

# ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ В АДИАБАТНЫХ ПОТОКАХ ПОРШНЕВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

А.А. Балашов

*В работе сделана попытка определения параметров и характеристик потока с газодинамическими потерями аналитическими методами по экспериментальным данным, а также анализа режимов адиабатического течения воздуха или газа с потерями по каналам различной конфигурации в системах газообмена и вентиляции ДВС.*

При исследовании и расчете реальных термодинамических процессов, протекающих в пневматических трассах, системах газообмена и вентиляции ДВС, а также в энергетических установках, при проведении термогазодинамических расчетов обычно используют таблицы и диаграммы, которые не всегда обеспечивают достаточную точность и затрудняют применение ЭВМ.

Снижение газодинамических потерь в пневматических системах и газовых трассах ДВС относительного достигнутого уровня является актуальной задачей. Этот процесс достаточно трудоемкий и длительный, требующий создания специальных подобных моделей (из пластмасс, гипса или быстро твердеющих смол для ускоренной обработки геометрических размеров проточных частей).

Необходимы простые и надежные зависимости, с помощью которых можно было бы определять параметры потока в различных сечениях воздушных или газовых трасс, а также газодинамические потери в них с целью оценки эффективности мероприятий, проводимых в процессе отработки элементов проточных частей на моделях, выявления влияния технологических факторов (механических, сварочных или литейных) на величину и стабильность расходных характеристик исследуемых систем, а также, возможно, массового или выборочного контроля в производстве. Одновременно с этим упомянутые зависимости необходимо скомпоновать в расчетные методики, которые должны быть настолько универсальны и точны, чтобы с их помощью можно было бы теоретически определять параметры потока в широком диапазоне режимов течения, задаваясь лишь коэффициентами газодинамических потерь или изменением энтропии, а также широко использоваться при математическом моделировании реальных термодинамических процессов расширения воздуха или газа в потоке.

Принято считать, что газодинамические потери в проточных системах можно характе-

ризовать, в основном, с помощью коэффициентов расхода  $\mu$  или газодинамических потерь  $\xi$  [1, 2, 4-7].

Однако газодинамические потери в адиабатных потоках можно оценивать еще и с помощью изменения энтропии [3, 5], которая одновременно с этим, будет являться и критерием необратимости процессов расширения газа в проточных системах.

Сопоставляя между собой полностью обратимые процессы расширения газа в потоке, представляющие предельно-идеальные (теоретически возможные) случаи с действительными процессами, происходящими в открытых адиабатных потоках, т.е. частично обратимыми [2-6], можно определить изменение (приращение) энтропии, которое одновременно будет служить как мерой обесценивания (деградации) энергии, так и мерой газодинамических потерь, и, вместе с этим, будет являться термической функцией состояния газа в потоке [2-6].

Помимо этого, энтропия обладает еще и свойством аддитивности, т.е. ее можно суммировать по участкам какой-либо проточной системы, чего нельзя делать ни с одним из упомянутых коэффициентов  $\mu$  и  $\xi$  [4, 5].

Таким образом, использование энтропии в качестве одного из критериев оценки газодинамических потерь имеет ряд преимуществ, с помощью которых, можно получить их количественную и качественную характеристику, и, в какой-то степени, расширить представление о течении с потерями в каналах различной конфигурации.

Для проведения термодинамического анализа изменения параметров газа в адиабатном потоке рассмотрим процесс истечения газа с учетом трения и диссипации энергии в нем, т.к. этот случай весьма важен для практики, поскольку в реальных условиях течение газа или жидкости в каналах всегда сопровождается потерями энергии на преодоление газодинамических сопротивлений, обусловленных вязкостью газа, шероховато-

## ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ В АДИАБАТНЫХ ПОТОКАХ ПОРШНЕВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

стью стенок канала, местными сопротивлениями и т.д.

Процесс течения газа по каналам будем считать адиабатным, т.е. происходящим при отсутствии внешнего теплообмена, но с наличием внутреннего, т.к. термодинамический процесс расширения газа в потоке сопровождается выделением теплоты появляющейся из-за преодоления газодинамических сопротивлений в потоке  $\delta q_r$  и, за счет этого, увеличения энтропии в соответствии с соотношением

$$dS = \frac{\delta q_r}{T}, \quad (1)$$

где  $dS$  - приращение энтропии в потоке за счет преобразования газодинамических потерь в теплоту;  $T$  - базовая термодинамическая абсолютная температура.

Рассмотрим как изображается процесс расширения газа в потоке с газодинамическими потерями в  $T$ - $S$  диаграмме (рисунок 1) [4, 5, 6].

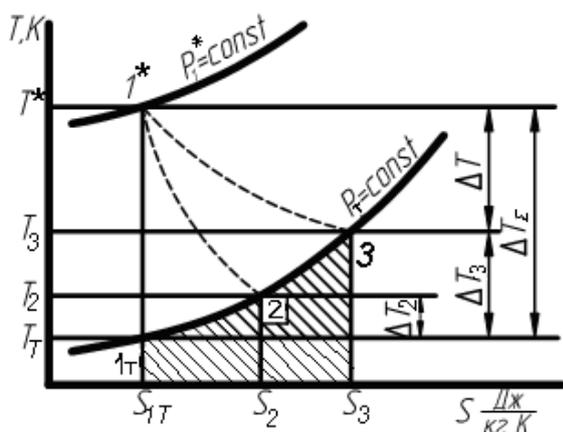


Рис. 1.  $T$ - $S$  диаграмма расширения газа

Если бы процесс истечения был бы обратимым, без газодинамических потерь, то изображался бы отрезком изоэнтропы расположенной между изобарами  $P_1^*$  и  $P_m$  (между точками  $1^*$  и  $1T$ ) при постоянной энтропии  $S_1 = S_2 = S_3 = \text{const}$ , а скорость на выходе из канала определялась бы значением разности абсолютных температур  $T^* - T_{1T}$ . В следствие необратимых потерь при течении газа энтропия в потоке возрастает и действительная адиабата отклоняется от изоэнтропы вправо (точка 2). Поскольку при течении газа без потерь расширение его в потоке происходит до давления  $P_T$  и температуры  $T_T$  на выходе из канала, очевидно, что точка, соответствующая действительному процессу истечения с

потерями, будет лежать на той же изобаре  $P_T$ , но правее точки « $1T$ » (точки 2 и 3 относятся к процессу истечения с потерями), поскольку  $S_2$  и  $S_3 > S_1$ . Температуру газа на выходе из канала при истечении с потерями обозначим  $T_2$  и  $T_3$ . Поскольку изобары в  $T$ - $S$  диаграмме имеют положительный наклон  $T_2$  и  $T_3 > T_{1T}$  и, таким образом, в процессе истечения газа с газодинамическими потерями «срабатывается» разность температур  $T^* - T_2$  или  $T^* - T_3$  меньшая, чем в случае обратимого изоэнтропного течения без потерь  $T^* - T_{1T}$ . Следовательно, и скорость газа  $W_d$  на выходе из канала при течении с потерями будет меньше, чем при изоэнтропном истечении без потерь  $W_T$ .

На основании вышеизложенного, можно сказать, что таким образом в учебной литературе по технической термодинамике объясняется термодинамический процесс расширения газа в адиабатном потоке с потерями [2, 4-6].

Однако действительный процесс расширения газа характеризуемый линией  $1T$ - $2$ - $3$  или  $P_T = \text{const}$  (рис. 1) не будет развиваться по изобаре  $P_T$ , т.к. процесс адиабатного течения газа по каналу протекает с увеличением энтропии в потоке от  $S_{1T}$  до  $S_2$  и  $S_3$ , а это значит, что растут и статические температуры газа  $T_2$  и  $T_3$  относительно их изоэнтропного уровня  $T_{1T}$ . Рост термодинамической температуры  $T_2$  согласно уравнению состояния повлечет за собой рост произведения  $P_2 V_2$ , и приведет, соответственно, к росту статического давления на выходе потока  $P_2$  и удельного объема  $V_2$ , т.е.  $P_2$  не останется на уровне  $P_T$  (рис. 2), а будет большим  $P_2 > P_T$  или  $P_3 > P_2 > P_T$ .

Уровню термодинамической температуры соответствует множество удовлетворяющих условию  $T = \text{const}$  состояний, т.е.  $T_2 = \text{const}$ ,  $T_3 = \text{const}$  и т.д. (рис. 2). Установить среди них то состояние, которое соответствует правильному решению, можно только с помощью другой координаты. В предельно-идеальном или теоретически возможном случае другая координата определяется из условия  $S_1 = S_2 = S_3 = \text{const}$ . Однако в действительном потоке энтропия возрастает, так что  $S_2 = S_1 + \Delta S_1$  или  $S_3 = S_1 + \Delta S_2$ , где  $\Delta S_1$  и  $\Delta S_2$  - приращение энтропии на участке от исходного сечения до текущего.

В адиабатном потоке приращение энтропии  $\Delta S$  определяется только внутренними потерями, зависящими от газодинамических сопротивлений включенных в канал по которому движется поток, чем они меньше, тем

меньше  $\Delta S$  и тем меньше действительный процесс расширения отклоняется от изоэнтропы, и соответственно реальные параметры потока 1\*-2 и 1\*-3 будут располагаться ближе к вертикали 1\*-T.

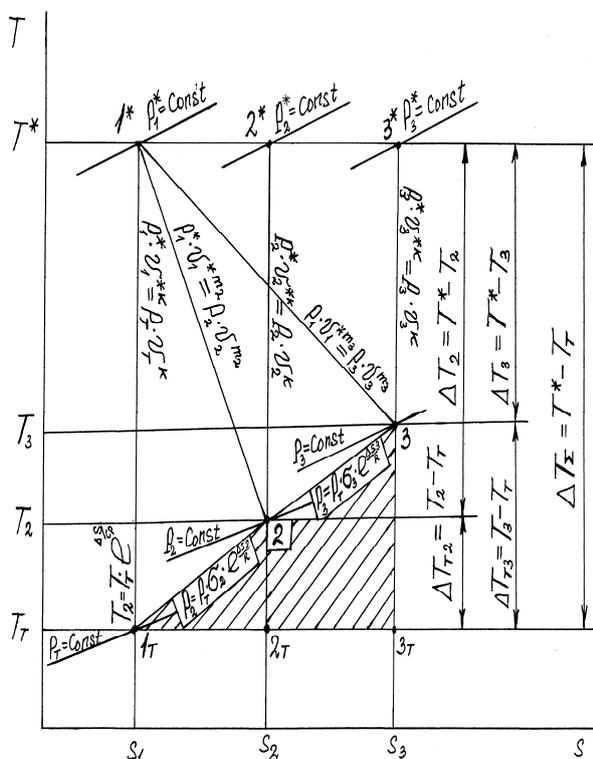


Рис. 2. T-S диаграмма расширения адиабатного потока с потерями

Как известно, приращение энтропии в потоке является не причиной, а следствием его движения. Поэтому в качестве независимой переменной необходимо принять другой параметр, а именно падение статического давления, которое и определяет характер движения потока. Чем большая часть перепада давления расходуется на преодоление сопротивлений, тем меньше растет кинетическая энергия.

При проведении практических расчетов задача сводится, как правило, к определению расходных характеристик каналов, газодинамических потерь и изменению энтропии в них. При этом считаются заданными параметры потока на входе в канал, это заторможенное давление  $P_1^*$  и заторможенная температура  $T^*$ , а также статическое давление на выходе из канала  $P_2$  и в дополнение к нему заторможенное давление на выходе  $P_2^*$  или расход газа  $G$ . При этих условиях реальный процесс расширения вдоль линии 1-2 или 1\*-3 (рису-

нок 1) можно рассматривать как два простых процесса: изоэнтропного расширения 1\*-1<sub>T</sub> и изобарного сжатия 1<sub>T</sub>-2 или 1<sub>T</sub>-3 [4].

Однако, как уже упоминалось, процесса изобарного сжатия 1<sub>T</sub>-2 не будет (рисунок 1), а будет процесс расширения развивающийся по линии 1\*-2 или 1\*-3 (рисунок 2). Теоретически возможная изоэнтропная скорость при статическом давлении  $P_T$  может быть найдена из уравнения

$$VdP + d(W^2/2) + dl_{\text{до}} = 0, \quad (2)$$

в котором следует положить  $dl_{\text{до}} = 0$ .

Чтобы представить решение в замкнутом виде необходимо располагать аналитической зависимостью  $V = f(P)_S$ . Для изоэнтропного процесса расширения эта зависимость дается формулой  $PV^{\epsilon} = \text{const}$ , а для необратимого адиабатного  $PV^m = \text{const}$ , где  $m$  – показатель адиабатного процесса расширения в открытой системе.

Анализируя процесс адиабатного расширения, представленный на T-S диаграмме (рис. 2) можно выделить три характерных перепада температур  $\Delta T_T$ ,  $\Delta T$  и  $\Delta T_{\Sigma}$ .

Разница температур в адиабатном потоке  $\Delta T_T$  может быть представлена как:

$$\Delta T_T = T - T_T, \quad (3)$$

где  $T$  – абсолютная статическая температура в выходном сечении адиабатного потока;  $T_T$  – абсолютная статическая теоретически возможная температура в изоэнтропном процессе расширения газа;  $\Delta T_T$  – перепад статических температур в адиабатном потоке относительно изоэнтропного уровня.

Перепад статических температур  $\Delta T_T$  характеризует степень подогрева газа, движущегося по каналу, относительно его изоэнтропного уровня, определенного теоретическим путем, за счет преобразования газодинамических потерь в теплоту. Увеличение  $\Delta T_T$  говорит о росте газодинамических потерь в потоке и, соответственно, об увеличении энтропии. Кроме того, перепад температур  $\Delta T_T$  характеризует необратимую часть термодинамического процесса расширения газа в потоке (рис. 2).

Разница температур в адиабатном потоке  $\Delta T$  может быть представлена как:

$$\Delta T = T^* - T, \quad (4)$$

где  $T^*$  – абсолютная заторможенная температура в любом сечении адиабатного потока;  $\Delta T$  – разница абсолютных заторможенной и статической температур в адиабатном потоке.

## ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ В АДИАБАТНЫХ ПОТОКАХ ПОРШНЕВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Перепад температур  $\Delta T$  формирует действительную скорость в выходном сечении потока и характеризует обратимую часть термодинамического процесса расширения газа в адиабатном потоке 1\*-2, 1\*-3 (рис. 2).

Разница температур в адиабатном потоке  $\Delta T_{\Sigma}$  может быть представлена как:

$$\Delta T_{\Sigma} = T^* - T_T = \Delta T + \Delta T_T, \quad (5)$$

где  $\Delta T_{\Sigma}$  – перепад абсолютных заторможенной и теоретически возможной температур в адиабатном потоке.

С помощью суммарного перепада температур  $\Delta T_{\Sigma}$  формируется теоретически возможная скорость потока, которая характеризует сумму обратимой и необратимой составляющих в открытой термодинамической системе при расширении газа в потоке 1\*-1T (рис. 2).

Теперь представим значения кинетической энергии, соответствующее изэнтропному и действительному процессам истечения при соответствующем изменении температур.

Исходя из уравнения энергии, суммарный перепад температур в адиабатном потоке будет равен

$$\Delta T_{\Sigma} = W_T^2 / (2C_p), \quad (6)$$

где  $W_T$  – теоретически возможная скорость при изэнтропном расширении потока;  $C_p$  – удельная теплоемкость газа при постоянном давлении.

Перепад температур, соответствующий обратимой части кинетической энергии адиабатного процесса расширения газа в потоке, будет равен

$$\Delta T = W_d^2 / (2C_p), \quad (7)$$

где  $W_d$  – действительная скорость в выходном сечении потока.

Перепад температур  $\Delta T_T$  соответствующий потере доли кинетической энергии, характеризующий необратимую часть адиабатного процесса расширения газа в потоке, будет равен

$$\Delta T_T = (W_T^2 - W_d^2) / (2C_p). \quad (8)$$

Из приведенных выражений (6), (7) и (8) видно, что любое изменение кинетической энергии будет сопровождаться соответствующим изменением температуры в потоке. В полном соответствии с этим рассуждением из выражения (8) следует, что чем меньше действительная скорость  $W_d$  в выходном сечении потока при данном суммарном перепаде температур  $\Delta T_{\Sigma}$ , тем будет больше перепад температур  $\Delta T_T$ , характеризующий необратимую часть адиабатного процесса расши-

рения газа, т.е. тем будут больше газодинамические потери.

В связи с этим, естественно назвать широко использующийся в технических расчетах коэффициент газодинамических потерь  $\xi$ , который равен отношению перепада температур соответствующему потере доли кинетической энергии  $\Delta T_T$  к обратимой части того же процесса характеризующей  $\Delta T$ , а именно

$$\xi = \frac{W_T^2 - W_d^2}{W_d^2} = \frac{\Delta T_T}{\Delta T}. \quad (9)$$

Кроме того, также используется достаточно часто коэффициент скорости  $\varphi$ , который равен отношению действительной скорости потока  $W_d$  в выходном его сечении к теоретически возможной скорости в изэнтропном процессе расширения  $W_T$  или равен корню квадратному из отношения перепада температур характеризующего обратимую долю термодинамического процесса  $\Delta T$  к суммарному перепаду температур  $\Delta T_{\Sigma}$ :

$$\varphi = \frac{W_d}{W_T} = \sqrt{\frac{\Delta T}{\Delta T_{\Sigma}}} = \sqrt{\frac{1}{\xi + 1}}. \quad (10)$$

Помимо этого, газодинамические потери можно оценить и с помощью приращения энтропии в потоке  $\Delta S$ , которую можно определить, используя исходное выражение (9) с учётом формул (3) и (4)

$$\xi = \frac{\Delta T_T}{\Delta T} = \frac{T - T_T}{T^* - T} = \frac{T(1 - T_T/T)}{T(T^*/T - 1)}, \quad (11)$$

$$T_T/T = \exp(-\Delta S/C_p),$$

$$T^*/T = 1 + (\kappa - 1)/2 \cdot M^2,$$

где  $M$  – число Маха. Тогда из (11) получим выражение для коэффициента потерь

$$\xi = \frac{2}{(\kappa - 1)M^2} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\Delta S}{C_p}\right) \right], \quad (12)$$

которое можно переписать в виде [3]

$$\Delta S = -C_p \ln \left( 1 - \xi \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right). \quad (13)$$

Анализ структуры уравнения (13) позволяет сделать следующий вывод: изменение энтропии в адиабатном процессе истечения рабочего тела зависит от его физических свойств и от безразмерного комплекса  $(\xi M^2)$ , который определяет необратимые потери кинетической энергии потока, вызванные совокупным влиянием на поток внутренней геометрии канала, т.е. газодинамических сопротивлений и режима течения, характеризующего критерием Маха.

В дополнение к этому можно сказать, что анализируя изэнтропные и адиабатные за-

висимости для открытых термодинамических систем, с учётом требований второго закона термодинамики относительно энтропии [3], можно записать

$$\Delta S = C_p \ln \frac{T_2}{T_1} = R \left( \ln \frac{P_1^*}{P_2^*} + \ln \frac{P_2}{P_1} \right). \quad (14)$$

Выражения (14) помогают раскрыть смысл заштрихованных областей на графиках, представленных на рисунках 2 и 3 в координатах  $T-S$  и  $P-V$ .

Теперь рассмотрим адиабатный процесс расширения рабочего тела в открытой термодинамической системе без совершения внешней работы, но в координатах  $P-V$ .

Графическая интерпретация термодинамического процесса представляет собой изображение в  $P-V$  диаграмме (рисунок 3) того же процесса что и на  $T-S$  диаграмме, показанного на рис. 2.

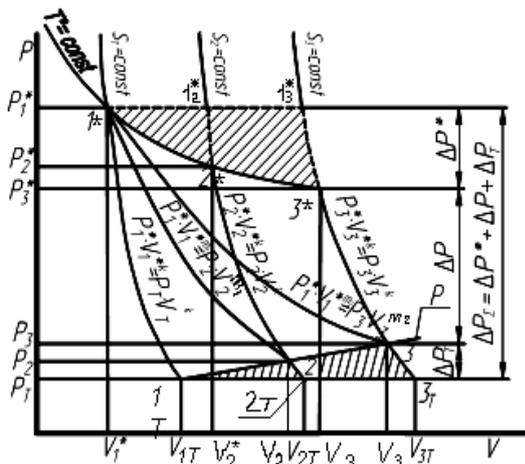


Рис. 3.  $P-V$  диаграмма расширения адиабатного потока с потерями

Анализируя процесс адиабатного расширения газа в потоке представленный на диаграмме  $P-V$  (рис. 3), можно выделить четыре характерных перепада давлений  $\Delta P^*$ ,  $\Delta P$ ,  $\Delta P_T$  и  $\Delta P_\Sigma$ .

Перепад заторможенных давлений  $\Delta P^*$  в адиабатном потоке запишется как

$$\Delta P^* = P_1^* - P_2^*, \quad (15)$$

где  $P_1^*$  - изоэнтропно заторможенное абсолютное давление в потоке на входе в канал;  $P_2^*$  - изоэнтропно заторможенное абсолютное давление в потоке на выходе из канала;  $\Delta P^*$  - перепад изоэнтропно заторможенных давлений на входе и выходе адиабатного потока.

Перепад заторможенных давлений в адиабатном потоке  $\Delta P^*$  характеризует величину основных газодинамических потерь в процессе расширения газа. Чем меньше заторможенное давление на выходе потока при одних и тех же параметрах на входе в канал  $P_2^*$ , тем большее количество сопротивлений введено в поток. Перепад заторможенных давлений в адиабатном процессе расширения газа характеризует основную долю необратимой части газодинамических потерь в движущемся потоке площадь, ограниченную точками (рис. 3)

$$1^* - 1_2^* - 1_3^* - 3^* - 2^* - 1^*.$$

Перепад заторможенного и статического давлений  $\Delta P$  может быть представлен как:

$$\Delta P = P_2^* - P_2, \quad (16)$$

где  $P_2$  - абсолютное статическое давление в движущемся потоке на выходе из канала;  $\Delta P$  - перепад заторможенного и статического давлений на выходе из канала.

Перепад заторможенного и статического давлений на выходе потока из канала  $\Delta P$  характеризует величину располагаемой полезной работы, которая может быть преобразована в располагаемую кинетическую энергию потока, т.е. в действительную скорость на выходе из канала. Чем меньше будет перепад давлений  $\Delta P$ , тем больше будут газодинамические потери при одних и тех же условиях на входе потока. Помимо этого, с точки зрения термодинамики, перепад давлений  $\Delta P$  характеризует собой обратимую часть термодинамического адиабатного процесса расширения газа в потоке.

Перепад статических давлений  $\Delta P_T$  может быть представлен как

$$\Delta P_T = P_2 - P_T, \quad (17)$$

где  $P_T$  - абсолютное статическое теоретически возможное давление в изоэнтропном процессе расширения газа в потоке;  $\Delta P_T$  - перепад статических давлений в адиабатном потоке относительно изоэнтропного уровня.

Перепад абсолютных статических давлений  $\Delta P_T$  характеризует степень увеличения действительного давления в адиабатном потоке  $P_2$ , за счет его подогрева относительно изоэнтропного уровня  $P_T$  определенного теоретическим путем.

Помимо этого, перепад статических давлений  $\Delta P_T$  в термодинамическом процессе адиабатного расширения газа характеризует долю необратимой части газодинамических

## ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ В АДИАБАТНЫХ ПОТОКАХ ПОРШНЕВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

потерь в движущемся потоке, то есть площадь, ограниченную точками (рис. 3)

$$1T - 2 - 3 - 3T - 2T - 1T .$$

Таким образом, необратимая часть адиабатного термодинамического процесса расширения газа в потоке складывается из двух долей:

- первая и основная доля потерь образуется за счет падения заторможенного давления на выходе потока  $P_2^*$  относительно заторможенного давления на входе потока в канал  $P_1^*$ ;

- вторая и меньшая доля потерь образуется в связи с увеличением статического давления  $P_2$  относительно его изоэнтропного уровня  $P_T$ , за счет подогрева движущегося газа при преодолении им газодинамических сопротивлений включенных в поток, поэтому можем записать, что газодинамические потери в адиабатном потоке складываются из двух составляющих

$$\Delta P_{\text{ндо}} = \Delta P^* + \Delta P_T, \quad (18)$$

где  $\Delta P_{\text{ндо}}$  - суммарные газодинамические потери давления в адиабатном потоке.

Суммарный перепад заторможенного давления на входе потока в канал и статического теоретически возможного давления может быть представлен как

$$\Delta P_{\Sigma} = P_1^* - P_T = \Delta P^* + \Delta P + \Delta P_T, \quad (19)$$

где  $\Delta P_{\Sigma}$  - перепад заторможенного давления на входе потока в канал и статического теоретически возможного давления в изоэнтропном процессе расширения газа в потоке.

Перепад давлений  $\Delta P_{\Sigma}$  в движущемся по каналу потоке характеризует как обратимую часть адиабатного термодинамического процесса расширения, так и необратимую часть образовавшуюся за счет преодоления газодинамических сопротивлений включенных в поток.

В результате проделанного термодинамического анализа адиабатного процесса расширения газа движущегося в потоке по каналу без совершения внешней работы можно сказать, что с увеличением энтропии в потоке (рисунок 2) и (рисунок 3) обратимая часть адиабатного процесса расширения газа, характеризуемая перепадом температур  $\Delta T$  и давлений  $\Delta P$ , а также действительной скоростью потока на выходе из канала  $W_d$ , будет уменьшаться. Соответственно с этим, необратимая часть этого же термодинамиче-

ского процесса характеризуемая перепадом температур  $\Delta T_T$  и давлений  $\Delta P_{\text{ндо}}$  будет расти и в пределе, если включить в канал пористое газодинамическое сопротивление действительная скорость потока на выходе из канала будет стремиться к нулю  $W_d \rightarrow 0$ , а статическая температура на выходе из канала  $T_2$  будет стремиться к заторможенной  $T^*$ , т.е.  $T_2 \rightarrow T^*$ , статическое давление на выходе из канала  $P_2$  будет стремиться к заторможенному (также на выходе из канала)  $P_2^*$ , то есть  $P_2 \rightarrow P_2^*$ , перепады давлений  $\Delta P^*$  и  $\Delta P_T$  будут расти, в пределе получим

$$\Delta P_{\Sigma} = \Delta P^* + \Delta P_T .$$

Бытующее мнение о том, что в термодинамическом процессе адиабатного расширения газа в потоке статическое давление  $P_2$ , представляемое, как правило, на  $I-S$  диаграммах в отечественной литературе с увеличением энтропии будет изменяться по изобаре  $P_T = P_2 = P_3 = \text{const}$  (рис. 1), что не соответствует действительности. Увеличение статического давления  $P_2$  с ростом энтропии вызвано подогревом потока, характеризуемого температурой  $T_2$ , из-за наличия газодинамических сопротивлений. Поэтому с ростом энтропии в потоке статическое давление  $P_2$  будет незначительно но расти, по мере перемещения его с одной изобары на другую (рис. 3).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. - М.: Наука, 1969. - 824 с.
2. Андрющенко А.И. Основы технической термодинамики реальных процессов. - М.: Высшая школа, 1975. - 264 с.
3. Балашов А.А. Определение газодинамических потерь в проточных каналах ДВС: межвуз. сб Исследование и совершенствование быстроходных двигателей / АлтГТУ им. И.И. Ползунова. - Барнаул, 1997. - С. 133 - 142.
4. Вукалович М.П., Новиков И.И. Техническая термодинамика. - М.: Энергия, 1968. - 496 с.
5. Егоров Я.А. Показатель процесса изменения параметров газа в потоке // Двигатели внутреннего сгорания.-1982.-Вып.35.-С.43-49.
6. Жуковский В.С. Термодинамика. - М.: Энергоатомиздат, 1983. - 304 с.
7. Техническая термодинамика / Под ред. В.И. Крутова. - М.: Высшая школа, 1981. - 439 с.
8. Мамонтов М.А. Некоторые случаи течения газа по трубам, насадкам и поточным сосудам. - М.: Оборонпром, 1951. - 490 с.