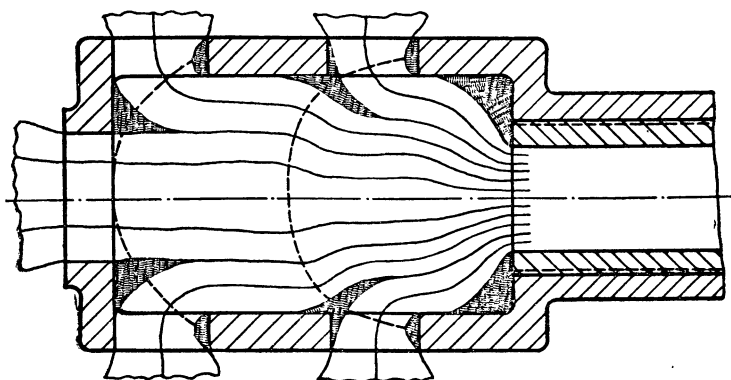
§ 31. МНОГОРЯДНЫЕ ДУЛЬНЫЕ ТОРМОЗА ОТДАЧИ С ПОЛУОТКРЫТОЙ ПОЛОСТЬЮ

1. Определение относительного количества отведенного газа

Расширение потока газа в полости многорядного дульного тормоза (фиг. 111 и 112) совершается несколькими этапами, количество которых определяется количеством рядов боковых от-



Фиг. 111. Схема двухкамерного двухрядного дульного тормоза отдачи.



Фиг. 112. Схема однокамерного двухрядного дульного тормоза отдачи.

верстий в стенке тормоза. При этом полость тормоза распадается на несколько зон расширения потока, число которых равно числу рядов боковых отверстий. Если в полости тормоза между

рядами боковых отверстий имеются отражательные диафрагмы, то каждая указанная зона расширения потока представляет собой камеру тормоза, в соответствии с чем такие тормоза называются многокамерными.

Введем обозначения:

G_i — секундный расход газа через i -й ряд боковых отверстий;

$\eta_i = \frac{G_i}{G}$ — относительное количество газа, отведенного в i -й ряд боковых отверстий;

$\Delta\eta_i$ — относительное количество неиспользованного газа после i -го ряда боковых отверстий;

s_{0i} — площадь сечения полости тормоза непосредственно за i -м рядом боковых отверстий или площадь снарядного отверстия в i -й отражательной диафрагме; одновременно s_{0i} будет представлять площадь входного отверстия $i+1$ -й зоны полости тормоза;

s_{ai} — площадь боковых отверстий полости тормоза в i -й зоне полости;

$s_{ki} = s_{ai} + s_{0i}$ — общая площадь выходных отверстий i -й зоны полости;

μ_{ai} и μ_{ki} — коэффициент расхода для боковых отверстий и общий коэффициент расхода i -й зоны полости.

По условию неразрывности для i -й зоны полости можем написать

$$(\mu_k s_k v_k \gamma_k)_i = (\mu_a s_a v_a \gamma_a)_i + (\mu_0 s_0 v_0 \gamma_0)_i,$$

откуда

$$\frac{(\mu_a s_a v_a \gamma_a)_i}{(\mu_k s_k v_k \gamma_k)_i} = 1 - \frac{(\mu_0 s_0 v_0 \gamma_0)_i}{(\mu_k s_k v_k \gamma_k)_i}. \quad (a)$$

Принимая $\gamma_0 = \gamma_k$, $v_0 = v_k$, $\mu_0 = 1$ и имея в виду, что

$$(\mu_a s_a v_a \gamma_a)_i = G_i;$$

$$\frac{s_{0i}}{s} = \lambda_{0i};$$

$$\frac{\mu_{ki} s_{ki}}{\Delta\eta_{i-1} s} = \varepsilon_{ki},$$

из уравнения (a) получим

$$\frac{G_i}{(\mu_k s_k v_k \gamma_k)_i} = 1 - \frac{\lambda_{0i}}{\Delta\eta_{i-1} \varepsilon_{ki}}. \quad (b)$$

Одновременно по условию неразрывности для i -й зоны имеем

$$(\mu_0 s_0 v_0 \gamma_0)_{i-1} = (\mu_k s_k v_k \gamma_k)_i,$$

или

$$\Delta \eta_{i-1} G = (\mu_k s_k v_k \gamma_k)_i. \quad (c)$$

Из уравнений (b) и (c) будем иметь

$$\frac{G_i}{\Delta \eta_{i-1} G} = 1 - \frac{\lambda_{0i}}{\Delta \eta_{i-1} \varepsilon_{ki}}.$$

Так как $\frac{G_i}{G} = \eta_i$, то окончательно получаем

$$\eta_i = \Delta \eta_{i-1} - \frac{\lambda_{0i}}{\varepsilon_{ki}}. \quad (500)$$

Относительное количество неиспользованного газа после $i-1$ -й зоны полости тормоза определяется по зависимости

$$\Delta \eta_{i-1} = 1 - \eta_1 - \dots - \eta_{i-1}. \quad (501)$$

Если в рассматриваемой зоне полости тормоза происходит ограниченное расширение потока газа, то степень расширения потока на выходе из этой зоны определяется по зависимости

$$\varepsilon_{ki} = \frac{\mu_{ki} s_{ki}}{\Delta \eta_{i-1} s} = \frac{\mu_{ai} s_{ai} + s_{0i}}{\Delta \eta_{i-1} s}.$$

При неограниченном расширении потока ε_{ki} определяется по степени понижения давления в рассматриваемой зоне полости

$$\varepsilon_{ki} = f(x_{ki}) = f\left(\frac{1}{\gamma_{0P}}\right).$$

2. Определение продольного усилия двухрядного тормоза

Введем обозначения:

dm_0 — масса газа, проходящего за время dt через последнее снаряжное отверстие;

dm_{a1} — масса газа, проходящего за время dt через первый ряд боковых каналов;

dm_{a2} — то же для второго ряда боковых каналов.

Выделим внутри тормоза объем газа, границами которого будут — дульное отверстие канала оружия, выходные отверстия боковых каналов, снаряжное отверстие в последней отражательной диафрагме и вся внутренняя поверхность тормоза, соприкасающаяся с газом (фиг. 111). Рассматривая проекции всех сил, приложенных к выделенному объему по его поверхности, на ось

канала оружия и проекции на ту же ось количества движения газа, выходящего из выделенного объема и входящего в тот же объем, по закону количества движения, пренебрегая атмосферным давлением, будем иметь

$$\varphi_0 v_{k2} dm_0 + \varphi_{b1} v_{b1} \cos \alpha_{b1} dm_{a1} + \varphi_{b2} v_{b2} \cos \alpha_{b2} dm_{a2} - v_{d.0} dm = \\ = (p_{d.0} s - p_{k2} s_0 - p_{b1} s_{b1} \cos \alpha_{b1} - p_{b2} s_{b2} \cos \alpha_{b2} - R_x) dt.$$

Разделив полученное уравнение на dt и имея в виду, что

$$\varphi_0 = 1, \quad \frac{dm}{dt} = \frac{G}{g}; \quad \frac{dm_{a1}}{dt} = \eta_1 \frac{G}{g}; \\ \frac{dm_{a2}}{dt} = \eta_2 \frac{G}{g}; \quad \frac{dm_0}{dt} = \Delta \eta_2 \frac{G}{g},$$

получим

$$R_x = p_{d.0} s - p_{k2} s_0 - p_{b1} s_{b1} \cos \alpha_{b1} + v_{d.0} \frac{G}{g} - \Delta \eta_2 \frac{G}{g} v_{k2} - \\ - \varphi_{b1} \eta_1 \frac{G}{g} v_{b1} \cos \alpha_{b1} - \varphi_{b2} \eta_2 \frac{G}{g} v_{b2} \cos \alpha_{b2} - p_{b2} s_{b2} \cos \alpha_{b2}. \quad (502)$$

Полагая расширение потока в полости тормоза ограниченным и имея далее в виду, что

$$p_{k2} = x_{k2} p_{d.0}; \quad p_{b1} = x_{b1} p_{d.0}; \quad p_{b2} = x_{b2} p_{d.0}; \\ v_{b1} = N_{b1} v_{d.0}; \quad v_{b2} = N_{b2} v_{d.0}; \quad v_{k2} = N_{k2} v_{d.0}; \\ G = \frac{sv_{d.0}}{w_{d.0}}; \quad v_{d.0} = \sqrt{gkp_{d.0} w_{d.0}},$$

из уравнения (526) будем иметь

$$R_x = p_{d.0} s - x_{k2} p_{d.0} s_0 - x_{b1} p_{d.0} s_{b1} \cos \alpha_{b1} - \\ - x_{b2} p_{d.0} s_{b2} \cos \alpha_{b2} + k p_{d.0} s - \Delta \eta_2 k N_{k2} p_{d.0} s - \\ - \varphi_{b1} \eta_1 k s p_{d.0} N_{b1} \cos \alpha_{b1} - \varphi_{b2} \eta_2 s p_{d.0} k N_{b2} \cos \alpha_{b2},$$

или

$$R_x = \zeta_0 p s r_x, \quad (503)$$

где

$$r_x = k + 1 - x_{k2} \frac{s_0}{s} - x_{b1} \frac{s_{b1}}{s} \cos \alpha_{b1} - x_{b2} \frac{s_{b2}}{s} \cos \alpha_{b2} - \Delta \eta_2 k N_{k2} - \\ - \varphi_{b1} k \eta_1 N_{b1} \cos \alpha_{b1} - \varphi_{b2} \eta_2 k N_{b2} \cos \alpha_{b2}. \quad (504)$$

Из зависимости (504) для относительного продольного усилия двухрядного тормоза для первой фазы его работы легко

получить ранее установленную зависимость для относительного продольного усилия однорядного тормоза. Полагая в уравнении (504) $\eta_2=0$, $\frac{s_{b2}}{s}=0$ и изменяя соответственно некоторые индексы, получим

$$r_x = k + 1 - x_k \frac{s_0}{s} - x_b \frac{s_b}{s} \cos \alpha_b - k \Delta \eta N_k - \varphi_b k \eta N_b \cos \alpha_b. \quad (491a)$$

В свою очередь из уравнения (491 а), относящегося к фазе ограниченного расширения потока, можно получить зависимость для относительного продольного усилия в фазу неограниченного расширения. Для этого необходимо учесть, что при неограниченном расширении потока

$$N_k \approx \frac{k+1}{k} \quad \text{и} \quad x_b = x_k \approx 0.$$

Тогда

$$\begin{aligned} r_x &= k + 1 - k(1 - \eta) \frac{k+1}{k} - \varphi_b k \eta \frac{k+1}{k} \cos \alpha_b; \\ r_x &= (k+1) \eta (1 - \varphi_b \cos \alpha_b). \end{aligned} \quad (481)$$

Учитывая изложенное, можно из уравнения (504) получить зависимость для относительного продольного усилия двухрядного тормоза и в том случае, когда в первой зоне полости тормоза происходит ограниченное расширение, а во второй зоне — неограниченное расширение потока. В указанном случае, принимая

$$\begin{aligned} x_{b2} &= x_{k2} \approx 0; \\ N_{b2} &= N_{k2} \approx \frac{k+1}{k}, \end{aligned}$$

из уравнения (504) получим

$$\begin{aligned} r_x &= k + 1 - x_{b1} \frac{s_{b1}}{s} \cos \alpha_{b1} - (k+1) \Delta \eta_2 - \varphi_{b1} k \eta_1 N_{b1} \cos \alpha_{b1} - \\ &\quad - \varphi_{b2} \eta_2 (k+1) \cos \alpha_{b2}, \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} r_x &= (k+1)(1 - \Delta \eta_2 - \varphi_{b2} \eta_2 \cos \alpha_{b2}) - \\ &\quad - \left(x_{b1} \frac{s_{b1}}{s} + \varphi_{b1} k \eta_1 N_{b1} \right) \cos \alpha_{b1}. \end{aligned} \quad (505)$$

Подставив в уравнение (505) значение

$$\Delta \eta_2 = 1 - \eta_1 - \eta_2,$$

получим

$$r_x = (k+1)\tau_{11} - \left(x_{b1} \frac{s_{b1}}{s} + \varphi_{b1} k \eta_{11} N_{b1} \right) \cos \alpha_{b1} + \\ + (k+1)(1 - \varphi_{b2} \cos \alpha_{b2}) \tau_{12}. \quad (505a)$$

Произведем вычисление продольного усилия по следующим исходным данным:

Среднее давление в канале оружия в дульный момент	$p_d = 560 \text{ кг/см}^2$
Отношение давлений в канале оружия в период последействия	$\zeta_0 = \frac{p_{д.о}}{p} = 0,690$
Площадь поперечного сечения дульного отверстия канала ствола	$s = 0,476 \text{ см}^2$
Относительная площадь отверстия между камерами	$\lambda_{01} = \frac{s_{01}}{s} = 1,13$
Относительная площадь снарядного отверстия	$\lambda_{02} = \frac{s_0}{s} = 1,305$
Относительная площадь суммы поперечных сечений выходных отверстий каждого ряда боковых каналов тормоза	$\frac{s_b}{s} = 4,00$
Относительная площадь общей суммы поперечных сечений выходных отверстий первой полости тормоза или конечного сечения потока газа в первой полости тормоза	$\frac{s_{k1}}{s} = \frac{s_a + s_{01}}{s} = 4,14$
Относительная площадь общей суммы поперечных сечений выходных отверстий второй полости тормоза или конечного сечения потока газа во второй полости тормоза	$\frac{s_{k2}}{s} = \frac{s_a + s_0}{s} = 4,32$
Угол выхода боковых потоков	$\alpha_b = 120^\circ$
Коэффициент расхода для выходного отверстия боковых каналов	$\mu_b = 0,75$
Общий коэффициент расхода для обеих полостей тормоза	$\mu_k = 0,85$
Скоростной коэффициент для выходных отверстий боковых каналов	$\varphi_b = 0,8$
Показатель политропы для процесса расширения газа в полостях тормоза	$n = 1,2$
При расчете условно принимаем, что	$\chi = \frac{p_0}{p_k} = 1$

Вычисления

1. Определяем степень расширения потока газа в первой полости тормоза в первую фазу рабочего процесса

$$\varepsilon_{k1} = \frac{\mu_k s_{k1}}{s} = 0,85 \cdot 4,14 = 3,52.$$

2. Определяем относительное количество газа, отводимого через первый ряд боковых каналов в первую фазу рабочего процесса

$$\eta_1 = 1 - \frac{\lambda_{\eta 1}}{\varepsilon_{k1}} = 1 - \frac{1,13}{3,52} = 0,679.$$

3. Определяем относительное количество неиспользованного газа после первой зоны полости тормоза

$$\Delta \eta_1 = 1 - \eta_1 = 1 - 0,679 = 0,321.$$

4. Определяем степень расширения потока газа во второй полости тормоза в первую фазу рабочего процесса

$$\varepsilon_{k2} = \frac{\mu_k s_{k2}}{\Delta \eta_1 s} = \frac{0,85}{0,321} \cdot 4,32 = 11,45.$$

5. Определяем относительное количество газа, отводимого через второй ряд боковых каналов в первую фазу рабочего процесса

$$\eta_2 = \Delta \eta_1 - \frac{\lambda_{\eta 2}}{\varepsilon_{k2}} = 0,321 - \frac{1,305}{11,45} = 0,207.$$

6. Определяем относительное количество неиспользованного газа в тормозе

$$\Delta \eta_2 = 1 - \eta_1 - \eta_2 = 1 - 0,679 - 0,207 = 0,114.$$

7. Определяем степень расширения потока ε_{b1} и ε_{b2} в период ограниченного расширения потока газа

$$\varepsilon_{b1} = \frac{\mu_b s_b}{\eta_1 s} = \frac{0,75}{0,679} 4,00 = 4,42;$$

$$\varepsilon_{b2} = \frac{\mu_b s_b}{\eta_2 s} = \frac{0,75}{0,207} 4,00 = 14,50.$$

8. Определяем степени понижения давления x_{b1} , x_{b2} и x_{k2} , пользуясь табл. 34б.

ε_{b1}	x_{b1}	ε_{b2}	x_{b2}	ε_{k2}	x_{k2}
4,40	0,089	14,00	0,0208	11,00	0,0285
4,42	0,088	14,50	0,0200	11,45	0,0271
4,50	0,086	15,00	0,0191	12,00	0,0254

Интерполированием получаем

$$x_{b1}=0,088; \quad x_{b2}=0,0200; \quad x_{k2}=0,0271.$$

9. Определяем вспомогательные функции N_{b1} , N_{b2} и N_{k2} , пользуясь табл. 35.

x_{b1}	N_{b1}	x_{k2}	N_{k2}
0,0800	1,708	0,0200	1,754
0,0884	1,701	0,0271	1,748
0,0900	1,700	0,0300	1,746

Интерполированием и непосредственно по таблице получаем

$$N_{b1}=1,701; \quad N_{b2}=1,754; \quad N_{k2}=1,748.$$

10. Определяем среднее давление в канале ствола в конце фазы ограниченного расширения потока газа во второй полости тормоза

$$p_1^* = \frac{1}{\zeta_0 x_{k2}} = \frac{1}{0,690 \cdot 0,0271} = 53,5 \text{ кг/см}^2.$$

Ввиду незначительности давление p_1^* вычисления будем производить только по зависимостям для фазы ограниченного расширения порохового газа в полости тормоза.

11. Определяем относительное продольное усилие тормоза

$$\begin{aligned} r_x = k + 1 - x_{k2} \frac{s_0}{s} - (x_{b1} + x_{b2}) \frac{s_b}{s} \cos \alpha_b - k \Delta \eta_{12} N_{k2} - \\ - \varphi_b k (\eta_{11} N_{b1} + \eta_{12} N_{b2}) \cos \alpha_b = 1,3 + 1 - 0,0271 \cdot 1,305 - \\ - (0,0884 + 0,0200) 4,00 \cdot \cos 120^\circ - 1,3 \cdot 0,114 \cdot 1,748 - 0,8 \cdot 1,3 \times \\ \times (0,679 \cdot 1,701 + 0,207 \cdot 1,754) \cdot \cos 120^\circ = 3,01. \end{aligned}$$

12. Определяем продольное усилие тормоза для дульного момента, считая процесс заполнения полости тормоза газом мгновенным

$$R_x = r_x p_d \circ s = r_x p_d \zeta_0 s = 3,01 \cdot 560 \cdot 0,690 \cdot 0,476 = 554 \text{ кг.}$$

3. Определение бокового усилия двухрядного тормоза отдачи

Для случая, когда в первой и второй зонах полости происходит ограниченное расширение потока газа, по аналогии с уравнением (496) имеем

$$R_z = \left[\frac{s_{e1}}{s_{b1}} \left(x_{b1} \frac{s_{b1}}{s} + \varphi_{b1} k \eta_1 N_{b1} \right) \sin \alpha_{b1} + \right. \\ \left. + \frac{s_{e2}}{s_{b2}} \left(x_{b2} \frac{s_{b2}}{s} + \varphi_{b2} k \eta_2 N_{b2} \right) \sin \alpha_{b2} \right] p_{д. о. s. \quad (506)$$

Если во второй зоне полости расширение потока является неограниченным, то $x_{b2} \approx 0$, $N_{b2} \approx \frac{k+1}{k}$ и, следовательно,

$$R_z = \left[\frac{s_{e1}}{s_{b1}} \left(x_{b1} \frac{s_{b1}}{s} + \varphi_{b1} k \eta_1 N_{b1} \right) \sin \alpha_{b1} + \right. \\ \left. + \varphi_{b2} \frac{s_{e2}}{s_{b2}} \eta_2 (k+1) \sin \alpha_{b2} \right] p_{д. о. s. \quad (507)$$

Учитывая, что обычно конструктивные параметры боковых каналов первого и второго ряда одинаковы, из уравнений (506) и (507) для относительного бокового усилия тормоза в указанных двух случаях будем иметь

$$r_z = \left[(x_{b1} + x_{b2}) \frac{s_b}{s} + (\eta_1 N_{b1} + \eta_2 N_{b2}) \varphi_b k \right] \frac{s_e}{s_b} \sin \alpha_b; \quad (506a)$$

$$r_z = \left[x_{b1} \frac{s_b}{s} + \varphi_b k \eta_1 N_{b1} + \varphi_b (k+1) \eta_2 \right] \frac{s_e}{s_b} \sin \alpha_b. \quad (507a)$$

§ 32. БЕСКАМОРНЫЕ ДУЛЬНЫЕ ТОРМОЗА ОТДАЧИ

1. Конструктивные и газодинамические особенности

Бескаморным дульным тормозом отдачи (фиг. 113) условно называется такой тормоз, внутренняя полость которого составляет одно целое с дульным участком нарезной части канала оружия, а боковые каналы сделаны в стенке ствола. По существу этот дульный тормоз не представляет собой отдельной конструкции, а является частью ствола оружия.

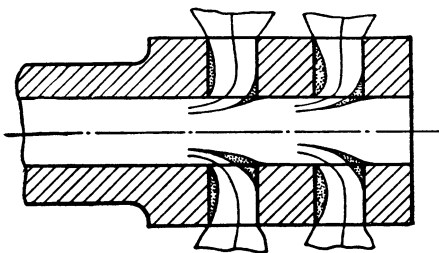
Особенности работы бескаморного дульного тормоза отдачи следующие:

1) отвод газа в боковые каналы и торможение отката начинается до вылета снаряда из дула;

2) расширения потока газа до подхода к боковым отверстиям не происходит; расширение потока газа вызывается только отводом части потока в боковые отверстия;

3) в соответствии с наличием нескольких рядов боковых каналов расширение потока газа в полости тормоза происходит в несколько ступеней;

4) вследствие отсутствия предварительного поворота частей потока, поступающих в боковые каналы, наблюдается значительное сжатие струй газа при входе в боковые отверстия, что соответственно сказывается на значениях коэффициентов расхода.



Фиг. 113. Газодинамическая схема бескаморного дульного тормоза отдачи.

2. Особенности истечения газа из канала оружия в период последействия при наличии бескаморного дульного тормоза отдачи

Выше было установлено, что при нормальном истечении порохового газа из канала оружия через дульное отверстие скорость газа в дульном отверстии равна скорости звука, отвечающей состоянию выбрасываемых слоев газа. Там же было отмечено, что скорость газа в дульном отверстии поддерживается на указанном уровне следующими двумя противоположными факторами:

а) движением волн пониженного давления из атмосферы в канал оружия по вытекающей из дульного отверстия струе газа; эти волны вызывают перепад давления вблизи дульного отверстия и тем самым вызывают ускоренное движение слоев газа в канале оружия;

б) вынесением к дульному отверстию волн пониженного давления, проникающих по вытекающей струе в канал оружия, как только нарастающий перепад давления вызовет у слоев газа, подходящих к дульному отверстию, скорость движения, несколько превышающую скорость звука.

Наличие в дульной части канала оружия боковых отверстий искажает указанный выше характер течения газа через дульное отверстие. Если раньше волны пониженного давления проникали в канал только через дульное отверстие и в силу только что отмеченных факторов задерживались вблизи дульного отверстия, то при наличии боковых отверстий волны пониженного давления могут проникать в канал через них и, следовательно, вызывать перепад давления в канале не вблизи дульного отверстия, а в

месте расположения бокового отверстия. Таким образом весь участок канала оружия, где расположены боковые отверстия, оказывается в зоне пониженного давления, причем граница этой зоны находится перед теми боковыми отверстиями, которые наиболее удалены от дульного отверстия. Дальнейшее перемещение зоны пониженного давления в глубь канала за указанные боковые отверстия будет, очевидно, приостановлено благодаря тем же факторам, которые были сформулированы выше.

Из вышеизложенного вытекает, что наличие боковых отверстий в дульной части ствола вызывает как бы смещение дульного отверстия от дульного среза ствола к сечению, расположенному перед наиболее удаленным рядом боковых отверстий.

3. Особенности расчета бескаморного дульного тормоза отдачи

Определение элементов работы бескаморного дульного тормоза отдачи может быть произведено по тем же зависимостям, которые были установлены для многорядных дульных тормозов отдачи с полуоткрытой полостью. В указанные зависимости необходимо внести лишь одно изменение, а именно, площадь поперечного сечения полости тормоза s_0 принять равной площади поперечного сечения канала оружия.

Изменения, которые вносят боковые отверстия в рабочий процесс баллистического двигателя с момента прохождения дном снаряда первого ряда боковых отверстий до момента вылета снаряда из дульного среза, здесь не рассматриваются, как выходящие за рамки рассматриваемого вопроса. При достаточно коротком участке ствола с боковыми отверстиями можно в первом приближении принять, что канал оружия заканчивается у первого ряда боковых отверстий, а часть ствола с боковыми отверстиями является обычным тормозом. В этом случае определение исходных баллистических данных никаких затруднений не вызовет, и дальнейший расчет движения откатных частей с учетом дульного тормоза может быть произведен обычным порядком.

4. Приближенный расчет бескаморных тормозов отдачи

Бескаморные дульные тормоза отдачи в некоторых случаях имеют настолько большое количество рядов боковых каналов, что их расчет методом, изложенным выше, является чрезвычайно громоздким и для обычных практических задач неприемлемым.

Для упрощения расчета сделаем допущения:

- 1) боковые каналы всех рядов одинаковы по форме и размерам;
- 2) для всех рядов боковых каналов отношение количества газа, отведенного в боковые каналы, к количеству газа, поступившему к данному ряду, есть величина постоянная;

3) продольные усилия тормоза, вызываемые в различных рядах боковых каналов, прямо пропорциональны количеству газа, отведенному в соответствующем ряду.

Из указанных допущений имеем следующие выражения для продольных усилий тормоза, вызываемых каждым рядом боковых каналов:

$$R_1 = m\eta_1;$$

$$R_2 = m\eta_2 = m(1 - \eta_1)\eta_1 = m\Delta\eta\eta_1;$$

$$R_3 = m\eta_3 = m(1 - \eta_1 - \eta_2)\eta_1 = m(1 - \eta_1)^2\eta_1 = m\Delta\eta^2\eta_1$$

и т. д., где $\Delta\eta = 1 - \eta_1$; m — коэффициент пропорциональности.

Для получения общего усилия тормоза суммируем значения усилий для отдельных рядов

$$R_x = R_1 + R_2 + R_3 + \dots = m(\eta_1 + \Delta\eta\eta_1 + \Delta\eta^2\eta_1 + \dots).$$

Как видим, скобка правой части уравнения представляет собой сумму членов геометрической прогрессии. Следовательно,

$$R_x = m\eta_1 \frac{1 - \Delta\eta^n}{1 - \Delta\eta}$$

или

$$R_x = R_1 \frac{1 - \Delta\eta^n}{1 - \Delta\eta}. \quad (508)$$

Таким образом для определения общего усилия тормоза, вызываемого n рядами боковых каналов, необходимо найти по ранее выведенным зависимостям усилие, вызываемое первым рядом боковых каналов, и умножить это усилие на

$$\frac{1 - \Delta\eta^n}{1 - \Delta\eta}.$$

§ 33. НАДУЛЬНИКИ

Надульником обычно называется дульное газоотводное устройство, в котором энергия порохового газа используется для обеспечения работы автоматики, т. е. надульник является газоотводным двигателем автоматики.

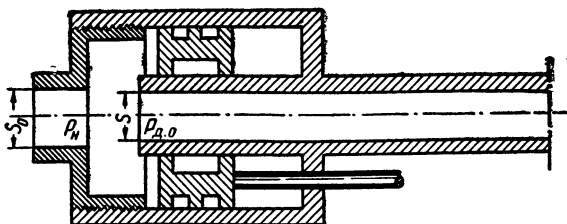
Рассмотрим следующие разновидности надульников:

- 1) надульник типа ружья Вальтер;
- 2) надульник типа пулемета Максим обр. 1910 г.;
- 3) надульник типа ружья Банга;
- 4) надульник типа дульного тормоза отдачи.

1. Надульник типа ружья Вальтер

В надульнике типа ружья Вальтер (фиг. 114) вследствие резкого расширения потока порохового газа после выхода из дульного отверстия часть потока ударяется в переднюю стенку надульника и отклоняется в сторону. В результате камера быстро наполняется газом, который давит на подвижное звено надульника и сообщает ему скорость.

Если считать ствол вместе с корпусом камеры неподвижным, то данное газоотводное устройство является газоотводным дви-



Фиг. 114. Схема надульника типа ружья Вальтер.

гателем статического типа, так как динамическое действие части потока газа в период наполнения камеры воспринимается только поверхностью неподвижной стенки.

Закон изменения давления в камере надульника определяется следующими основными параметрами:

- 1) объемом камеры;
- 2) площадью снарядного отверстия;
- 3) расстоянием между дульным срезом и передней стенкой камеры;
- 4) площадью поршня;
- 5) весом поршня.

Наибольшее влияние оказывают первые два параметра — объем камеры и площадь снарядного отверстия. Если объем камеры незначителен, то наполнение камеры газом до давления, равного давлению в потоке, может закончиться настолько быстро, что его можно считать мгновенным. При увеличении объема камеры период наполнения соответственно удлиняется, и давление в камере более длительный период отличается от давления в потоке газа. Величина площади снарядного отверстия оказывает двойное влияние на работу надульника. Во-первых, она влияет на скорость наполнения камеры — чем меньше снарядное отверстие, тем большая часть потока отклоняется в камеру, и наоборот. Во-вторых, от нее зависит степень расширения потока газа в пределах камеры после ее наполнения и, следовательно, зависит давление газа в выходном отверстии.

Если иметь в виду относительно малый объем камеры надульника, то можно принять, что наполнение камеры происходит мгновенно. Окончание же наполнения камеры характеризуется тем, что расширение потока газа в пределах камеры будет определяться отношением площади снарядного (выходного) отверстия надульника к площади поперечного сечения канала оружия. Так как в данном случае происходит резкое расширение потока газа за дульным отверстием, то давление газа в снарядном отверстии, а следовательно, и давление в камере в конце наполнения должно определяться по отношению $\frac{s_0}{s}$ из табл. 34

$$p_n = x_0 p_{л. о} = f\left(\frac{s_0}{s}\right) p_{л. о}.$$

После того как давление в камере сравнивается с давлением газа в снарядном отверстии, возможны некоторые перемещения газа из потока в камеру надульника или обратно из камеры в поток. Первый случай наблюдается при наличии быстрого увеличения объема камеры вследствие перемещения поршня. Второй случай возможен при условии, что скорость понижения давления в камере вследствие движения поршня, окажется меньше, чем скорость понижения давления в канале оружия вследствие истечения газа из канала через дульное отверстие.

Как показывают расчеты рабочих процессов боковых газоотводных устройств, при достаточно больших площадях газовых отверстий разность давлений в канале и камере после наполнения последней очень незначительна и при обычных технических расчетах не имеет значения. В рассматриваемом газоотводном устройстве сечение кольцевой щели, соединяющей камеру надульника с потоком газа, представляет собой относительно еще большую величину и поэтому здесь с еще большим основанием можно пренебречь возможной разностью давлений в камере и снарядном отверстии.

На основании вышеизложенного для расчета движения подвижного звена надульника будем иметь

$$M_n \frac{dV}{dt} = p_n s_n = x_0 p_{л. о} s_n = x_0 \zeta_0 s_n p;$$

$$dV = \frac{x_0 \zeta_0 s_n p}{M_n} e^{-at} dt;$$

$$V = N(1 - e^{-at}); \quad (509)$$

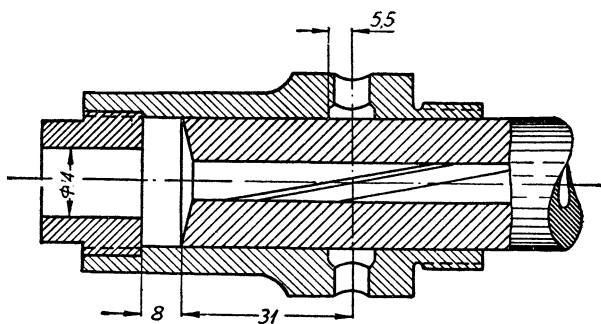
$$X = Nt - \frac{N}{a}(1 - e^{-at}), \quad (510)$$

где

$$N = \frac{\zeta_0 s_n x_0 p_{л. о}}{M_n a}.$$

2. Надульник типа пулемета Максим обр. 1910 г.

Газодинамический процесс в надульнике пулемета Максим обр. 1910 г. (фиг. 115) имеет тот же характер, что и в надульнике типа ружья Вальтер. Надульник пулемета Максим обр. 1910 г. является газоотводным двигателем автоматики, так как сила давления газа в его камере, приложенная к ведущему звену автоматики, используется в качестве движущего усилия. По характеру действия газа на рабочую поверхность надульник пулемета Максим обр. 1910 г. относится к газоотводным устройствам статического типа.



Фиг. 115. Надульник пулемета Максим обр. 1910 г.

Принимая допущение о мгновенном наполнении камеры надульника газом, получаем следующее уравнение движения ствола в период последействия:

$$M_0 \frac{dV}{dt} = p_{\text{кн}} S + p_{\text{н}} S_{\text{п}} = p_{\text{кн}} S + x_0 p_{\text{д}} \cdot \sigma S_{\text{п}},$$

или

$$dV = \frac{\zeta_{\text{д}} S + x_0 \sigma_{\text{п}} \zeta_0}{M_0} p_{\text{д}} e^{-at} dt.$$

Интегрируя последнее уравнение в пределах от начала периода последействия до некоторого промежуточного момента, получим

$$V = V_{\text{д}} + N_0 (1 - e^{-at}), \quad (511)$$

где

$$N_0 = \frac{p_{\text{д}} S}{M_0 a} \left(\zeta_{\text{д}} + \frac{x_0 \sigma_{\text{п}} \zeta_0}{s} \right). \quad (512)$$

Из уравнения (511) для пути ствола получим

$$X = X_{\text{д}} + (V_{\text{д}} + N_0) t - \frac{N_0}{a} (1 - e^{-at}). \quad (513)$$

3. Пример расчета движения ствола пулемета ПВ-1 при наличии надульника

Исходные данные

Калибр пулемета	$d=7,62$ мм
Вес пули	$q=9,6$ г
Вес заряда	$\omega=3,25$ г
Дульное давление	$p_d=522$ кг/см ²
Дульная скорость	$v_d=870$ м/сек
Параметр	$a=993$ 1/сек.
Отношение давлений	$\zeta_d=1,18; \zeta_0=0,698$
Вес откатных частей	$Q_0=4,36$ кг
Площадь сварядного отверстия	$s_0=0,789$ см ²
Площадь дульного среза	$s_n=4,43$ см ²

Вычисления

- 1) Определяем скорость отката в дульный момент

$$V_d = \frac{q + \frac{1}{2} \omega}{Q_0} v_d = \frac{0,0096 + 0,001625}{4,36} 870 = 2,24 \text{ м/сек.}$$

- 2) Определяем степень расширения потока газа в надульнике

$$\epsilon_0 = \frac{s_0}{s} = \frac{0,789}{0,476} = 1,65.$$

- 3) Определяем степень понижения давления в потоке.

Из табл. 346 находим $x_0=0,331$.

- 4) Определяем коэффициент N_0

$$N_0 = \frac{p_d s}{M_0 a} \left(\zeta_d + \frac{x_0 s_n \zeta_0}{s} \right) = \frac{522 \cdot 0,476 \cdot 981}{4,36 \cdot 993} \left(1,18 + \frac{0,331 \cdot 4,43 \cdot 0,698}{0,476} \right) = 186 \text{ см/сек} = 1,86 \text{ м/сек.}$$

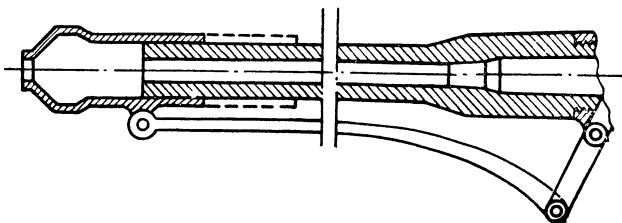
- 5) Определяем максимальную скорость отката при наличии надульника

$$V_m = V_d + N_0 = 2,24 + 1,86 = 4,10 \text{ м/сек.}$$

4. Надульник типа ружья Банга

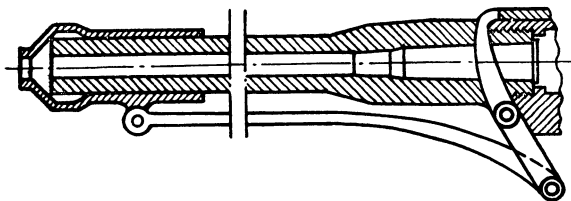
Основной особенностью надульника типа ружья Банга (фиг. 116 и 117) является то, что в нем подвижным звеном является корпус камеры, и подвижное звено перемещается в направлении течения потока газа.

По своему назначению надульник типа ружья Банга является двигателем автоматики. По характеру действия газа на рабочую поверхность подвижного звена этот надульник в отличие от надульников предыдущего типа является газоотводным устройством с динамо-статической камерой. Динамическое дей-



Фиг. 116. Схема надульника ружья Банга при крайнем заднем положении корпуса надульника.

ствие газа на рабочую поверхность подвижного звена (переднюю стенку камеры) наблюдается в период наполнения камеры, когда часть потока газа, не попавшая в снарядное отверстие, ударяется в стенку камеры и задерживается в камере.



Фиг. 117. Схема надульника ружья Банга при крайнем переднем положении корпуса надульника.

Для расчета движения подвижного звена надульника типа ружья Банга с учетом динамического действия газа на рабочую поверхность необходимо выполнить точный расчет периода наполнения камеры методом, который ниже применен для расчета рабочего процесса бокового газоотводного устройства.

В порядке первого приближения расчет движения подвижного звена надульника типа ружья Банга можно выполнить исходя из допущения о мгновенном наполнении камеры надульника. В этом случае можно применить без всяких изменений зависимости, установленные для движения подвижного звена надульника типа ружья Вальтер. При таком решении неучет динамического действия газа на стенку камеры частично компенсируется допущением о мгновенном наполнении камеры.

5. Надульник типа дульного тормоза отдачи, в котором подвижным звеном является ствол

В этом случае движущее усилие, создаваемое надульником, по величине будет равно продольному усилию, которое имел бы дульный тормоз, имеющий соответствующую камеру.

Уравнение движения подвижного звена будет

$$M_0 \frac{dV}{dt} = R_x = \zeta_0 \eta_x p s = \zeta_0 p_d s \eta_x e^{-at}. \quad (514)$$

Соответственно для скорости и пути подвижного звена получим

$$V = N_1 (1 - e^{-at}); \quad (515)$$

$$X = N_1 t - \frac{N_1}{a} (1 - e^{-at}), \quad (516)$$

где

$$N_1 = \frac{\zeta_0 p_d s \eta_x}{a M_0}. \quad (517)$$

6. Надульник типа дульного тормоза при неподвижном стволе

В том случае, когда камера неподвижно связана со стволом, сила давления на дульный срез стенки ствола отдельно не рассматривалась, и эта сила являлась одной из составляющих сил, определявших величину движущего усилия. В данном случае (фиг. 118) поверхность дульного среза стенки ствола не составляет одно целое с корпусом камеры, и, следовательно, величина движущего усилия R_d должна быть исправлена на силу давления газа $R_{д.с}$, приложенную к указанной поверхности

$$R_d = R_x + R_{д.с} = R_x + p_1 s_{д.с}. \quad (а)$$

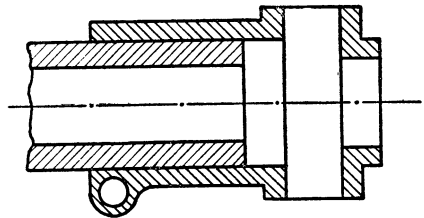
Давление газа у поверхности дульного среза ствола p_1 определяется из табл. 34 по соотношению площадей поперечных сечений полости камеры вблизи указанной поверхности и дульного отверстия канала оружия

$$p_1 = x_1 p_{д.о.}$$

Подставив в уравнение (а) значения R_x и p_1 , будем иметь

$$R_d = \zeta_0 p s \eta_x + s_{д.с} x_1 \zeta_0 p;$$

$$R_d = \zeta_0 (s \eta_x + s_{д.с} x_1) p,$$



Фиг. 118. Схема надульника типа дульного тормоза отдачи.

или

$$R_d = \zeta_0 (s\eta_x + s_d \cdot c x_1) p_d e^{-at}. \quad (518)$$

По основному уравнению динамики

$$M_0 \frac{dV}{dt} = R_d = \zeta_0 (s\eta_x + s_d \cdot c x_1) p_d e^{-at},$$

отсюда после интегрирования получаем

$$V = N_2 (1 - e^{-at}); \quad (519)$$

$$X = N_2 t - \frac{N_2}{a} (1 - e^{-at}), \quad (520)$$

где

$$N_2 = \frac{\zeta_0 (s\eta_x + s_d \cdot c x_1) p_d}{M_0 a}. \quad (521)$$

Дульная динамическая камера, являющаяся элементом рассмотренного газоотводного устройства, конструктивно ничем не отличается от тех камер, которые имеют дульные тормоза. Изменение существа работы этих камер заключается лишь в том, что усилие, развиваемое в камере дульного тормоза, использовалось для уменьшения скорости откатных частей, а здесь это усилие используется для получения скорости подвижных частей.

§ 34. ДУЛЬНЫЕ ПЛАМЕГАСИТЕЛИ

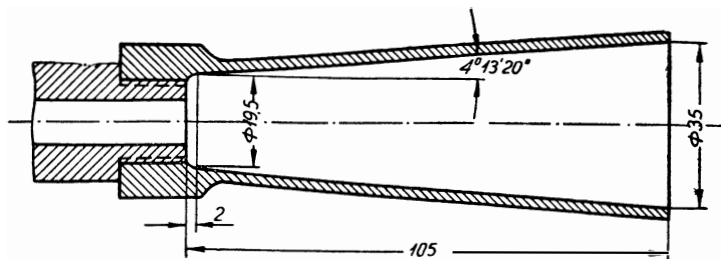
1. Конструктивные и газодинамические особенности пламегасителей

На фиг. 119 изображена конструкция пламегасителя пулемета ДП. Этот пламегаситель выполнен в виде длинной конической трубки с углом конусности, равным $8^\circ 27'$. Степень расширения потока газа в пламегасителе $\left(\frac{35}{7,62}\right)^2 = 21$.

Другой вариант конструктивного оформления пламегасителя, поставленного на стволе пулемета Льюиса, показан на фиг. 120. Геометрические соотношения этого пламегасителя заметно отличаются от геометрических соотношений пламегасителя пулемета ДП. Пламегаситель выполнен в виде насадка, имеющего короткую коническую часть и заканчивающегося коротким цилиндром. Угол конусности равен $25^\circ 37'$, степень расширения потока газа в пламегасителе $\left(\frac{27}{7,62}\right)^2 = 12,5$.

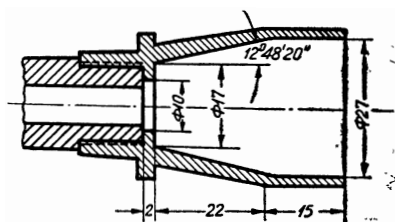
Как в первом, так и во втором варианте не имеется плавного перехода от дульного отверстия к сечениям конической части пламегасителя. Таким образом поток газа имеет вначале вне-

запное расширение от сечения дульного отверстия до начальных сечений конической части, а затем плавное расширение в пределах конической части.



Фиг. 119. Схема пламегасителя пулемета ДП.

Наличие во втором, коротком, варианте пламегасителя цилиндрической части перед выходным отверстием объясняется, очевидно, стремлением придать струям газа, выходящим из конической части, направление, параллельное оси канала, и тем самым не допустить сильного отклонения боковых струй в сторону. В первом варианте пламегасителя вследствие малой конусности внутренней полости пламегасителя значительного отклонения боковых струй быть не может и поэтому нет необходимости в цилиндрической части на конце пламегасителя.



Фиг. 120. Схема пламегасителя пулемета Льюис.

Кроме своего основного назначения — прикрытия потока газа в начальный период его расширения, — пламегаситель способствует увеличению скорости отката и, следовательно, в тех случаях, когда отдача оружия используется для работы автоматики, пламегаситель является элементом газоотводно-откатного двигателя автоматики.

2. Определение температуры газа в полости пламегасителя в конце внезапного расширения потока

Введем обозначения:

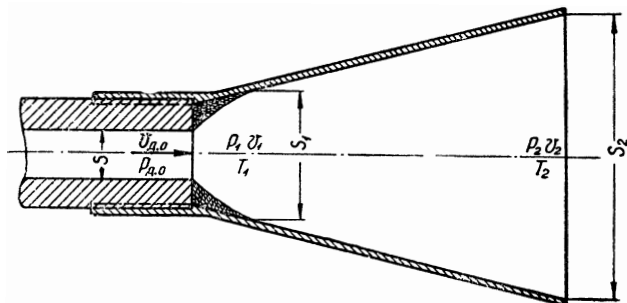
s_1 — площадь поперечного сечения полости пламегасителя в начале конической части, где предположительно заканчивается внезапное расширение потока газа;

s_2 — площадь выходного отверстия пламегасителя;

p_1 , T_1 и v_1 — параметры газа в сечении s_1 ;

p_2 , T_2 и v_2 — параметры газа в сечении s_2 .

Как уже отмечалось, в пределах полости пламегасителя вначале происходит внезапное расширение потока газа, а затем плавное, определяемое конусностью полости пламегасителя (фиг. 121). В соответствии с этим изменение параметров газа на указанных двух участках полости пламегасителя происходит по различным закономерностям.



Фиг. 121. К выводу основных зависимостей для пламегасителя.

Для участка внезапного расширения

$$\frac{T_1}{T_{д.о}} = \frac{T_1}{T} = \left(\frac{p_1}{p_{д.о}} \right)^{\frac{n-1}{n}} = x_1^{\frac{n-1}{n}}, \quad (522)$$

откуда

$$T_1 = T x_1^{\frac{n-1}{n}},$$

где T — температура газа в канале ствола в рассматриваемый момент времени (принимая ее одинаковой для всех слоев газа в канале);

n — показатель политропы, учитывающий термическое влияние трения и вихреобразования на участке мертвой зоны пламегасителя.

Так как

$$T = \frac{p\omega}{R} = \frac{p}{R} \omega_{д.о} \left(\frac{p_{д.о}}{p} \right)^{\frac{1}{n_1}}$$

и

$$\frac{p}{p_{д.о}} = e^{-at},$$

то

$$T_1 = \frac{p_{д.о}\omega_{д.о}}{R} e^{-a \frac{n_1-1}{n_1} t} x_1^{\frac{n-1}{n}}, \quad (523)$$

где n_1 — показатель политропического процесса газа в канале оружия.

Степень понижения давления x_1 определяется из табл. 34 по степени расширения потока $\varepsilon_1 = \frac{s_1}{s}$.

3. Определение температуры газа в выходном сечении пламегасителя

Аналогично уравнению (522), имеем

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_2}{p_{\text{л.о}}} \frac{p_{\text{л.о}}}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}},$$

или

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{x_2}{x_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}, \quad (524)$$

где x_1 и x_2 — соответствующие степени понижения давления.

Определим степень понижения давления x_2 , принимая процесс изменения состояния газа на участке от s_1 до s_2 адиабатическим. По уравнению (50а) при отсутствии трения и теплообмена для теоретической скорости в выходном отверстии пламегасителя получим

$$v_2 = \sqrt{v_1^2 + 2g \frac{k}{k-1} p_1 \omega_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}, \quad (a)$$

где v_1 — теоретическая скорость газа в сечении s_1 .

По условию неразрывности имеем

$$\frac{S v_{\text{л.о}}}{\omega_{\text{л.о}}} = \frac{\mu_2 s_2 v_2}{\omega_2},$$

откуда

$$\varepsilon_2 = \frac{\mu_2 s_2}{s} = \frac{v_{\text{л.о}}}{\frac{\omega_{\text{л.о}}}{\omega_2} v_2} = \frac{v_{\text{л.о}}}{\frac{\omega_{\text{л.о}}}{\omega_1} \frac{\omega_1}{\omega_2} v_2}. \quad (b)$$

Так как

$$p_1 \omega_1 = p_{\text{л.о}} \omega_{\text{л.о}} \left(\frac{p_1}{p_{\text{л.о}}}\right)^{\frac{n-1}{n}} = p_{\text{л.о}} \omega_{\text{л.о}} x_1^{\frac{n-1}{n}};$$

$$v_1 = \frac{v_{\text{л.о}}}{\frac{1}{\varepsilon_1 x_1^n}};$$

$$v_{\text{л.о}} = \sqrt{g k p_{\text{л.о}} \omega_{\text{л.о}}},$$

то из уравнений (а) и (б) будем иметь

$$\begin{aligned} \varepsilon_2 &= \frac{v_{д.о}}{\left(\frac{p_1}{p_{д.о.}}\right)^{\frac{1}{n}} \left(\frac{p_2}{p_{д.о.}} \frac{p_{д.о.}}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}} v_2} = \frac{v_{д.о}}{x_1^{\frac{1}{n}} \left(\frac{x_2}{x_1}\right)^{\frac{1}{k}} v_2}; \\ \varepsilon_2 &= \frac{v_{д.о}}{x_1^{\frac{1}{n}} \left(\frac{x_2}{x_1}\right)^{\frac{1}{k}} \sqrt{v_1^2 + 2g \frac{k}{k-1} p_1 \omega_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}}; \\ \varepsilon_2 &= \frac{1}{\left(\frac{x_2}{x_1}\right)^{\frac{1}{k}} \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_1^2} + \frac{2}{k-1} x_1^{\frac{n+1}{n}} \left[1 - \left(\frac{x_2}{x_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}}. \end{aligned} \quad (525)$$

Зная ε_1 , x_1 и ε_2 , из уравнения (525) можно попытками или при помощи специальной таблицы найти x_2 . Грубо приближенно степень понижения давления x_2 можно найти, полагая, что расширение потока газа и изменение параметров газа в полости пламегасителя совершается с одной закономерностью — или как внезапное расширение, или как плавное расширение (в зависимости от геометрических соотношений пламегасителя). Соответственно степень понижения давления x_2 может быть найдена по степени расширения потока или из табл. 34, или из табл. 31. В некоторых случаях принятие среднего значения x_2 из указанных двух значений может дать более точное решение.

4. Определение движущего усилия и движущего импульса пламегасителя

Выделим в полости пламегасителя объем газа, ограниченный сечением дульного отверстия, выходным сечением и внутренней поверхностью пламегасителя. По закону количества движения для выделенного объема газа при установившемся его течении будем иметь

$$(p_{д.о} s - p_2 s_2 + P_n) dt = (v_2 - v_{д.о}) dm,$$

откуда

$$P_n = \left(\frac{v_2}{v_{д.о}} - 1\right) \frac{G}{g} v_{д.о} - \left(1 - \frac{p_2}{p_{д.о}} \frac{s_2}{s}\right) p_{д.о} s,$$

или

$$P_n = \left[\left(\frac{v_2}{v_{д.о}} - 1\right) k - \left(1 - \frac{p_2}{p_{д.о}} \frac{s_2}{s}\right)\right] p_{д.о} s,$$

где P_n — движущее усилие, развиваемое пламегасителем.

Так как из условия неразрывности

$$\begin{aligned} \frac{v_2}{v_{д.о}} &= \frac{s}{\mu_2 s_2} \frac{w_2}{w_{д.о}} = \frac{1}{\frac{\mu_2 s_2}{s} \frac{w_{д.о}}{w_1} \frac{w_1}{w_2}} = \\ &= \frac{1}{\varepsilon_2 \left(\frac{p_1}{p_{д.о}} \right)^{\frac{1}{n}} \left(\frac{p_2}{p_{д.о}} \frac{p_{д.о}}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}}}, \end{aligned}$$

то

$$P_n = \left[\left(\frac{1}{\varepsilon_2 x_1^{\frac{1}{n}} \left(\frac{x_2}{x_1} \right)^{\frac{1}{k}} - 1} \right) k - \left(1 - x_2 \frac{s_2}{s} \right) \right] p_{д.о} s.$$

Имея в виду, что

$$p_{д.о} = \zeta_0 p = \zeta_0 p_d e^{-at},$$

окончательно получим

$$P_n = N_n e^{-at}, \quad (526)$$

где

$$N_n = \zeta_0 p_d s \left[\left(\frac{1}{\varepsilon_2 x_1^{\frac{1}{n}} \left(\frac{x_2}{x_1} \right)^{\frac{1}{k}} - 1} \right) k - \left(1 - x_2 \frac{s_2}{s} \right) \right]. \quad (527)$$

Если принять расширение потока газа в пламегасителе с одной закономерностью, то вместо уравнения (527) для случая одного плавного расширения будем иметь

$$N_n = \zeta_0 p_d s \left[\left(\frac{1}{\varepsilon_2 x_2^{\frac{1}{k}} - 1} \right) k - \left(1 - x_2 \frac{s_2}{s} \right) \right]. \quad (527a)$$

Для случая одного внезапного расширения соответственно получим

$$N_n = \zeta_0 p_d s \left[\left(\frac{1}{\varepsilon_2 x_2^{\frac{1}{n}} - 1} \right) k - \left(1 - x_2 \frac{s_2}{s} \right) \right]$$

или, после подстановки значения $\varepsilon_2 x_2^{\frac{1}{n}}$ из уравнения (458),

$$N_n = \zeta_0 p_d s x_2 \left(\frac{s_2}{s} - 1 \right). \quad (527b)$$

Для определения импульса отдачи, вызываемого пламегасителем, имеем

$$I_{оп} = \int_0^T P_n dt = \frac{N_n}{a}. \quad (528)$$

5. Пример

Определить приближенно импульс отдачи и понижение температуры для пламегасителя пулемета ДП (фиг. 119).

Данные оружия

Площадь поперечного сечения канала	$s=0,476 \text{ см}^2$
Дульное давление	$p_d=666 \text{ кг/см}^2$
Показатель политропы для периода последействия	$n=1,47$
Параметр периода последействия	$a=1390 \text{ 1/сек.}$
Относительное давление	$\zeta_0=0,685$

Данные пламегасителя

Площадь выходного отверстия	$s_2=9,62 \text{ см}^2$
Площадь начального поперечного сечения конуса	$s_1=2,98 \text{ см}^2$

Вычисления

I. Полагая, что в полости пламегасителя происходит только плавное расширение потока, будем иметь:

1) степень расширения

$$\varepsilon_2 = \frac{\mu_2 s_2}{s} = \frac{0,95 \cdot 9,62}{0,476} = 19,2;$$

2) из табл. 31а находим $x_2=0,0071$;

3) импульс отдачи

$$\begin{aligned} I_{оп} &= \frac{N_n}{a} = \zeta_0 s \frac{p_d}{a} \left[\left(\frac{1}{\varepsilon_2 x_2^k} - 1 \right) k - \left(1 - x_2 \frac{s_2}{s} \right) \right] = \\ &= 0,685 \cdot \frac{666 \cdot 0,476}{1390} \left[\left(\frac{1}{19,2 \cdot 0,0071^{1,3}} - 1 \right) \times \right. \\ &\quad \left. \times 1,3 - \left(1 - 0,0071 \frac{9,62}{0,476} \right) \right] = 0,112 \text{ кг сек}; \end{aligned}$$

4) понижение температуры

$$\frac{T_2}{T} = x_2^{\frac{k-1}{k}} = 0,0071^{\frac{1,3-1}{1,3}} = 0,320.$$

II. Полагая, что в полости пламегасителя происходит только одно внезапное расширение, получим

1) из табл. 346 по значению $\frac{s_2}{s} = 20,2$ находим

$$x_2 = 0,0135;$$

2) импульс отдачи пламегасителя при значении $x_2 = 0,0135$

$$\begin{aligned} I_{\text{оп}} &= \frac{N_{\text{п}}}{a} = \zeta_0 s x_2 \frac{P_{\text{д}}}{a} \left(\frac{s_2}{s} - 1 \right) = \\ &= 0,685 \cdot \frac{666 \cdot 0,476}{1390} \cdot 0,0135 \cdot (20,2 - 1) = 0,040 \text{ кг сек}; \end{aligned}$$

3) понижение температуры

$$\frac{T_2}{T} = x_2^{\frac{n-1}{n}} = 0,0135^{\frac{1,2-1}{1,2}} = 0,488.$$

По опытным данным

$$I_{\text{оп}} \approx 0,05 \text{ кг сек.}$$

Из сопоставления изложенного решения с опытными данными следует, что расширение потока газа в рассматриваемом пламегасителе имеет в основном характер внезапного расширения. Это можно объяснить тем, что внезапное расширение потока вблизи дульного отверстия происходит в области высоких давлений и поэтому имеет решающее значение для всего процесса. Например, в данном случае $\frac{s_1}{s} = \frac{2,98}{0,476} = 6,3$, в результате чего давление в этой части пламегасителя падает в 15—20 раз и, следовательно, дальнейший процесс расширения потока оказывает очень слабое влияние на общий результат процесса.

Из приведенного расчета также следует, что пламегасители с плавно расходящимся насадком дают большее увеличение отдачи, чем пламегасители с внезапным расширением потока газа.

Глава IX

ТЕЧЕНИЕ ГАЗА В БОКОВЫХ ГАЗООТВОДНЫХ УСТРОЙСТВАХ

§ 35. КЛАССИФИКАЦИЯ БОКОВЫХ ГАЗООТВОДНЫХ УСТРОЙСТВ

1. Основные элементы боковых газоотводных устройств

В каждом боковом газоотводном устройстве можно установить наличие следующих основных элементов:

1) стенка газоотводного устройства, являющаяся одновременно направляющим звеном;

2) рабочая полость — пространство, наполняемое пороховым газом и обеспечивающее протекание теплового процесса и механическое действие газа;

3) газоотводный канал — канал различной формы, по которому пороховой газ из канала оружия поступает в рабочую полость газоотводного устройства;

4) подвижное звено — тело, которое под воздействием отведенного газа приобретает кинетическую энергию;

5) зазоры и выхлопные отверстия, через которые пороховой газ вытекает из рабочей полости.

2. Функции, выполняемые боковыми газоотводными устройствами

Работа бокового газоотводного устройства может иметь двойной характер. С одной стороны, энергия порохового газа может в нем использоваться для сообщения движения ведущему звену автоматики, и в этом случае оно играет роль двигателя автоматики. С другой стороны, такое газоотводное устройство может вызвать уменьшение скорости отката ствола благодаря импульсу давления на дно каморы, т. е. в этом случае газоотводное устройство выполняет роль тормоза отдачи. Из этих двух функций первая является основной, так как для ее выполнения и создается обычно боковое газоотводное устройство. Уменьшение скорости отката ствола, которое достигается при наличии

бокового газоотводного устройства, является побочной функцией последнего. В некоторых случаях принимаются меры для усиления отмеченного вспомогательного действия бокового газоотводного устройства, в результате чего указанная побочная функция делается важным элементом работы оружия. Помимо этого, возможно создание такого бокового газоотводного устройства, которое могло бы выполнять только функции тормоза отдачи.

Исходя из изложенного, будем различать две разновидности боковых газоотводных устройств по выполняемой функции:

- 1) боковые газоотводные двигатели автоматики;
- 2) боковые газоотводные тормоза отдачи.

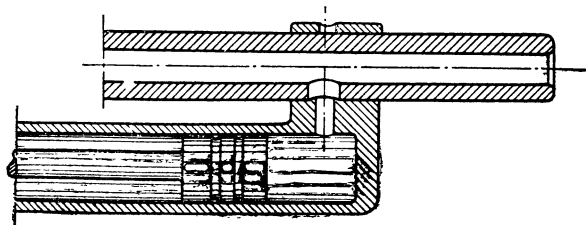
3. Характер механического действия порохового газа в боковых газоотводных устройствах

В боковых газоотводных устройствах могут быть обеспечены все три возможных случая механического действия порохового газа на рабочую поверхность подвижного звена. Для обеспечения чисто статического действия порохового газа в боковом газоотводном устройстве необходимо, чтобы струя газа, поступающая из газоотводного канала в полость газоотводного устройства, имела резкое расширение при входе в полость и при этом не имела направления в сторону рабочей поверхности подвижного звена. При этих условиях струя распыляется, растворяясь в массе ранее поступившего газа, и не может оказать динамического действия на рабочую поверхность. Для обеспечения чисто динамического действия необходимо, чтобы выходное отверстие газоотводного канала было направлено непосредственно на рабочую поверхность и чтобы потоку газа, ударившемуся в нее, был обеспечен свободный выход в атмосферу. Смешанное, динамо-статическое, действие будет наблюдаться при невыполнении некоторых из перечисленных выше условий, обеспечивающих или чисто статическое или чисто динамическое действие.

Таким образом различают следующие три типа боковых газоотводных устройств по характеру действия порохового газа на рабочую поверхность:

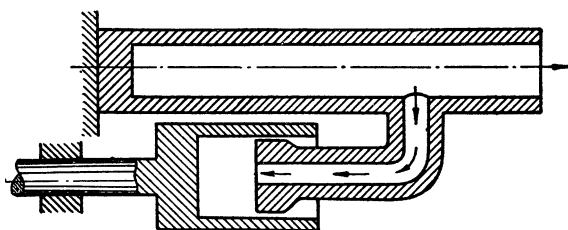
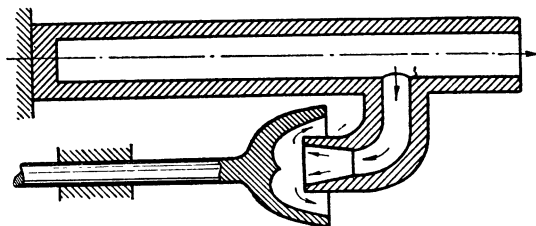
- 1) боковые газоотводные устройства статического типа (фиг. 122);
- 2) боковые газоотводные устройства динамического типа (фиг. 123);
- 3) боковые газоотводные устройства динамо-статического типа (фиг. 124).

Схема классификации боковых газоотводных устройств по выполняемым функциям и по характеру механического действия порохового газа показана на фиг. 125.

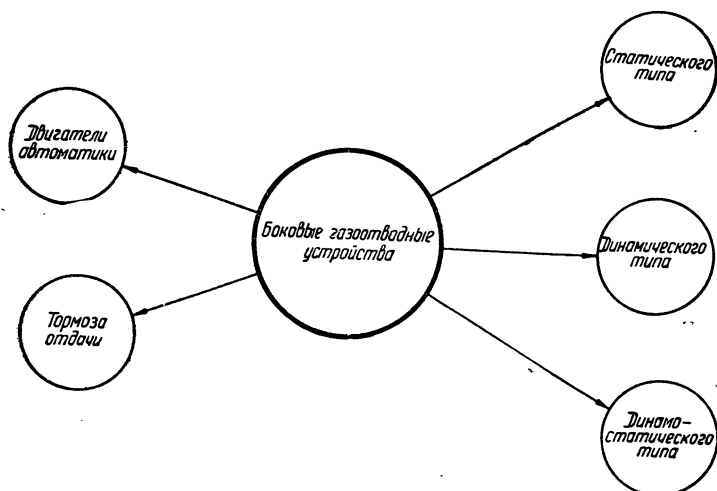


Фиг. 122. Схема бокового газоотводного устройства статического типа.

Фиг. 123. Схема бокового газоотводного устройства динамического типа.



Фиг. 124. Схема бокового газоотводного устройства динамо-статического типа.



Фиг. 125. Схема классификации боковых газоотводных устройств.

§ 36. ИСТЕЧЕНИЕ ПОРОХОВОГО ГАЗА ИЗ КАНАЛА ОРУЖИЯ ЧЕРЕЗ ОТВЕРСТИЕ В СТЕНКЕ СТВОЛА

1. Предварительные замечания

Картина истечения порохового газа из канала оружия через боковое отверстие в стенке ствола схематически изображена на фиг. 126.

Так как вдоль оси канала скорость течения газа изменяется по прямолинейному закону от нуля у дна канала до скорости звука в дульном отверстии, то у газового отверстия, обычно значительно удаленного от дульного, течение газа происходит с дозвуковыми скоростями.

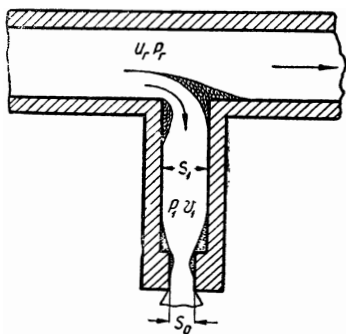
Если исходить из приведенного ранее уравнения для случая установившегося течения газа

$$\frac{ds}{s} = \frac{gkpw - v^2}{kv^2} \frac{dp}{p}, \quad (43)$$

то с увеличением сечения потока в области дозвуковых скоростей происходило бы увеличение давления, т. е. в нашем случае давление за газовым отверстием было бы больше, чем до газового отверстия. Так как повышение давления вдоль потока возможно только при уменьшении скорости потока, чего в условиях течения газа в канале оружия предполагать невозможно, то указанный вывод к разбираемому случаю неприменим.

Если же исходить из того, что понижение давления в потоке с увеличением его сечения возможно только при зазвуковых скоростях потока, то следует также считать исключенной возможность понижения давления в канале оружия у входа в газопровод. Однако в тех случаях, когда газоотводный канал располагается вблизи дульного отверстия, где скорость потока в канале оружия равна местной скорости звука, расширение потока вследствие отвода газа может привести к увеличению скорости потока и к понижению давления у входа в газопровод. Данный случай ниже рассматривается как отдельная задача.

Рассматривая основной случай, когда газоотводный канал находится на значительном расстоянии от дульного отверстия, будем предполагать, что отвод газа не оказывает существенного влияния на давление газа в канале оружия у входа в газопровод. Как будет установлено ниже, в большинстве случаев можно счи-



Фиг. 126. Газодинамическая схема отвода газа через боковое отверстие в стенке ствола.

тать давление газа в расширенной части газопровода (на участке до наименьшего сечения газопровода) равным давлению в прилегающей части канала оружия.

2. Определение секундного расхода

Для случая, когда отношение давления в камере к давлению в канале оружия у газового отверстия больше критического отношения β_k , по уравнению (64) имеем

$$G_0 = \mu_0 s_0 \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_r}{w_r} \left[\left(\frac{p_k}{p_r} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_k}{p_r} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}, \quad (529)$$

где μ_0 — коэффициент истечения для газоотводного канала;
 s_0 — площадь наименьшего сечения газоотводного канала;
 p_r и w_r — давление и удельный объем газа в канале оружия около газового отверстия;

p_k — давление в газовой камере, куда поступает отведенный газ.

Для удобства вычислений придадим уравнению (529) следующий вид:

$$\begin{aligned} G_0 &= \mu_0 s_0 \sqrt{2g \frac{k}{k-1}} \sqrt{\frac{p_r}{w_r}} Y_k = \\ &= \mu_0 s_0 \sqrt{2g \frac{k}{k-1}} \frac{p_r Y_k}{\sqrt{p_r w_r}}. \end{aligned} \quad (530)$$

Так как

$$p_r w_r = (k-1) u_r$$

и по гипотезе пропорционального расширения $u_r = u_x = u$, то

$$G_0 = \frac{\mu_0 s_0 \sqrt{2gk}}{k-1} \frac{p_r}{\sqrt{u}} Y_k, \quad (530a)$$

где

$$\begin{aligned} Y_k &= \sqrt{\frac{2}{x_k^{\frac{2}{k}} - x_k^{\frac{k+1}{k}}}}; \\ x_k &= \frac{p_k}{p_r}. \end{aligned} \quad (86)$$

Выше для облегчения вычислений была приведена таблица значений функции Y (табл. 5).

Для случая, когда $\frac{p_k}{p_r} < \beta_k$, т. е. для случая критического истечения, по уравнению (54a) имеем

$$G_0 = \mu_0 s_0 \sqrt{2g \frac{k}{k+1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}} \frac{p_r}{w_r}}.$$

Для удобства вычислений этому уравнению придадим следующий вид:

$$G_0 = \mu_0 s_0 k_0 \sqrt{\frac{p_r}{w_r}} = \mu_0 s_0 k_0 \frac{p_r}{\sqrt{p_r w_r}} \quad (531)$$

или

$$G_0 = \frac{\mu_0 s_0 k_0}{\sqrt{k-1}} \frac{p_r}{\sqrt{u}}, \quad (531a)$$

где

$$k_0 = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \sqrt{gk}.$$

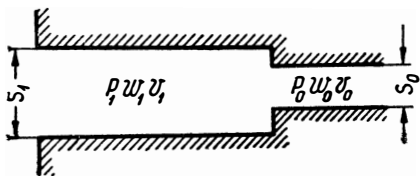
При $k=1,25$ $k_0=20,6$ и при $k=1,3$ $k_0=20,9$ ($g=981$ см/сек²).

3. Определение параметров газа в газопроводе

Полагая течение газа в газопроводе установившимся, по условию неразрывности потока газа имеем (фиг. 127)

$$\frac{\mu_0 s_0 v_0}{w_0} = \frac{\mu_1 s_1 v_1}{w_1},$$

Фиг. 127. К выводу зависимостей для давления и скорости газа в газопроводе.



откуда

$$v_1 = \frac{\mu_0 s_0}{\mu_1 s_1} \frac{w_1}{w_0} v_0$$

или

$$v_1 = v_0 \left(\frac{p_0}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} v_0, \quad (532)$$

где

$$v_0 = \frac{\mu_0 s_0}{\mu_1 s_1}, \quad (533)$$

v_0 — степень сужения потока.

Для скорости газа в расширенной части и в наименьшем сечении газоотводного канала, полагая течение газа крити-

ческим, имеем

$$v_1 = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_r \omega_r \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_r} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}; \quad (51)$$

$$v_0 = v_{\text{кр}} = \sqrt{2g \frac{k}{k+1} p_r \omega_r}. \quad (52a)$$

После подстановки значений v_1 и $v_{\text{кр}}$ в уравнение (532), будем иметь

$$v_0 = \frac{1}{\left(\frac{p_{\text{кр}}}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}}} \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_r} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}.$$

Так как

$$\frac{p_{\text{кр}}}{p_1} = \frac{p_{\text{кр}}}{p_r} \frac{p_r}{p_1} = \beta_k \frac{p_r}{p_1},$$

то

$$v_0 = \frac{1}{\beta_k^{\frac{1}{k}}} \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left(\frac{p_1}{p_r} \right)^{\frac{2}{k}} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_r} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}$$

или

$$v_0 = \beta_k^{-\frac{1}{k}} \sqrt{\frac{k+1}{k-1}} Y_1, \quad (53a)$$

где

$$Y_1 = \sqrt{\frac{2}{x_1^k - x_1^{\frac{k+1}{k}}}}; \quad (86)$$

$$x_1 = \frac{p_1}{p_r}.$$

Порядок определения p_1 следующий:

Имея заданными сечения s_0 и s_1 , находим v_0 , а затем из табл. 5 определяем $x_1 = \frac{p_1}{p_r}$, откуда $p_1 = x_1 p_r$.

Рассмотрим докритическое течение газа в газопроводе. В этом случае имеем

$$v_1 = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_r \omega_r \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_r} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]};$$

$$v_0 = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_r \omega_r \left[1 - \left(\frac{p_k}{p_r} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]},$$

где $p_k = p_0$ — давление в газовой камере.

После подстановки в уравнение (532) значений v_1 и v_0 получим

$$v_0 = \left(\frac{p_1}{p_k}\right)^{\frac{1}{k}} \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{p_1}{p_\Gamma}\right)^{\frac{k-1}{k}}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{p_k}{p_\Gamma}\right)^{\frac{k-1}{k}}}}$$

или, имея в виду, что

$$\frac{p_1}{p_k} = \frac{p_1}{p_\Gamma} \frac{p_\Gamma}{p_k},$$

будем иметь

$$v_0 = \frac{Y_1}{Y_k}. \quad (535)$$

Таким образом порядок нахождения p_1 следующий:

1) по заданным s_1 и s_0 определяем степень сужения потока v_0 ;

2) по известным p_Γ и p_k определяем x_k , а затем из табл. 5 находим Y_k ;

3) по найденным v_0 и Y_k определяем Y_1

$$Y_1 = v_0 Y_k;$$

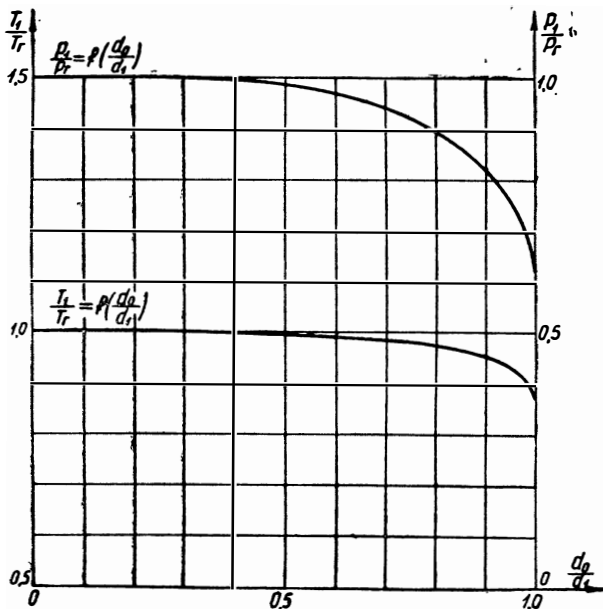
4) по Y_1 из табл. 5 находим x_1 , а затем p_1 .

Температура газа в газопроводе до наименьшего сечения определяется по соотношению

$$T_1 = T_\Gamma x_1^{\frac{k-1}{k}}.$$

На фиг. 128 показана зависимость отношения давлений $\frac{p_1}{p_\Gamma}$ и температур $\frac{T_1}{T_\Gamma}$ от отношения диаметров $\frac{d_0}{d_1}$, т. е. от степени сужения потока v_0 , для случая критического течения газа через газопровод (d_0 — наименьший диаметр газопровода, d_1 — диаметр газопровода до наименьшего сечения). Как видно из этой фигуры, при обычно принимаемых значениях $\frac{d_0}{d_1}$ давление и температуру газа в газопроводе, до наименьшего сечения можно считать равными давлению и температуре газа в канале оружия при входе в газопровод.

Для случая докритического течения различие между давлением и температурой газа в расширенной части газопровода и



Фиг. 128. Зависимость давления и температуры газа в расширенной части газопровода от отношения диаметров $\frac{d_0}{d_1}$.

давлением и температурой газа в канале оружия будет, очевидно, еще меньше.

4. Приближенный учет потери энергии на теплоотдачу в газопроводе

В данном случае влияние теплоотдачи на процесс течения газа в камеру бокового газоотводного устройства учитываем только в виде потери тепла на теплоотдачу, причем зависимость для секундного расхода принимаем для случая адиабатического течения газа.

Для секундного прихода энергии в газовую камеру имеем

$$PG = kuG_0 - E \frac{dQ_T}{dt},$$

откуда

$$P = ku - \frac{E \frac{dQ_T}{dt}}{G_0},$$

или

$$\Pi = k u - E q_{\tau} = n_0 u,$$

где

$$E q_{\tau} = \frac{E}{G_0} \frac{dQ_{\tau}}{dt};$$

$$n_0 = k - \frac{E q_{\tau}}{u}. \quad (a)$$

Подставив значение секундной теплоотдачи из уравнения (12а), получим

$$E q_{\tau} = \frac{E \frac{\alpha_0}{R} \left(1 - \frac{T_c}{T_1}\right) p_1 F_{г.п.}}{G_0}, \quad (b)$$

где $F_{г.п.}$ — площадь поверхности газопровода;
 p_1 и T_1 — давление и температура газа в газопроводе;
 T_c — температура стенки газопровода.

Для случая критического истечения, подставляя значение G_0 из уравнения (53а) в уравнение (b), будем иметь

$$E q_{\tau} = \frac{E \frac{\alpha_0}{R} \left(1 - \frac{T_c}{T_1}\right) p_1 F_{г.п.}}{\mu_0 s_0 k_0 p_r} \sqrt{(k-1) u};$$

$$E q_{\tau} = (k-1) \frac{E \frac{\alpha_0}{R} \left(1 - \frac{T_c}{T_1}\right) p_1 F_{г.п.}}{\mu_0 s_0 k_0 p_r \sqrt{RT}},$$

или, после умножения и деления на $\sqrt{T_c}$,

$$E q_{\tau} = (k-1) \frac{E \frac{\alpha_0}{R} \left(1 - \frac{T_c}{T_1}\right) p_1 F_{г.п.}}{\mu_0 s_0 k_0 p_r \sqrt{RT_c}} \sqrt{\frac{T_c}{T}} u. \quad (c)$$

Введя обозначение

$$y_1 = \frac{T_1}{T}$$

и имея в виду, что $p_1 = x_1 p_r$, получим

$$E q_{\tau} = (k-1) \frac{E \alpha_0 \left(1 - \frac{T_c}{T_1}\right) \sqrt{\frac{T_c}{T_1}} \sqrt{y_1 x_1} F_{г.п.} p_r}{\mu_0 s_0 k_0 R p_r \sqrt{RT_c}} u,$$

или

$$E q_{\tau} = (k-1) \frac{E \alpha_0 k_{\tau} x_1 \sqrt{y_1} F_{г.п.}}{\mu_0 s_0 k_0 R \sqrt{RT_c}} u. \quad (536)$$

Для случая докритического истечения аналогично будем иметь

$$Eq_{\tau} = \frac{E \frac{\alpha_0}{R} \left(1 - \frac{T_c}{T_1}\right) p_1 F_{r. n}}{\mu_0 s_0 \sqrt{2gk} p_r Y_k} (k-1) \sqrt{u};$$

$$Eq_{\tau} = (k-1) \frac{E \frac{\alpha_0}{R} \left(1 - \frac{T_c}{T_1}\right) p_1 F_{r. n}}{\mu_0 s_0 \sqrt{\frac{2gk}{k-1} p_r Y_k} \sqrt{RT}} u;$$

$$Eq_{\tau} = (k-1) \frac{E \alpha_0 k_{\tau} x_1 \sqrt{y_1} F_{r. n}}{\mu_0 s_0 \sqrt{\frac{2gk}{k-1} R V \bar{R} T_c} Y_k} u. \quad (537)$$

Подставляя значения Eq_{τ} из уравнений (536) и (537) в уравнение (а) и группируя величины, получим:

а) для критического истечения

$$n_0 = k - \frac{\alpha_1}{k_0}, \quad (538)$$

где

$$\alpha_1 = (k-1) \frac{E x_0 k_{\tau} x_1 \sqrt{y_1} F_{r. n}}{\mu_0 s_0 R \sqrt{RT_c}}; \quad (539)$$

б) для докритического истечения

$$n_0 = k - \frac{\alpha_1}{\sqrt{\frac{2gk}{k-1} Y_k}}. \quad (540)$$

5. Определение p_r и u в пиродинамический период

После прохождения пуль газного отверстия давление σ_r будет изменяться:

а) в связи с изменением среднего давления в канале;

б) в связи с увеличением расстояния между дном канала и газовым отверстием, т. е. в связи с изменением относительного положения газового отверстия в заснарядном пространстве.

Таким образом закон изменения давления в канале оружия у газового отверстия в пиродинамический период крайне сложен и точно выражен быть не может. Ввиду этого для пиродинамического периода примем, что давление p_r изменяется по прямолинейному закону от начального значения p_{r0} , равного давлению у дна снаряда в момент прохождения пуль газного отверстия,

до давления $p_{гд}$, имеющегося у газового отверстия в дульный момент, т. е.

$$p_{г} = p_{г0} - \frac{p_{г0} - p_{г.д}}{t_{0д}} t, \quad (541)$$

где $p_{г0}$ —давление у газового отверстия в начальный момент отвода газа;

$p_{г.д}$ —давление у газового отверстия в дульный момент;

$t_{0д}$ —время движения снаряда от начала отвода газа до дульного момента.

Внутренняя энергия газа у газового отверстия изменяется только в функции от времени, так как ранее было установлено равенство внутренней энергии во всех сечениях заснарядного пространства. Для пиродинамического периода зависимость u от времени выразим также прямолинейным законом

$$u = u_0 - \frac{u_0 - u_{д}}{t_{0д}} t, \quad (542)$$

где u_0 —внутренняя энергия в начале отвода газа;

$u_{д}$ —внутренняя энергия в дульный момент.

6. Определение $p_{г}$ и u в период последействия

В период последействия давление у газового отверстия пропорционально среднему давлению в канале и отличается от последнего только постоянным коэффициентом $\zeta_{г} = \frac{p_{г}}{p}$. Поэтому в зависимости от принятого закона для p будем иметь

$$p_{г} = \zeta_{г} \frac{p_{д}}{(1 + Dt)^{\frac{2n}{n-1}}}$$

или

$$p_{г} = \zeta_{г} p_{д} e^{-at}.$$

Для определения u в период последействия имеем

$$\frac{u}{u_{д}} = \frac{T}{T_{д}} = \left(\frac{p}{p_{д}} \right)^{\frac{n-1}{n}},$$

и, далее, в зависимости от принятого закона для p будем иметь

$$u = \frac{u_{д}}{(1 + Dt)^2} \quad (543)$$

или

$$u = u_{д} e^{-\frac{n-1}{n} at}. \quad (543a)$$

Расширение потока газа в дульной части канала, происходящее вследствие отвода части потока в боковое газоотводное устройство, носит характер внезапного ограниченного расширения. Мертвая зона A , находящаяся на участке указанного расширения потока газа в канале оружия, аналогична мертвой зоне, образующейся в дульном внезапно расширяющемся насадке (фиг. 92). В соответствии с этим давление в мертвой зоне A может быть по тем же соображениям принято равным давлению в том сечении потока, где его расширение можно считать закончившимся.

Часть потока газа, входящая в газоотводный канал и расширяющаяся до сечения входной части газопровода, также находится в соприкосновении с мертвой зоной A , а поэтому можно полагать, что давление в расширенной части газопровода также равно давлению в мертвой зоне A . К этому же выводу приводят следующие рассуждения. Если давление газа в начале газопровода было бы больше давления в мертвой зоне A , то это вызвало бы обратное течение газа из газопровода в канал оружия, что противоречит сущности рассматриваемого процесса — отвода газа из канала в боковое газоотводное устройство (обратное течение газа возможно только после наполнения камеры газоотводного устройства). Если сделать предположение, что давление газа в начале газопровода меньше давления в мертвой зоне A , то в этом случае происходило бы течение газа из мертвой зоны в газопровод. Так как мертвая зона A ввиду условий расширения потока газа частично располагается впереди газоотводного канала (как показано на фиг. 129), то, следовательно, для поступления частиц газа в газопровод из основного потока через мертвую зону A они должны будут делать мгновенный поворот на 90° , а также перемещаться в направлении, обратном направлению основного потока, что, очевидно, невозможно.

Введём обозначения:

s — площадь поперечного сечения канала оружия, которой равна площадь сечения потока до его расширения вследствие отвода газа в камеру бокового газоотводного устройства и которой равна площади сечения основного потока за газоотводным каналом;

$v_{д.о}$, $p_{д.о}$, $w_{д.о}$ — скорость, давление и удельный объем газа в потоке в сечении перед газоотводным каналом, которое соответствует дульному отверстию;

$v_{г}$, $p_{г}$ и $w_{г}$ — скорость, давление и удельный объем газа в потоке после отвода части потока в газопровод;

G_0 — секундный расход газа через газоотводный канал;

$G_\Gamma = G - G_0$ — секундный расход газа через сечения канала за газопроводом;

s_m — часть площади поперечного сечения канала оружия перед газоотводным каналом, через которую протекает часть потока, заполняющая сечение канала за газопроводом.

По условию неразрывности получим

$$\frac{\mu_m s_m v_{д.о}}{w_{д.о}} = \frac{\mu s v_\Gamma}{w_\Gamma},$$

откуда, принимая $\mu_m = \mu = 1$, имеем

$$\frac{s}{s_m} = \varepsilon_\Gamma = \frac{w_\Gamma}{w_{д.о}} \frac{v_{д.о}}{v_\Gamma}. \quad (a)$$

Исходя из условия неразрывности, также имеем

$$G = G_\Gamma + G_0;$$

$$\frac{sv_{д.о}}{w_{д.о}} = \frac{sv_\Gamma}{w_\Gamma} + G_0. \quad (b)$$

Разделив уравнение (b) на $G = \frac{sv_{д.о}}{w_{д.о}}$, будем иметь

$$1 = \frac{w_{д.о}}{w_\Gamma} \frac{v_\Gamma}{v_{д.о}} + \frac{G_0}{G} = \frac{1}{\varepsilon_\Gamma} + \frac{G_0}{G}$$

откуда

$$\varepsilon_\Gamma = \frac{1}{1 - \frac{G_0}{G}}. \quad (544)$$

Подставляя в уравнение (544) значения G_0 из уравнений (530) и (531) и имея в виду, что

$$G = \frac{sv_{д.о}}{w_{д.о}},$$

после преобразований получим следующие выражения степени расширения потока в канале оружия при докритическом и критическом течении газа через газопровод

$$\varepsilon_\Gamma = \frac{1}{1 - \frac{\mu_0 s_0}{s} \sqrt{\frac{2}{k-1} \left(\frac{p_\Gamma}{p_{д.о}} \right)^{\frac{k+1}{2k}}} Y_k}; \quad (545)$$

$$\varepsilon_{\Gamma} = \frac{1}{1 - \frac{\mu_0 s_0}{s} \frac{k_0}{\sqrt{gk}} \left(\frac{p_{\Gamma}}{p_{\text{д.о}}} \right)^{\frac{k+1}{2k}}}. \quad (546)$$

Помимо полученных зависимостей сохраняет свое значение ранее установленная зависимость

$$\varepsilon_{\Gamma} = \frac{k}{(k+1 - x_{\Gamma}) x_{\Gamma}^{\frac{k}{k+1}}}, \quad (458)$$

где

$$x_{\Gamma} = \frac{p_{\Gamma}}{p_{\text{д.о}}}.$$

Приравнивая правые части уравнений (545), (546) и (458), после преобразований будем иметь

а) для докритического течения газа

$$\sigma_{\Gamma} = \frac{k - (k+1 - x_{\Gamma}) x_{\Gamma}^{\frac{k}{k+1}}}{k \sqrt{\frac{2}{k-1} x_{\Gamma}^{\frac{k+1}{2k}}}}; \quad (547)$$

б) для критического течения газа

$$\varepsilon_0 = \frac{k - (k+1 - x_{\Gamma}) x_{\Gamma}^{\frac{k}{k+1}}}{k_0 \sqrt{\frac{k}{g} x_{\Gamma}^{\frac{k+1}{2k}}}}, \quad (548)$$

где

$$\varepsilon_0 = \frac{\mu_0 s_0}{s}; \quad (549)$$

$$\sigma_{\Gamma} = \varepsilon_0 Y_k; \quad (550)$$

$$Y_k = \sqrt{\frac{2}{x_k^k - x_k^{\frac{k+1}{k}}}}; \quad (86)$$

$$x_k = \frac{p_k}{p_{\Gamma}}.$$

Значения $\sigma_{\Gamma} = f(x_{\Gamma})$ приведены в табл. 40, а $\varepsilon_0 = f(x_{\Gamma})$ — в табл. 41.

Таблица 40

ЗНАЧЕНИЯ $\sigma_r = f(x_r)$

x_r	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
0,40	0,246	0,230	0,215	0,202	0,191	0,181	0,170	0,160	0,152	0,144
0,50	0,136	0,128	0,121	0,114	0,107	0,100	0,094	0,088	0,082	0,076
0,60	0,071	0,066	0,062	0,057	0,053	0,050	0,047	0,043	0,040	0,037
0,70	0,034	0,032	0,029	0,027	0,025	0,023	0,020	0,018	0,016	0,015
0,80	0,013	0,012	0,010	0,009	0,008	0,007	0,006	0,005	0,004	0,003

Таблица 41

ЗНАЧЕНИЯ $\varepsilon_0 = f(x_r)$

x_r	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
0,40	—	—	0,949	0,894	0,842	0,797	0,752	0,706	0,661	0,621
0,50	0,585	0,550	0,515	0,488	0,461	0,433	0,405	0,380	0,356	0,334
0,60	0,314	0,293	0,275	0,257	0,240	0,224	0,208	0,193	0,178	0,164
0,70	0,151	0,139	0,127	0,115	0,106	0,097	0,088	0,080	0,073	0,066
0,80	0,059	0,053	0,047	0,041	0,036	0,031	0,026	0,021	0,017	0,014

Порядок определения p_r и u_r для случая критического течения газа в газоотводном канале следующий:

- 1) по известным значениям s_0 и s определяем ε_0 ;
- 2) из табл. 41 по ε_0 находим x_r ;
- 3) по найденному значению x_r определяем p_r

$$p_r = x_r p_{д.о} = \zeta_0 x_r p;$$

- 4) по найденному значению x_r определяем u_r

$$u_r = u_{д.о} x_r^{\frac{k-1}{k}} = u x_r^{\frac{k-1}{k}}.$$

Определение p_r и u_r для случая докритического течения осложняется тем, что величина Y_k в начале расчета неизвестна, так как неизвестно $x_k = \frac{p_k}{p_r}$, и поэтому решение задачи может быть выполнено только при помощи попыток.

Порядок определения p_{Γ} в этом случае следующий:

1) задавшись ориентировочным значением x_k , находим из табл. 5 Y_k ;

2) определив $\varepsilon_0 = \frac{\mu_0 s_0}{s}$ и пользуясь значением Y_k , в первом приближении определяем

$$\sigma_{\Gamma} = \varepsilon_0 Y_k;$$

3) по значению σ_{Γ} в первом приближении из табл. 40 находим x_{Γ} ;

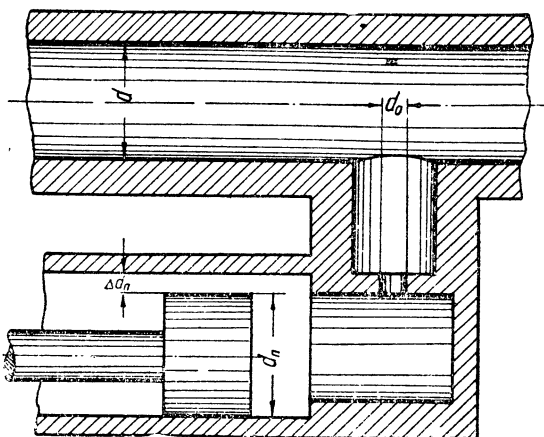
4) вычислив $p_{\Gamma} = x_{\Gamma} p_{д.о} = \zeta_0 x_{\Gamma} p$ и имея значение p_k , определяем $x_k = \frac{p_k}{p_{\Gamma}}$;

5) если полученное значение x_k значительно отличается от принятого ранее ориентировочного значения, необходимо повторить все предыдущие вычисления.

§ 37. ТОЧНЫЙ РАСЧЕТ ПРОЦЕССА В БОКОВОМ ГАЗОТВОДНОМ УСТРОЙСТВЕ СТАТИЧЕСКОГО ТИПА

1. Особенности конструкции и рабочего процесса

В этом параграфе рассматривается случай, когда ствол можно считать неподвижным, т. е. случай, когда боковое газоотводное устройство статического типа играет роль только двигателя автоматики.



Фиг. 130. Конструктивная схема бокового газоотводного устройства статического типа.

Как видно из фиг. 130, боковое газоотводное устройство имеет большое внешнее сходство с пневматическим двигателем. Однако при более подробном рассмотрении рабочего процесса можно установить значительное отличие данного газоотводного

устройства от пневматического двигателя. В пневматическом двигателе благодаря соответствующему сечению газоподводящего канала и практически незаметной утечке газа давление в цилиндре двигателя в период его наполнения можно считать равным давлению газа в резервуаре. В нашем случае в период поступления газа в камеру вследствие небольшого размера сечения газопровода и наличия утечки газа через зазор между поршнем и цилиндром наблюдается значительное различие между давлением в канале оружия и давлением в камере. Далее в пневматическом двигателе поступление газа в цилиндр двигателя совершается при постоянном давлении в резервуаре, в то время как в боковом газоотводном двигателе автоматики статического типа газ поступает в камеру из канала оружия, где давление резко изменяется во времени. Помимо этого в пневматическом двигателе с некоторого момента рабочего процесса поступление газа в цилиндр прекращается и в дальнейшем в цилиндре происходит расширение постоянного количества газа. В газоотводном двигателе нет определенного фиксированного момента окончания поступления газа в цилиндр, а как будет видно в дальнейшем, с некоторого момента даже возможно обратное течение газа из цилиндра двигателя в канал оружия. Таким образом в боковом газоотводном устройстве в отличие от пневматического двигателя переменность количества рабочего тела наблюдается в течение всего рабочего процесса.

В отличие от пневматического двигателя эффективность работы газоотводного двигателя существенно зависит от целого ряда его параметров, к числу которых относятся:

1) площадь наименьшего сечения газоотводного канала (газопровода) $s_0 = \frac{\pi}{4} d_0^2$;

2) площадь поршня $s_{II} = \frac{\pi}{4} d_{II}^2$;

3) площадь зазора между поршнем и цилиндром $\Delta s_{II} = \frac{\pi}{2} d_{II} \Delta d_{II}$;

4) начальный объем камеры W_0 ;

5) вес поршня Q_{II} ;

6) площадь начальной поверхности камеры $F_{к.0}$;

7) площадь поверхности газопровода $F_{г.п.}$

2. Основное уравнение рабочего процесса бокового газоотводного устройства статического типа

Ранее было получено следующее уравнение скорости изменения давления для процесса с переменным количеством газа:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{k-1}{W} \left(E \frac{dQ}{dt} + PG - \Pi_k G_k - \frac{k}{k-1} p \frac{dW}{dt} \right), \quad (140)$$

где, применительно к рассматриваемому случаю:

а) $p = p_k$ — давление газа в камере;

б) $\frac{dQ}{dt}$ — секундный теплообмен (секундная теплоотдача от газа стенкам камеры), причем

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{dQ_T}{dt} = -\frac{\alpha_0}{R} \left(1 - \frac{T_c}{T_k}\right) p_k F_k;$$

T_k — температура газа в камере;

T_c — температура стенки камеры;

F_k — площадь поверхности камеры в промежуточный момент;

$$в) F_k = F_{k0} + \pi d_{\Pi} x = F_{k0} \left(1 + \frac{\pi d_{\Pi}}{F_{k0}} x\right);$$

x — путь поршня;

г) W — объем камеры в промежуточный момент.

Так как

$$W = W_0 + s_{\Pi} x = W_0 \left(1 + \frac{s_{\Pi}}{W_0} x\right),$$

то

$$\frac{dW}{dt} = s_{\Pi} V,$$

причем V — скорость поршня;

д) $\Pi_k = k u_k$;

u_k — удельная внутренняя энергия газа в камере.

После соответствующих подстановок получаем

$$\begin{aligned} \frac{dp_k}{dt} = & \frac{k-1}{W_0 \left(1 + \frac{s_{\Pi}}{W_0} x\right)} \left[\Pi G - k u_k G_k - \frac{E \alpha_0}{R} \left(1 - \frac{T_c}{T_k}\right) \times \right. \\ & \left. \times \left(1 + \frac{\pi d_{\Pi}}{F_{k0}} x\right) p_k F_{k0} - \frac{k s_{\Pi}}{k-1} p_k V \right]. \end{aligned} \quad (551)$$

3. Система уравнений рабочего процесса

Для выполнения расчета рабочего процесса в дополнение к уравнению (551), являющемуся основным уравнением рабочего процесса бокового газоотводного устройства статического типа, необходимы следующие зависимости:

а) Уравнение движения поршня

$$M_{\Pi} \frac{d^2 x}{dt^2} = (p_k - 1) s_{\Pi} - R$$

или

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{s_{\Pi}}{M_{\Pi}}(p_k - 1) - \frac{R}{M_{\Pi}}, \quad (552)$$

где R — силы сопротивления, приложенные к поршню.

б) Ранее полученное уравнение скорости изменения весового количества газа

$$\frac{dj}{dt} = G - G_k. \quad (135)$$

в) Уравнение удельной внутренней энергии газа в камере

$$u_k = \frac{U_k}{j} = \frac{p_k W}{(k-1)j}$$

или

$$u_k = \frac{W_0}{k-1} \frac{\left(1 + \frac{s_{\Pi}}{W_0} x\right) p_k}{j}. \quad (553)$$

г) Уравнение секундного расхода газа из камеры в атмосферу через зазор между поршнем и цилиндром

$$G_k = \mu_{\Pi} \Delta s_{\Pi} \frac{k_0}{\sqrt{k-1}} \frac{p_k}{\sqrt{u_k}}. \quad (531a)$$

д) Уравнение секундного прихода (расхода) газа G через газопровод, причем величина G в процессе расчета определяется различно в зависимости от характера и направления течения газа через газопровод. Необходимо различать следующие четыре случая (фазы) течения газа через газопровод:

Первая фаза — течение газа из канала ствола при соотношении давлений в канале оружия и в цилиндре газоотводного двигателя

$$\frac{p_{кр}}{p_{\Gamma}} > \frac{p_k}{p_{\Gamma}}$$

или

$$\frac{p_k}{p_{\Gamma}} < \beta_k.$$

В этом случае G определяется по зависимости

$$G = \frac{\mu_0 s_0 k_0}{\sqrt{k-1}} \frac{p_{\Gamma}}{\sqrt{u}}. \quad (531a)$$

Вторая фаза — течение газа из канала оружия в камеру газоотводного двигателя при соотношении давлений

$$\frac{p_{кр}}{p_{\Gamma}} < \frac{p_k}{p_{\Gamma}}$$

или

$$\frac{p_k}{p_{\Gamma}} > \beta_k.$$

В этом случае G определяется по зависимости

$$G = \frac{\mu_0 s_0 \sqrt{2gk}}{k-1} Y_k \frac{p_{\Gamma}}{\sqrt{u}}. \quad (530a)$$

Третья фаза — течение газа из камеры газоотводного двигателя в канал оружия (так как p_k сделалось больше p_{Γ}) при соотношении давлений

$$\frac{p_{кр}}{p_k} < \frac{p_{\Gamma}}{p_k}$$

или

$$\frac{p_{\Gamma}}{p_k} > \beta_k.$$

В этом случае для определения G имеем

$$G = - \frac{\mu_0 s_0 \sqrt{2gk}}{k-1} Y_{\Gamma} \frac{p_k}{\sqrt{u_k}},$$

где $Y_{\Gamma} = f\left(\frac{p_{\Gamma}}{p_k}\right)$.

Четвертая фаза — течение газа из камеры двигателя в канал оружия при соотношении давлений

$$\frac{p_{кр}}{p_k} > \frac{p_{\Gamma}}{p_k}$$

или

$$\frac{p_{\Gamma}}{p_k} < \beta_k.$$

В этом случае

$$G = - \frac{\mu_0 s_0 k_0}{\sqrt{k-1}} \frac{p_k}{\sqrt{u_k}}.$$

е) Уравнение удельного прихода энергии

$$\Pi = n_0 u,$$

Причем n_0 и u определяются по установленным выше зависимостям.

Для случая обратного истечения газа из камеры в канал оружия $\Pi = \Pi_k = k u_k$.

ж) Уравнение изменения давления в канале оружия у газового отверстия:

для пиродинамического периода

$$p_{\Gamma} = p_{\Gamma, 0} - \frac{p_{\Gamma, 0} - p_{\Gamma, \Delta}}{t_{0, \Delta}} t;$$

для периода последействия

$$p_{\Gamma} = \zeta_{\Gamma} \frac{p_{\Delta}}{(1 + Dt)^{\frac{2n}{n-1}}}$$

или

$$p_{\Gamma} = \zeta_{\Gamma} p_{\Delta} e^{-at}.$$

4. Рабочий вид системы уравнений

Для удобства решения полученной системы уравнений методом численного интегрирования введем в рассмотрение следующие вспомогательные функции и сокращенные обозначения:

$$\Phi = hV; \quad (554)$$

$$F = h^2 \frac{d^2 x}{dt^2}; \quad (555)$$

$$\dot{P} = h \frac{dp_k}{dt}; \quad (556)$$

$$H = h \frac{dj}{dt}; \quad (557)$$

$$Q = kG; \quad (558)$$

$$K = hG_k; \quad (559)$$

$$N = 1 + \frac{s_{\Pi}}{W_0} x; \quad (560)$$

$$\sum = 1 + \frac{\pi d_{\Pi}}{F_{k0}} x; \quad (561)$$

$$\nu_{\Gamma} = 1 - \frac{T_c}{T_k} = 1 - \frac{RT_c}{k-1} \frac{1}{u_k}. \quad (562)$$

При принятых обозначениях из уравнения (551) имеем

$$P = h \frac{dp_k}{dt} = \frac{k-1}{W_0 N} \left(\Pi Q - k u_k K - \frac{h E \alpha_0 F_{k0}}{R} \nu_{\Gamma} p_k \sum - \frac{k s_{\Pi}}{k-1} p_k \Phi \right)$$

или после некоторых преобразований

$$P = \frac{k-1}{W_0 N} \left[\Pi Q \left(1 - \frac{k u_k K}{\Pi Q} \right) - \frac{k s_{\Pi}}{k-1} p_k \Phi \left(1 + h \frac{k-1}{k} \frac{E \alpha_0 F_{k0}}{R s_{\Pi}} \frac{\nu_T \Sigma}{\Phi} \right) \right];$$

$$P = \frac{k-1}{W_0 N} \left(\Pi Q M - \frac{k s_{\Pi}}{k-1} p_k \Phi L \right);$$

$$P = \frac{k-1}{W_0 N} \Pi Q M \left(1 - \frac{k s_{\Pi}}{k-1} \frac{p_k \Phi L}{\Pi Q M} \right);$$

$$P = \frac{k-1}{W_0 N} \Pi Q M S,$$

где

$$M = 1 - \frac{k u_k K}{\Pi Q}; \quad (563)$$

$$L = 1 + \frac{k-1}{k} \frac{E \alpha_0 F_{k0} h}{R s_{\Pi}} \frac{\nu_T \Sigma}{\Phi}; \quad (564)$$

$$S = 1 - \frac{k s_{\Pi}}{k-1} \frac{p_k \Phi L}{\Pi Q M}. \quad (565)$$

Введем сокращенные обозначения для коэффициентов

$$k_1 = \frac{k s_{\Pi}}{k-1}; \quad k_6 = \frac{h \mu_0 s_0 k_0}{\sqrt{k-1}};$$

$$k_2 = \frac{\pi d_{\Pi}}{F_{k0}}; \quad k'_6 = \frac{h \mu_0 s_0 \sqrt{2 g k}}{k-1};$$

$$k_3 = \frac{s_{\Pi}}{W_0}; \quad k_7 = \frac{h \mu_{\Pi} \Delta s_{\Pi} k_0}{\sqrt{k-1}};$$

$$k_4 = \frac{k-1}{W_0}; \quad k_8 = \frac{h^2 s_{\Pi}}{M_{\Pi}} = \frac{h^2 s_{\Pi} g}{Q_{\Pi}};$$

$$k_5 = \frac{R T_c}{k-1}; \quad k_9 = \frac{k-1}{k} \frac{E \alpha_0 F_{k0} h}{R s_{\Pi}}.$$

При принятых вспомогательных функциях и сокращенных обозначениях окончательный рабочий вид системы уравнений будет следующий:

$$F = k_8 (p_k - 1) - k_8 \frac{R}{s_{\Pi}}; \quad (I)$$

$$H = h j' = Q - K; \quad (II)$$

$$P = h p'_k = k_4 \frac{\Pi Q M S}{N}; \quad (III)$$

$$\Sigma = 1 + k_2 x; \quad (IV)$$

$$N = 1 + k_3 x; \quad (\text{V})$$

$$u_k = \frac{p_k N}{k_4 j}; \quad (\text{VI})$$

$$Q = \frac{k_6 p_\Gamma}{\sqrt{u}} \quad \text{или} \quad Q = \frac{k'_6 p_\Gamma Y_k}{\sqrt{u}}; \quad (\text{VII})$$

$$K = \frac{k_7 p_k}{\sqrt{u_k}}; \quad (\text{VIII})$$

$$v_\tau = 1 - \frac{k_5}{u_k}; \quad (\text{IX})$$

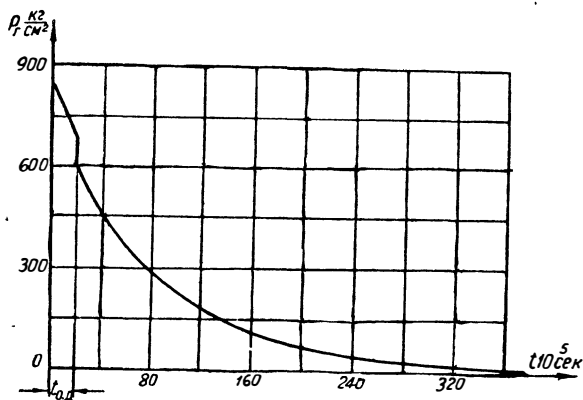
$$L = 1 + k_9 \frac{v_\tau \Sigma}{\Phi}; \quad (\text{X})$$

$$M = 1 - \frac{k u_k K}{\Pi Q}; \quad (\text{XI})$$

$$S = 1 - k_1 \frac{p_k \Phi L}{\Pi Q M}. \quad (\text{XII})$$

5. О порядке расчета рабочего процесса

Изменение давления и внутренней энергии газа в канале оружия перед входом в газопровод в пиродинамический период и в период последствий происходит по двум, значительно от-



Фиг. 131. График изменения давления у входа в газопровод в функции от времени.

личающимся друг от друга, законам. Кроме того, вследствие различных законов распределения давлений по длине канала в пиродинамический период и период последствий происходит скачкообразное изменение давления у газопровода в момент перехода от пиродинамического периода к периоду последствий (фиг. 131). По указанным причинам при расчете рабочего про-

процесса бокового газоотводного устройства статического типа методом численного интегрирования придется находить элементы рабочего процесса для дульного момента и, следовательно, потребуются производить предварительные вычисления дважды — для начала истечения газа в камеру и для дульного момента.

Вследствие малой продолжительности пиродинамического периода рабочего процесса по сравнению с периодом последствия шаг интегрирования для первого периода по необходимости должен быть значительно меньше, чем для второго периода.

Как уже выше отмечалось, в процессе расчета величина $G(Q)$ определяется различно в зависимости от направления течения газа в газопроводе (в камеру или из камеры) и в зависимости от характера истечения (критического или докритического). Помимо этого при наступлении обратного истечения газа из камеры в канал оружия во всех зависимостях величина Π подлежит замене на $\Pi_k = ku_k$.

Таким образом при $p_k > p_r$ рабочие формулы (II, III, VII, XI и XII) примут следующий вид:

$$H = -Q - K; \quad (IIa)$$

$$P = -k_4 \frac{ku_k QMS}{N}; \quad (IIIa)$$

$$Q = \frac{k_6 p_k}{\sqrt{u_k}} \text{ или } Q = \frac{k_6 p_k Y_r}{\sqrt{u_k}}; \quad (VIIa)$$

$$M = 1 + \frac{K}{Q}; \quad (XIa)$$

$$S = 1 + k_1 \frac{p_k \Phi L}{ku_k QM}. \quad (XIIa)$$

Для переходного момента, т. е. когда $p_k = p_r$, соответственно будем иметь

$$Q = 0; \quad H = -K;$$

$$P = -\frac{k_4}{N} (ku_k K + k_1 p_k \Phi L).$$

6. Определение начальных значений функций

Газ, заполняющий камеру перед началом рабочего процесса, имеет различную температуру, а следовательно, и различную внутреннюю энергию, в зависимости от условий опорожнения и продувки камеры в конце предыдущего цикла работы автоматики. В частном случае в начальный момент в цилиндре может

находиться воздух с температурой, равной окружающей. Не влияя сколько-нибудь заметно на работу двигателя, это начальное состояние газа в камере существенно влияет на плавность начала расчета, на изменение первых разностей.

В целях избежания скачков разностей как в начале, так и в течение всего расчета, принимаем допущение, что внутренняя энергия газа в камере в начальный момент равна полной энергии первых порций газа, поступающих в камеру из канала ствола, т. е.

$$u_{k0} = n_0 u_0. \quad (566)$$

Соответственно для нахождения начального веса газа в камере имеем

$$j_0 u_{k0} = \frac{p_{k0} W_0}{k-1}$$

и при $p_{k0} = 1 \text{ кг/см}^2$

$$j_0 = \frac{W_0}{(k-1) u_{k0}}. \quad (567)$$

Начальное значение величины K нельзя находить по формуле (VIII), так как эта формула относится к критическому истечению, а поэтому в то время, как по физическому смыслу при $p_{k0} = 1 \text{ кг/см}^2$ истечения из камеры не должно быть, по формуле (VIII) мы можем получить для K некоторое значение. Правильный результат получим в том случае, если будем исходить из зависимости для докритического истечения

$$K = \frac{k_7 p_k Y_a}{\sqrt{u_k}}. \quad (568)$$

При $p_k = p_{k0} = p_a = 1 \text{ кг/см}^2$ $Y_a = f\left(\frac{p_a}{p_k}\right) = 0$ и $K_0 = 0$.

Значение величины P для начального момента следует находить не по формуле (III), а по развернутой зависимости

$$P = \frac{k_4}{N} (\Pi Q - k u_k K - k_1 p_k \Phi - k_1 k_9 \gamma_T p_k \Sigma). \quad (569)$$

При $K_0 = 0$, $\Phi_0 = 0$, $x_0 = 0$ и вследствие малости последнего члена в скобке при $p_k = 1 \text{ кг/см}^2$ для начального значения P имеем

$$P_0 = k_4 \Pi_0 Q_0. \quad (570)$$

Начальные значения H_0 и F_0 находятся по общим зависимостям (I) и (II).

7. Определение производных для начального момента

Дифференцируя соответствующие зависимости для p_r и u для пиродинамического периода, получим

$$p'_{r0} = -\frac{p_{r0} - p_{r,d}}{t_{0d}}; \quad (571)$$

$$u'_0 = -\frac{u_0 - u_d}{t_{0d}}. \quad (572)$$

Логарифмируя, а затем дифференцируя выражения для Q и K , получим

$$\frac{Q'}{Q} = \frac{p'_r}{p_r} - \frac{1}{2} \frac{u'}{u}; \quad (573)$$

$$\frac{K'}{K} = \frac{p'_k}{p_k} - \frac{1}{2} \frac{u'_k}{u_k}. \quad (574)$$

Из уравнения (573) для начального момента имеем

$$Q'_0 = Q_0 \left(\frac{p'_{r0}}{p_{r0}} - \frac{1}{2} \frac{u'_0}{u_0} \right). \quad (573a)$$

После подстановки в уравнение (574) значения $K = \frac{k_7 p_k}{\sqrt{u_k}}$

для начального момента будем иметь

$$K'_0 = \frac{k_7 p'_{k0}}{\sqrt{u_{k0}}} - \frac{1}{2} K_0 \frac{u'_{k0}}{u_{k0}},$$

а при $K_0 = 0$ и $p'_{k0} = \frac{P_0}{h}$ получим

$$K'_0 = \frac{k_7 P_0}{h \sqrt{u_{k0}}}. \quad (575)$$

Учитывая очень слабое изменение пути и скорости поршня в начальные моменты процесса, при нахождении производной от $P = h p'_k$ будем полагать $x = 0$ и $\Phi = 0$. При этом допущении и, кроме того, полагая постоянным γ_r , после дифференцирования уравнения (569) получим

$$P'_0 = h p''_{k0} = k_4 \left(n_0 u'_0 Q_0 + n_0 u_0 Q'_0 - k u_{k0} K'_0 - k_1 k_9 \gamma_{r0} \frac{P_0}{h} \right). \quad (576)$$

Дифференцируя уравнение (I) при $R = \text{const}$, будем иметь

$$F'_0 = k_8 p'_{k0}$$

или

$$F'_0 = \frac{k_8}{h} P_0. \quad (577)$$

Дифференцируя полученные выражения для первых производных от p_r , u и Q , получим

$$p'_{r0} = 0; \quad u'_0 = 0;$$

$$Q'_0 = Q_0 \left[\frac{3}{4} \left(\frac{u'_0}{u_0} \right)^2 - \frac{p'_{r0}}{p_{r0}} \frac{u'_0}{u_0} \right]. \quad (578)$$

При дифференцировании производных от P и K примем допущение, что $u_k = \text{const}$. При этом условии (кроме ранее принятых допущений) имеем

$$K'_0 = \frac{k_7 P'_0}{h \sqrt{u_{k0}}}; \quad (579)$$

$$P'_0 = k_4 \left(2n_0 u'_0 Q'_0 + n_0 u_0 Q'_0 - k u_{k0} K'_0 - k_1 k_9 v_{r0} \frac{P'_0}{h} \right); \quad (580)$$

$$F'_0 = \frac{k_8 P'_0}{h}. \quad (581)$$

8. Определение функций для дульного момента

Если первый период (пиродинамический) рабочего процесса был разбит на целое число промежутков интегрирования, то нахождение значений функций для дульного момента значительно облегчается. Значения функций x , j и u_k , полученные для конца первого периода, остаются теми же и для начала второго периода. Значения функций F , Φ и K пересчитываются с учетом изменения шага интегрирования. Значение функции Q , а следовательно, и функций H и P , определяется, кроме того, с учетом изменения p_r при переходе от первого периода ко второму.

9. Определение производных для дульного момента

Дифференцируя уравнения p_r и u для периода последствий, получим

$$p'_{d.r} = -\frac{2n}{n-1} D p_{d.r}; \quad (582)$$

$$u'_d = -2D u_d. \quad (583)$$

Производные от Q , K , P и F будут иметь при прежних допущениях тот же вид, что и для начального момента

$$Q'_d = Q_d \left(\frac{p'_{d.r}}{p_{d.r}} - \frac{1}{2} \frac{u'_d}{u_d} \right); \quad (573b)$$

$$K'_d = \frac{k_7 P'_d}{h \sqrt{u_{kd}}}; \quad (575a)$$

$$P'_d = \frac{k_4}{N_d} \left(n_0 u'_d Q'_d + n_0 u_d Q'_d - k u_{k_d} K'_d - k_1 k_{9v_{т.д}} \frac{P_d}{h} \sum_d \right); \quad (576a)$$

$$F'_d = \frac{k_8 P_d}{h}. \quad (577a)$$

Аналогично для вторых производных, принимая $u''_d = 0$, будем иметь:

$$p''_{д.г} = \frac{3n-1}{(n-1)^2} 2nD^2 p_{д.г}; \quad (584)$$

$$Q''_d = Q_d \left[\frac{3}{4} \left(\frac{u'_d}{u_d} \right)^2 + \frac{p''_{д.г}}{P_{д.г}} - \frac{p'_{д.г}}{P_{д.г}} \frac{u'_d}{u_d} \right]; \quad (578a)$$

$$K''_d = \frac{k_7 P'_d}{h \sqrt{u_{k_d}}}; \quad (579a)$$

$$P''_d = \frac{k_4}{N_d} \left[2n_0 u'_d Q'_d + n_0 u_d Q''_d - k u_{k_d} K''_d - k_1 k_{9v_{т.д}} \frac{P'_d}{h} \sum_d \right]; \quad (580a)$$

$$F''_d = \frac{k_8 P'_d}{h}. \quad (581a)$$

Производные от H определяются по известным производным от Q и K .

10. Определение разностей начальной и дульной косо́й строки

После нахождения производных для начального момента необходимые для начала расчета разности косо́й строки определяются по зависимостям*

$$\Delta^2 P_{-2} = h^2 P''_0; \quad (585)$$

$$\Delta P_{-1} = h P'_0 - \frac{1}{2} \Delta^2 P_{-2}; \quad (586)$$

$$\Delta^2 H_{-2} = h^2 H''_0; \quad (587)$$

$$\Delta H_{-1} = h H'_0 - \frac{1}{2} \Delta^2 H_{-2}; \quad (588)$$

$$\Delta^2 F_{-2} = h^2 F''_0; \quad (589)$$

$$\Delta F_{-1} = h F'_0 - \frac{1}{2} \Delta^2 F_{-2}; \quad (590)$$

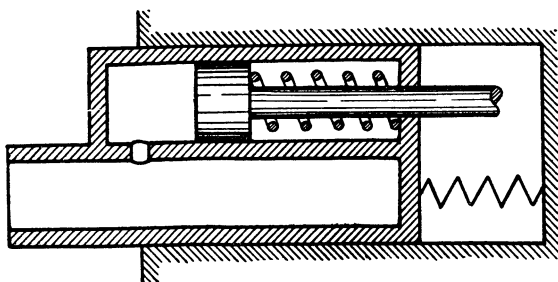
$$\Delta x_0 = \Phi_0 + \frac{1}{2} F_0 + \frac{1}{6} \Delta F_{-1}. \quad (591)$$

* М. А. Мамонтов. Решение задачи внутренней баллистики при аргументе t . Труды ТМИ, Оборонгиз, М, 1940, стр. 18—27.

Разности дульной косо́й строки находятся по аналогичным зависимостям.

11. Особенности расчета рабочего процесса бокового газоотводного устройства статического типа при наличии отката ствола

Характерными особенностями бокового газоотводно-откатного двигателя статического типа при движении ствола назад (фиг. 132) являются:



Фиг. 132. Схема бокового газоотводного устройства статического типа при наличии отката ствола.

а) перемещение поршня вместе со стволом до начала истечения газа в камеру;

б) изменение объема камеры не только от перемещения поршня, но также и от перемещения дна камеры, неподвижно связанного со стволом.

В соответствии с вышеизложенным изменение состояния газа в камере будет определяться как скоростью поршня, полученной до начала процесса, так и законом движения ствола после начала истечения газа в камеру.

В отличие от расчета процесса бокового газоотводного устройства статического типа без отката ствола, изложенного выше, в рассматриваемом случае необходимо ввести следующие особые зависимости:

а) выражение для объема камеры

$$W = W_0 + s_n(x - X), \quad (592)$$

где x — абсолютный путь поршня;

X — абсолютный путь ствола;

вводя понятие относительного пути поршня

$$z = x - X, \quad (593)$$

будем иметь

$$W = W_0 + s_n z; \quad (592a)$$

б) выражение для относительной скорости поршня

$$V_z = V - V_c = \frac{dz}{dt}, \quad (594)$$

где V_z — относительная скорость поршня;

V — абсолютная скорость поршня;

V_c — абсолютная скорость ствола;

в) уравнение движения ствола

$$M_c \frac{dV_c}{dt} = p_k s - (p_k - 1) s_n - R. \quad (595)$$

Таким образом расчет рабочего процесса газоотводно-откатного двигателя со статической камерой при движении ствола назад имеет следующие особенности по сравнению с расчетом рабочего процесса при неподвижном стволе:

1) абсолютный путь поршня должен быть заменен на относительный по соотношению (593);

2) абсолютная скорость поршня должна быть заменена на относительную по соотношению (594);

3) вместо интегрирования одного уравнения движения (поршня) необходимо интегрировать два уравнения движения (поршня и ствола).

Все остальные зависимости процесса, установленные выше, остаются без изменения.

12. Примеры расчета процесса бокового газоотводного устройства статического типа

Пример А

І. Исходные данные

Площадь наименьшего сечения га-

зопровода $s_0 = \frac{\pi}{4} d_0^2 = 0,0314 \text{ см}^2$

Площадь поршня $s_n = \frac{\pi}{4} d_n^2 = 2,54 \text{ см}^2$

Площадь сечения зазора между цилиндром и поршнем $\Delta s_n = \frac{1}{2} d_n \pi \Delta d_n = 0,0425 \text{ см}^2$

Вес поршня $Q_n = 0,617 \text{ кг}$

Площадь поверхности газопровода $F_{г.н} = 4,5 \text{ см}^2$

Начальный объем камеры $W_0 = 1,5 \text{ см}^3$

Начальная площадь поверхности камеры $F_{к0} = 6,65 \text{ см}^2$

Показатель политропического расширения газа в канале оружия в период последствий $n = 1,47$

Параметр закона изменения среднего давления в канале оружия в период последствий $D = 2221/\text{сек.}$

Данные 7,62-мм баллистического двигателя приведены в табл. 42.

Таблица 42

Значения p_{Γ} и u для 7,62-мм баллистического двигателя
при $L_{\text{кн}} = 605$ мм и $\lambda_{\text{г.д}} = 180$ мм

t сек.	p_{Γ} кг/см ²	u кгсм/кг	t сек.	p_{Γ} кг/см ²	u кгсм/кг
Первый период (пиродинамический период)					
0	875,0	21,5·10 ⁶	0,00045	335,0	16,13·10 ⁶
0,0000228	852,7	21,3	0,00050	314,8	15,80
0,0000456	830,4	21,1	0,00055	295,5	15,48
0,0000684	808,1	20,9	0,00060	278,0	15,18
0,0000912	785,8	20,7	0,00065	261,4	14,89
0,0001140	763,5	20,5	0,00070	246,4	14,60
0,0001368	741,2	20,3	0,00075	232,0	14,34
0,0001596	718,9	20,1	0,00080	218,8	14,05
0,0001824	696,6	19,9	0,00085	206,2	13,80
0,0002052	674,2	19,7	0,00090	194,5	13,54
0,0002280	652,0	19,5	0,00095	183,5	13,30
Второй период (период последствия)			0,00100	173,5	13,05
			0,00105	164,0	12,83
0	608,0	19,50	0,00110	155,0	12,60
0,00005	567,5	19,07	0,00115	146,5	12,37
0,00010	530,0	18,65	0,00120	138,7	12,15
0,00015	495,0	18,25	0,00125	131,4	11,95
0,00020	462,0	17,88	0,00130	124,5	11,75
0,00025	433,5	17,52	0,00135	118,0	11,55
0,00030	406,0	17,15	0,00140	112,0	11,35
0,00035	380,5	16,79	0,00145	106,2	11,15
0,00040	357,0	16,45	0,00150	100,6	10,97
			0,00160	90,8	10,61

Продолжение

t сек.	p_r кг/см ²	u кгсм/кг	t сек.	p_r кг/см ²	u кгсм/кг
0,0017	82,20	10,27 · 10 ⁶	0,0035	16,70	6,18 · 10 ⁶
0,0018	74,25	9,95	0,0036	15,44	6,03
0,0019	67,30	9,65	0,0038	13,25	5,74
0,0020	61,15	9,35	0,0040	11,41	5,47
0,0021	55,60	9,07	0,0042	9,88	5,22
0,0022	50,60	8,81	0,0044	8,57	4,99
0,0023	46,10	8,55	0,0046	7,46	4,78
0,0024	42,10	8,30	0,0048	6,51	4,57
0,0025	38,45	8,07	0,0050	5,69	4,36
0,0026	35,20	7,84	0,0052	5,00	4,20
0,0027	32,20	7,62	0,0056	3,88	3,87
0,0028	29,55	7,42	0,0060	3,04	3,58
0,0029	27,15	7,22	0,0064	2,41	3,32
0,0030	24,96	7,03	0,0068	1,92	3,10
0,0031	23,00	6,84	0,0072	1,59	2,88
0,0032	21,20	6,67	0,0076	1,26	2,70
0,0033	19,53	6,50	0,0080	1,02	2,53
0,0034	18,04	6,33	0,0084	1,00	2,38

II. Значения постоянных величин

Отношение теплоемкостей $k=1,3$

$$k_0 = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \sqrt{gk} = 20,9$$

Газовая постоянная $R=3050$ кг см/кг градКоэффициент истечения для газопровода $\mu_0=0,6$ Коэффициент истечения для зазора $\mu_n=0,8$

Температура стенок камеры $T_c = 325^\circ \text{K}$
 Коэффициент теплоотдачи $\alpha_0 = 10 \text{ ккал см/кг сек град}$
 Вспомогательные коэффициенты

$$x_1 = 0,7; \quad y_1 = 0,9; \quad k_T = \frac{1}{3}.$$

Шаг интегрирования для первого периода $h = 0,0456 \cdot 10^{-3} \text{ сек.}$

Шаг интегрирования для второго периода $h = 0,1 \cdot 10^{-3} \text{ сек.}$

III. Определение коэффициентов для первого периода (пиродинамический период)

$$a_1 = (k-1) \frac{E \alpha_0 k_T x_1 \sqrt{y_1} F_{г.п.}}{\mu_0 s_0 R \sqrt{RT_c}} =$$

$$= (1,3-1) \frac{42700 \cdot 10 \cdot 0,7 \cdot \sqrt{0,9} \cdot 0,33 \cdot 4,5}{0,6 \cdot 0,0314 \cdot 3050 \sqrt{3050 \cdot 325}} = 2,23;$$

$$n_0 = k - \frac{a_1}{k_0} = 1,3 - \frac{2,23}{20,9} = 1,193 \text{ (для критического истечения)}$$

$$n_0 = k - \frac{a_1 \sqrt{\frac{k-1}{2gk}}}{Y_k} = 1,3 - \frac{0,0242}{Y_k} \text{ (для докритического истечения);}$$

$$k_1 = \frac{k s_{п.}}{k-1} = \frac{1,3 \cdot 2,54}{1,3-1} = 11;$$

$$k_2 = \frac{\pi d_{п.}}{F_{k0}} = \frac{\pi \cdot 1,8}{6,65} = 0,851;$$

$$k_3 = \frac{s_{п.}}{W_0} = \frac{2,54}{1,5} = 1,693;$$

$$k_4 = \frac{k-1}{W_0} = \frac{1,3-1}{1,5} = 0,2;$$

$$k_5 = \frac{RT_c}{k-1} = \frac{3050 \cdot 325}{1,3-1} = 3,307 \cdot 10^6;$$

$$k_6 = \frac{h \mu_0 s_0 k_0}{V k - 1} = \frac{0,456 \cdot 10^{-4} \cdot 0,6 \cdot 0,0314 \cdot 20,9}{V 1,3-1} = 32,8 \cdot 10^{-6};$$

$$k'_6 = \frac{h \mu_0 s_0}{k-1} \sqrt{2gk} = \frac{0,456 \cdot 10^{-4} \cdot 0,6 \cdot 0,0314}{1,3-1} \sqrt{2 \cdot 981 \cdot 1,3} = 144,6 \cdot 10^{-6};$$

$$k_7 = \frac{h\mu_n \Delta s_n k_0}{\sqrt{k-1}} = \frac{0,456 \cdot 10^{-4} \cdot 0,8 \cdot 0,0425 \cdot 20,9}{\sqrt{1,3-1}} = 59,2 \cdot 10^{-6};$$

$$k_8 = \frac{h^2 s_n g}{Q_n} = \frac{0,456^2 \cdot 10^{-8} \cdot 2,54 \cdot 981}{0,617} = 0,0839 \cdot 10^{-4};$$

$$k_9 = (k-1) \frac{E\alpha_0 F_{k0} h}{k R s_n} = \frac{42\,700 \cdot 10^{-6} \cdot 6,65 \cdot 0,456 \cdot 10^{-4} \cdot 0,3}{1,3 \cdot 3050 \cdot 2,54} = 38,5 \cdot 10^{-4}.$$

IV. Определение значений функций для начального момента

$$u_{k0} = n_0 u_0 = 1,193 \cdot 21,5 \cdot 10^6 = 25,65 \cdot 10^6;$$

$$v_{r0} = 1 - \frac{k_5}{u_{k0}} = 1 - \frac{3,307 \cdot 10^6}{25,65 \cdot 10^6} = 0,871;$$

$$N_0 = 1 + k_3 x_0 = 1;$$

$$\Sigma_0 = 1 + k_2 x_0 = 1;$$

$$i_0 = \frac{W_0}{(k-1) u_{k0}} = \frac{1,5}{(1,3-1) 25,65 \cdot 10^6} = 0,195 \cdot 10^{-6};$$

$$Q_0 = \frac{k_6 p_{r.0}}{\sqrt{u_0}} = \frac{32,8 \cdot 10^{-6} \cdot 875}{\sqrt{21,5 \cdot 10^6}} = 6,2 \cdot 10^{-6};$$

$$K_0 = 0; \quad H_0 = Q_0 - K_0 = 6,2 \cdot 10^{-6};$$

$$P_0 = k_4 n_0 u_0 Q_0 = 0,2 \cdot 1,193 \cdot 21,5 \cdot 10^6 \cdot 6,2 \cdot 10^{-6} = 31,8.$$

V. Определение производных для начального момента

$$v'_{r0} = -\frac{p_{r.0} - p_{r.л}}{t_{0л}} = -\frac{875 - 652}{2,28 \cdot 10^{-4}} = -0,978 \cdot 10^6;$$

$$u'_0 = -\frac{u_0 - u_{л}}{t_{0л}} = -\frac{21,5 - 19,5}{2,28 \cdot 10^{-4}} 10^6 = -8775 \cdot 10^6;$$

$$Q'_0 = Q_0 \left(\frac{p'_{r0}}{p_{r0}} - \frac{1}{2} \frac{u'_0}{u_0} \right) = 6,2 \cdot 10^{-6} \left(-\frac{0,978 \cdot 10^6}{875} + \frac{1}{2} \frac{8775 \cdot 10^6}{21,5 \cdot 10^6} \right) = -5670 \cdot 10^{-6};$$

$$K'_0 = \frac{k_7 P_0}{h \sqrt{u_{k0}}} = \frac{59,2 \cdot 10^{-6} \cdot 31,8}{0,456 \cdot 10^{-4} \sqrt{25,65 \cdot 10^6}} = 8140 \cdot 10^{-6};$$

$$H'_0 = Q'_0 - K'_0 = -5670 \cdot 10^{-6} - 8140 \cdot 10^{-6} = -13810 \cdot 10^{-6};$$

$$P'_0 = k_4 \left(n_0 u'_0 Q_0 + n_0 u_0 Q'_0 - k u_{k0} K'_0 - k_1 k_9 \gamma_{\tau 0} \frac{P_0}{h} \right) =$$

$$= 0,2 \left[1,193 \cdot (-8775 \cdot 10^6) 6,2 \cdot 10^{-6} + \right.$$

$$+ 1,193 \cdot 21,5 \cdot 10^6 (-5670 \cdot 10^{-6}) - 1,3 \cdot 25,65 \cdot 10^6 \cdot 8140 \cdot 10^{-6} -$$

$$\left. - 11 \cdot 38,5 \cdot 10^{-4} \cdot 0,871 \frac{31,8}{0,456 \cdot 10^{-4}} \right] = -101600;$$

$$Q''_0 = Q_0 \left[\frac{3}{4} \left(\frac{u'_0}{u_0} \right)^2 - \frac{p'_{\tau 0} u'_0}{p_{\tau 0} u_0} \right] = 6,2 \cdot 10^{-6} \left[\frac{3}{4} \left(\frac{-8775 \cdot 10^6}{21,5 \cdot 10^6} \right)^2 - \right.$$

$$\left. - \frac{(-0,978 \cdot 10^6)}{875} \cdot \frac{(-8775 \cdot 10^6)}{21,5 \cdot 10^6} \right] = -2,06;$$

$$K''_0 = \frac{k_7 P'_0}{h \sqrt{u_{k0}}} = \frac{59,2 \cdot 10^{-6} (-101600)}{0,456 \cdot 10^{-4} \sqrt{25,65 \cdot 10^6}} = -26,06;$$

$$H''_0 = Q''_0 - K''_0 = -2,06 + 26,06 = 24;$$

$$F'_0 = k_4 \left(2n_0 u'_0 Q'_0 + n_0 u_0 Q''_0 - k u_{k0} K''_0 - k_1 k_9 \gamma_{\tau 0} \frac{P'_0}{h} \right) =$$

$$= 0,2 \left[2 \cdot 1,193 \cdot (-8775 \cdot 10^6) (-5670 \cdot 10^{-6}) + \right.$$

$$+ 1,193 \cdot 21,5 \cdot 10^6 (-2,06) - 1,3 \cdot 25,65 \cdot 10^6 (-26,06) -$$

$$\left. - 11 \cdot 38,5 \cdot 10^{-4} \cdot 0,871 \frac{(-101600)}{0,456 \cdot 10^{-4}} \right] = 203,3 \cdot 10^6;$$

$$F_0 = \frac{k_8 P_0}{h} = \frac{0,0839 \cdot 10^{-4} \cdot 31,8}{0,456 \cdot 10^{-4}} = 5,85;$$

$$F'_0 = \frac{k_8 P'_0}{h} = \frac{0,0839 \cdot 10^{-4} (-101600)}{0,456 \cdot 10^{-4}} = -18700.$$

VI. Определение разностей начальной косо́й строки

$$\Delta^2 P_{-2} = h^2 P''_0 = 0,456^2 \cdot 10^{-8} \cdot 203,3 \cdot 10^6 = 0,43;$$

$$\Delta P_{-1} = h P'_0 - \frac{1}{2} \Delta^2 P_{-2} = 0,456 \cdot 10^{-4} (-101600) - \frac{1}{2} \cdot 0,43 = -4,85;$$

$$\Delta^2 H_{-2} = h^2 H''_0 = 0,456^2 \cdot 10^{-8} \cdot 24 = 0,05 \cdot 10^{-6};$$

$$\Delta H_{-1} = h H'_0 - \frac{1}{2} \Delta^2 H_{-2} = 0,456 \cdot 10^{-4} (-13810 \cdot 10^{-6}) -$$

$$- \frac{1}{2} \cdot 0,05 \cdot 10^{-6} = -0,65 \cdot 10^{-6};$$

$$\Delta F_{-2} = h^2 F_0' = 0,456^2 \cdot 10^{-8} (-18700) = -0,4 \cdot 10^{-4};$$

$$\Delta F_{-1} = h F_0' - \frac{1}{2} \Delta^2 F_{-2} = 0,456 \cdot 10^{-4} \cdot 5,85 + \frac{1}{2} 0,4 \cdot 10^{-4} = 2,9 \cdot 10^{-4};$$

$$\Delta x_0 = \Phi_0 + F_0 + \frac{1}{6} \Delta F_{-1} = 0 + 0 + \frac{1}{6} 2,9 \cdot 10^{-4} = 0,5 \cdot 10^{-4}.$$

**VII. Определение коэффициентов
для второго периода
(период последствий)**

Первые пять коэффициентов не пересчитываются

$$k_6 = 32,8 \cdot 10^{-6} \frac{0,0001}{0,456 \cdot 10^{-4}} = 72 \cdot 10^{-6};$$

$$k_6' = \frac{144,6 \cdot 10^{-6}}{0,456} = 317 \cdot 10^{-6};$$

$$k_7 = \frac{59,2 \cdot 10^{-6}}{0,456} = 130 \cdot 10^{-6};$$

$$k_8 = \frac{0,0839 \cdot 10^{-4}}{0,456^2} = 0,403 \cdot 10^{-4};$$

$$k_9 = \frac{38,5 \cdot 10^{-4}}{0,456} = 84,5 \cdot 10^{-4}.$$

VIII. Значения функций для дульного момента

$$Q_d = \frac{k_6 p_{д.г}}{\sqrt{u_d}} = \frac{72 \cdot 10^{-6} \cdot 608}{\sqrt{19,5 \cdot 10^6}} = 9,92 \cdot 10^{-6};$$

$$K_d = 1,35 \cdot 10^{-6} \frac{1}{0,456} = 2,96 \cdot 10^{-6};$$

$$H_d = Q_d - K_d = 9,92 \cdot 10^{-6} - 2,96 \cdot 10^{-6} = 6,96 \cdot 10^{-6};$$

$$\Phi_d = 26,1 \cdot 10^{-4} \frac{1}{0,456} = 57,3 \cdot 10^{-4};$$

$$P_d = \frac{k_4}{N_d} (n_0 u_d Q_d - k u_{k_d} K_d - k_1 p_{k_d} \Phi_d - k_1 k_9' \cdot \Delta p_{k_d} \Sigma_d) =$$

$$= \frac{0,2}{1,008} (1,193 \cdot 19,5 \cdot 10^6 \cdot 9,92 \cdot 10^{-6} - 1,3 \cdot 23 \cdot 10^6 \cdot 2,96 \cdot 10^{-6} -$$

$$- 11 \cdot 109,6 \cdot 57,3 \cdot 10^{-4} - 11 \cdot 84,5 \cdot 10^{-4} \cdot 109,6 \cdot 0,856 \cdot 1,004) = 25,13;$$

$$F_d = 9,10 \cdot 10^{-4} \frac{1}{0,456^2} = 43,8 \cdot 10^{-4}.$$

IX. Определение производных
для дульного момента

$$p'_{д.г} = -\frac{2n}{n-1} D p_{д.г} = -\frac{2 \cdot 1,47}{1,47-1} \cdot 222 \cdot 608 = -844 \cdot 10^3;$$

$$u'_д = -2 D u_д = -2 \cdot 222 \cdot 19,5 \cdot 10^6 = -8660 \cdot 10^6;$$

$$Q'_д = Q_д \left[\frac{p'_{д.г}}{p_{д.г}} - \frac{1}{2} \frac{u'_д}{u_д} \right] = 9,92 \cdot 10^{-6} \left[-\frac{844 \cdot 10^3}{608} + \frac{1}{2} \frac{8660 \cdot 10^6}{19,5 \cdot 10^6} \right] = -11,55 \cdot 10^{-3};$$

$$K'_д = \frac{k_7 P_д}{h \sqrt{u_{к_д}}} = \frac{130 \cdot 10^{-6} \cdot 25,13}{0,0001 \cdot \sqrt{23 \cdot 10^6}} = 6,82 \cdot 10^{-3};$$

$$H'_д = Q'_д - K'_д = (-11,55 - 6,82) \cdot 10^{-3} = -18,37 \cdot 10^3;$$

$$P'_д = \frac{k_4}{N_д} \left[n_0 u'_д Q_д + n_0 u_д Q'_д - k u_{к_д} K'_д - k_1 k_9 \gamma_{г.д} \frac{P_д}{h} \sum_д \right] = \\ = \frac{0,2}{1,008} \left[1,193 \cdot (-8660 \cdot 10^6) \cdot 9,92 \cdot 10^{-6} + \right. \\ \left. + 1,193 \cdot 19,5 \cdot 10^6 (-11,55 \cdot 10^{-3}) - 1,3 \cdot 23 \cdot 10^6 \cdot 6,82 \cdot 10^{-3} - \right. \\ \left. - 11 \cdot 84,5 \cdot 10^{-4} \cdot 0,856 \frac{25,13}{0,0001} 1,004 \right] = -118,1 \cdot 10^3;$$

$$F'_д = \frac{k_8 P_д}{h} = \frac{0,403 \cdot 10^{-4}}{0,0001} \cdot 25,13 = 10,13;$$

$$p''_{д.г} = \frac{3n-1}{(n-1)^2} 2n D^2 p_{д.г} = \frac{3 \cdot 1,47 - 1}{(1,47-1)^2} 2 \cdot 1,47 \cdot 222^2 \cdot 608 = \\ = 1360 \cdot 10^6;$$

$$Q''_д = Q_д \left[\frac{3}{4} \left(\frac{u'_д}{u_д} \right)^2 + \frac{p''_{д.г}}{p_{д.г}} - \frac{p'_{д.г}}{p_{д.г}} \frac{u'_д}{u_д} \right] = \\ = 9,92 \cdot 10^{-6} \left[\frac{3}{4} \left(-\frac{8660 \cdot 10^6}{19,5 \cdot 10^6} \right)^2 + \frac{1360 \cdot 10^6}{608} - \right. \\ \left. - \frac{(-844 \cdot 10^3)}{608} \cdot \frac{(-8660 \cdot 10^6)}{19,5 \cdot 10^6} \right] = 17,56;$$

$$K''_д = \frac{k_7 P'_д}{h \sqrt{u_{к_д}}} = \frac{130 \cdot 10^{-6} (-118,1 \cdot 10^3)}{0,0001 \cdot \sqrt{23 \cdot 10^6}} = -32;$$

$$H''_д = Q''_д - K''_д = 17,56 + 32 = 49,56;$$

$$\begin{aligned}
 P'_d &= \frac{k_4}{N_d} \left[2n_0 u'_d Q'_d + n_0 u_d Q''_d - k u_{k_d} K''_d - k_1 k_{g_{\gamma d}} \frac{P'_d}{h} \sum_d \right] = \\
 &= \frac{0,2}{1,008} \left[2 \cdot 1,193 (-8660 \cdot 10^6) (-11,55 \cdot 10^{-3}) + \right. \\
 &\quad \left. + 1,193 \cdot 19,5 \cdot 10^6 \cdot 17,56 - 1,3 \cdot 23 \cdot 10^6 (-32) - \right. \\
 &\quad \left. - 11 \cdot 84,5 \cdot 10^{-4} \cdot 0,856 \frac{118,1 \cdot 10^3}{0,0001} 1,004 \right] = 337 \cdot 10^6; \\
 F'_x &= \frac{k_8 P'_d}{h} = \frac{0,403 \cdot 10^{-4}}{0,0001} (-118,1 \cdot 10^3) = -47,6 \cdot 10^3.
 \end{aligned}$$

Х. Определение разностей дульной косо́й строки

$$\Delta^2 P_{-2} = h^2 P'_d = 10^{-8} \cdot 337 \cdot 10^6 = 3,37;$$

$$\Delta P_{-1} = h P'_d - \frac{1}{2} \Delta^2 P_{-2} = 10^{-4} (-118,1 \cdot 10^3) - \frac{1}{2} \cdot 3,37 = -13,49;$$

$$\Delta^2 H_{-2} = h^2 H''_d = 10^{-8} \cdot 49,56 = 0,50 \cdot 10^{-6};$$

$$\begin{aligned}
 \Delta H_{-1} &= h H'_d - \frac{1}{2} \Delta^2 H_{-2} = 10^{-4} (-18,37 \cdot 10^{-3}) - \\
 &\quad - \frac{1}{2} \cdot 0,5 \cdot 10^{-6} = -2,09 \cdot 10^{-6};
 \end{aligned}$$

$$\Delta^2 F_{-2} = h^2 F''_d = 10^{-8} (-47,6 \cdot 10^3) = -4,8 \cdot 10^{-4};$$

$$\Delta F_{-1} = h F'_d - \frac{1}{2} \Delta^2 F_{-2} = 10^{-4} \cdot 10,13 -$$

$$- \frac{1}{2} (-4,8 \cdot 10^{-4}) = 12,5 \cdot 10^{-4};$$

$$\begin{aligned}
 \Delta x_d &= \Phi_d + \frac{1}{2} F_d + \frac{1}{6} \Delta F_{-1} = 57,3 \cdot 10^{-4} + \frac{1}{2} \cdot 43,8 \cdot 10^{-4} + \\
 &\quad + \frac{1}{6} 12,5 \cdot 10^{-4} = 81,2 \cdot 10^{-4}.
 \end{aligned}$$

XI. Порядок вычислений

В соответствии с принятым вычислительным бланком порядок вычислений следующий:

1) Определение Φ и x

$$\Delta \Phi_n = F_n + \frac{1}{2} (\Delta F_{n-1} + \Delta^2 F_{n-2}) - \frac{1}{12} \Delta^2 F_{n-2};$$

$$\begin{aligned}\Phi_{n+1} &= \Phi_n + \Delta\Phi_n; \\ \Delta^2 x_{n-1} &= F_n + \frac{1}{12} \Delta^2 F_{n-2}; \\ \Delta x_n &= \Delta x_{n-1} + \Delta^2 x_{n-1}; \\ x_{n+1} &= x_n + \Delta x_n.\end{aligned}$$

2. Определение j и p_k

$$\begin{aligned}\Delta j_n &= H_n + \frac{1}{2} (\Delta H_{n-1} + \Delta^2 H_{n-2}) - \frac{1}{12} \Delta^3 H_{n-2}; \\ j_{n+1} &= j_n + \Delta j_n; \\ (\Delta p_k)_n &= P_n + \frac{1}{2} (\Delta P_{n-1} + \Delta^2 P_{n-2}) - \frac{1}{12} \Delta^3 P_{n-2}; \\ (p_k)_{n+1} &= (p_k)_n + (\Delta p_k)_n.\end{aligned}$$

3. Определение Σ , N , u_k , K , Q , v_τ , L , M и S

$$\begin{aligned}\Sigma_{n+1} &= 1 + k_2 x_{n+1}; \\ N_{n+1} &= 1 + k_3 x_{n+1}; \\ (u_k)_{n+1} &= \frac{(p_k)_{n+1} N_{n+1}}{k_4 j_{n+1}}; \\ K_{n+1} &= \frac{k_7 (p_k)_{n+1}}{\sqrt{(u_k)_{n+1}}}; \\ Q_{n+1} &= \frac{k_6 (p_\tau)_{n+1}}{\sqrt{u_{n+1}}}; \\ (v_\tau)_{n+1} &= 1 - \frac{k_5}{(u_k)_{n+1}}; \\ L_{n+1} &= 1 + k_9 \frac{(v_\tau)_{n+1} \Sigma_{n+1}}{\Phi_{n+1}}; \\ M_{n+1} &= 1 - \frac{k (u_k)_{n+1} K_{n+1}}{\Pi_{n+1} Q_{n+1}}; \\ S_{n+1} &= 1 - k_1 \frac{(p_k)_{n+1} \Phi_{n+1} L_{n+1}}{\Pi_{n+1} Q_{n+1} M_{n+1}}.\end{aligned}$$

4. Определение P , H и F

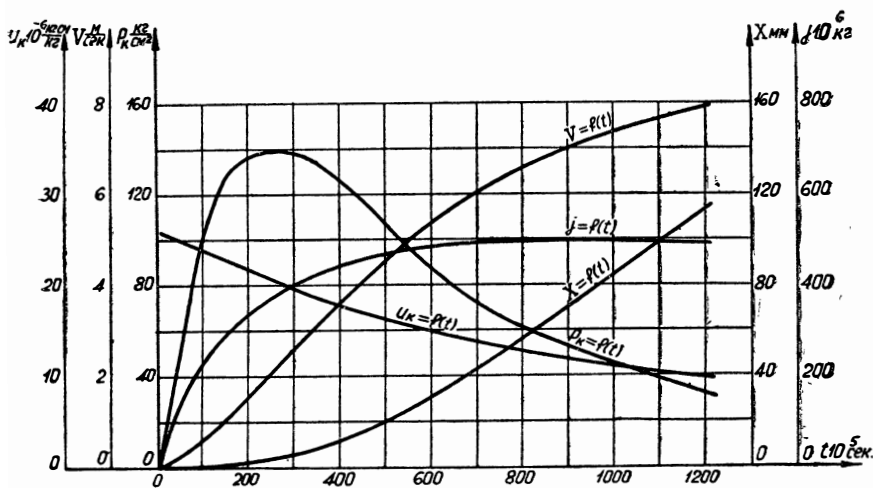
$$\begin{aligned}P_{n+1} &= k_4 \frac{\Pi_{n+1} Q_{n+1} M_{n+1} S_{n+1}}{N_{n+1}}; \\ H_{n+1} &= Q_{n+1} - K_{n+1}; \\ F_{n+1} &= k_8 [(p_k)_{n+1} - 1] - k_8 \frac{R}{S_n}.\end{aligned}$$

5. Определение разностей

$$\begin{aligned} \Delta P_n &= P_{n+1} - P_n; \\ \Delta^2 P_{n-1} &= \Delta P_n - \Delta P_{n-1}; \\ \Delta H_n &= H_{n+1} - H_n; \\ \Delta^2 H_{n-1} &= \Delta H_n - \Delta H_{n-1}; \\ \Delta F_n &= F_{n+1} - F_n; \\ \Delta^2 F_{n-1} &= \Delta F_n - \Delta F_{n-1}. \end{aligned}$$

Дальнейшие вычисления повторяются в указанном порядке. Результаты всех вычислений приведены в табл. 43.

Полученное численное решение системы уравнений рабочего процесса дает таблицу значений всех основных параметров процесса — давление, внутреннюю энергию (а следовательно, и

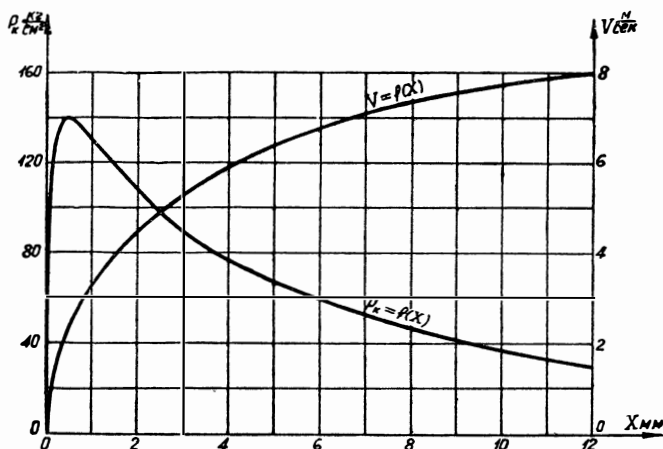


Фиг. 133. Диаграммы процесса бокового газоотводного устройства статического типа в функции от времени.

температуру), количество газа, путь и скорость поршня в функции от времени. Эта же таблица позволяет установить зависимость давлений, внутренней энергии, количества газа, скорости и времени в функции от пути поршня.

Для получения значения скорости требуются незначительные дополнительные вычисления, а именно, необходимо имеющиеся в бланке значения Φ разделить на соответствующий шаг интегрирования h , т. е. $V = \frac{\Phi}{h}$.

Кривые рабочего процесса, построенные по результатам данного расчета, показаны на фиг. 133 и 134.



Фиг. 134. Диаграммы процесса бокового газоотводного устройства статического типа в функции от пути.

Пример Б

В данном примере произведены расчеты для трех значений начальной площади поверхности камеры F_{k0}

$$F_{k0} = 0 \text{ (также и } F_k = 0);$$

$$F_{k0} = 6,65 \text{ см}^2;$$

$$F_{k0} = 13,3 \text{ см}^2.$$

Остальные исходные данные те же, что и в примере А.

Для случая расчета рабочего процесса бокового газоотводного устройства статического типа при $F_k = 0$ основное уравнение рабочего процесса будет иметь следующий вид:

$$\frac{dp_k}{dt} = \frac{k-1}{W_0 \left(1 + \frac{s_{\pi}}{W_0} x\right)} \left[\Pi G - \Pi_k G_k - \frac{k s_{\pi}}{k-1} p_k V \right].$$

Рабочий вид системы уравнений для того же случая будет следующий:

$$F = k_3 (p_k - 1);$$

$$H = h_j' = Q - K;$$

$$P = h p_k' = k_4 \frac{\Pi Q M S}{N};$$

$$N = 1 + k_3 x;$$

$$Q = \frac{k_6 p_{\Gamma}}{\sqrt{u}} \quad \text{или} \quad Q = k'_6 \frac{p_{\Gamma} Y_k}{\sqrt{u}};$$

$$K = \frac{k_7 p_k}{\sqrt{u_k}};$$

$$M = 1 - \frac{k u_k K}{\Pi Q};$$

$$S = 1 - \frac{k_1 p_k \Phi}{\Pi Q M};$$

$$u_k = \frac{p_k N}{k_4 j}.$$

Результаты произведенных расчетов показаны в виде диаграмм рабочего процесса на фиг. 135 и 136.

Во всех трех расчетах конечным моментом процесса считался момент, отвечающий давлению в камере, равному 3 кг/см^2 .

Как видно из диаграмм рабочего процесса, кривые давления в начале и в конце процесса практически во всех трех случаях совпадают. В средней части процесса давление в камере тем ниже, чем больше поверхность охлаждения.

Произведем сравнительную оценку полученных результатов по следующим характеристикам:

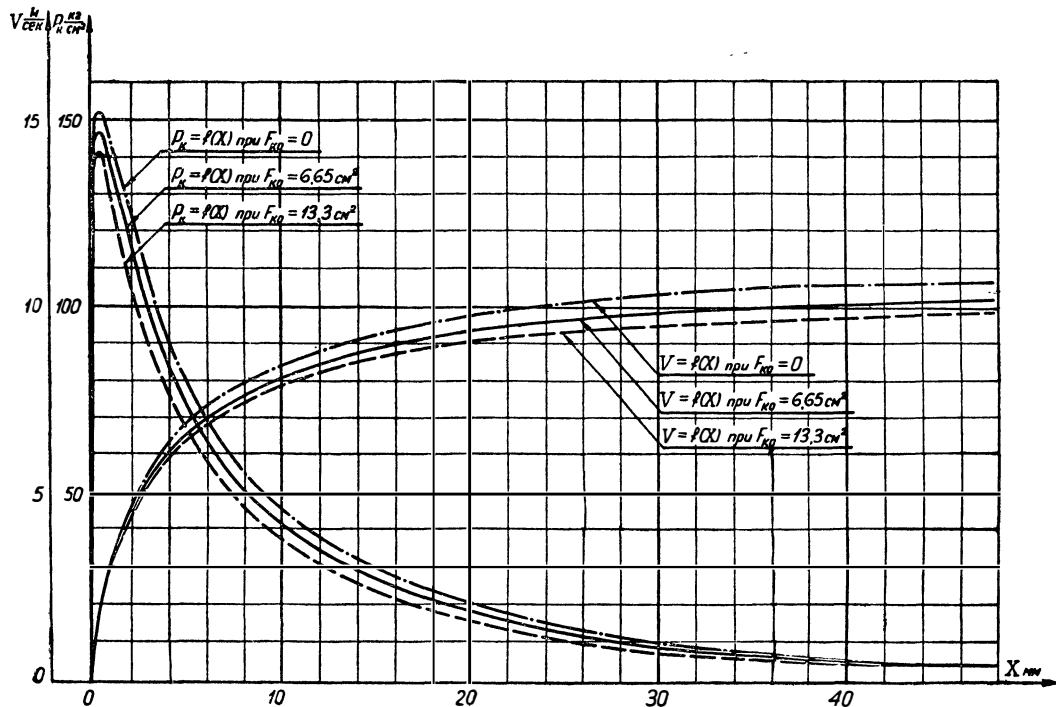
p_{km} — максимальное давление в камере газоотводного двигателя;

$i_k = \int_0^{t_k} p_k dt$ — удельный импульс газоотводного двигателя;

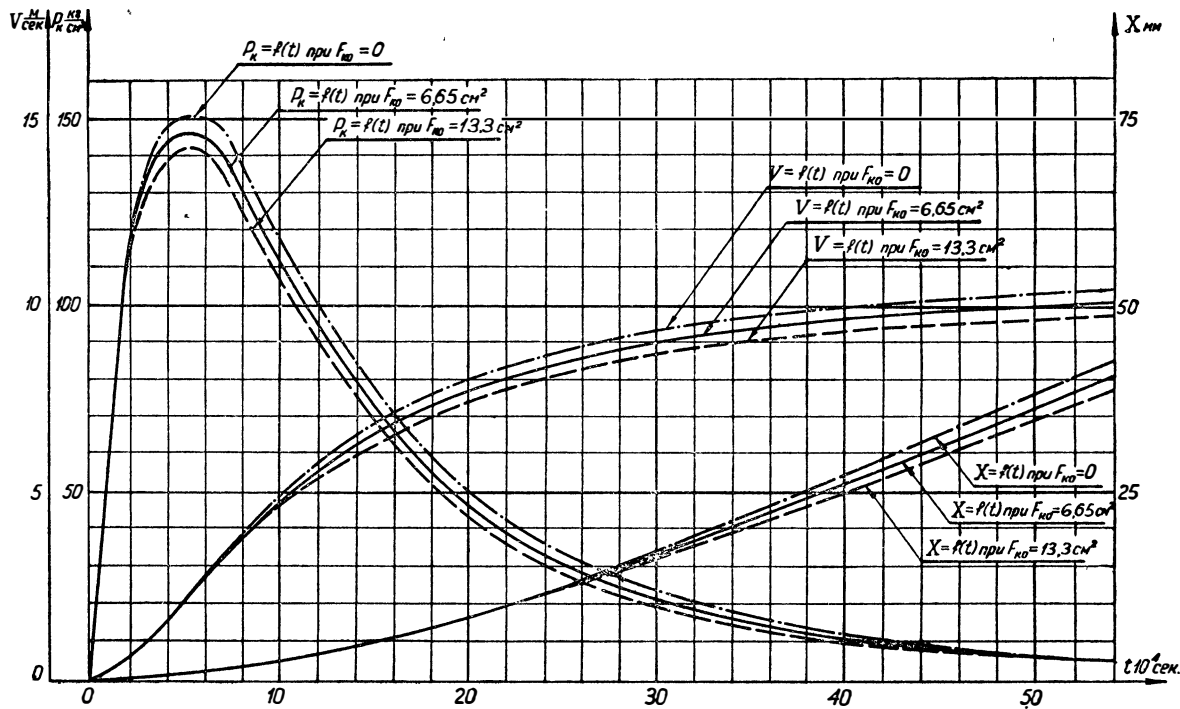
$E_k = \frac{M_n V_m^2}{2}$ — кинетическая энергия, приобретаемая поршнем за период работы газоотводного двигателя.

Если принять значения p_{km} , i_k и $E_k = \frac{M_n V_m^2}{2}$, отвечающие $F_k = 0$, за 100%, то влияние величины поверхности охлаждения будет характеризоваться следующей табличкой:

	$F_k = 0$	$F_{k0} = 6,65 \text{ см}^2$	$F_{k0} = 13,3 \text{ см}^2$
p_{km}	100,0	96,0	92,8
i_k	100,0	93,9	90,7
E_k	100,0	87,8	81,0



Фиг. 135. Диаграммы процесса в функции от пути поршня при различных значениях начальной поверхности камеры.



Фиг. 136. Диаграммы процесса в функции от времени при различных значениях начальной поверхности камеры.

Пример В

В данном примере произведены расчеты для трех значений площади поверхности газопровода $F_{г.п}$

$$F_{г.п}=0;$$

$$F_{г.п}=4,5 \text{ см}^2;$$

$$F_{г.п}=9,0 \text{ см}^2.$$

Все остальные данные взяты из примера А.

Результаты расчетов изображены на фиг. 137 и 138.

Из диаграмм вытекает, что общий характер кривых рабочего процесса газоотводного устройства при изменении поверхности газопровода тот же, что и при изменении начальной поверхности камеры.

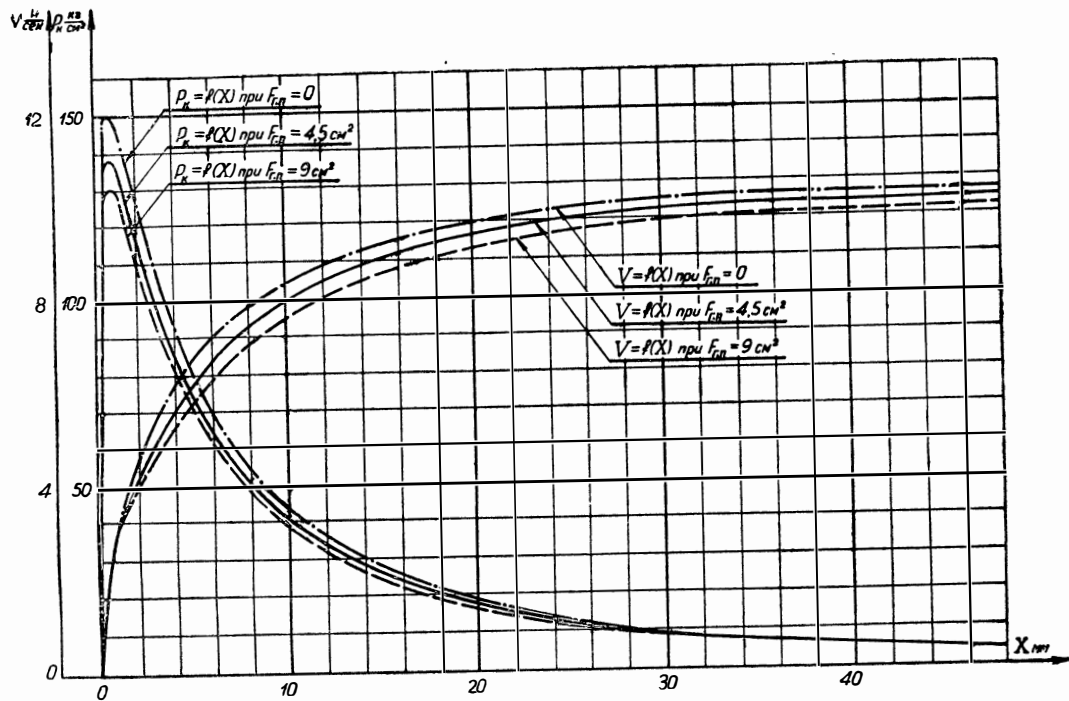
Принимая попрежнему значения p_{km} , i_k и E_k , отвечающие $F_{г.п}=0$, за 100%, результаты расчетов можем представить следующей табличкой:

	$F_{г.п}=0$	$F_{г.п}=4,5 \text{ см}^2$	$F_{г.п}=9,0 \text{ см}^2$
p_{km}	100,0	93,0	86,8
i_k	100,0	94,4	90,9
E_k	100,0	88,8	82,0

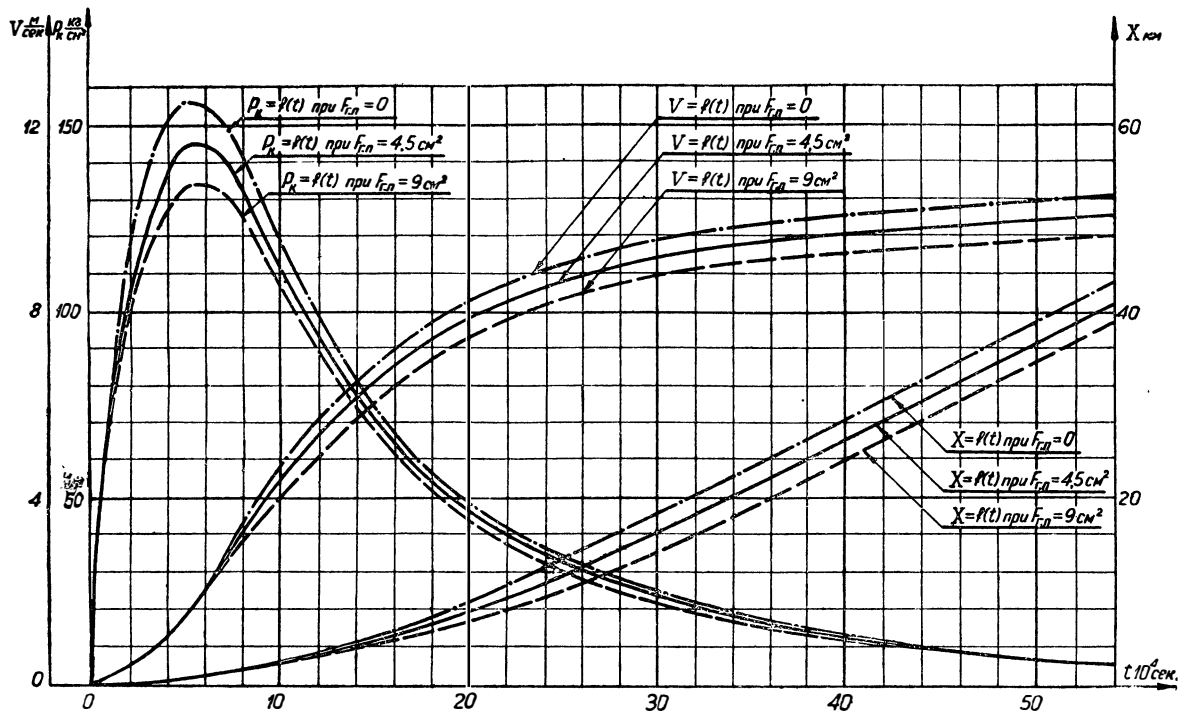
Суммируя результаты влияния теплоотдачи в камере и теплоотдачи в газопроводе, получим следующее общее влияние теплоотдачи в газоотводном устройстве на основные характеристики рабочего процесса:

	$F_k=0$ $F_{г.п}=0$	$F_{k0}=6,65 \text{ см}^2$ $F_{г.п}=4,5 \text{ см}^2$	$F_{k0}=13,3 \text{ см}^2$ $F_{г.п}=9,0 \text{ см}^2$
p_{km}	100,0	89,2	80,5
i_k	100,0	88,7	82,4
E_k	100,0	77,8	66,5

Как видно из приведенной таблички, теплоотдача в боковом газоотводном устройстве статического типа является существенным фактором рабочего процесса.



Фиг. 137. Диаграммы процесса в функции от пути поршня при различных значениях поверхности газопровода.



Фиг. 138. Диаграммы процесса в функции от времени при различных значениях поверхности газопровода.

Пример Г

В примере Г произведены расчеты для трех значений начального объема W_0 и соответственно начальной поверхности F_{k0} камеры бокового газоотводного устройства:

$$1) W_0 = 1,5 \text{ см}^3; F_{k0} = 6,65 \text{ см}^2;$$

$$2) W_0 = 4,5 \text{ см}^3; F_{k0} = 13,34 \text{ см}^2;$$

$$3) W_0 = 9,0 \text{ см}^3; F_{k0} = 23,35 \text{ см}^2.$$

Все остальные данные те же, что и в примере А.

Значения начальной поверхности камеры F_{k0} взяты в соответствии с увеличением начального объема камеры. Таким образом эти расчеты отражают не только влияние собственно начального объема камеры, но и влияние неразрывно связанной с этим объемом начальной поверхности камеры.

На фиг. 139 и 140 изображены диаграммы рабочего процесса газоотводного устройства, построенные по результатам расчетов.

Как видно из этих диаграмм, начальный объем камеры оказывает весьма значительное влияние на рабочий процесс. Из рассмотрения же диаграмм процесса по пути поршня можно установить, что при увеличении начального объема камеры давление в первой части процесса резко понижается, а в конце процесса практически остается неизменным.

Относительное изменение основных характеристик рабочего процесса с изменением начального объема камеры отражено в приводимой ниже табличке:

	$W_0 = 1,5 \text{ см}^3$	$W_0 = 4,5 \text{ см}^3$	$W_0 = 9,0 \text{ см}^3$
P_{km}	100,0	52,6	31,9
i_k	100,0	83,5	71,5
E_k	100,0	69,8	50,3

Пример Д

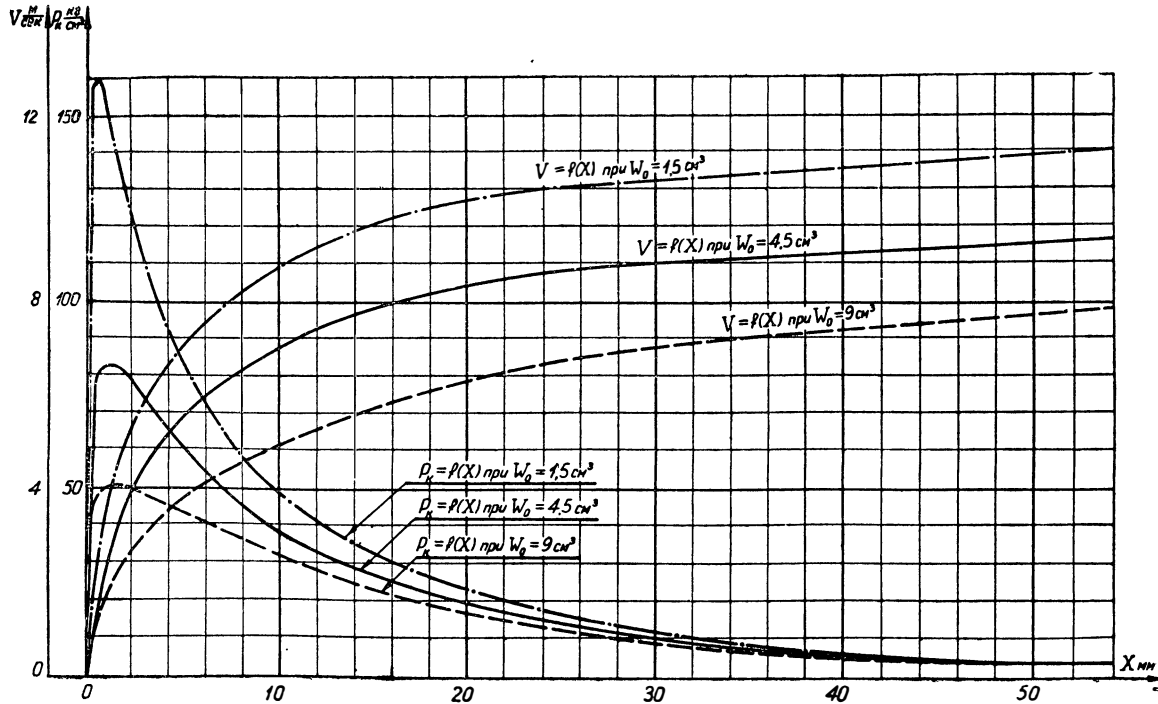
Расчеты примера Д произведены для трех различных весов поршня:

$$Q_n = 0,310 \text{ кг};$$

$$Q_n = 0,617 \text{ кг};$$

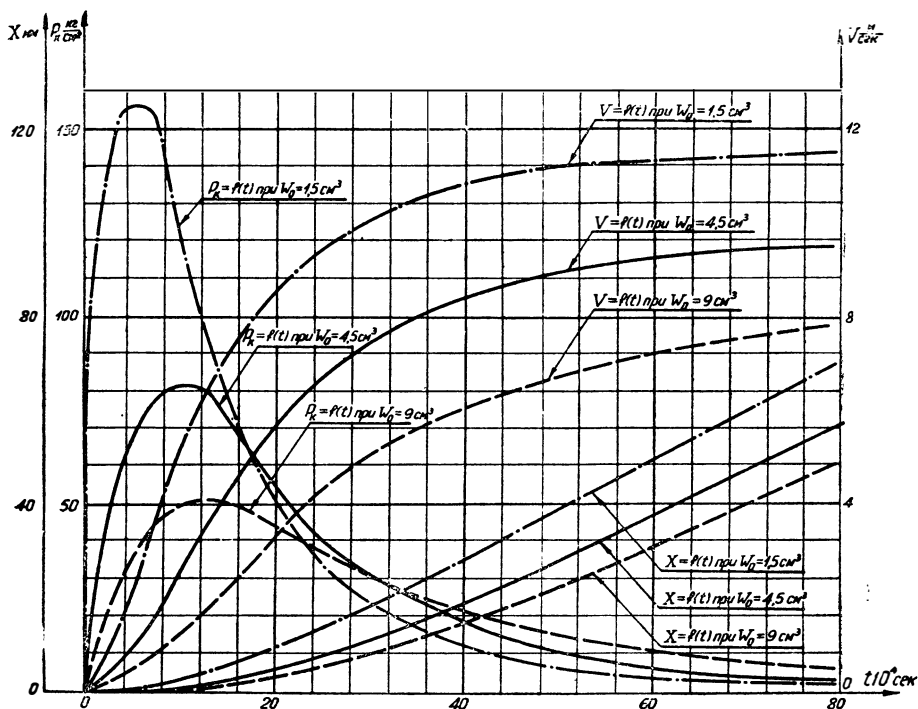
$$Q_n = 1,24 \text{ кг}.$$

Остальные данные взяты из примера А.



Фиг. 139. Диаграммы процесса в функции от пути поршня при различных начальных объемах камеры.

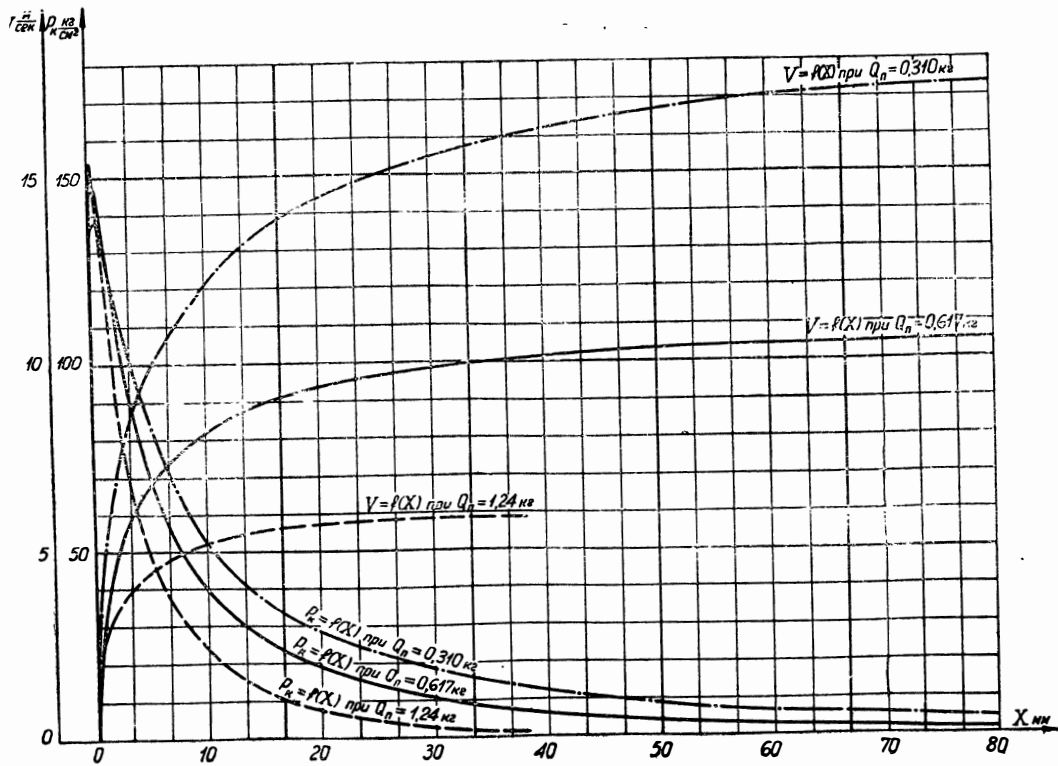
На фиг. 141 и 142 изображены диаграммы рабочего процесса газоотводного устройства, построенные по результатам произведенных расчетов.



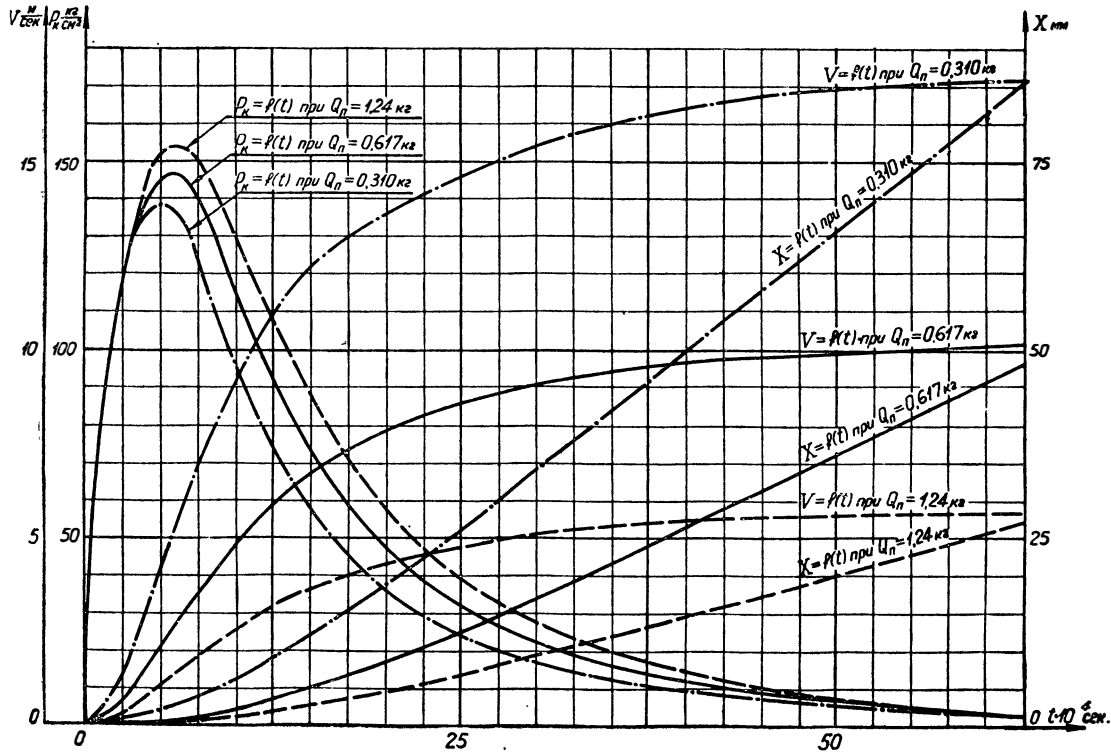
Фиг. 140. Диаграммы процесса в функции от времени при различных начальных объемах камеры.

Принимая значения максимального давления p_{km} , удельного импульса i_k и кинетическую энергию поршня E_k при $Q_{п}=0,310$ кг за 100%, результаты расчетов могут быть сведены к следующей таблице:

	$Q_{п}=0,310$ кг	$Q_{п}=0,617$ кг	$Q_{п}=1,24$ кг
p_{km}	100,0	106,4	110,9
i_k	100,0	118,0	127,0
E_k	100,0	69,6	40,3



Фиг. 141. Диаграммы процесса в функции от пути поршня при различных весах поршня.

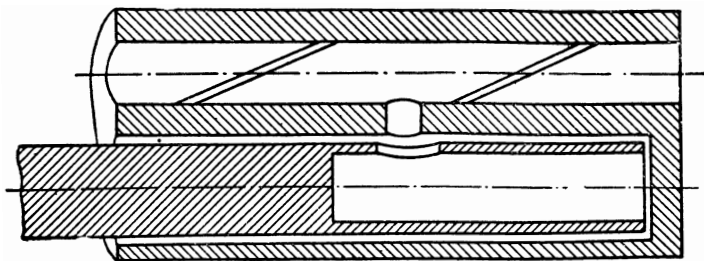


Фиг. 142. Диаграммы процесса в функции от времени при различных весах поршня.

Как видно из приведенной таблички, несмотря на увеличение удельного импульса газоотводного устройства, кинетическая энергия поршня, т. е. работа давления газа в камере, с увеличением веса поршня убывает.

Пример E

В примере E произведен расчет рабочего процесса бокового газоотводного устройства статического типа, изображенного на фиг. 143. Характерной особенностью рабочего процесса такого бокового газоотводного устройства является перекрытие в се-



Фиг. 143. Схема бокового газоотводного устройства статического типа с перекрытием газопровода.

редине процесса газоотводного канала, благодаря чему исключается обратное течение газа из камеры газоотводного устройства в канал оружия и тем самым повышается эффективность газоотводного устройства.

Для получения наибольшего эффекта от перекрытия газопровода необходимо путь поршня до перекрытия выбрать таким, чтобы момент перекрытия совпал с началом обратного течения газа из камеры в канал оружия. Помимо этого, так как эффективность рабочего процесса после перекрытия газопровода пропорциональна количеству газа, которое «перекрыто» в камере, для получения высокой эффективности газоотводного устройства с перекрытием газопровода целесообразно применение в них больших начальных объемов камеры.

Расчет рабочего процесса бокового газоотводного устройства статического типа с перекрытием газопровода до момента перекрытия выполняется по тем же зависимостям, которые применялись в предыдущих расчетах. После перекрытия газопровода система уравнений рабочего процесса несколько изменяется, вследствие того, что функция $Q = hG$ должна быть принята равной нулю. Соответственно рабочий вид системы уравнений для части процесса после перекрытия газопровода будет следующий:

$$F = h^2 x'' = k_s (p_k - 1);$$

$$H = h j' = -K;$$

$$P = hp'_k = -\frac{k_4}{N} MS;$$

$$\Sigma = 1 + k_2 x;$$

$$N = 1 + k_3 x;$$

$$u_k = \frac{p_k N}{k_4 j};$$

$$K = \frac{k_7 p_k}{\sqrt{u_k}};$$

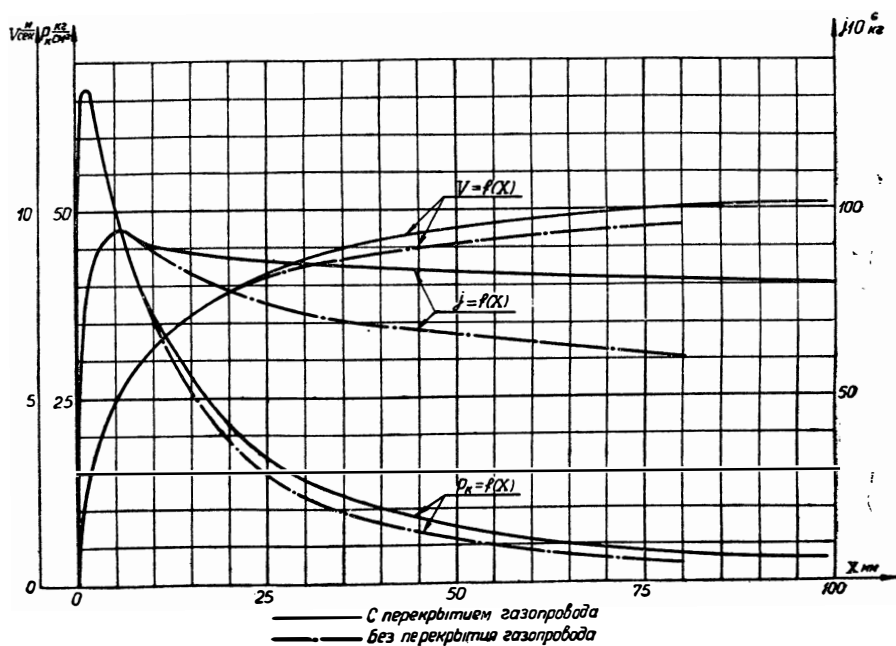
$$\gamma_T = 1 - \frac{k_5}{u_k};$$

$$L = 1 + k_9 \frac{\gamma_T \Sigma}{\Phi};$$

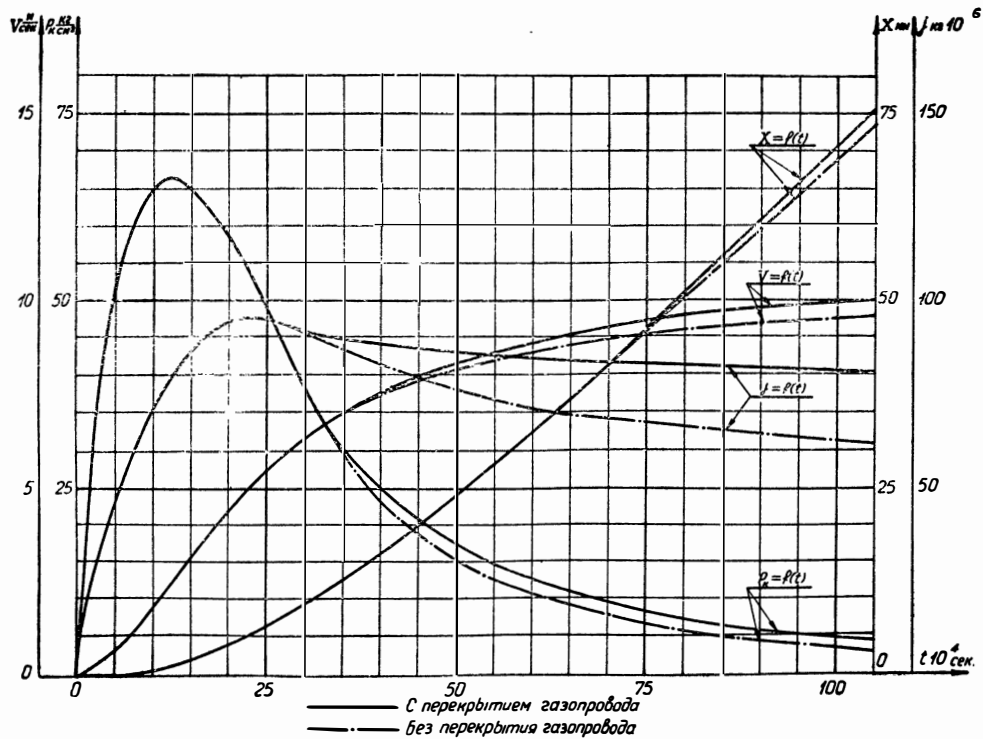
$$M = k u_k K;$$

$$S = 1 + k_1 \frac{p_k \Phi L}{M}.$$

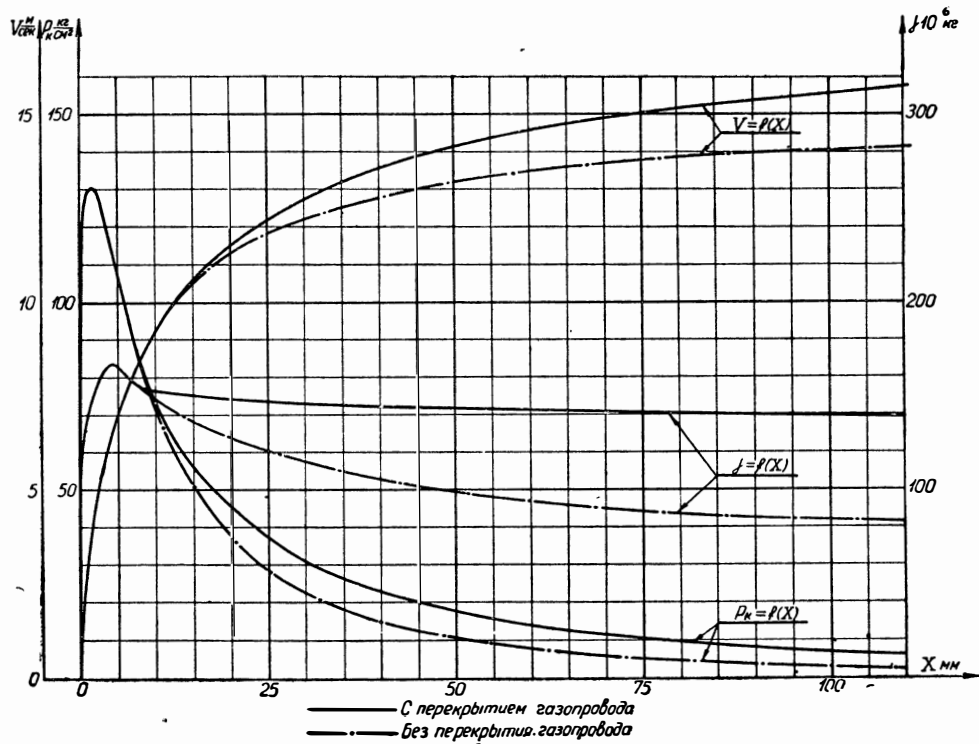
На фиг. 144 и 145 построены диаграммы рабочего процесса газоотводного устройства с перекрытием газопровода при



Фиг. 144. Диаграммы процесса в функции от пути поршня при перекрытии газопровода для малого сечения газопровода.

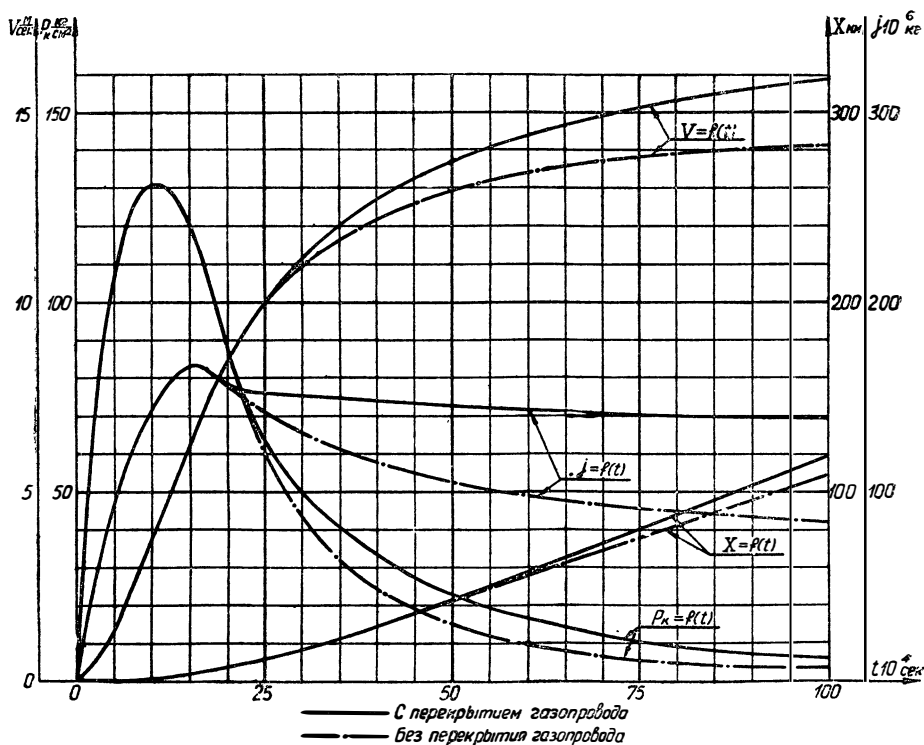


Фиг. 145. Диаграммы процесса в функции от времени при перекрытии газопровода для малого сечения газопровода.



Фиг. 146. Диаграммы процесса в функции от пути поршня при перекрытии газопровода для увеличенного сечения газопровода.

$W_0 = 6,15 \text{ см}^3$, $F_{k0} = 30,4 \text{ см}^2$, $Q_p = 0,617 \text{ кг}$ и $F_{г.п} = 4,5 \text{ см}^2$. Все остальные данные приняты теми же, что и в предыдущих расчетах. На тех же рисунках показаны пунктиром диаграммы рабочего процесса второго газоотводного устройства, отличающегося от первого только отсутствием перекрытия газопровода.



Фиг. 147. Диаграммы процесса в функции от времени при перекрытии газопровода для увеличенного сечения газопровода.

На фиг. 146 и 147 изображены диаграммы рабочего процесса газоотводного устройства с перекрытием газопровода, отличающегося от предыдущего варианта только увеличением в два раза площади наименьшего сечения газопровода; и там же пунктиром показаны диаграммы рабочего процесса газоотводного устройства при отсутствии перекрытия газопровода.

Расстояние между осью газопровода и начальным положением оси отверстия в поршне в рассмотренных выше газоотводных устройствах с перекрытием газопровода было принято равным 8 мм.

§ 38. ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ПРОЦЕССА В БОКОВОМ ГАЗОТВОДНОМ УСТРОЙСТВЕ СТАТИЧЕСКОГО ТИПА

1. Приближенный закон изменения давления в камере

Изложенный выше метод расчета рабочего процесса газоотводного двигателя, несмотря на свои преимущества, — точность и учет всех параметров, — является весьма сложным и громоздким. Для обычных практических расчетов, в которых требуется получение предварительных приближенных значений, необходимо иметь более простой, хотя и менее точный, метод расчета основных элементов работы газоотводного двигателя. В основу такого метода естественно положить какой-либо приближенный закон изменения давления в камере, который воспроизводил бы основной характер действительного закона изменения давления и который отражал бы влияние основных параметров на работу газоотводного двигателя.

В качестве такого приближенного закона изменения давления в камере примем следующую зависимость:

$$p_k = p_{km} z e^{1-z}$$

или

$$p_k = p_{km} e z e^{-z}, \quad (596)$$

где p_{km} — максимальное давление в камере;

$$z = \frac{t}{t_m};$$

t — текущее время, отсчитываемое от начала поступления газа в камеру;

t_m — время, отвечающее максимальному давлению.

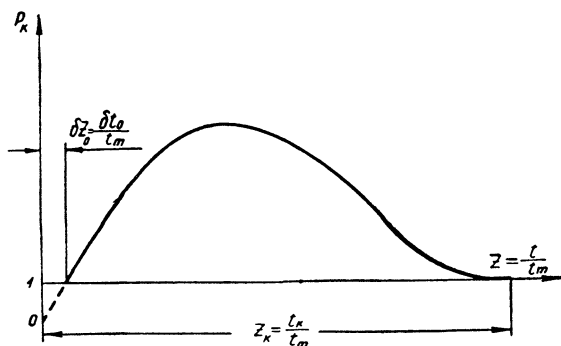
Формула (596) представляет собой зависимость, в свое время предложенную Валье для закона изменения давления в канале оружия. Во внутренней баллистике эта формула в дальнейшем усовершенствовалась и усложнялась, в результате чего она получила вид

$$p = p_m z^{\beta} e^{\beta(1-z)}. \quad (597)$$

Тот факт, что предложенные Валье зависимости (596) и (597) не удержались в практике баллистических расчетов, не может лишить возможности применения этих формул в интересующем нас случае. Зависимость (596) дает закон изменения давления в камере, воспроизводящий основные черты закона изменения давления, получаемого при помощи точного метода. Как будет установлено ниже, посредством параметров этого закона — p_{km} и t_m — можно с достаточной для практики полнотой отразить влияние изменения параметров двигателя на его работу. В то же время

этот закон позволяет построить очень простой метод расчета основных элементов работы газоотводного двигателя.

Некоторым недостатком закона (596), не имеющим практического значения, является то, что небольшой начальный участок этой зависимости не имеет физического смысла, а именно, по уравнению (596) для первых моментов процесса значения p_k могут быть меньше единицы, в то время как по физическому смыслу давление в камере должно быть или равно или больше 1 кг/см^2 . Но отрезок времени, в течение которого уравнение (596) не имеет смысла, пренебрежимо мал, а поэтому, без какой-либо



Фиг. 148. График приближенного закона изменения давления в камере.

заметной погрешности, можно начало кривой $p_k = f(z)$, выражаемой уравнением (596), считать совпадающим с точкой $p_k = 1$ и $z = 0$. Докажем это допущение.

Из уравнения (596) при $p_k = 1 \text{ кг/см}^2$ имеем (фиг. 148)

$$1 = p_{km} e^{\delta z_0} e^{-\delta z_0} \approx p_{km} e^{\delta z_0},$$

откуда

$$\delta z_0 = \frac{1}{p_{km} e}. \quad (598)$$

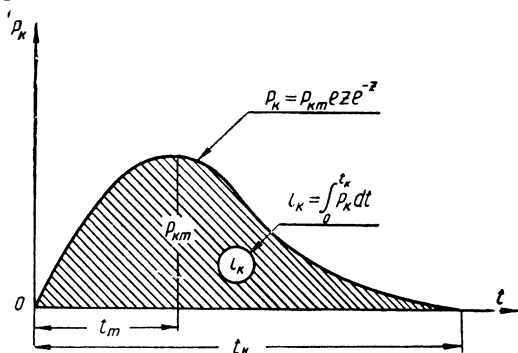
Так как максимальное давление в камере обычно превышает 75 кг/см^2 , то из уравнения (598) получаем, что $\delta z_0 < 0,005$. Имея в виду, что относительная продолжительность процесса

$$z_k = \frac{t_k}{t_m} = 7 \div 10,$$

нетрудно установить нецелесообразность какого-либо учета отрезка δz_0 . Поэтому в дальнейшем во всех расчетах, базирующихся на уравнении (596), будет приниматься, что при изменении времени от 0 до t_k давление соответственно изменяется от $p_{k0} = 1 \text{ кг/см}^2$ до $p_{kk} = 1 \text{ кг/см}^2$.

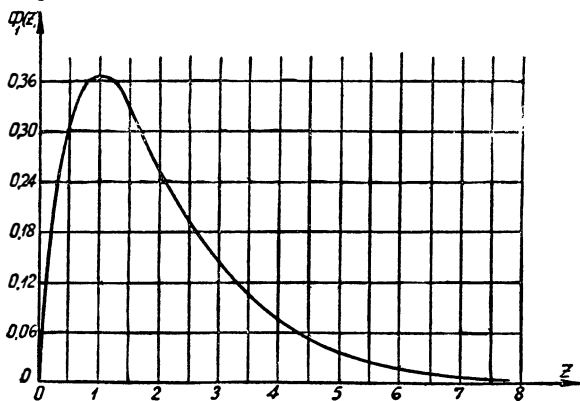
Закон $p_k = f(t)$ определяет собой значение следующих четырех величин (фиг. 149):

- удельного импульса двигателя — l_k ;
- максимального давления — p_{km} ;
- времени, отвечающего максимальному давлению, — t_m ;
- полной продолжительности действия газа на поршень — t_k .



Фиг. 149. Основные параметры приближенного закона изменения давления в камере.

В свою очередь выбор значений указанных параметров определяет размеры кривой $p_k = f(t)$.



Фиг. 150. График вспомогательной функции $\Phi_1(z)$.

Для удобства определения значений давления в различные моменты времени введем вспомогательную функцию

$$\Phi_1(z) = ze^{-z}. \quad (599)$$

Соответственно уравнению (599) для p_k имеем

$$p_k = p_{km} e \Phi_1(z). \quad (596a)$$

Значения функции $\Phi_1(z)$ приведены в табл. 44, график $\Phi_1(z)$ построен на фиг. 150.

Таблица 44

Значения $\Phi_1(z) = ze^{-z}$

z	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
0	0,000	0,095	0,170	0,228	0,268	0,303	0,330	0,347	0,360	0,366
1	0,368	0,366	0,362	0,354	0,344	0,334	0,323	0,311	0,298	0,284
2	0,271	0,258	0,244	0,230	0,217	0,204	0,192	0,181	0,170	0,159
3	0,150	0,140	0,131	0,122	0,113	0,104	0,097	0,091	0,085	0,079
4	0,073	0,068	0,063	0,058	0,054	0,050	0,046	0,043	0,040	0,036
5	0,033	0,031	0,029	0,027	0,025	0,023	0,021	0,019	0,018	0,016
6	0,015	0,014	0,013	0,011	0,011	0,010	0,009	0,008	0,007	0,006
7	0,006	0,005	0,005	0,004	0,004	0,004	0,003	0,003	0,003	0,003

2. Приближенное выражение для скорости поршня

По основному закону динамики применительно к движению поршня газоотводного устройства имеем

$$M_n \frac{dV}{dt} = (p_k - 1) s_n - R$$

или

$$M_n \frac{dV}{dt} = p_k s_n - (R + s_n). \quad (600)$$

Так как в период действия давления газа на поршень все остальные силы, приложенные к поршню, оказывают незначительное влияние на его движение, то для упрощения выводов и конечных зависимостей эти силы учитывать не будем. Учет же влияния этих сил на скорость и путь поршня можно всегда произвести при помощи соответствующих поправочных формул, причем при внесении поправок необходимо к равнодействующей сил сопротивления R прибавить величину s_n , которая выражает силу сопротивления от противодавления атмосферы.

Подставляя в уравнение (600) значение p_k из формулы (596) и не учитывая член $R + s_n$, получим

$$dV = \frac{s_n p_{km} e}{M_n} ze^{-z} dt$$

или

$$dV = \frac{s_{\text{н}} p_{\text{км}} e^{\lambda t_m}}{M_{\text{п}}} z e^{-z} dz.$$

Интегрируя последнее уравнение в пределах от начала движения поршня до некоторого промежуточного момента, будем иметь

$$V - V_0 = \frac{s_{\text{н}} p_{\text{км}} e^{\lambda t_m}}{M_{\text{п}}} \int_0^z z e^{-z} dz;$$

$$V = V_0 + B \Phi_2(z), \tag{601}$$

где

$$\Phi_2(z) = \int_0^z z e^{-z} dz = 1 - (1+z) e^{-z}; \tag{602}$$

$$B = \frac{s_{\text{н}} p_{\text{км}} e^{\lambda t_m}}{M_{\text{п}}} = \frac{s_{\text{н}} p_{\text{км}} e^{\lambda t_m} g}{Q_{\text{п}}}. \tag{603}$$

Так как начальная скорость поршня V_0 , т. е. скорость поршня в момент начала поступления газа в камеру, в большинстве случаев может быть принята равной нулю, то формула для скорости поршня получает следующий, более простой и более удобный для расчетов, вид:

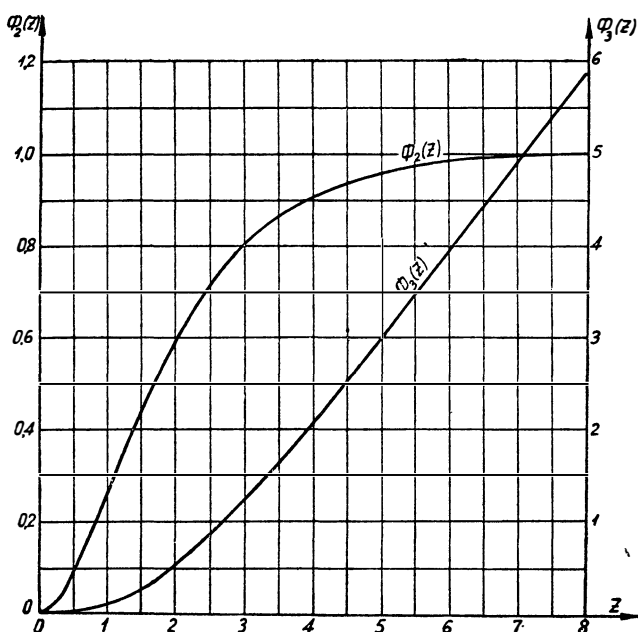
$$V = B \Phi_2(z). \tag{604}$$

Значения функции $\Phi_2(z)$ приведены в табл. 45, а график $\Phi_2(z)$ построен на фиг. 151.

Таблица 45

Значения $\Phi_2(z) = 1 - (1+z) e^{-z}$

z	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
0	0,000	0,004	0,017	0,037	0,066	0,094	0,121	0,155	0,190	0,230
1	0,264	0,300	0,339	0,374	0,408	0,443	0,474	0,507	0,537	0,567
2	0,594	0,620	0,645	0,670	0,691	0,713	0,733	0,751	0,769	0,786
3	0,800	0,815	0,828	0,841	0,853	0,864	0,874	0,884	0,893	0,900
4	0,909	0,915	0,922	0,928	0,934	0,939	0,944	0,948	0,952	0,956
5	0,960	0,963	0,966	0,968	0,971	0,973	0,975	0,978	0,980	0,981
6	0,933	0,984	0,986	0,987	0,988	0,989	0,990	0,990	0,991	0,992
7	0,993	0,993	0,994	0,994	0,995	0,995	0,995	0,996	0,996	0,997

Фиг. 151. Графики вспомогательных функций $\Phi_2(z)$ и $\Phi_3(z)$.

3. Приближенное выражение для пути поршня

Из уравнения (601) имеем:

$$\frac{dx}{dt} = V_0 + B[1 - (1+z)e^{-z}].$$

Интегрируя это уравнение, получим

$$x - x_0 = V_0 \int_0^t dt + Bt_m \int_0^z [1 - (1+z)e^{-z}] dz,$$

или

$$x = x_0 + V_0 t + Bt_m \Phi_3(z), \quad (605)$$

где

$$\Phi_3(z) = \int_0^z [1 - (1+z)e^{-z}] dz = (z-2) + (z+2)e^{-z}. \quad (606)$$

Принимая $V_0 = 0$ и $x_0 = 0$, получаем следующую простую зависимость для определения пути поршня:

$$x = Bt_m \Phi_3(z). \quad (607)$$

Значения функции $\Phi_3(z)$ даны в табл. 46, а график этой функции изображен на фиг. 151.

Таблица 46

Значения $\Phi_3(z) = (z-2) + (z+2)e^{-z}$

z	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,06	0,08
1	0,10	0,13	0,16	0,20	0,24	0,28	0,33	0,38	0,43	0,48
2	0,54	0,60	0,67	0,73	0,80	0,87	0,94	1,02	1,10	1,17
3	1,25	1,33	1,41	1,50	1,58	1,67	1,75	1,84	1,93	2,02
4	2,11	2,20	2,29	2,38	2,48	2,57	2,67	2,76	2,86	2,95
5	3,05	3,14	3,24	3,34	3,43	3,53	3,63	3,73	3,82	3,92
6	4,02	4,12	4,22	4,32	4,41	4,51	4,61	4,71	4,81	4,91
7	5,01	5,11	5,21	5,31	5,41	5,51	5,60	5,70	5,80	5,90

Совокупность формул (596а), (606) и (607) позволяет легко и просто решать ряд задач по определению элементов движения поршня газоотводного двигателя.

4. Приближенное выражение для удельного импульса двигателя

По уравнению (596) имеем

$$i_k = \int_0^{t_k} p_k dt = \int_0^{t_k} p_{km} e z e^{-z} dt;$$

$$i_k = p_{km} e t_m \int_0^{z_k} z e^{-z} dz;$$

$$i_k = p_{km} e t_m \left[1 - \frac{1+z_k}{e^{z_k}} \right]. \quad (608).$$

Так как обычно $z_k = \frac{t_k}{t_m} = 7 \div 10$, то второй член в скобках является пренебрежимо малой величиной в сравнении с единицей. Поэтому с достаточной для практики точностью можем принять

$$i_k = p_{km} e t_m. \quad (609)$$

5. Выражение для времени импульса двигателя

Подставив значение p_{km} из уравнения (609) в уравнение (596), получим

$$p_k = \frac{i_k}{t_m} z e^{-z}.$$

После умножения обеих частей этого равенства на t будем иметь

$$p_k t = i_k z^2 e^{-z}$$

или

$$p_k t = i_k \Phi_4(z), \quad (610)$$

где

$$\Phi_4(z) = z^2 e^{-z}. \quad (611)$$

Полагая в уравнении (610) $t = t_k$ и соответственно $p_k = 1 \text{ кг/см}^2$, имеем

$$t_k = i_k \Phi_4(z_k), \quad (612)$$

где

$$z_k = \frac{t_k}{t_m}.$$

Значения функции $\Phi_4(z)$ приведены в табл. 47.

Таблица 47

Значения $\Phi_4(z) = z^2 e^{-z}$

z	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
5	0,1670	0,1570	0,1475	0,1382	0,1300	0,1220	0,1145	0,1075	0,1006	0,0944
6	0,0885	0,0829	0,0776	0,0726	0,0678	0,0630	0,0585	0,0545	0,0510	0,0477
7	0,0447	0,0417	0,0388	0,0360	0,0333	0,0310	0,0289	0,0270	0,0251	0,0233
8	0,0217	0,0202	0,0188	0,0174	0,0161	0,0150	0,0139	0,0128	0,0117	0,0108
9	0,0100	0,0092	0,0085	0,0079	0,0073	0,0068	0,0063	0,0058	0,0053	0,0048

6. Определение элементов приближенного закона изменения давления в камере

Как уже отмечалось выше, зависимость $p_k = f(t)$ определяет собой значение величин p_{km} , t_m , i_k и t_k . С другой стороны, чтобы получить определенную закономерность кривой $p_k = f(t)$, необходимо задать или выбрать какие-то значения этих величин.

Так как в принятом нами уравнении (596) зависимость между p_k и t может количественно изменяться только при помощи двух параметров p_{km} и t_m , то из имеющихся у нас четырех основных элементов приближенного закона изменения давления в камере задаваться можно только двумя элементами, а два других будут функциями первых. Причем, хотя в уравнение (596) входят только параметры p_{km} и t_m , но это не означает, что заданными должны быть именно эти параметры.

Рассмотрим различные случаи определения основных элементов приближенного закона.

Первый случай — заданы p_{km} и t_m .

Так как выбором уравнения (596) общая закономерность $p_k = f(t)$ предопределена, то назначением двух параметров p_{km} и t_m этого уравнения размеры кривой $p_k = f(t)$ вполне определяются и, следовательно, определяются значения величины i_k и t_k . Ввиду этого независимого назначения величин i_k и t_k быть не может.

При заданных p_{km} и t_m определение i_k производится по уравнению (609)

$$i_k = p_{km} e t_m.$$

Определение продолжительности действия газа на поршень (времени импульса двигателя) производится по уравнению (596a), полагая в нем $p_k = 1$ кг/см², т. е.

$$1 = p_{km} e \Phi_1(z_k),$$

откуда

$$\Phi_1(z_k) = \frac{1}{p_{km} e}. \quad (613)$$

Определяя из уравнения (613) $\Phi_1(z_k)$, из табл. 44 находим z_k , а затем

$$t_k = z_k t_m.$$

Значения p_{km} и t_m , которые в рассматриваемом случае считаются заданными, в свою очередь должны быть найдены независимо от принятого приближенного закона изменения давления в камере. Для нахождения p_{km} и t_m имеются два пути. Первый путь — определение p_{km} и t_m опытным путем непосредственно на газоотводном двигателе. Второй путь — определение p_{km} и t_m при помощи точного расчета рабочего процесса. В последнем случае расчет рабочего процесса может выполняться неполностью, а лишь до момента максимального давления.

Второй случай — заданы p_{km} и i_k .

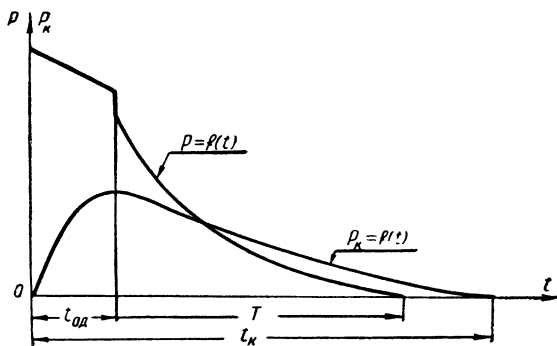
Значение t_m находим из уравнения (609)

$$t_m = \frac{i_k}{p_{km} e}.$$

Значение t_k , как и в предыдущем случае, определяем по уравнению (613).

Методика определения в рассматриваемом случае величины i_k указана в конце настоящего параграфа.

Третий случай — заданы p_{km} и t_k .



Фиг. 152. Соотношение давлений в канале оружия и в камере бокового газоотводного устройства.

Из уравнения (613) по заданному p_{km} определяем $\Phi_1(z_k)$, а затем из габл. 44 находим z_k . По известному z_k имеем

$$t_m = \frac{t_k}{z_k}.$$

Зная p_{km} и t_m , определяем i_k по уравнению (609)

$$i_k = p_{km} e t_m.$$

Заданная в этом случае исходная величина t_k может быть найдена по следующей приближенной ориентировочной зависимости:

$$t_k = a_k (t_{0д} + T), \quad (614)$$

где коэффициент $a_k = 1,0 \div 1,2$.

Как показывают расчеты рабочего процесса газоотводного двигателя, действие газа в камере как правило заканчивается позже конца периода последствия в канале ствола (фиг. 152). Учитывая, что эффект действия газа на поршень после окончания периода последствия является незначительным, можно без большой погрешности принять

$$t_k = t_{0д} + T. \quad (614a)$$

Четвертый случай — заданы t_m и i_k .
Из уравнения (609) находим

$$p_{km} = \frac{i_k}{e t_m}.$$

По известному p_{km} определяем из уравнения (613) $\Phi_1(z_k)$ и из табл. 44 находим z_k . По известному z_k имеем

$$t_k = z_k t_m.$$

Пятый случай — заданы t_m и t_k .

По заданным t_k и t_m находим $z_k = \frac{t_k}{t_m}$ и затем по z_k находим $\Phi_1(z_k)$, пользуясь табл. 44. По найденному $\Phi_1(z_k)$ из уравнения (613) определяем

$$p_{km} = \frac{1}{e \Phi_1(z_k)}.$$

По заданному t_m и найденному p_{km} по уравнению (609) определяем i_k .

Шестой случай — заданы i_k и t_k .

По заданным i_k и t_k из уравнения (612) находим $\Phi_4(z_k)$

$$\Phi_4(z_k) = \frac{t_k}{i_k}.$$

По найденному значению $\Phi_4(z_k)$ из табл. 47 находим z_k , а затем $t_m = \frac{t_k}{z_k}$. После нахождения t_m из уравнения (609) определяем p_{km} .

7. Методика определения удельного импульса бокового газоотводного устройства статического типа

Как было показано выше, при расчете процесса в камере бокового газоотводного двигателя автоматики статического типа очень удобной характеристикой работы этого двигателя является его удельный импульс.

$$i_k = \int_0^{t_k} p_k dt. \quad (615)$$

Для сравнительной оценки эффективности работы боковых газоотводных двигателей автоматики статического типа целесообразно ввести величину, аналогичную коэффициенту полезного действия обычного теплового двигателя. Применению к газоотводному двигателю понятия к. п. д., как отношения работы, полученной от двигателя, к энергии, подведенной к двигателю, не представляется возможным. В отличие от обычных тепловых

двигателей работа газоотводного двигателя зависит не только от термических факторов, но и от таких факторов, как вес поршня, утечка газа, различный приток газа в зависимости от различного сочетания элементов двигателя. Основная сложность в применении обычного понятия к. п. д. заключается в трудности определения количества тепловой энергии, подведенной к двигателю.

В связи с изложенным является более удобным ввести в качестве сравнительной оценки эффективности работы двигателя следующую величину:

$$\eta_k = \frac{i_k}{i_r}, \quad (616)$$

где i_k — удельный импульс двигателя;

i_r — удельный импульс давления газа в канале оружия перед входом в газопровод, или подведенный удельный импульс.

Величину η_k будем называть относительным удельным импульсом двигателя.

В качестве одной из причин введения понятия относительного удельного импульса газоотводного двигателя можно указать на то, что эффективность бокового газоотводного двигателя определяется прежде всего импульсом давления в канале оружия и при прочих равных условиях импульс двигателя можно считать пропорциональным импульсу давления газа в канале оружия у входа в газопровод. Указанная зависимость импульса газоотводного двигателя от импульса давления в канале была впервые установлена А. А. Благоднравовым*.

Для определения i_r имеем (фиг. 153)

$$i_r = \int_0^{t_{0д}+r} p_r dt = \int_0^{t_{0д}} p_r dt + \int_0^r p_r dt$$

или

$$i_r = \frac{p_{г0} + p_{г.д}}{2} t_{0д} + \frac{p_{д.г}}{a}, \quad (617)$$

где $p_{г.д}$ — давление у газового отверстия в конце пиродинамического периода;

$p_{д.г}$ — то же в начале периода последействия.

$p_{г0}$ — то же в начале отвода газа.

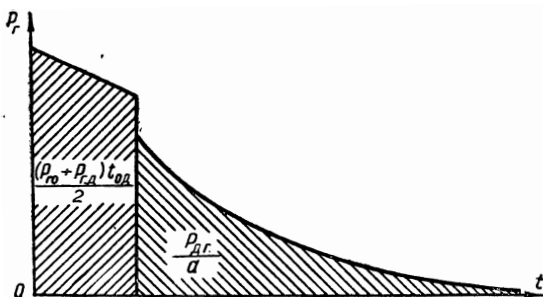
Выше было отмечено, что работа бокового газоотводного двигателя автоматики статического типа при заданном законе изменения p_r и u зависит от:

- а) площади наименьшего сечения газопровода s_0 ;
- б) площади поршня s_n ;

* А. А. Благоднравов, Исследование работы пулемета с отводом пороховых газов. Известия Арт. Академии, т. V, 1933, стр. 75—108.

- в) площади сечения зазора между цилиндром и поршнем ΔS_n ;
- г) начального объема камеры W_0 ;
- д) веса поршня Q_n ;
- е) начальной площади поверхности камеры $F_{к0}$;
- ж) площади поверхности газопровода $F_{г.п.}$.

Влияние всех указанных параметров на работу двигателя учитывается при точном расчете рабочего процесса. При необходимости упрощенного, приближенного, расчета работы двигателя учет всех перечисленных факторов представляется за-



Фиг. 153. Схема к определению удельного подведенного импульса.

труднительным. Поэтому для приближенного расчета необходимо разграничить указанные параметры двигателя на главные и второстепенные.

Как показывают точные расчеты, а также проведенные опыты, наибольшее влияние на импульс двигателя оказывают следующие параметры:

- а) площадь наименьшего сечения газопровода;
- б) площадь поршня;
- в) площадь сечения зазора между цилиндром и поршнем.

Далее существенное влияние на импульс двигателя оказывают вес поршня и начальный объем камеры.

Что касается начальной площади поверхности камеры, то хотя этот параметр и имеет заметное влияние на импульс двигателя, но это влияние можно в значительной степени объединить с влиянием начального объема камеры, так как при обычных формах газовой камеры между площадью поверхности и объемом камеры существует определенное постоянное соотношение. Последний параметр — площадь поверхности газопровода — является величиной очень мало изменяющейся в различных боковых газоотводных двигателях автоматики статического типа и в большинстве практических задач может считаться постоянным фактором.

Таким образом к числу основных параметров двигателя относятся площадь наименьшего сечения газопровода, площадь поршня, площадь сечения зазора между поршнем и цилиндром, вес поршня и начальный объем камеры.

Установленные выше характеристики работы бокового газоотводного двигателя — удельный импульс двигателя и относительный удельный импульс двигателя — являются функциями параметров двигателя. Нахождение табличных зависимостей характеристик работы двигателя от абсолютных значений параметров расчетным и экспериментальным путем представляет весьма значительные трудности, так как количество подобных зависимостей оказалось бы неопределенно большим. В целях получения обобщенных, универсальных, зависимостей характеристик работы газоотводного двигателя от его параметров введем следующие относительные параметры газоотводного устройства:

а) относительная площадь поршня — $\sigma_{\pi} = \frac{s_{\pi}}{s_0}$;

б) относительная площадь зазора — $\sigma_{\Delta} = \frac{\Delta s_{\pi}}{s_0}$;

в) относительный вес поршня — $\sigma_q = \frac{Q_{\pi}}{s_{\pi}}$;

г) относительный начальный объем камеры или приведенная длина камеры — $\sigma_0 = \frac{W_0}{s_0}$.

Из принятых нами двух характеристик работы газоотводного двигателя наибольший интерес представляет относительный удельный импульс двигателя, так как эта характеристика является универсальной и вследствие этого удобной для сравнительной оценки газоотводных двигателей и для выполнения приближенного расчета процесса в камере газоотводного устройства.

В табл. 48 приведены значения $\eta_{k0} = f(\sigma_{\pi}, \sigma_{\Delta})$ при $\sigma_0 = 0$ и $\sigma_q = 0,25 \text{ кг/см}^2$, полученные в результате ряда расчетов по точному методу. В табл. 49—51 приведены значения поправочных коэффициентов ν_0 , ν_q и ν_{q0} на влияние σ_0 и σ_q .

Таблица 48

Значения $\eta_{k0} = f(\sigma_{\pi}, \sigma_{\Delta})$ при $\sigma_q = 0,25 \text{ кг/см}^2$ и $\sigma_0 = 0$

$\sigma_{\pi} \backslash \sigma_{\Delta}$	0	0,25	0,50	0,75	1,00	1,50	2,00	2,50	3,00
0	1,000	0,803	0,685	0,598	0,526	0,411	0,327	0,260	0,213
10	0,960	0,813	0,703	0,616	0,545	0,430	0,345	0,278	0,228
20	0,905	0,804	0,713	0,633	0,562	0,448	0,363	0,296	0,244

		Продолжение								
σ_{Δ} \diagdown	σ_{Π}	0	0,25	0,50	0,75	1,00	1,50	2,00	2,50	3,00
30		0,855	0,777	0,705	0,637	0,576	0,465	0,380	0,313	0,260
40		0,805	0,744	0,687	0,631	0,577	0,479	0,395	0,327	0,275
50		0,761	0,709	0,660	0,614	0,567	0,485	0,407	0,342	0,288
60		0,720	0,676	0,632	0,591	0,551	0,477	0,413	0,353	0,300
70		0,681	0,641	0,603	0,565	0,532	0,465	0,408	0,357	0,309
80		0,644	0,609	0,574	0,542	0,511	0,451	0,400	0,353	0,313
90		0,610	0,578	0,544	0,517	0,488	0,435	0,388	0,346	0,310
100		0,579	0,549	0,520	0,494	0,468	0,419	0,376	0,338	0,303
125		0,510	0,487	0,463	0,441	0,420	0,382	0,346	0,313	0,283
150		0,455	0,436	0,416	0,399	0,381	0,350	0,320	0,291	0,265
175		0,409	0,394	0,378	0,362	0,348	0,322	0,297	0,272	0,250
200		0,371	0,358	0,344	0,331	0,319	0,298	0,276	0,256	0,237
225		0,340	0,329	0,317	0,306	0,296	0,277	0,259	0,241	0,226
250		0,314	0,303	0,294	0,284	0,275	0,258	0,243	0,229	0,218

Таблица 49

Значения поправочного коэффициента ν_0 на влияние σ_0 при различных σ_{Π}

σ_0 , см \diagdown	σ_{Π}	0	50	100	150	200	250	300
0		1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
50		0,85	0,88	0,90	0,92	0,94	0,96	0,98
100		0,74	0,78	0,82	0,86	0,90	0,93	0,96
150		0,66	0,71	0,76	0,81	0,86	0,90	0,94
200		0,60	0,66	0,71	0,77	0,82	0,87	0,92
250		0,55	0,61	0,67	0,73	0,79	0,85	0,90
300		0,50	0,57	0,63	0,70	0,76	0,83	0,89

Таблица 50

Значения поправочного коэффициента ν_q на влияние σ_q при различных σ_{II}

$\sigma_q, \text{кг/см}^2$ \diagdown σ_{II}	0	50	100	150	200	250
0,10	0,85	0,64	0,55	0,52	0,51	0,50
0,15	0,92	0,82	0,76	0,73	0,72	0,71
0,20	0,97	0,92	0,91	0,90	0,89	0,88
0,25	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,30	1,02	1,04	1,06	1,08	1,10	1,12
0,35	1,03	1,07	1,11	1,16	1,20	1,23
0,40	1,04	1,11	1,17	1,23	1,29	1,35
0,45	1,05	1,13	1,21	1,29	1,37	1,45
0,50	1,06	1,18	1,29	1,39	1,48	1,55
0,60	1,07	1,20	1,35	1,48	1,60	1,72
0,70	1,08	1,23	1,43	1,58	1,73	1,86

Таблица 51

Значения дополнительного поправочного коэффициента ν_{q0} на влияние σ_q при различных σ_0

$\sigma_q, \text{кг/см}^2$ \diagdown $\sigma_0, \text{см}$	0	50	100	150	200
0,10	1,00	1,09	1,15	1,16	1,16
0,15	1,00	1,05	1,08	1,09	1,09
0,20	1,00	1,02	1,04	1,05	1,05
0,25	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,30	1,00	0,99	0,96	0,96	0,96
0,40	1,00	0,95	0,93	0,93	0,93
0,50	1,00	0,94	0,93	0,93	0,93
0,60	1,00	0,94	0,93	0,93	0,93

8. Пример приближенного расчета элементов процесса бокового газоотводного двигателя статического типа

Исходные данные

- Диаметр поршня $d_n=20$ мм
- Наименьший диаметр газопровода $d_0=2$ мм
- Диаметральный зазор $\Delta d_n=0,2$ мм
- Начальный объем камеры $W_0=1,57$ см³
- Подведенный удельный импульс $i_r=0,66$ кг сек/см²
- Время движения снаряда от газопровода до дульного отверстия $t_{0д}=0,0005$ сек.
- Время периода последствия $T=0,007$ сек.
- Вес поршня $Q_n=0,94$ кг.

А. Определение относительных параметров

1) Относительная площадь поршня

$$\sigma_n = \frac{s_n}{s_0} = \left(\frac{d_n}{d_0}\right)^2 = \left(\frac{20}{2}\right)^2 = 100.$$

2) Относительный зазор

$$\sigma_\Delta = \frac{\Delta s_n}{s_0} = \frac{\frac{1}{2} \pi d_n \Delta d_n}{\frac{\pi}{4} d_0^2} = 2 \left(\frac{d_n}{d_0}\right)^2 \frac{\Delta d_n}{d_n};$$

$$\sigma_\Delta = 2\sigma_n \frac{\Delta d_n}{d_n} = 2 \cdot 100 \frac{0,2}{20} = 2,0.$$

3) Приведенная длина камеры

$$\sigma_0 = \frac{W_0}{s_0} = \frac{1,57}{0,785 \cdot 0,20^2} = 50 \text{ см.}$$

4) Относительный вес поршня

$$\sigma_q = \frac{Q_n}{s_n} = \frac{0,94}{0,785 \cdot 2^2} = 0,30 \text{ кг/см}^2.$$

Б. Определение относительного удельного импульса двигателя

Полагая временно $\sigma_q = 0,25 \text{ кг/см}^2$ и $\sigma_0 = 0$, из табл. 48 по заданным значениям σ_n и σ_Δ находим значение η_{k0} . При $\sigma_n = 100$ и $\sigma_\Delta = 2$ имеем

$$\eta_{k0} = 0,376.$$

Так как в заданном двигателе приведенная длина камеры не равна нулю, то из табл. 49 находим поправочный коэффициент

на влияние приведенной длины камеры. При $\sigma_0 = 50$ см и при $\sigma_n = 100$ из табл. 49 имеем

$$\nu_0 = 0,90.$$

Поправку к η_{k0} на влияние относительного веса поршня при заданном значении σ_n найдем из табл. 50. При $\sigma_q = 0,30$ кг/см² и $\sigma_n = 100$ имеем

$$\nu_q = 1,06.$$

Так как влияние относительного веса поршня сказывается различно не только при различных σ_n , но также и при различных значениях приведенной длины камеры, то необходимо введение дополнительной поправки к η_{k0} на указанный фактор. При $\sigma_q = 0,30$ кг/см² и $\sigma_0 = 50$ из табл. 51 имеем

$$\nu_{q0} = 0,99.$$

Окончательное значение относительного удельного импульса для заданного двигателя будет

$$\eta_k = \nu_0 \nu_q \nu_{q0} \eta_{k0} = 0,90 \cdot 1,06 \cdot 0,99 \cdot 0,376 = 0,356.$$

В. Определение удельного импульса двигателя

Так как в нашем примере значение подведенного удельного импульса задано, то сразу определяем удельный импульс газотводного двигателя

$$i_k = \eta_k i_{\Gamma} = 0,356 \cdot 0,66 = 0,235 \text{ кг сек/см}^2.$$

Г. Определение времени импульса двигателя

Так как в данном примере время движения снаряда от газопровода до дульного отверстия и время последствия заданы, то время импульса двигателя t_k определяем по зависимости

$$t_k = a_k (t_{0л} + T).$$

Приняв $a_k = 1,2$, получим

$$t_k = 1,2(0,0005 + 0,0070) = 0,009 \text{ сек.}$$

Д. Определение параметров p_{km} и t_m

По имеющимся значениям i_k и t_k из уравнения (612) находим значение функции $\Phi_4(z_k)$

$$\Phi_4(z_k) = \frac{t_k}{i_k} = \frac{0,009}{0,235} = 0,0383.$$

По найденному значению $\Phi_4(z_k)$ из табл. 47 определяем z_k .

z_k	7,20	7,22	7,30
$\Phi_4(z_k)$	0,0388	0,0383	0,0360

Интерполированием получаем

$$z_k = 7,22.$$

Так как

$$z_k = \frac{t_k}{t_m},$$

то

$$t_m = \frac{t_k}{z_k} = \frac{0,009}{7,22} = 0,00125 \text{ сек.}$$

Для определения p_{km} из уравнения (609) имеем .

$$p_{km} = \frac{i_k}{et_m} = \frac{0,235}{2,72 \cdot 0,00125} = 69 \text{ кг/см}^2.$$

Е. Расчет элементов движения поршня

После выполнения всех предыдущих расчетов можно вычислить значения и построить кривые

$$p_k = f_1(t); V = f_2(t) \text{ и } x = f_3(t),$$

а также кривые

$$p_k = \varphi_1(x) \text{ и } V = \varphi_2(x).$$

С методической стороны эти вычисления не представляют интереса. Вместо них рассмотрим решение следующей задачи, часто встречающееся в расчетах автоматики,— определим время, давление и скорость в момент открытия затвора, если путь поршня до этого момента равен 10 мм.

Р е ш е н и е

1) Определяем коэффициент B

$$B = \frac{s_{\text{п}} p_{km} e t_m g}{Q_{\text{п}}} = \frac{3,14 \cdot 69 \cdot 2,72 \cdot 0,00125 \cdot 981}{0,94} = 769.$$

2) Из уравнения (607) определяем значение функции $\Phi_3(z_{10})$

$$\Phi_3(z_{10}) = \frac{x_{10}}{B t_m} = \frac{1}{769 \cdot 0,00125} = 1,04.$$

3) Из табл. 46 по значению $\Phi_3(z_{10})$ находим z_{10}

z	2,70	2,725	2,80
$\Phi_3(z)$	1,02	1,04	1,10

Интерполированием получаем

$$z_{10} = 2,725.$$

4) По найденному значению z_{10} определяем время t_{10} .

$$t_{10} = z_{10} \cdot t_n = 2,725 \cdot 0,00125 = 0,00341 \text{ сек.}$$

5) По найденному значению z_{10} из табл. 44 и 45 определяем значение функций $\Phi_1(z_{10})$ и $\Phi_2(z_{10})$.

z	2,70	2,725	2,80
$\Phi_1(z)$	0,181	0,178	0,170

z	2,70	2,725	2,80
$\Phi_2(z)$	0,751	0,756	0,769

Интерполированием получаем

$$\Phi_1(z_{10}) = 0,178;$$

$$\Phi_2(z_{10}) = 0,756.$$

6) По найденным значениям $\Phi_1(z_{10})$ и $\Phi_2(z_{10})$ из уравнений (596) и (604) определяем

$$p_{k10} = p_{km} e^{\Phi_1(z_{10})} = 69 \cdot 2,72 \cdot 0,178 = 33,4 \text{ кг/см}^2;$$

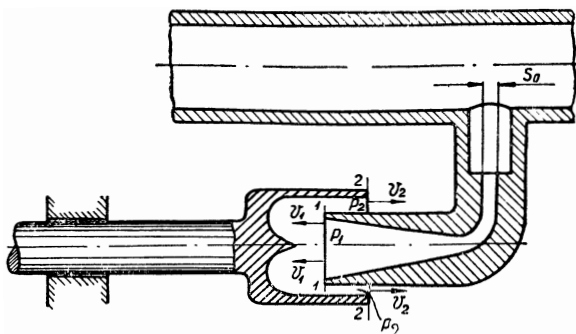
$$V_{10} = B \Phi_2(z_{10}) = 769 \cdot 0,756 = 582 \text{ см/сек} = 5,82 \text{ м/сек.}$$

§ 39. БОКОВЫЕ ГАЗОТВОДНЫЕ УСТРОЙСТВА ДИНАМИЧЕСКОГО ТИПА

1. Предварительные замечания

В широко известных образцах автоматического оружия, имеющих движущие механизмы газоотводного типа, не встречаются боковые газоотводные устройства чисто динамического типа, но попытки применения подобного типа газоотводных

устройств имелись. Однако несмотря на редкие случаи применения боковых газоотводных устройств динамического типа их рассмотрение представляет не только теоретический интерес. Исследование процесса, протекающего в боковых газоотводных устройствах динамического типа, во-первых, позволяет выявить предельные возможности газоотводного устройства этого типа, а во-вторых, является промежуточным этапом для перехода к исследованию боковых газоотводных устройств динамо-статического типа.



Фиг. 154. Конструктивная схема бокового газоотводного устройства динамического типа.

Схема бокового газоотводного устройства, в котором может быть обеспечен динамический характер воздействия порохового газа на подвижное звено, изображена на фиг. 154.

2. Определение давления и скорости газа при выходе из бокового насадка

Введем обозначения:

s_0 — площадь наименьшего сечения газоотводного канала;

s_1 — площадь выходного отверстия насадка;

s_2 — площадь выходного отверстия полости подвижного звена;

p_1, w_1, v_1 — давление, удельный объем и скорость газа в выходном отверстии насадка;

p_2, w_2, v_2 — давление, удельный объем и скорость газа в выходном отверстии полости подвижного звена;

p_r — давление в канале оружия у входа в газопровод.

Из условия неразрывности для установившегося течения газа, полагая истечение критическим, имеем

$$\frac{\mu_0 s_0 v_{кр}}{w_{кр}} = \frac{\mu_1 s_1 v_1}{w_1}. \quad (a)$$

Так как

$$\frac{w_{кр}}{w_1} = \left(\frac{p_1}{p_{кр}} \right)^{\frac{1}{k}};$$

$$v_1 = \sqrt{v_{кр}^2 + 2g \frac{k}{k-1} p_{кр} w_{кр} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_{кр}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]};$$

$$v_{кр} = \sqrt{g k p_{кр} w_{кр}},$$

то после соответствующих подстановок в уравнение (а) и преобразований получим

$$\frac{\mu_0 s_0}{\mu_1 s_1} = \left(\frac{p_1}{p_{кр}} \right)^{\frac{1}{k}} \sqrt{1 + \frac{2}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_{кр}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]},$$

откуда

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{x_1^{\frac{1}{k}} \sqrt{1 + \frac{2}{k-1} \left(1 - x_1^{\frac{k-1}{k}} \right)}}, \quad (449a)$$

где

$$\varepsilon_1 = \frac{\mu_1 s_1}{\mu_0 s_0}; \quad x_1 = \frac{p_1}{p_{кр}}.$$

Как видим, определение $x_1 = \frac{p_1}{p_{кр}}$ может быть произведено при помощи табл. 31 по заданной степени расширения ε_1 . Так как $p_{кр} = \beta_k p_r$, то после нахождения x_1 имеем

$$p_1 = x_1 p_{кр}$$

или

$$p_1 = \beta_k x_1 p_r. \quad (618)$$

Для скорости v_1 из уравнения (а) получаем

$$v_1 = \frac{\mu_0 s_0}{\mu_1 s_1} \frac{w_1}{w_{кр}} v_{кр} = \frac{\mu_0 s_0}{\mu_1 s_1} \left(\frac{p_{кр}}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} v_{кр}$$

или

$$v_1 = \frac{v_{кр}}{\varepsilon_1 x_1^{\frac{1}{k}}} = N v_{кр}. \quad (447a)$$

3. Определение давления и скорости газа при выходе из полости подвижного звена

Значение $x_2 = \frac{p_2}{p_{кр}}$ находим аналогично значению x_1 из табл. 31 по заданному значению $\varepsilon_2 = \frac{\mu_2 s_2}{\mu_0 s_0}$. После нахождения x_2 определяем давление p_2

$$p_2 = x_2 p_{кр}.$$

Скорость v_2 находится аналогично скорости v_1

$$v_2 = \frac{1}{\varepsilon_2 x_2^k} v_{кр}.$$

4. Выражение для движущего усилия

Применяя к массе газа, заключенного в полости поршня, закон количества движения, будем иметь

$$(p_1 s_1 + p_2 s_2 - P) dt = -v_2 dm - v_1 dm, \quad (a)$$

где P — сила, приложенная со стороны поверхности поршня к рассматриваемой массе газа, численно равная движущему усилию, приложенному к поршню.

Из уравнения (a) имеем

$$P = v_2 \frac{G}{g} + v_1 \frac{G}{g} + p_1 s_1 + p_2 s_2. \quad (b)$$

Подставляя в уравнение (b) значения v_1 , v_2 , p_1 и p_2 , а также значение секундного расхода

$$G = \frac{\mu_0 s_0 v_{кр}}{w_{кр}},$$

получим

$$P = \frac{v_{кр}}{\varepsilon_2 x_2^k} \frac{\mu_0 s_0 v_{кр}}{g w_{кр}} + \frac{v_{кр} \mu_0 s_0 v_{кр}}{\varepsilon_1 x_1^k g w_{кр}} + x_1 p_{кр} s_1 + x_2 p_{кр} s_2;$$

$$P = \frac{\mu_0 s_0 k p_{кр}}{\varepsilon_2 x_2^k} + \frac{\mu_0 s_0 k p_{кр}}{\varepsilon_1 x_1^k} + s_1 x_1 p_{кр} + s_2 x_2 p_{кр};$$

$$P = \mu_0 s_0 p_{кр} \left[\frac{k}{\varepsilon_2 x_2^k} + \frac{k}{\varepsilon_1 x_1^k} + \frac{s_1 x_1}{\mu_0 s_0} + \frac{s_2 x_2}{\mu_0 s_0} \right]$$

или окончательно

$$P = B_k S_0 p_{г}, \quad (619)$$

где

$$B_k = \mu_0 \beta_k \left[\frac{k}{\varepsilon_2 x_2^k} + \frac{k}{\varepsilon_1 x_1^k} + \frac{s_1 x_1 + s_2 x_2}{\mu_0 S_0} \right]. \quad (620)$$

5. Определение скорости и пути поршня в пиродинамический период

По основному закону динамики имеем

$$M_{п} \frac{dV}{dt} = P.$$

Подставляя в это уравнение значение P из уравнения (620) и имея в виду, что

$$p_{г} = p_{г0} - \frac{p_{г0} - p_{г.д}}{t_{0д}} t,$$

получим

$$dV = \frac{B_k S_0}{M_{п}} \left[p_{г0} - \frac{p_{г0} - p_{г.д}}{t_{0д}} t \right] dt$$

и после интегрирования

$$V = \frac{B_k S_0 p_{г0}}{M_{п}} t - \frac{1}{2} \frac{B_k S_0}{M_{п}} \frac{p_{г0} - p_{г.д}}{t_{0д}} t^2. \quad (621)$$

Для пути поршня из уравнения (621) будем иметь

$$dx = \frac{B_k S_0 p_{г0}}{M_{п}} t dt - \frac{1}{2} \frac{B_k S_0}{M_{п}} \frac{p_{г0} - p_{г.д}}{t_{0д}} t^2 dt$$

и после интегрирования

$$x = \frac{1}{2} \frac{B_k S_0 p_{г0}}{M_{п}} t^2 - \frac{1}{6} \frac{B_k S_0}{M_{п}} \frac{p_{г0} - p_{г.д}}{t_{0д}} t^3. \quad (622)$$

Для конца пиродинамического периода, т. е. для дульного момента, получим

$$V_{д} = \frac{B_k S_0}{M} \frac{p_{г0} + p_{г.д}}{2} t_{0д}; \quad (623)$$

$$x_{д} = \frac{B_k S_0}{M_{п}} \frac{2p_{г0} + p_{г.д}}{6} t_{0д}^2. \quad (624)$$

6. Определение скорости и пути поршня в период последействия

Подставляя в уравнение движения поршня

$$M_{\text{п}} \frac{dV}{dt} = B_k s_0 p_{\Gamma}$$

зависимость p_{Γ} от времени для периода последействия

$$p_{\Gamma} = p_{\text{д.г}} e^{-at}$$

и интегрируя, получим

$$\dot{V} = V_{\text{д}} + \frac{B_k s_0 p_{\text{д.г}}}{M_{\text{п}} a} (1 - e^{-at}). \quad (625)$$

Интегрируя уравнение (625), будем иметь

$$x = x_{\text{д}} + \left(V_{\text{д}} + \frac{B_k s_0 p_{\text{д.г}}}{M_{\text{п}} a} \right) t - \frac{B_k s_0 p_{\text{д.г}}}{M_{\text{п}} a^2} (1 - e^{-at}). \quad (626)$$

7. О границе применимости уравнения (619)

При выводе уравнения (619) принималось, что отношения давлений $x_1 = \frac{p_1}{p_{\text{кр}}}$ и $x_2 = \frac{p_2}{p_{\text{кр}}}$ для всего периода течения газа

через полость поршня определяются отношением сечений $\frac{s_1}{s_0}$

и $\frac{s_2}{s_0}$. Однако указанный путь определения x_1 и x_2 верен

только до того момента, пока в сечениях s_1 и s_2 давления p_1 и p_2 превышают атмосферное давление. Так, например,

если найденное по соотношению сечений $\frac{s_2}{s_0}$ давление p_2

окажется меньше атмосферного, то это будет указывать, что изложенный выше метод определения давления p_2 не имеет физического смысла, так как давление в выходном отверстии полости поршня не должно быть меньше атмосферного. То же самое относится и к давлению p_1 .

При точном решении рассматриваемой задачи необходимо изложенные выше вычисления производить лишь до момента, когда вследствие убывания p_{Γ} давление p_2 окажется равным атмосферному. С этого момента определение скорости v_2 и соответственно определение движущего усилия P необходимо производить, исходя из условия $p_2 = 1 \text{ кг/см}^2$. Затем, когда через некоторый промежуток времени давление p_1 также окажется равным атмосферному, то дальнейшие вычисления необходимо про-

изводить, полагая $p_1 = 1 \text{ кг/см}^2$. Однако при расчетах, не требующих высокой точности, можно пренебречь указанными особенностями процесса истечения газа и применять установленные выше зависимости для всего процесса.

При выводе зависимости для движущего усилия пренебрегали поверхностью торца насадка. При учете этой поверхности необходимо ввести в рассмотрение силу, приложенную со стороны этой поверхности к массе газа, заключенного в полости поршня. Трудность определения этой силы заключается в том, что неизвестен закон изменения давления на указанной поверхности; можно только утверждать, что в пределах поверхности торца насадка давление изменяется от p_1 до p_2 . Если принять, что давление на рассматриваемой площадке равно p_2 , то выражение для коэффициента B_k примет вид

$$B_k = \mu_0 \beta_k \left[\frac{k}{\varepsilon_2 x_2^{\frac{k}{k-1}}} + \frac{k}{\varepsilon_1 x_1^{\frac{k}{k-1}}} + \frac{s_1}{\mu_0 s_0} x_1 + \frac{s_2 + s_3}{\mu_0 s_0} x_2 \right], \quad (620a)$$

где s_3 — поверхность торца насадка.

Если принять, что давление на поверхности торца насадка равно $\frac{p_1 + p_2}{2}$, то соответственно будем иметь

$$B_k = \mu_0 \beta_k \left[\frac{k}{\varepsilon_2 x_2^{\frac{k}{k-1}}} + \frac{k}{\varepsilon_1 x_1^{\frac{k}{k-1}}} + \frac{s_1 + 0,5s_3}{\mu_0 s_0} x_1 + \frac{s_2 + 0,5s_3}{\mu_0 s_0} x_2 \right]. \quad (620b)$$

Необходимо заметить, что при наличии сравнительно большой поверхности торца насадка и при большом объеме полости поршня данное газоотводное устройство нельзя рассматривать как устройство чисто динамического типа, так как движущее усилие в значительной своей части будет определяться статическим давлением газа, расположенного между дном поршня и торцом насадка.

8. Определение импульса двигателя

Для определения импульса двигателя имеем

$$I_d = \int_0^{t_{0d} + T} P dt = B_k s_0 \int_0^{t_{0d} + T} p_r dt$$

или

$$I_d = B_k s_0 i_r = B_k I_r, \quad (627)$$

где i_r — удельный подведенный импульс;
 I_r — полный подведенный импульс.

9. Об условиях, обеспечивающих динамический характер действия газа на рабочую поверхность подвижного звена

Для обеспечения чисто динамического воздействия газа на поршень необходимо, чтобы сечения потока газа между s_1 и s_2 были или возрастающими или постоянными. При отсутствии этого условия в месте расширения потока и последующего его сужения возможна задержка части газа, образование зоны неподвижного газа или, точнее, зоны газа вихреобразного движения. При значительном увеличении объема, расположенного между сечениями s_1 и s_2 , возможна полная потеря скорости газа, поступающего в этот объем из насадка. В последнем случае скорость v_2 будет создаваться заново и ее величина будет определяться лишь давлением в указанном объеме.

10. Пример определения скорости подвижного звена бокового газоотводного устройства динамического типа

В качестве примера определим предельную скорость затворной рамы и затвора пулемета ДП, полагая, что при большом зазоре между патрубком и поршнем газоотводный двигатель этого пулемета является газоотводным устройством динамического типа.

Исходные данные

Наименьший диаметр газопровода	$d_0 = 3,3$ мм
Диаметр выходного отверстия насадка	$d_1 = 5,5$ мм
Диаметральный зазор между поршнем и патрубком	$\Delta d_n = 1,26$ мм
Площадь торца насадка	$S_3 = 0,89$ см ²
Вес затворной рамы и затвора	$Q_n = 1,14$ кг
Удельный подведенный импульс	$i_1 = 0,65$ кг сек/см ²
Внутренний диаметр поршня	$d_n = 12,0$ мм
Коэффициенты расхода	$\mu_0 = \mu_1 = \mu_2 = 0,6$

Решение

1) Определяем площади s_0 , s_1 и s_2 .

$$s_0 = \frac{\pi}{4} d_0^2 = \frac{\pi}{4} 0,33^2 = 0,085 \text{ см}^2;$$

$$s_1 = \frac{\pi}{4} d_1^2 = \frac{\pi}{4} 0,55^2 = 0,237 \text{ см}^2;$$

$$s_2 = \frac{1}{2} \pi d_n \Delta d_n = \frac{1}{2} \pi \cdot 1,2 \cdot 0,126 = 0,237 \text{ см}^2.$$

2) Определяем степень расширения потока для сечений s_1 и s_2

$$\epsilon_1 = \epsilon_2 = \frac{\mu_1 s_1}{\mu_0 s_0} = \frac{0,6 \cdot 0,237}{0,6 \cdot 0,085} = 2,78.$$

3) Определяем из табл. 31а отношение давлений x_1 и x_2

ε_1	2,700	2,780	2,800
x_1	0,119	0,114	0,113

Интерполированием получаем

$$x_1 = x_2 = 0,114.$$

4) Определяем коэффициент B_k

$$B_k = \mu_0 \beta_k \left[\frac{k}{\varepsilon_2 x_2^{\frac{1}{k}}} + \frac{k}{\varepsilon_1 x_1^{\frac{1}{k}}} + \frac{s_1 + 0,5s_2}{\mu_0 s_0} x_1 + \frac{s_2 + 0,5s_3}{\mu_0 s_0} x_2 \right] =$$

$$= 0,6 \cdot 0,546 \left[\frac{2 \cdot 1,3}{2,78 \cdot 0,114^{0,77}} + \frac{2 \cdot 0,237 + 0,89}{0,6 \cdot 0,085} \cdot 0,114 \right] = 2,64.$$

5) Определяем импульс двигателя

$$I_d = B_k s_0 i_T = 2,64 \cdot 0,085 \cdot 0,65 = 0,146.$$

6) Определяем предельную скорость поршня

$$V_m = \frac{I_d}{M_p} = \frac{0,146 \cdot 9,81}{1,14} = 1,26 \text{ м/сек.}$$

По имеющимся опытным данным* при $\Delta d_p = 1,0 \text{ мм}$, $d_0 = 3,3 \text{ мм}$ и том же весе поршня скорость поршня равна $2,76 \text{ м/сек}$. Экстраполируя опытные данные в сторону возрастающих зазоров, получим, что скорость поршня при зазоре $1,26 \text{ мм}$ будет около $2,3 \text{ м/сек}$.

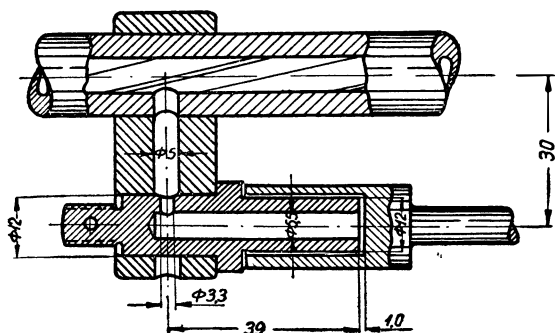
Таким образом из произведенного расчета следует, что даже при резко увеличенном зазоре, равном по площади выходному отверстию патрубка, чисто динамическое действие газа на поршень отсутствует. Помимо реактивного усилия, вызываемого поворотом струи газа на 180° , в рассматриваемом случае происходит статическое действие газа на поршень. Несмотря на равенство площади зазора и площади выходного отверстия патрубка, часть газа задерживается в полости поршня, которая играет роль проточного сосуда и тем самым создает возможность статического действия газа. В результате действия статического давления на поршень скорость поршня почти на 1 м/сек больше, чем при одном динамическом действии потока газа.

* А. Я. Башмарин, Материальная часть и ремонт пулемета ДП, Воениздат, М., 1939, стр. 89.

§ 40. БОКОВЫЕ ГАЗОТВОДНЫЕ УСТРОЙСТВА ДИНАМО-СТАТИЧЕСКОГО ТИПА

1. Предварительные замечания

Выше были рассмотрены процессы, протекающие в двух, резко отличающихся друг от друга типах боковых газоотводных устройств. В газоотводном устройстве статического типа происходит газостатический процесс, характеризующийся тем, что поступающий в камеру газ теряет свою скорость вследствие удара о неподвижную стенку камеры и практически не имеет скорости



Фиг. 155. Боковое газоотводное устройство пулемета ДП.

в направлении перемещения рабочей поверхности подвижного звена. Следовательно, в этом случае усилие, приложенное к рабочей поверхности подвижного звена, является только результатом статического давления неподвижного газа. В газоотводном устройстве динамического типа протекает газодинамический процесс, характеризующийся тем, что струя газа, поступающая в камеру, не задерживается в ней. Поток газа, сохранив и даже увеличив свою скорость, движется в камере в направлении к рабочей поверхности и, не задерживаясь около нее, оказывает динамическое воздействие на рабочую поверхность подвижного звена.

Кроме двух указанных типов газоотводных устройств, возможен такой вариант бокового газоотводного устройства, в котором одновременно наблюдается как статическое, так и динамическое действие газа на рабочую поверхность подвижного звена. В этом случае газ, поступающий в камеру, частично задерживается в ней, в результате чего создаются условия для газостатического процесса. В то же время вследствие возможности течения газа через камеру в направлении перемещения рабочей поверхности подвижного звена (благодаря наличию соответствующих выходных отверстий или большому объему камеры)

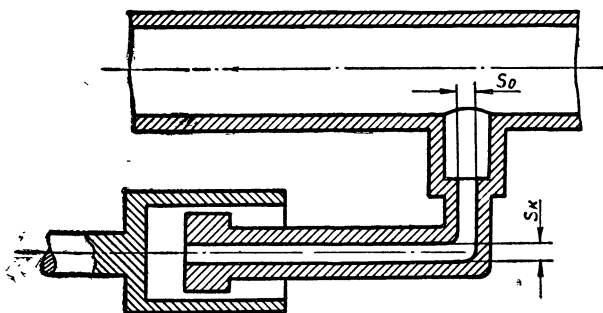
имеются условия для газодинамического процесса. В результате усилии, приложенное к рабочей поверхности подвижного звена, является частично результатом статического давления, задержанного в камере газа, и частично результатом изменения количества движения газа, текущего в камере в направлении перемещения рабочей поверхности. Подобный характер действия газа на рабочую поверхность подвижного звена, в частности, наблюдается в камере газоотводного двигателя автоматики пулемета ДП при малых и средних значениях зазора между поршнем и патрубком (фиг. 155).

2. О скорости газа в полости бокового газоотводного устройства динамо-статического типа

Скорость движения газа в полости бокового газоотводного устройства динамо-статического типа в направлении перемещения рабочей поверхности подвижного звена определяется различно, в зависимости от соотношения площадей сечений газоотводного канала и канала камеры, примыкающего к газопроводу.

Рассмотрим следующие два случая:

Первый случай — площадь сечения канала камеры, примыкающего к газопроводу, s_k равна или достаточно мало отличается от площади сечения газопровода (фиг. 156).



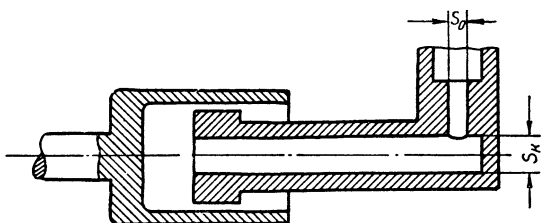
Фиг. 156. Форма газопровода, обеспечивающая малую потерю скорости газа на изгибе газопровода.

В этом случае скорость газа, подходящего к поверхности поршня, в течение всего процесса определяется соотношением давления газа у входа в газопровод и у поверхности поршня. Другими словами, в этом случае канал камеры представляет собой лишь удлинение газопровода.

Второй случай — площадь сечения канала камеры s_k значительно (в 2—3 раза) превышает площадь сечения газопровода (фиг. 157).

В этом случае лишь в первые моменты процесса канал камеры можно рассматривать как продолжение газопровода.

При условии, что сечение зазора между поршнем и патрубком незначительно по сравнению с выходным сечением канала камеры, часть газа с первых же моментов будет задерживаться в пространстве между дном поршня и торцом патрубка, а затем и в канале камеры. В результате, хотя в дальнейшем в канале камеры и будет происходить течение газа по направлению к поршню, скорость этого течения не может определяться в зависимости от соотношения давлений в канале оружия и в камере. По соотношению указанных давлений мы можем определить



Фиг. 157. Форма газопровода, вызывающая значительную потерю скорости на изгибе газопровода.

только скорость газа, поступающего из газопровода в канал камеры. Расширение газового потока, входящего в канал камеры из газопровода, также будет определяться соотношением тех же давлений, и, следовательно, конечное сечение потока как правило не будет равно сечению канала камеры. Таким образом после входа газового потока в канал камеры и его поворота на 90° в начале канала камеры должно происходить смещение вновь поступившего газа, имеющего значительную скорость, с ранее поступившим газом, имеющим сравнительно малую скорость.

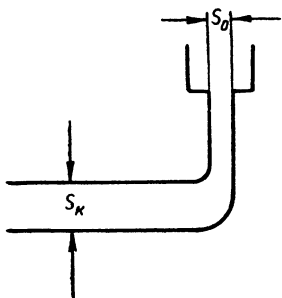
Из вышеизложенного вытекает, что в данном случае процесс, происходящий в канале камеры, правильнее рассматривать как газостатический и соответственно объем канала камеры считать частью объема, занятого неподвижным газом.

Однако вышеизложенное не исчерпывает всей картины процесса. Остается еще неясным вопрос о величине скорости газового потока непосредственно после его поворота на 90° .

Если переход от газопровода к каналу камеры выполнен так, как это указано на фиг. 158, то можно считать, что скорость газа после поворота равна скорости газа до поворота, с небольшой поправкой на гидравлические сопротивления.

Если же переход от газопровода к каналу камеры выполнен, как указано на фиг. 157, то можно ожидать, что при повороте газового потока будет происходить большая потеря скорости

газа, так как струи вновь поступающего газа еще до поворота будут смешиваться с ранее поступившим газом, имеющим незначительную скорость. При большой разности в площадях сечений s_0 и s_k и при достаточно большом объеме части канала камеры, расположенном вправо от оси газопровода, можно ожидать почти полного смешения вновь поступившего газа с ранее поступившим еще до поворота потока на 90° . В последнем случае динамическое действие газового потока скажется только на стенке канала камеры, расположенной против газопровода, и не будет иметь практического значения для движения поршня.



Фиг. 158. К анализу динамического действия потока газа на поршень.

В заключение следует заметить, что динамическое действие газа на поршень в динамо-статической камере не осуществляется непосредственно струей газа, выходящей из газопровода. Указанная струя газа сразу же после поворота на 90° смешивается с газом, заполняющим канал и цилиндр камеры, и по существу исчезает. Но при этом смешении струи газа с малоподвижным газом количество движения, которое имел газ в струе, исчезнуть бесследно не может и через посредство газа, заполняющего канал и цилиндр камеры, передается поршню.

Процесс передачи импульса от струи газа к поршню при указанных условиях, очевидно, будет сопровождаться некоторым повышением статического давления газа в части камеры, примыкающей к поршню.

3. Определение движущего усилия при критическом истечении

Движущее усилие, приложенное к поршню бокового газоотводного двигателя динамо-статического типа, складывается из двух составляющих. Первая, статическая, составляющая определяется как произведение статического давления на площадь поршня, причем статическое давление определяется так же, как это делалось выше для камеры статического типа. Вторая, динамическая, составляющая определяется, исходя из количества движения (импульса), которым обладает поток газа, выходящий из газопровода, после поворота на 90° .

По теореме импульсов имеем

$$R_d dt = (p_k - 1) s_n dt + v_k dm,$$

откуда

$$R_d = (p_k - 1) s_n + \frac{G}{g} v_k, \quad (628)$$

где R_d — движущее усилие, приложенное к поршню;
 G — секундный приход газа в камеру;
 v_k — скорость газа после входа в камеру и поворота на 90° .

Так как для критического истечения

$$G = \frac{\mu_0 s_0 v_{кр}}{\omega_{кр}};$$

$$v_{кр} = \sqrt{g k p_{кр} \omega_{кр}};$$

$$v_k = \frac{v_{кр}}{\varepsilon_k x_k^k}; \quad p_{кр} = \beta_k p_r,$$

то

$$\frac{G}{g} v_k = \frac{\mu_0 s_0 v_{кр}^2}{g \omega_{кр} \varepsilon_k x_k^k}$$

или

$$\frac{G}{g} v_k = \frac{\mu_0 s_0 k \beta_k}{\varepsilon_k x_k^k} p_r. \quad (629)$$

Величина ε_k , входящая в уравнение (629), есть степень расширения струи газа при выходе ее из газопровода в камеру, в которой давление p_k . Так как конструктивными размерами это расширение струи газа не определяется, то величина ε_k находится по известному отношению давлений

$$x_k = \frac{p_k}{p_{кр}} = \frac{p_k}{\beta_k p_r}.$$

Имея в виду, что при отсутствии плавного перехода от газопровода к каналу камеры происходит значительная, трудно учитываемая, потеря скорости газа при повороте потока на 90° , для упрощения вычислений примем

$$v_k = v_{кр}.$$

Соответственно получим

$$\frac{G}{g} v_k = \mu_0 s_0 k \beta_k p_r. \quad (630)$$

Подставив значение $\frac{G}{g} v_k$ в уравнение (628), будем иметь

$$R_d = (p_k - 1) s_n + \mu_0 s_0 k \beta_k p_r,$$

откуда, после вынесения за скобку $(p_k - 1) s_n$, имеем

$$R_d = (p_k - 1) s_n \left[1 + k \beta_k \mu_0 \frac{s_0}{s_n} \frac{p_r}{p_k - 1} \right] \quad (631)$$

или

$$R_d = (p_k - 1) s_n I, \quad (631a)$$

где

$$I = 1 + k_{10} \frac{p_r}{p_k - 1}; \quad (632)$$

$$k_{10} = k \beta_k \mu_0 \frac{s_0}{s_n}.$$

Относительная величина второго слагаемого правой части уравнения (632) по сравнению с единицей выражает собой относительное значение динамической составляющей по сравнению со статической составляющей движущего усилия, приложенного к поршню.

4. Определение движущего усилия при докритическом истечении

Подставляя в уравнение (628) значения G и v_k для докритического истечения

$$G = \mu_0 s_0 \sqrt{2g \frac{k}{k-1} Y_k} \sqrt{\frac{p_r}{\omega_r}};$$

$$v_k = \varphi_0 \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_r \omega_r \left[1 - \left(\frac{p_k}{p_r} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]},$$

получим

$$R_d = (p_k - 1) s_n + \varphi_0 \mu_0 s_0 \frac{2k}{k-1} p_r Y_k \sqrt{1 - \left(\frac{p_k}{p_r} \right)^{\frac{k-1}{k}}}.$$

Имея в виду, что

$$Y_k = \sqrt{\left(\frac{p_k}{p_r} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_k}{p_r} \right)^{\frac{k+1}{k}}} = \left(\frac{p_k}{p_r} \right)^{\frac{1}{k}} \sqrt{1 - \left(\frac{p_k}{p_r} \right)^{\frac{k-1}{k}}},$$

будем иметь

$$R_d = (p_k - 1) s_n \left\{ 1 + \varphi_0 \mu_0 \frac{2k}{k-1} \frac{s_0}{s_n} \frac{p_r}{(p_k - 1)} \left(\frac{p_k}{p_r} \right)^{\frac{1}{k}} \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \left(\frac{p_k}{p_r} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \right\},$$

или, приняв $\frac{p_r}{p_k - 1} \approx \frac{p_r}{p_k}$, получим

$$R_d = (p_k - 1) s_n (1 + k_{11} z) = (p_k - 1) s_n I, \quad (633)$$

где

$$z = \frac{1}{x_k^{\frac{k-1}{k}}} - 1; \quad (634)$$

$$x_k = \frac{p_k}{p_r}; \quad k_{11} = \mu_0 \varphi_0 \frac{2k}{k-1} \frac{s_0}{s_n}.$$

Значения $z = f(x_k)$, вычисленные по зависимости (634), приведены в табл. 52.

Таблица 52

Значения $z = f(x_k)$ при $k=1,3$

x_k	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
0,5	—	—	—	—	0,1529	0,1480	0,1432	0,1385	0,1340	0,1295
0,6	0,1251	0,1208	0,1166	0,1125	0,1085	0,1045	0,1006	0,0968	0,0931	0,0894
0,7	0,0858	0,0822	0,0788	0,0753	0,0720	0,0686	0,0654	0,0622	0,0590	0,0559
0,8	0,0528	0,0498	0,0469	0,0440	0,0411	0,0382	0,0354	0,0327	0,0300	0,0273
0,9	0,0246	0,0220	0,0194	0,0169	0,0144	0,0119	0,0095	0,0071	0,0047	0,0023

5. Расчет рабочего процесса бокового газоотводного двигателя автоматики динамо-статического типа

Расчет рабочего процесса, протекающего в боковом газоотводном устройстве динамо-статического типа, может быть выполнен тем же методом, что и расчет процесса газоотводного

устройства статического типа. Различие будет лишь в уравнении движения поршня.

Пренебрегая силами сопротивления, будем иметь

$$M_{\text{п}} \frac{dV}{dt} = (p_k - 1) s_{\text{п}} I$$

или

$$F = h^2 \frac{d^2 x}{dt^2} = k_8 (p_k - 1) I, \quad (635)$$

где попрежнему

$$k_8 = \frac{g s_{\text{п}} h^2}{Q_{\text{п}}}.$$

В соответствии с новым выражением для F производные от этой функции также примут другой вид. Для начального момента, подставляя в уравнение (635) значение I из уравнения (632) и дифференцируя, получим

$$F = k_8 (p_k - 1) + k_8 k_{10} p_{\text{г}};$$

$$F' = k_8 p'_k + k_8 k_{10} p'_{\text{г}}$$

или

$$F'_0 = \frac{k_8}{h} P_0 + k_8 k_{10} p'_{\text{г}0}. \quad (636)$$

Дифференцируя вторично, будем иметь

$$F''_0 = \frac{k_8}{h} P'_0.$$

Для дульного момента при критическом истечении аналогично получим

$$F'_{\text{д}} = \frac{k_8}{h} P_{\text{д}} + k_8 k_{10} p'_{\text{д. г}}; \quad (637)$$

$$F''_{\text{д}} = \frac{k_8}{h} P'_{\text{д}} + k_8 k_{10} p'_{\text{д. г}}. \quad (638)$$

Значение функции F для начального момента в случае бокового газоотводного устройства динамо-статического типа должно определяться по выражению

$$F_0 = k_8 k_{10} p_{\text{г}0}. \quad (639)$$

Кроме указанных особенностей, расчет рабочего процесса, протекающего в камере динамо-статического типа, ничем не будет отличаться от расчета процесса в статической камере. Вычислительный бланк и порядок вычислений остается также без изменений за исключением добавления одного столбца для величины I .

6. Пример расчета процесса бокового газоотводного устройства динамо-статического типа

В качестве примера рассмотрим газоотводный двигатель автоматики пулемета ДП, изображенный на фиг. 155, при нормальном значении зазора между поршнем и патрубком.

I. Исходные данные

Диаметр поршня	$d_{\text{п}}=12 \text{ мм}$
Наименьший диаметр газопровода	$d_0=3,3 \text{ мм}$
Диаметральный зазор	$\Delta d_{\text{п}}=0,3 \text{ мм}$
Площадь поршня	$s_{\text{п}}=\frac{\pi}{4} d_{\text{п}}^2=1,13 \text{ см}^2$
Площадь наименьшего сечения газопровода	$s_0=\frac{\pi}{4} d_0^2=0,0855 \text{ см}^2$
Площадь зазора	$\Delta s_{\text{п}}=\frac{1}{2} \pi d_{\text{п}} \Delta d_{\text{п}}=0,0565 \text{ см}^2$
Вес поршня (рамы с ударником) .	$Q_{\text{п}}=0,782 \text{ кг}$
Начальная площадь поверхности камеры	$F_{\text{к}0}=9,63 \text{ см}^2$
Начальный объем камеры	$W_0=1,53 \text{ см}^3$

Примечание. Учитывая, что площадь сечения канала камеры значительно превосходит площадь сечения газопровода, здесь объем канала камеры включен в объем, заполняемый неподвижным газом.

Коэффициент истечения для газопровода	$\mu_0=0,6$
Коэффициент истечения для зазора	$\mu_{\text{п}}=0,7$
Коэффициент теплоотдачи	$\alpha_0=10 \text{ ккал см/кг сек град}$
Площадь поверхности газопровода	$F_{\text{г.п}}=3,62 \text{ см}^2$
Температура стенок камеры	$T_{\text{с}}=325^\circ \text{ К}$
Шаг интегрирования для пиродинамического периода	$h=0,228 \cdot 10^{-4} \text{ сек.}$
Шаг интегрирования для периода последствия	$h=0,5 \cdot 10^{-4} \text{ сек.}$

Данные баллистического двигателя приняты те же, что в предыдущих расчетах боковых газоотводных устройств статического типа.

II. Определение коэффициентов для первого периода

(пиродинамический период)

$$a_1 = (k-1) \frac{E \alpha_0 k_1 x_1 \sqrt{y_1} F_{\text{г.п}}}{\mu_0 s_0 R \sqrt{RT_{\text{с}}}} =$$

$$= (1,3-1) \frac{42700 \cdot 10 \cdot 0,7 \sqrt{0,9} \cdot 0,333 \cdot 3,62}{0,6 \cdot 0,0855 \cdot 3050 \sqrt{3050 \cdot 325}} = 0,658;$$

$$n_0 = k - \frac{a_1}{k_0} = 1,3 - \frac{0,658}{20,9} = 1,268 \text{ (для критического истечения);}$$

$$k_1 = \frac{k s_n}{k - 1} = \frac{1,3 \cdot 1,13}{1,3 - 1} = 4,90;$$

$$k_2 = \frac{\pi d_n}{F_{k_0}} = \frac{3,14 \cdot 1,2}{9,63} = 0,391;$$

$$k_3 = \frac{s_n}{W_0} = \frac{1,13}{1,53} = 0,739;$$

$$k_4 = \frac{k - 1}{W_0} = \frac{1,3 - 1}{1,53} = 0,196;$$

$$k_5 = \frac{RT_c}{k - 1} = \frac{3050 \cdot 325}{1,3 - 1} = 3,307 \cdot 10^8;$$

$$k_6 = \frac{h \mu_0 s_0 k_0}{\sqrt{k - 1}} = \frac{0,228 \cdot 10^{-4} \cdot 0,6 \cdot 0,0855 \cdot 20,9}{\sqrt{1,3 - 1}} = 44,61 \cdot 10^{-6};$$

$$k'_6 = \frac{h \mu_0 s_0}{k - 1} \sqrt{2gk} = \frac{0,228 \cdot 10^{-4} \cdot 0,6 \cdot 0,0855}{1,3 - 1} \sqrt{2 \cdot 981 \cdot 1,3} = 197,9 \cdot 10^{-6};$$

$$k_7 = \frac{h \mu_n \Delta s_n k_0}{\sqrt{k - 1}} = \frac{0,228 \cdot 10^{-4} \cdot 0,7 \cdot 0,0565 \cdot 20,9}{\sqrt{0,3}} = 34,4 \cdot 10^{-6};$$

$$k_8 = \frac{g s_n h^2}{Q_n} = \frac{981 \cdot 1,13 \cdot 0,228^2 \cdot 10^{-8}}{0,782} = 0,007375 \cdot 10^{-4};$$

$$k_9 = (k - 1) \frac{E a_0 F_{k_0} h}{k R s_n} = 0,3 \frac{42700 \cdot 10 \cdot 9,63 \cdot 0,228 \cdot 10^{-4}}{1,3 \cdot 3050 \cdot 1,13} = 62,8 \cdot 10^{-4};$$

$$k_{10} = \nu_0 k \beta_k \frac{s_0}{s_n} = 0,6 \cdot 1,3 \cdot 0,546 \frac{0,0855}{1,13} = 0,0322.$$

III. Определение значений функций для начального момента

$$\Pi_0 = u_{k_0} = n_0 u_0 = 1,268 \cdot 21,5 \cdot 10^6 = 27,25 \cdot 10^6;$$

$$\nu_{\tau 0} = 1 - \frac{k_5}{u_{k_0}} = 1 - \frac{3,307 \cdot 10^6}{27,25 \cdot 10^6} = 0,879;$$

$$N_0 = 1; \quad \Sigma_0 = 1;$$

$$j_0 = \frac{W_0}{(k - 1) u_{k_0}} = \frac{1,53}{0,3 \cdot 27,25 \cdot 10^6} = 0,187 \cdot 10^{-6};$$

$$Q_0 = \frac{k_6 P_{\tau 0}}{\sqrt{u_0}} = \frac{44,61 \cdot 10^{-6} \cdot 875}{\sqrt{21,5 \cdot 10^6}} = 8,42 \cdot 10^{-6};$$

$$K_0 = 0;$$

$$H_0 = Q_0 - K_0 = 8,42 \cdot 10^{-6};$$

$$P_0 = \frac{k_4}{N_0} \Pi_0 Q_0 = 0,196 \cdot 27,25 \cdot 10^6 \cdot 8,42 \cdot 10^{-6} = 45,00;$$

$$F_0 = k_8 k_{10} p_{r0} = 0,007375 \cdot 10^{-4} \cdot 0,0322 \cdot 875 = 0,21 \cdot 10^{-4}.$$

IV. Определение производных для начального момента

$$p'_{r0} = - \frac{p_{r0} - p_{г.л}}{t_{0л}} = - \frac{875 - 652}{2,28 \cdot 10^{-4}} = -0,978 \cdot 10^6;$$

$$u'_0 = - \frac{u_0 - u_{л}}{t_{0л}} = - \frac{(21,5 - 19,5) \cdot 10^6}{2,28 \cdot 10^{-4}} = -8775 \cdot 10^6;$$

$$Q'_0 = Q_0 \left(\frac{p'_{r0}}{p_{r0}} - \frac{1}{2} \frac{u'_0}{u_0} \right) = 8,42 \cdot 10^{-6} \left[- \frac{0,987 \cdot 10^6}{875} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \frac{8775 \cdot 10^6}{21,5 \cdot 10^6} \right] = -7,70 \cdot 10^{-3};$$

$$K'_0 = \frac{k_7 P_0}{h \sqrt{u_{k0}}} = \frac{34,4 \cdot 10^{-6} \cdot 45,0}{0,228 \cdot 10^{-4} \sqrt{27,25 \cdot 10^6}} = 13,00 \cdot 10^{-3};$$

$$H'_0 = Q'_0 - K'_0 = -7,7 \cdot 10^{-3} - 13,00 \cdot 10^{-3} = -20,70 \cdot 10^{-3};$$

$$P'_0 = k_4 \left(n_0 u'_0 Q_0 + n_0 u_0 Q'_0 - k u_{k0} K'_0 - k_1 k_{9\tau} \frac{P_0}{h} \right) = \\ = 0,196 \left[1,268 (-8775 \cdot 10^6) 8,42 \cdot 10^{-6} + 1,268 \cdot 21,5 \cdot 10^6 \times \right. \\ \times (-7,7 \cdot 10^{-3}) - 1,3 \cdot 27,25 \cdot 10^6 \cdot 13,0 \cdot 10^{-3} - 4,9 \cdot 62,8 \cdot 10^{-4} \cdot 0,879 \times \\ \left. \times \frac{45}{0,228 \cdot 10^{-4}} \right] = -160300;$$

$$Q''_0 = Q_0 \left[\frac{3}{4} \left(\frac{u'_0}{u_0} \right)^2 - \frac{p'_{r0}}{p_{r0}} \frac{u'_0}{u_0} \right] = 8,42 \cdot 10^{-6} \left[\frac{3}{4} \left(\frac{-8775 \cdot 10^6}{21,5 \cdot 10^6} \right)^2 - \right. \\ \left. - \frac{(-0,978 \cdot 10^6)(-8775 \cdot 10^6)}{875 \cdot 21,5 \cdot 10^6} \right] = -2,79;$$

$$K''_0 = \frac{k_7 P'_0}{h \sqrt{u_{k0}}} = \frac{34,4 \cdot 10^{-6} \cdot 45,0}{0,228 \cdot 10^{-4} \sqrt{27,25 \cdot 10^6}} = -46,3;$$

$$H''_0 = Q''_0 - K''_0 = -2,79 + 46,3 \approx 43,5;$$

$$P'_0 = k_4 \left(2n_0 u'_0 Q'_0 + n_0 u_0 Q'_0 - k u_{k0} K'_0 - k_1 k_3 v_{\tau 0} \frac{P'_0}{h} \right) =$$

$$= 0,196 \left[2 \cdot 1,268 (-8775 \cdot 10^6) (-7,7 \cdot 10^{-3}) + \right.$$

$$+ 1,268 \cdot 21,5 \cdot 10^6 (-2,79) - 1,3 \cdot 27,25 \cdot 10^6 (-46,3) -$$

$$\left. - 4,9 \cdot 62,8 \cdot 10^{-4} \cdot 0,879 \frac{(-160300)}{0,228 \cdot 10^{-4}} \right] = 378 \cdot 10^6;$$

$$F'_0 = k_8 \frac{P_0}{h} + k_8 k_{10} p'_{\tau 0} = 0,007375 \cdot 10^{-4} \frac{45,0}{0,228 \cdot 10^{-4}} -$$

$$- 0,007375 \cdot 10^{-4} \cdot 0,0322 \cdot 0,978 \cdot 10^6 = 1,432;$$

$$F''_0 = k_8 \frac{P'_0}{h} = 0,007375 \left(- \frac{160300}{0,228 \cdot 10^{-4}} \right) = -5180.$$

V. Определение коэффициентов для второго периода

(период последствия)

$$n_0 = k - \frac{a_1}{Y_k} \sqrt{\frac{k-1}{2gk}} = 1,3 - \frac{0,00714}{Y_k}$$

(для докритического истечения);

$$k_6 = 44,61 \cdot 10^{-6} \frac{0,5 \cdot 10^{-4}}{0,228 \cdot 10^{-4}} = 97,8 \cdot 10^{-6};$$

$$k'_6 = 432 \cdot 10^{-6};$$

$$k_7 = 75,4 \cdot 10^{-6};$$

$$k_8 = 0,007375 \cdot 10^{-4} \frac{0,52 \cdot 10^{-8}}{0,228^2 \cdot 10^{-8}} = 0,03545 \cdot 10^{-4};$$

$$k_9 = 137,6 \cdot 10^{-4};$$

$$k_{11} = \mu_0 \frac{2k}{k-1} \frac{s_0}{s_n} = 0,6 \frac{2 \cdot 1,3}{0,3} \frac{0,0855}{1,13} = 0,393.$$

Все остальные коэффициенты остаются теми же, что и в первом периоде.

VI. Определение функций для дутьного момента

$$Q_d = \frac{k_6 p_{д.г}}{\sqrt{u_d}} = \frac{97,8 \cdot 10^{-6} \cdot 608}{\sqrt{19,5 \cdot 10^6}} = 13,45 \cdot 10^{-6};$$

$$K_d = 2,09 \cdot 10^{-6} \frac{0,5}{0,228} = 4,58 \cdot 10^{-6};$$

$$\Phi_d = 14,45 \cdot 10^{-4} \frac{0,5}{0,228} = 31,67 \cdot 10^{-4};$$

$$F_d = 2,35 \cdot 10^{-4} \left(\frac{0,5}{0,228} \right)^2 = 11,30 \cdot 10^{-4};$$

$$P_d = \frac{k_4}{N_d} [n_0 u_d Q_d - k u_{kd} K_d - k_1 p_{kd} \Phi_d - k_1 k_{9\gamma_{г.д}} p_{kd} \Sigma_d] = 32,60.$$

VII. Определение производных для дутьного момента

$$v'_{д.г} = -844 \cdot 10^3; \quad u'_d = -86,6 \cdot 10^8;$$

$$p'_{д.г} = 1360 \cdot 10^6;$$

$$Q'_d = -15,66 \cdot 10^3;$$

$$K'_d = 10,01 \cdot 10^{-3};$$

$$H'_d = -25,67 \cdot 10^{-3};$$

$$P'_d = -172,9 \cdot 10^3;$$

$$Q''_d = 23,85;$$

$$K''_d = -53,15;$$

$$H''_d = 77;$$

$$P''_d = 547 \cdot 10^6;$$

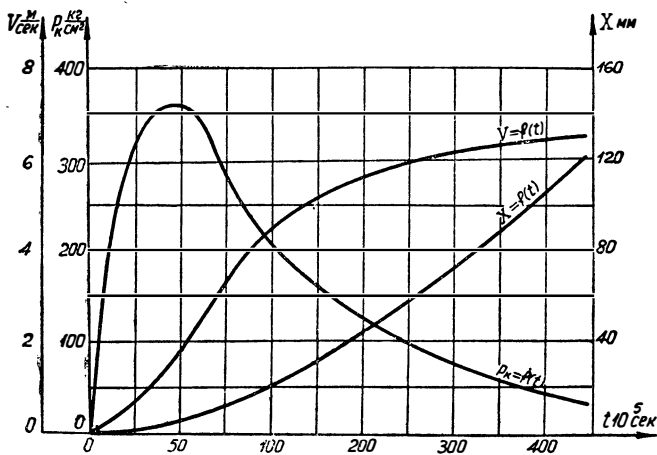
$$F'_d = \frac{k_8}{h} P_d + k_8 k_{10} p'_{д.г} = 2,215;$$

$$F''_d = \frac{k_8}{h} P'_d + k_8 k_{10} p''_{д.г} = -12,10 \cdot 10^3.$$

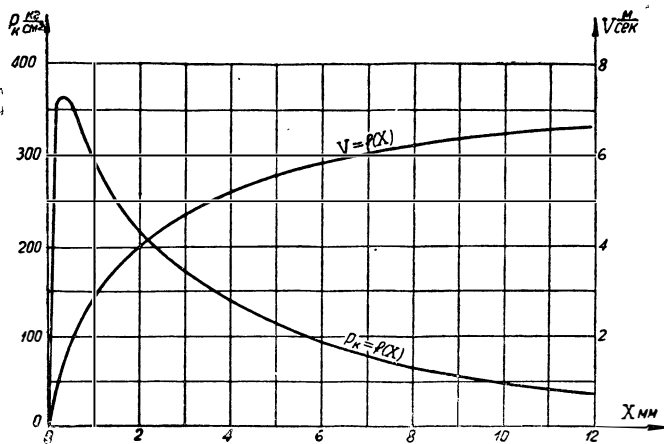
VIII. Результаты расчета

Часть бланка численного расчета процесса бокового газотводного устройства динамо-статического типа приведена в табл. 53.

Диаграммы процесса изображены на фиг. 159 и 160.



Фиг. 159. Диаграммы процесса бокового газоотводного устройства динамо-статического типа в функции от времени.



Фиг. 160. Диаграммы процесса бокового газоотводного устройства динамо-статического типа в функции от пути поршня.

По расчету скорость поршня на пути 12 мм оказалась равной 6,52 м/сек и соответственно количество движения поршня на том же пути

$$M_{\text{п}} V_{12} = \frac{0,782}{9,81} 6,52 = 0,52 \text{ кг сек.}$$

По опытным данным А. А. Благонравова * для того же газоотводного двигателя количество движения поршня на том же пути оказалось равным 0,525 кг сек. Расхождение между данными расчета и опыта

$$\Delta I = \frac{0,525 - 0,520}{0,525} 100 = 1\%$$

следует признать исключительно малым.

Характерной особенностью рассчитанного процесса является то, что здесь с некоторого момента кривая давления в камере сливается с кривой давления в канале оружия. Указанное явление наблюдается обычно при малых значениях относительной площади поршня в сочетании с малой приведенной длиной камеры. В данном примере

$$\sigma_{\text{п}} = \frac{s_{\text{п}}}{s_0} = \frac{1,13}{0,0855} \approx 13;$$

$$\sigma_{\theta} = \frac{W_0}{s_0} = \frac{1,53}{0,0855} \approx 18 \text{ см.}$$

Результатом малых значений $\sigma_{\text{п}}$ и σ_{θ} является то, что давление в камере возрастает более резко, максимум давления довольно высок и равенство давлений в канале оружия и в камере достигается очень быстро. В дальнейшем благодаря относительно большому сечению газопровода, возникающая разность между давлениями в канале оружия и в камере легко устраняется путем перехода части газа из камеры в канал оружия или обратно.

В связи с вышеуказанными обстоятельствами в рассматриваемом случае расчет процесса выполнялся изложенным выше методом только до момента достижения равенства давлений в канале оружия и в камере. В дальнейшем, пренебрегая некоторыми колебательными изменениями давления в камере относительно давления в канале оружия, элементы движения поршня до конца процесса определялись исходя из статического давления в камере, равного давлению в канале оружия.

7. Приближенный расчет движения поршня бокового газоотводного устройства динамо-статического типа

В связи с большой сложностью изложенного выше точного метода расчета рабочего процесса бокового газоотводного дви-

* А. А. Благонравов, Исследование работы пулемета с отводом пороховых газов, Известия Арт. Академии, т. V, 1933, стр. 75—108.

гателя динамо-статического типа возникает необходимость в приближенном методе расчета элементов движения поршня. Возможны два варианта решения поставленной задачи. Первый вариант — пренебрегая динамическим действием газа на поршень, определять элементы движения поршня по приближенным зависимостям, установленным выше для газоотводного двигателя статического типа. При втором варианте — основной частью движущего усилия, приложенного к поршню, принимается динамическое действие струи газа на поршень, соответственно чему строится расчет элементов движения поршня.

Второй вариант приближенного расчета движения поршня впервые был разработан А. А. Благовровым в его известном исследовании пулемета с отводом газа.

В качестве примера применения первого варианта определим некоторые характеристики газоотводного двигателя автоматики пулемета ДП по исходным данным предыдущей задачи.

Исходные данные

Диаметр поршня	$d_n = 12 \text{ мм}$
Наименьший диаметр газопровода	$d_0 = 3,3 \text{ мм}$
Диаметральный зазор	$\Delta d_n = 0,3 \text{ мм}$
Вес поршня	$Q_n = 0,782 \text{ кг}$
Начальный объем камеры	$W_0 = 1,53 \text{ см}^3$
Подведенный удельный импульс	$i_r = 0,65 \text{ кгсек/см}^2$
Время движения пули от газопровода до дульного отверстия	$t_{0д} = 0,000228 \text{ сек.}$
Время периода последствия	$T = 0,008 \text{ сек.}$

А. Определение относительных параметров

1) Относительная площадь поршня

$$\sigma_n = \left(\frac{d_n}{d_0} \right)^2 = \left(\frac{12}{3,3} \right)^2 \approx 13.$$

2) Относительное сечение зазора

$$\sigma_\Delta = 2\sigma_n \frac{\Delta d_n}{d_n} = 2 \cdot 13 \frac{0,3}{12} = 0,65.$$

3) Относительный вес поршня

$$\sigma_q = \frac{Q_n}{s_n} = \frac{0,782}{1,13} = 0,69 \text{ кг/см}^2.$$

4) Приведенная длина камеры

$$\sigma_0 = \frac{W_0}{s_0} = \frac{1,53}{0,0855} \approx 18 \text{ см.}$$

Б. Определение относительного удельного импульса двигателя

1. Из табл. 48, полагая вначале $\sigma_q = 0,25$ кг/см² и $\sigma_0 = 0$, по заданным σ_n и σ_Δ определяем значение η_{k0} .

$\sigma_n \backslash \sigma_\Delta$	0,50	0,65	0,75
10	0,703	0,651	0,616
13		0,655	
20	0,713	0,665	0,633

Двойным интерполированием для $\sigma_n = 13$ и $\sigma_\Delta = 0,65$ получаем

$$\eta_{k0} = 0,655.$$

2) Так как полученное значение относительного удельного импульса относится к приведенной длине камеры $\sigma_0 = 0$, то из табл. 49 определяем поправочный коэффициент на влияние приведенной длины камеры.

$\sigma_0 \backslash \sigma_n$	0	13	50
0	1,00		1,00
18	0,95	0,96	0,97
50	0,85		0,88

Для $\sigma_0 = 18$ см при $\sigma_n = 13$ двойным интерполированием получаем

$$\nu_0 = 0,96.$$

3) Так как табл. 48 дает значения относительного удельного импульса для относительного веса поршня $\sigma_q = 0,25$ кг/см², то в ранее полученное значение η_{k0} необходимо также внести поправку на относительный вес поршня (табл. 50).

$\sigma_q \backslash \sigma_n$	0	13	50
0,60	1,07	1,10	1,20
0,69		1,12	
0,70	1,08	1,12	1,23

Двойным интерполированием для $\sigma_q=0,69$ и $\sigma_n=13$ получаем

$$\nu_q=1,12.$$

4) В связи с тем, что влияние относительного веса поршня различно не только при различных значениях относительной площади поршня, но это влияние изменяется также при изменении приведенной длины камеры (при увеличении приведенной длины камеры влияние относительного веса поршня убывает), то в полученное ранее значение η_{k0} необходимо внести еще дополнительную поправку на σ_q с учетом заданной приведенной длины камеры (табл. 51).

$\sigma_q \backslash \sigma_0$	0	18	50
0,69	1,00	0,98	0,94

Интерполированием для $\sigma_q=0,69$ получаем

$$\nu_{q0}=0,98.$$

5) После нахождения поправок на влияние приведенной длины камеры и относительного веса поршня находим окончательное значение относительного удельного импульса двигателя

$$\eta_k = \nu_0 \nu_q \nu_{q0} \eta_{k0} = 0,96 \cdot 1,12 \cdot 0,98 \cdot 0,655 = 0,690.$$

В. Определение импульса двигателя

По найденному значению относительного удельного импульса двигателя и заданному значению подведенного удельного импульса определяем удельный импульс двигателя

$$i_k = \eta_k i_r = 0,690 \cdot 0,65 = 0,45 \text{ кг сек/см}^2;$$

полный импульс двигателя соответственно будет

$$I_m = s_n i_k = 1,13 \cdot 0,45 = 0,51 \text{ кг сек.}$$

Сравнивая полученное значение полного импульса двигателя с количеством движения поршня на пути 12 мм, полученного выше точным методом расчета, а также и из опыта (табл. 54), можно отметить следующее:

а) имея в виду, что увеличение количества движения поршня на пути от 12 мм до конца действия газа незначительно (порядка 5%), то результат, полученный при приближенном расчете, является вполне удовлетворительным;

б) несколько заниженное значение импульса двигателя, полученное при приближенном расчете, можно объяснить тем, что

табличные значения относительного удельного импульса получены для газоотводного двигателя, в котором происходит только статическое действие газа на поршень, в то время как в рассматриваемом двигателе имелось также и динамическое действие.

Таблица 5*

Значения импульсов газоотводного двигателя автоматики пулемета ДП по опытам Благонравова (в кг сек) при $d_n=12$ мм

Длина ствола мм	Расстояние от дульного среза до газового отверстия мм	Диаметр газового отверстия мм		
		3,3	4,0	5,0
605	155	0,446	0,478	0,562
	185	0,525	0,560	0,608
	210	0,559	0,583	0,677
569	174	0,549	0,650	0,662
539	144	0,546	0,610	0,621
479	84	0,527	0,586	0,616
406	11	0,254	0,310	0,327

О Г Л А В Л Е Н И Е

Предисловие	стр. 3
-----------------------	--------

Глава I

Основные зависимости для течения газа по трубам, насадкам и проточным сосудам.

§ 1. Основные положения и зависимости теплопередачи	9
§ 2. Основные уравнения движения газа	22
§ 3. Зависимости для установившегося течения газа по трубам и насадкам при учете трения и теплоотдачи	28
§ 4. Зависимости для неустановившегося течения газа по цилиндрическому каналу	60
§ 5. Термодинамические зависимости для переменного количества газа	70

Глава II

Течение газа в закрытом запоршневом пространстве

§ 6. Точные решения для течения газа в цилиндрическом канале, вызванного перемещением поршня в сторону от газа	107
§ 7. Гипотеза пропорционального расширения	141
§ 8. Распределение давлений по длине цилиндрического закрытого заснарядного пространства при неподвижном дне канала	151
§ 9. Распределение давлений по длине цилиндрического закрытого заснарядного пространства при подвижном дне канала	166
§ 10. Распределение давлений по длине цилиндроступенчатого закрытого заснарядного пространства при неподвижном дне канала	175
§ 11. Определение коэффициента приведенной массы снаряда с учетом движения продуктов горения в закрытом заснарядном пространстве	186
§ 12. О движении газа и горящих зерен в заснарядном пространстве при неравномерном начальном распределении порохового заряда по его длине	188

Глава III

Истечение газа из сосуда через отверстие, равное его поперечному сечению

§ 13. О скорости порохового газа в дульном отверстии в период последействия	197
§ 14. Движение порохового газа в канале оружия в начальной фазе периода последействия	203
§ 15. Изменение среднего давления в канале оружия в основной фазе периода последействия	209
§ 16. Распределение давлений по длине канала оружия в основной фазе периода последействия	213

	<i>Стр.</i>
§ 17. Определение импульсов давления за период последствия . . .	219
§ 18. Определение показателя политропического расширения газа в канале оружия в период последствия	228

Глава IV

Течение газа в полужакрытом запоршневом пространстве

§ 19. Истечение газа из сосуда ограниченной емкости через большое отверстие	233
§ 20. Распределение давлений в полужакрытом заснарядном пространстве	239

Глава V

Истечение газа из сосуда через два больших отверстия

§ 21. Изменение среднего давления в канале оружия с донным отверстием в период последствия	243
§ 22. Распределение давлений в канале оружия с донным отверстием в период последствия	244

Глава VI

О течении газа у поверхности горения порохового зерна

§ 23. Течение газа в канале порохового зерна	247
§ 24. О давлении газа на поверхности горения порохового зерна . . .	253

Глава VII

Нагрев и охлаждение стенки ствола оружия

§ 25. Нагрев стенки ствола	255
§ 26. Расчет некоторых элементов воздушного охлаждения ствола с искусственной циркуляцией воздуха.	267

Глава VIII

Течение газа в дульных газоотводных устройствах

§ 27. Классификация дульных газоотводных устройств	271
§ 28. Течение порохового газа в дульных насадках	282
§ 29. Дульные тормоза отдачи с открытой полостью	313
§ 30. Однорядные дульные тормоза отдачи с полуоткрытой полостью	329
§ 31. Многорядные дульные тормоза отдачи с полуоткрытой полостью	356
§ 32. Бескаморные дульные тормоза отдачи	364
§ 33. Надульники	367
§ 34. Дульные пламегасители	374

Глава IX

Течение газа в боковых газоотводных устройствах

§ 35. Классификация боковых газоотводных устройств	382
§ 36. Истечение порохового газа из канала оружия через отверстие в стенке ствола	385
§ 37. Точный расчет процесса в боковом газоотводном устройстве статического типа	399
§ 38. Приближенный расчет процесса в боковом газоотводном устройстве статического типа	441
§ 39. Боковые газоотводные устройства динамического типа	460
§ 40. Боковые газоотводные устройства динамостатического типа . . .	469

Редактор инж. *Б. М. Суров*

Техн. редактор *П. В. Щербаков*

Г70690 Подп. в печать 18/VII 1951 г. Цена 20 руб. Учетно-изд. л. 26,62
Формат $60 \times 92 \frac{1}{16} = 15 \frac{5}{8}$ бум. л.—30,75 печ. л.+2 вкл. Заказ 471/9935

Типография Оборонгиза

Замеченные опечатки

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
53	5 снизу	Y	Y_a
54	9 сверху	$\sqrt{\frac{2gk}{k-1} R \sqrt{RT_c Y}}$	$\sqrt{\frac{2gk}{k-1} R \sqrt{RT_c Y_a}}$
154	4 снизу	$\frac{p_x \omega_x}{x-1}$	$\frac{p_x \omega_x}{k-1}$
183	8 сверху	$\left[1 - \frac{1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^2} \right]$	$\left[1 - \frac{1 - \left(\frac{d}{d_1}\right)^4}{\left(1 + \frac{l}{l_0}\right)^2} \right]$
208	4 снизу	$\sqrt{gk \frac{p_d^n}{\gamma_d} p_0^{\frac{n-1}{2n}}}$	$\sqrt{gk \frac{p_d^n}{\gamma_d} p_0^{\frac{n-1}{2n}}}$
208	2 снизу	$\sqrt{gk \frac{p_d^n}{\gamma_d} p_d^{\frac{n-1}{2n}}}$	$\sqrt{gk \frac{p_d^n}{\gamma_d} p_d^{\frac{n-1}{2n}}}$
296	12 сверху	0,0159	0,0150
308	11 снизу	0,225	0,325
342	13 снизу	$\gamma_1 =$	$\varepsilon_k =$
413	7 сверху	p_{dk}	$p_{ки}$
445	2 снизу	0,933	0,983
447	7 снизу	$\int_0^{z_k}$	$\int_0^{z_k}$
459	11 сверху	$\frac{i_k}{et}$	$\frac{i_k}{et_m}$
Табл. 53	9 столбец	10^{-6}	10^6

