Теплообмен в ограниченном пространстве, содержащем элементы с памятью формы

Выполнила Константинова Екатерина, под руководством Турышевой Евгении Сергеевны
Сибирский федеральный университет
Красноярск, пр.Свободный 82^{a} , 660041

Разработана математическая модель теплообмена ограниченном пространстве, содержащем элементы с памятью формы. *Получено* уравнение теплоотдачи защитного слоя одежды специального назначения. *Приведены* результаты исследования боевой одежды пожарных, обеспечивающие устойчивость к воздействию теплового потока плотностью не менее 5 кВт/м^2 в течение 240 секунд.

Ключевые слова: тепловой поток, защитный слой одежды, дифференциальные уравнения, коэффициент теплоотдачи, скорость потока,

Введение.

В современной боевой одежде пожарных необходимо применять материалы и конструкцию, обеспечивающие устойчивость к воздействию теплового потока плотностью не менее 5 кВт/м^2 в течение 240 секунд. Кроме того, коэффициент теплопроводности пакета не должен превышать значение 0,06 Вт/(м^2 К).

Целью работы является разработка и исследование нового промежуточного защитного слоя одежды специального назначения с установленными внутри пружинами из нитинола.

Условия и методы исследования. Объектом исследований выбран защитный слой одежды специального назначения с установленными внутри пружинами из нитинола. Предлагаемая конструкция одежды включает в себя ограниченное пространство в виде вертикальной щели. В зависимости от расстояния δ между стенками щели движение потока может развиваться различным образом. При достаточно больших значениях толщины δ около обеих стенок формируются не соприкасающиеся друг с другом пограничные слои. На горячей стенке, начиная с основания, возникает восходящий пограничный слой. Отклонения от этой картины имеют место на концах цели (рис. 1).

Допущения:

1. Свойства обрабатываемого теплового потока неизменны во времени и по длине аппарата.
2. Температура стенки берется как среднеинтегральная по толщине.
3. Тепловой поток в аксиальном направлении пренебрежимо мал.
4. Коэффициенты теплоотдачи постоянны по длине аппарата.

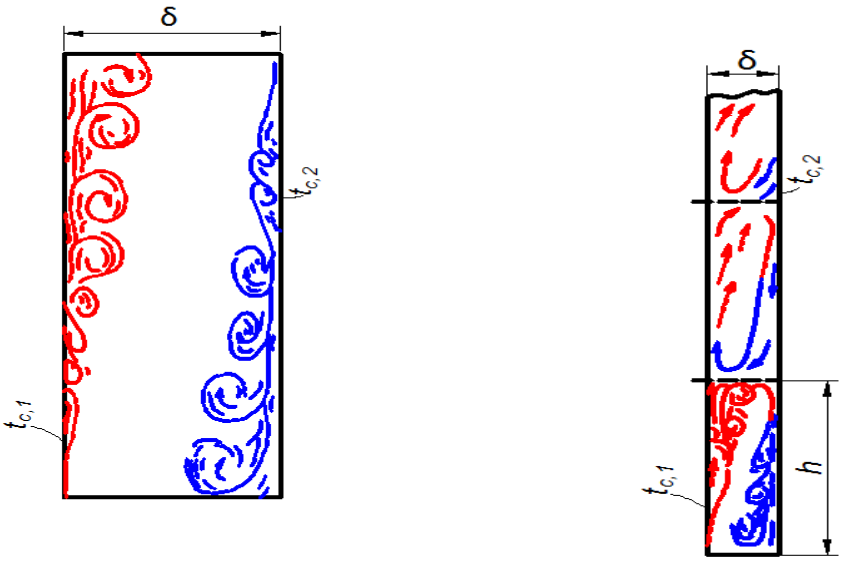

Рис. 1 Расчетная схема щели с установленными внутри пружинами из нитинола

Для подтверждения возможности применения предлагаемой конструкции с точки зрения тепловых показателей проведено теоретическое исследование теплообмена в слое, представляющем собой щель с установленными внутри пружинами из нитинола.

В первом случае расчет теплообмена производится так же, как и для случая свободного движения около вертикальной пластины. С этой целью расматривается аналитическое решение системы дифференциальных уравнений конвективного теплообмена.

Во втором случае расчет теплового потока производится с использованием уравнения теплопроводности:

$$q = \frac{\lambda_{экв}(t_{c1} - t_{c2})}{\vartheta}, \frac{Вт}{м^2}$$

где $\lambda_{экв}$ - эквивалентный коэффициент теплопроводности, Вт /(м К).

В инженерных расчетах наиболее важно определить тепловой поток между движущейся средой и поверхностью тела. Такой вид теплопереноса называется конвективной теплоотдачей. В этом случае расчёт теплового потока производится по уравнению закона Ньютона – Рихмана:

$$dQ = \alpha \ \Delta t \ dF,$$

где dQ – тепловой поток ,Вт; Δt – температурный напор – разность температур между потоками и стенкой, К; dF - поверхность теплообмена , $м^2$; α – коэффициент теплоотдачи, Вт/($м^2$ К).

Таким образом, коэффициент теплоотдачи равен плотности теплового потока, при температурном напоре, равному единице.

$$\alpha = \frac{dQ}{\Delta t \, dF} = \frac{\overline{q}}{\overline{\Delta t}},$$

Величина α в формуле представляет собой местный или локальный коэффициент теплоотдачи.

Средний коэффициент теплоотдачи по всей поверхности нагрева определяется следующим образом:

$$\bar{\alpha} = \frac{Q}{\overline{\Delta t}\,F} = \frac{\bar{q}}{\overline{\Delta t}},$$

где $\bar{\alpha}$, $\bar{q}$ и $\overline{\Delta t}$ – средние по поверхности значения.

Эту же величину часто определяют как среднеинтегральное значение. Для вертикальной пластины высотой l.

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{l}\int_0^l \alpha\, dx,$$

то есть, тепловой поток прямо пропорционален температурному напору.

Коэффициент теплоотдачи зависит от большого количества факторов : формы и размеров поверхности теплообмена; физических свойств; потока; скорости потока; температуры стенки и потока; природы возникновения движения потока и других.

Движение потока возникает вследствие приложения внешних сил или путем свободной конвекции. В первом случае движение называется вынужденным – за счет насосов, вентиляторов, компрессоров, ветра и т.д.

Если же внешняя скорость потока отсутствует (ω = 0), то движение в поле земного тяготения возникает при неоднородности плотности потока: горячие слои движутся вверх, холодные опускаются. В этом случае в среде возникает подъемная сила $dF_{под} = \rho\, g\, \beta\, \Delta t\, l$; Па , где l – высота потока, при этом движение называют свободным.

В данной работе исследуется теплоотдача при свободном движении потока газа вблизи нагретой поверхности теплообмена. Температура стенки t_c принимается постоянной, т.е. t_c=const.

Средняя по сечению температура потока определяется так:

$$\bar{t} = \frac{1}{f_0}\int_0^{f_0} t\, df,$$

где f_0 - площадь поперечного сечения потока. Тогда температурный напор будет равен $\overline{\Delta t} = t_c - \bar{t}$.

Среднее значение плотности теплового потока находиться по балансу энергии среды:

$$Q_c = \int_0^l q_c u dx,$$

где u - периметр площади поперечного сечения, м; индекс «с» относится к значениям на стенке.

В свою очередь $Q_c = m\, c_p\, \Delta t$,

где m - массовый расход потока, кг/с.

Для местной плотности теплового потока

$$q_c = \frac{m\, c_p}{u}\, \frac{\overline{dt}}{dx}.$$

Соотношения для Q_c и q_c справедливы для сравнительно простых задач и используются в данной работе.

Как всякое сложное явление, конвективный теплообмен имеет свои математические зависимости, характеризующие особенности процессов переноса теплоты и гидродинамики потока.

Уравнение теплоотдачи. Его можно получить из уравнения теплового баланса вблизи стенки: тепловой поток, передаваемый путем тепловодности через пограничный слой, равен тепловому потоку за счет конвективной теплоотдачи на границе стенка - поток:

$$-\lambda\left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_c = \alpha\,\Delta t\,,$$

откуда

$$\alpha = -\frac{\lambda}{\Delta t}\left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_c\,.$$

Для того, чтобы знать распределение температуры вблизи стенки $\left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_c$, надо использовать уравнение энергии.

Уравнение энергии. При выводе используются условия, что среда однородна и изотропна, физические свойства постоянны, деформация объема отсутствует.

Используем I закон термодинамики для потока:

$$dQ = dH + m d\left(\frac{\omega^2}{2}\right) + dL_{\text{тех}}\,.$$

В потоке не установлен ротор, поэтому техническая работа не совершается, т.е. $dL_{\text{тех}} = 0$.

Скорость потока значительно не изменятся, поэтому можно пренебречь изменением кинетической энергий, т.е. $d\left(\frac{\omega^2}{2}\right) = 0$.

Тогда $dQ = dH$,
т.е. тепловой поток равен изменению энтальпии.

В свою очередь, dQ складывается из теплового потока за счет конвекции и теплопроводности:

$$dQ = dQ_{\text{конв}} + dQ_{\text{тепл}},$$

где

$$dQ_{\text{конв}} = dm\,c_p\,\Delta t = d(\rho\omega df)c_p\,\Delta t\,,$$

$$dQ_{\text{тепл}} = -\lambda\left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_c df\,.$$

После преобразований можно получить:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + \omega_x\frac{\partial t}{\partial x} + \omega_y\frac{\partial t}{\partial y} + \omega_x\frac{\partial t}{\partial z} = a\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}\right)$$

или

$$\frac{Dt}{d\tau} = a\nabla^2 t\,.$$

Здесь $\frac{Dt}{d\tau}$ – полная или субстанциональная производная от температуры; a – коэффициент температуропроводности, $\text{м}^2/\text{с}$.

Для решения этого уравнения необходимо знать поле скорости вблизи стенки, поэтому следует использовать уравнение движения. Получим уравнение с учетом подъемной силы. На бесконечно малый элемент потока объемом dV действует ряд сил, приводящих поток в движение (рис. 2).

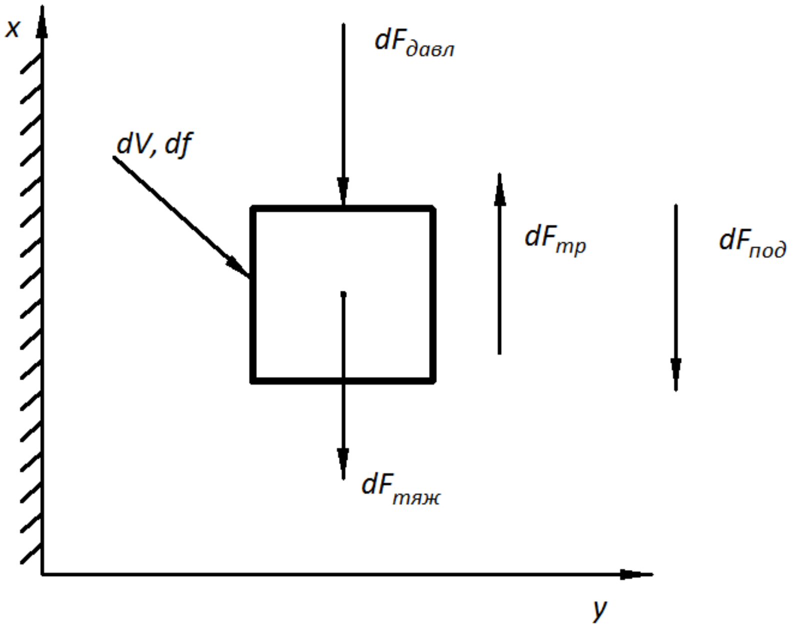

Рис. 2. Расчетная схема теплового потока

К выводу уравнения движения: $dF_{дав}$– сила давления ; $dF_{тр}$- сила трения; $dF_{под}$- подъемная сила; $dF_{тяж}$ - сила тяжести

Принимается движение одномерным в направлении оси x Тогда для всех приложенных сил можно использовать следующие выражения:

$$dF_{дав} = pdf = -\mathrm{div}pdV = -\frac{\partial p}{\partial x}dV\,;$$
$$dF_{тр} = -\mu\frac{\partial\omega_x}{\partial y}df = +\mathrm{div}(\mu\frac{\partial^2\omega_x}{\partial y^2})dV\,;$$
$$dF_{тяж} = \rho g dV;$$
$$dF_{под} = d(\rho g\beta\Delta t\, f) = \rho g\beta\Delta t df = -\rho g\beta\Delta t dV.$$

Равнодействующая всех сил равна массе, умноженной на ускорение:

$$dF_{рав} = \rho d V\,\frac{D\omega_x}{d\tau}\,,$$

где $\frac{D\omega_x}{d\tau}$ - субстанциональная производная, характеризующая изменение скорости по времени и координатам:

$$\frac{D\omega_x}{d\tau} = \frac{\partial\omega_x}{\partial\tau} + \omega_x\frac{\partial\omega_x}{\partial x} + \omega_y\frac{\partial\omega_x}{\partial y} + \omega_z\frac{\partial\omega_x}{\partial z}\,.$$

Тогда для объема dV можно записать:

$$\frac{D\omega_x}{d\tau} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + g_x - \rho_0 g_x\beta\Delta t + \nu\frac{\partial^2\omega_x}{\partial y^2}\,.$$

Уравнение сплошности. Рассматриваемая задача относится к сплошной среде, поэтому необходимо уравнение сохранения массы или уравнение сплошности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho \omega_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \omega_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \omega_z)}{\partial z} = 0.$$

Для стационарных задач $\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = 0$, и, если $\rho = \mathrm{const}$, то вид уравнения упрощается:

$$\frac{\partial \omega_x}{\partial x} + \frac{\partial \omega_y}{\partial y} + \frac{\partial \omega_z}{\partial z} = 0.$$

Заключение

Анализ и решение системы дифференциальных уравнений для свободного движения потока рекомендуются для математического моделирования теплообмена в ограниченном пространстве, содержащем элементы с памятью формы

1. Чиркин В.С. Теплофизические свойства материалов ядерной техники. Справочник. М.: Атомиздат. 1968.- 484 с.
2. Цедерберг Н.В., Попов В.Н. , Морозова Н.А. Термодинамические и теплофизические свойства гелия. М.: Атомиздат. 1969. -276 с.
3. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Изд-во «Высшая школа». 1967.- 487 с.