

Министерство образования Республики Беларусь

Учреждение образования
БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАТИКИ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

Кафедра радиоэлектронных средств

Н.С. Образцов, А.М. Ткачук, Э.П. Куракина

ТЕПЛООБМЕН В РЭА

Конспект лекций по курсу «Конструирование радиоэлектронных устройств»
для студентов специальностей
«Моделирование и компьютерное проектирование РЭС»
и «Проектирование и производство РЭС»
дневной формы обучения

Минск 2003

УДК 621.396.6 (075.8)
ББК 32.844 я 73
О 23

Рецензент:
технический директор УП «Измерительные приборы и системы» С.Н. Юрко

Образцов Н.С.

О 23 Теплообмен в РЭА: Конспект лекций по курсу «Конструирование радиоэлектронных устройств» для студентов спец. «Моделирование и компьютерное проектирование РЭС» и «Проектирование и производство РЭС» дневной формы обучения / Н.С. Образцов, А.М. Ткачук, Э.П. Куракина. — Мн.: БГУИР, 2003. — 55 с.: ил.

ISBN 985-444-414-7.

В конспекте лекций рассмотрены вопросы влияния внешних воздействий на работоспособность РЭУ, теплообмена в конструкциях РЭС, а также даны примеры расчетов теплопроводности и теплового сопротивления.

УДК 621.396.6 (075.8)
ББК 32.844 я 73

ISBN 985-444-414-7

© Н.С. Образцов, А.М. Ткачук,
Э.П. Куракина, 2003
© БГУИР, 2003

1 ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА РАБОТОСПОСОБНОСТЬ РЭС И ТЕПЛОМАССОБМЕН

1.1 Влияние дестабилизирующих факторов на работоспособность РЭС

В процессе работы РЭС подвергаются воздействию большого количества внешних факторов, в результате чего ухудшаются их рабочие параметры. Такие воздействия называют дестабилизирующими факторами.

Прочность изделия характеризуется величиной прочности (P), а воздействие на РЭС — величиной жесткости (G). Работа изделия осуществляется при $P > G$, если $P < G$, то РЭС выходит из строя. Прочность изделия зависит от материала, его дефектов, технологии изготовления и т.д. и изменяется во времени по закону (рисунок 1):

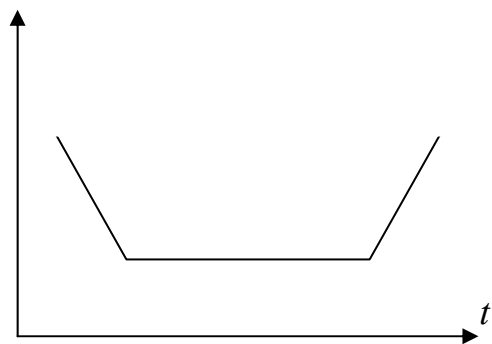


Рисунок 1

Все многообразие дестабилизирующих факторов можно свести к двум группам:

- субъективные;
- объективные.

Субъективные факторы — это совокупность факторов, определяющихся действиями людей. Они проявляются на всех этапах: от конструирования до экс-

плуатации. На различных этапах ошибки людей, соприкасающихся с РЭС, различны. Так, при проектировании все зависит от группы разработчиков, их опыта, знаний, а при эксплуатации важна осторожность в обращении, четкость следования инструкции при наладке и т.д. Из общего количества повреждений РЭС 43% — это следствие ошибки конструктора, 20% — изготовления, 30% — условий эксплуатации, 7% составляет износ, старение, использование плохого сырья. Причем неправильный режим и неумелое обслуживание дает 18% повреждений от общего числа вышедших из строя изделий. Самое серьезное при этом то, что субъективные факторы исключить невозможно, однако их можно уменьшить, если повысить квалификацию рабочих и инженеров.

К объективным факторам относят воздействия, подразделяющиеся на:

- климатические — тепло, влага, пыль, давление и т.д.;
- механические — удары, шумы, инерционные воздействия;
- электрические — действие электростатических, электрических и магнитных полей;
- различные радиационные факторы.

В данном пособии ограничимся рассмотрением климатических факторов.

1.2 Характеристика климатических воздействий

Климатические условия представляют собой совокупность естественных и искусственно созданных климатических воздействий. Последние являются иногда следствием функционирования собственных РЭС и расположенных рядом технических предприятий.

Климат — характерный метеорологический режим, существующий в данной местности продолжительный промежуток времени (20–30 лет). Климат характеризуется: температурой, атмосферным давлением, влажностью, наличием в воздухе соли и пыли. Климат бывает четырех разновидностей:

- жаркий сухой;
- жаркий влажный;
- умеренный;
- холодный.

Жаркий сухой климат охватывает области, где большее время года температура находится в пределах $+10 \dots +60 \text{ }^\circ\text{C}$, наблюдаются песчаные бури, в воздухе содержится соль, размножается большое количество вредных насекомых и грызунов.

Жаркий влажный климат имеет место в областях, где температура колеблется от $+20$ до $+40 \text{ }^\circ\text{C}$, большая влажность воздуха (влага легко конденсируется), частые ливни, грозы, в воздухе содержится азот и аммиак. Это благоприятные условия для плесени, вредных насекомых и грызунов.

Умеренный климат имеет место при температуре, находящейся в пределах $-30 \dots +35 \text{ }^\circ\text{C}$, кратковременно — $-40 \dots +40 \text{ }^\circ\text{C}$; влажность воздуха $80 \dots 90 \%$, сильные ветры. Перепад температуры за сутки — около $11 \text{ }^\circ\text{C}$.

Холодный климат имеет место при температуре, понижающейся до $-40 \text{ }^\circ\text{C}$ и ниже, с характерными сильными ветрами. В этих областях существуют частые переходы через $0 \text{ }^\circ\text{C}$, что чревато туманами, инеем и т.п.

Все эти параметры регламентированы ГОСТами, например:

ГОСТ 16019-78. Дополнение к ГОСТ 15150-69. Требования по устойчивости к механическим и климатическим воздействиям и методы испытаний.

ГОСТ 15150-69. Машины, приборы и другие элементы изделия. Регламентируются виды изделий для разных климатических районов, приводятся категории эксплуатации, также методы хранения и транспортировки.

К естественным климатическим факторам относят изменение температуры, относительной влажности и атмосферного давления окружающей среды. Учитывают при этом наличие пыли, активных химических веществ, солнечного излучения, возможность образования плесени и т.д.

Охарактеризуем эти факторы:

1. Температура — главный дестабилизирующий фактор. Работоспособность РЭС определяется допустимым температурным диапазоном работы ее

элементов. Это значит, что внутри этого диапазона РЭС сохраняет свою работоспособность. Так как внутри РЭС существуют активные элементы, выделяющие тепло, то конструкцию РЭС выполняют для выдерживания больших температур (предельно допустимые температуры), чем окружающая среда, и они определяют теплопрочность изделия. Температурное воздействие может быть:

- стационарным (температура постоянна);
- периодическим;
- аperiodическим.

2. Атмосферное давление. На поверхности Земли атмосферное давление составляет одну атмосферу или 10^5 Па, при удалении от земной поверхности на один километр давление уменьшается на $1,33 \cdot 10^4$ Па.

3. Влажность. Агрессивный фактор, проявляющийся при погружении РЭС в воду, выпадении дождя, росы, инея и, самое главное, при перепаде температур, в результате которого возможно замерзание и разморозание жидкости на поверхности конструкции. Вода, содержащаяся в атмосфере, загрязнена химически активными веществами (соли кадмия, магния, железа, углекислый газ, азот и т.д.), которые приводят к коррозии и механическим разрушениям. Влажность уменьшается с увеличением температуры и высоты над земной поверхностью.

4. Пыль и песок. Состав пыли, размер частиц и концентрация зависят от расположения РЭА. В состав пыли входят неорганические вещества, такие, как сажа, зола, уличная пыль и др. и органические частицы. Наземная пыль состоит из мелких и шероховатых частиц порядка $0,1 \dots 20$ мкм. На высоте 20 км пыль отсутствует. Опасная пыль — городская, содержащая азот, аммиак и различные соли.

5. Действие биологической среды. К биологическим факторам относят плесень, грызунов, муравьев и других насекомых. Под действием плесени изменяется структура материала, повышается хрупкость. Плесень поражает и материалы, не являющиеся для нее питательной средой, например, такие, как стекло. Путем выделения органической кислоты она также ускоряет коррозию различных материалов. Плесень очень распространена и имеет много разновидностей, она разрастается на клеммах, переключателях, изоляции проводов, канифоли и т. д. РЭА также может быть повреждена муравьями: красные повреждают изоляцию, термиты — лаки, древесину.

6. Влияние излучения солнечной радиации в длинноволновой области спектра с плотностью потока $q = 1,4 \cdot 10^3$ Вт/м².

Климатические факторы определяют конструкторское исполнение корпуса, который может быть либо герметичным, либо перфорированным.

2 ТЕПЛООБМЕН В КОНСТРУКЦИЯХ РЭС

2.1 Основные законы теплообмена

Теплообмен — раздел физики, где рассматриваются вопросы переноса тепла.

Теплообмен (теплопередача) — передача тепла между телами, телом и средой, от одной части тела к другой вследствие разности температур.

В системе РЭС тела находятся при различных температурах, вследствие этого между ними, а также между ними и средой возникает теплообмен. По законам термодинамики суммарный результирующий поток тепла направлен от тела с большей температурой к телу с меньшей температурой.

Существует ряд величин теплообмена:

- t , °C — температура в градусах Цельсия;
- T , К — температура кельвина;
- Q , Дж — теплота в джоулях;
- P , Вт — тепловой поток в ваттах;
- τ , с — время в секундах;
- q , Вт/м² — тепловой поток с единицы площади однородной поверхности, плотность тепловой мощности, интенсивность потока.

Выделим основные соотношения:

$$P = \left(\frac{dQ}{d\tau} \right); q = \left(\frac{dP}{dS} \right); P = q \cdot S \text{ — для однородной поверхности}; \quad (1)$$

$$P = \int_S q dS \text{ — для неоднородной поверхности.}$$

Для описания процессов передачи тепла используется классическая теория теплообмена, которая учитывает, что существуют три способа передачи тепла: конвективный перенос тепла, кондуктивный теплообмен, тепловое излучение.

Конвективный перенос тепла происходит в жидкой или газообразной среде, ибо конвекция — перенос тепла посредством макроскопических объемов жидкости или газа при наличии градиента плотности среды, вызванной разностью температур. Условия конвективного переноса тепла:

- а) наличие среды;
- б) «правило кирпича» (более нагретый объект передает тепло менее нагретому), рисунок 2.

Процесс передачи тепла конвекцией называется конвективным теплообменом. Основным законом конвективного теплообмена является закон Ньютона—Рихмана: *тепловая мощность, отдаваемая нагретой поверхностью, пропорциональна площади поверхности и разности температур между поверхностью и средой:*

$$P = \alpha_k S \Delta t = \alpha_k S \Delta T, \quad (2)$$

где α_k — коэффициент пропорциональности конвективного теплообмена, $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{К}}$, или конвективный коэффициент теплоотдачи.

Коэффициент конвективной теплоотдачи зависит от электрофизических свойств поверхности, свойств окружающей среды, формы, размеров, ориентации конкретных поверхностей конструкций. Числовые значения коэффициента пропорциональности конвективного теплообмена рассчитываются отдельно для каждой поверхности, табличных значений нет.

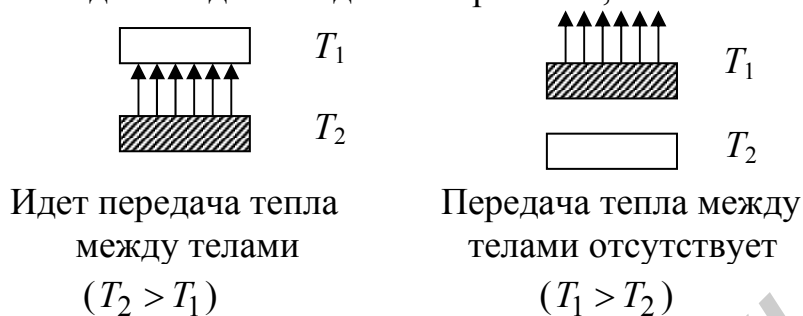


Рисунок 2

Кондуктивный теплообмен — процесс передачи тепла теплопроводностью. Теплопроводность — передача тепла не только от более нагретой части тела к менее нагретой, но и передача тепла при соприкосновении двух тел с разными температурами. Такая передача тепла обусловлена молекулярным взаимодействием при наличии градиента температур.

Характеристикой теплопроводных свойств служит величина λ — коэффициент теплопроводности материала. λ — табличная величина, зависящая от температуры: $\lambda_m = f(T)$. Индекс m указывает, что при выборе λ из таблиц учитывается среднеарифметическая температура $t_m = 0,5(t + t_c)$. Для газов $\lambda = (0,005-0,5)$ Вт/м·К и растет при увеличении температуры. Для капельных жидкостей $\lambda = (0,08-0,7)$ Вт/м·К, с увеличением температуры λ уменьшается (бензин, керосин, кислоты), за исключением воды и глицерина. Для твердых тел $\lambda = (0,02-400)$ Вт/м·К; $\lambda < 0,02$ Вт/м·К характерна для изоляции.

Перенос тепла в твердом теле осуществляется при помощи таких механизмов, как:

- фононный (решетчатый перенос), обусловленный колебаниями кристаллической решетки;
- электронно-дырочная проводимость, перенос осуществляется носителями заряда.

В полупроводниках концентрация носителей изменяется в больших пределах. Так, например, в сильнолегированных полупроводниках за перенос тепла отвечает электронно-дырочная проводимость, а в слаболегированных проводниках и диэлектриках — фононная проводимость.

Основным законом теплопроводности является закон Фурье: *плотность теплового потока прямо пропорциональна градиенту температур:*

$$\vec{q} = -\lambda \cdot \text{grad}(T). \quad (3)$$

В скалярном представлении этот закон имеет вид

$$q = \left| \vec{q} \right| = \lambda \frac{\Delta T}{\Delta x} = \lambda \frac{T_2 - T_1}{\Delta x}. \quad (4)$$

Из равенства тепловых потоков, выраженных законом Фурье (4),

$$P_T = q S = \lambda S \frac{T_2 - T_1}{\Delta x} \quad (5)$$

и законом Ньютона аналогично (2)

$$P_T = \alpha_T S \Delta T, \quad (6)$$

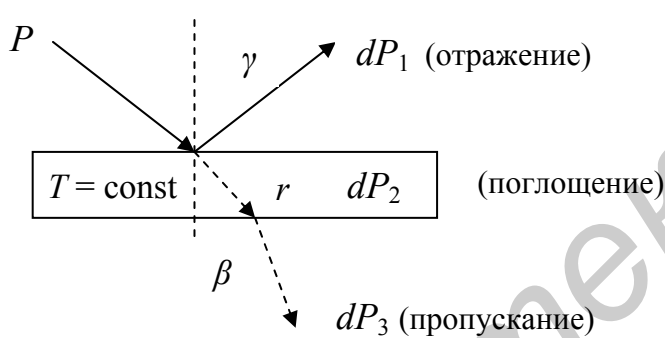
где α_T — кондуктивный коэффициент теплообмена, находим

$$\alpha_T = \frac{\lambda}{\Delta x} = \frac{\lambda}{d}, \quad (7)$$

где d — толщина слоя, м.

Тепловое излучение. Описание тепловых потоков излучением опирается на законы излучения абсолютно черного тела.

Из курса физики известно, что каждое тело характеризуется спектральными и интегральными излучательными способностями. К спектральным характеристикам относятся (рисунок 3):



$\gamma = \frac{dP_1}{P}$ — отражательная способность тела;

$r = \frac{dP_2}{P}$ — поглощательная способность тела;

$\beta = \frac{dP_3}{P}$ — пропускательная способность тела.

Рисунок 3

Для падающего потока:

$$P = dP_1 + dP_2 + dP_3$$

или $\gamma + r + \beta = 1$.

При этом следует учесть, что тело имеет температуру T и находится в теплообмене с окружающей средой, что характеризуется излучательной способностью тела — α_L .

Все спектральные характеристики: $\gamma, r, \beta, \alpha_L = f(\lambda, T)$.

Для абсолютно черного тела поглощательная способность $r = r_0 = 1$ (для непрозрачных материалов и малой отражательной способности $\gamma = \beta = 0$).

Закон Кирхгофа. Для всех тел, находящихся при одной и той же температуре, отношение излучательной способности к поглощательной есть величина постоянная:

$$\left(\frac{\alpha}{r}\right)_1 = \left(\frac{\alpha}{r}\right)_2 = \left(\frac{\alpha}{r}\right)_3 = \dots = \text{const}.$$

Для абсолютно черного тела закон Кирхгофа имеет вид: $\frac{\alpha_0}{r_0} = \text{const},$

где α_0 — излучательная способность абсолютно черного тела, по отношению к нечерным телам $\alpha_0 > \alpha_l$ любого тела.

Плотность потока излучения любого тела $q = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \alpha_l d\lambda$. Для абсолютно черного тела $q_0 > q$ любого нечерного тела и описывается законом Стефана-Больцмана: $q_0 = \sigma T^4$, где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}$ — постоянная Стефана-Больцмана.

Введем степень черноты поверхности тела ξ при постоянной температуре:

$$\xi = \frac{q}{q_0}, \quad (8)$$

откуда выразим плотность потока излучения любого тела, имеющего температуру T , в вакууме:

$$q = \xi q_0 = \xi \sigma T^4 = \xi \cdot C \left(\frac{T}{100} \right)^4,$$

где $C = 5,67$ — часть постоянной σ .

Для двух тел (закон теплообмена) при $T_1 > T_2$ это выражение примет вид

$$q = \varphi_{12} \xi_{np} C \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (9)$$

где φ_{12} — степень облученности, доля падающего облучения, а ξ_{np} — приведенная степень черноты.

Тогда формула для лучистой энергии при теплообмене тел запишется как

$$P_l = q S = \varphi \xi_{np} C \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (10)$$

и $P_l = \alpha_l S \Delta T$ — закон Ньютона

где α_l — коэффициент теплообмена излучением, который из (10) выражается как:

$$\alpha_l = \varphi \xi_{np} C \frac{\left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]}{\Delta T} = \varphi \xi_{np} f(T_1, T_2), \quad (11)$$

где $f(T_1, T_2)$ — табулированная функция, значения берут из таблиц.

2.2 Конвективный теплообмен

Перенос тепла конвекцией связан с движением жидкой и газообразной сред, если существует разность плотности, обусловленная разностью температур. Различают два вида конвекции:

а) естественная конвекция, которая осуществляется при свободном движении среды, т.е. обусловлена разностью плотностей холодного и нагретого объемов;

б) принудительная, или вынужденная конвекция, которая возникает, если движение вызвано внешним воздействием (насосы, вентиляторы и т. д.).

Конвективный теплообмен может быть описан системой дифференциальных уравнений, выражающих движение импульса, массы, энергии и т. д., но практика расчета конвективного теплообмена выработала свои методы расчета, опираясь на теорию подобия.

2.2.1 Закон Ньютона. Критерии подобия. Критериальные уравнения

Основной закон конвективного теплообмена имеет вид (2):

$$P = \alpha_K S \Delta T,$$

где α_K — коэффициент конвективного теплообмена зависит от ряда физических и геометрических параметров, $\alpha_K = f(T_{\text{тела}}, T_{\text{среды}}, \beta, \lambda, C, \rho, \nu, \dots)$.

На основе теории подобия математическую связь между множеством физических и геометрических параметров, определяющих α_K , можно записать в виде ряда соотношений, представляющих собой безразмерные комплексы, составленные из этих параметров. Сами безразмерные комплексы из физических и геометрических параметров называются критериями или числами подобия (различают 14 критериев).

Основными комплексами являются:

1. Критерий Нуссельта:

$$Nu = \alpha_K \frac{L}{\lambda_m}, \quad (12)$$

где λ_m — теплопроводность омывающей среды;

L — параметр, определяющий размер конструкции.

Сам критерий характеризует соотношение интенсивности конвективного теплообмена и теплопроводности. Из (12) выражают

$$\alpha_K = Nu \frac{\lambda_m}{L}. \quad (13)$$

2. Критерий Грасгофа:

$$Gr = \beta g \frac{L^3}{\nu_m^2} (t - t_C), \quad (14)$$

где β — коэффициент объемного расширения окружающей среды;

g — ускорение силы тяжести;

ν_m — коэффициент кинематической вязкости среды.

Данный критерий характеризует эффективность подъемной силы, вызывающей свободно-конвективное движение вязкой жидкости.

3. Критерий Прандтля:

$$Pr = \frac{\nu_m C_P \rho_m}{\lambda_m}. \quad (15)$$

Данный критерий характеризует соотношение молекулярных свойств переноса количества движения и теплоты.

Уравнение, связывающее между собой критерии, называется критериальным уравнением, которое имеет вид

$$Nu = f(Gr, Pr) . \quad (16)$$

2.2.2 Теплоотдача естественной конвекцией в неограниченном объеме

На основе теории подобия был обобщен большой экспериментальный материал по теплообмену тел различной геометрической формы при свободной конвекции в неограниченном пространстве и определена общая зависимость для расчета коэффициента теплоотдачи с одним определяющим параметром: для вертикальных плит, бесконечно длинных проводников, труб и шаров. Это соотношение вида

$$Nu = C (Gr \cdot Pr)^n_m , \quad (17)$$

где C и n — эмпирические коэффициенты, величины которых зависят от интенсивности теплопередачи (таблица 1).

Таблица 1

$Gr \cdot Pr$	$< 10^{-3}$	$10^{-3} \dots 5 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^2 \dots 2 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7 \dots 10^{13}$
C	1,5	1,18	0,54	0,135
n	0,00	0,125 = 1/8	0,25 = 1/4	0,33 = 1/3

На основе этого были созданы четыре закона конвективного теплообмена:

1. Закон нулевой степени — пленочный режим движения среды.
2. Закон 1/8 степени — ламинарный закон движения среды. В этом случае интенсивность теплообмена незначительна и около поверхности тела наблюдается слабое движение пленки.
3. Закон 1/4 степени — переходной режим. В этом случае наблюдается более интенсивный характер теплообмена около плоских и цилиндрических поверхностей.
4. Закон 1/3 степени — вихревой режим. Он описывает турбулентный характер движения жидкости при сильном нагреве и соответствует наиболее интенсивному теплообмену.

2.2.3 Расчетные формулы конвективной теплоотдачи различных тел в неограниченном объеме. Теплоотдача неограниченных цилиндров

Для технических расчетов используют ряд частных формул, позволяющих быстро рассчитать коэффициент пропорциональности конвективного теплообмена (α_K) для разных тел при различных условиях эксплуатации.

Неограниченный цилиндр — это проводник, для которого α_K с удовлетворительной точностью можно получить по формуле для неограниченного цилиндра при условии, что $(Cr \cdot Pr) = 10^{-3} \dots 5 \cdot 10^2$:

$$\alpha_K = A_1 \left(\frac{t - t_C}{d^5} \right)^{\frac{1}{8}}, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}}, \quad (18)$$

где d — диаметр цилиндра;

A_1 — постоянная величина, определяемая по формуле

$$A_1 = 1,18 (\beta g Pr)^{\frac{1}{8}} \cdot \frac{\lambda_m}{m} \cdot \frac{1}{v_m^{\frac{1}{4}}}, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^{11/8} \cdot \text{К}^{9/8}}$$

или берется по данным из таблиц.

2.2.4 Теплоотдача плоской и цилиндрической поверхностей конечной длины

Для установления закона, по которому можно рассчитать α_K для плоских и ограниченных цилиндрических поверхностей в условиях естественной конвекции в неограниченном пространстве, используют неравенство

$$(T - T_C) \leq \left(\frac{0,84}{L \text{ (в метрах)}} \right)^3, \text{ град.} \quad (19)$$

Это правило понимают так: если определяющий размер плоской или цилиндрической поверхности и ее температурный напор удовлетворяют неравенству (19), то теплообмен подчиняется закону 1/4 степени, а если неравенство не выполняется, то используется закон 1/3 степени. В таблице 2 приведены расчетные формулы законов движения охлаждающей жидкости для поверхностей различной ориентации.

Таблица 2 — Расчетные формулы законов движения охлаждающей жидкости для различной ориентации поверхности

Ориентация поверхности	Законы движения охлаждающей жидкости	
	Закон 1/4	Закон 1/3
Вертикально-ориентированная плоская, цилиндрическая и сферическая	$\alpha_K = A_2 \left(\frac{t - t_C}{h \text{ (в метрах)}} \right)^{\frac{1}{4}}$ <p>Для сферы d вместо h</p>	$\alpha_K = A_3 (T - T_C)^{\frac{1}{3}}$
Горизонтально-ориентированная, обращенная нагретой стороной вверх	$\alpha_K = 1,3 A_2 \left(\frac{t - t_C}{L \text{ (в метрах)}} \right)^{\frac{1}{4}}$ <p>Для горизонтально-ориентированной поверхности, L — минимальная длина</p>	$\alpha_K = \frac{1}{3} A_3 (T - T_C)^{\frac{1}{3}}$
Горизонтально-ориентированная, обращенная нагретой стороной вниз	$\alpha_K = 0,7 A_2 \left(\frac{t - t_C}{L \text{ (в метрах)}} \right)^{\frac{1}{4}}$	$\alpha_K = 0,7 A_3 (T - T_C)^{\frac{1}{3}}$

Примечание. A_2 и A_3 — постоянные величины, определяемые по формулам:

$$A_2 = 0,54 (\beta g \text{Pr})_m^{\frac{1}{4}} \cdot \frac{\lambda_m}{\frac{1}{v_m^2}}, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^{7/4} \text{К}^{5/4}},$$

$$A_3 = 0,135 (\beta g \text{Pr})_m^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{\lambda_m}{\frac{2}{v_m^3}}, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^{4/3}},$$

или значения A_2 и A_3 находят из таблиц по справочникам (пример данных A_1 , A_2 , и A_3 см. в таблице 3).

Таблица 3 — Значения параметров A_1 , A_2 , A_3 в зависимости от среды и температуры

Среда	Значение A_1 при $T_m, ^\circ\text{C}$					
	20	40	60	80	100	
Воздух	0,295	0,3	0,306	0,31	0,315	
Вода	13,1	15,7	17,6	19,0	20,0	
	Значение A_2 при $T_m, ^\circ\text{C}$					
	10	20	40	60	80	100
Воздух	1,40	1,38	1,34	1,31	1,29	1,27
Вода	90	105	149	178	205	227
	Значение A_3 при $T_m, ^\circ\text{C}$					
	20	40	60	80	100	
Воздух	1,61	1,53	1,45	1,39	1,33	
Вода	198	290	363	425	480	

2.2.5 Теплообмен конвекцией в плоском вертикальном незамкнутом канале

Область между двумя субблоками с двумя параллельными стенками можно рассматривать как открытый канал, где идет свободное или вынужденное движение воздуха (рисунок 4).

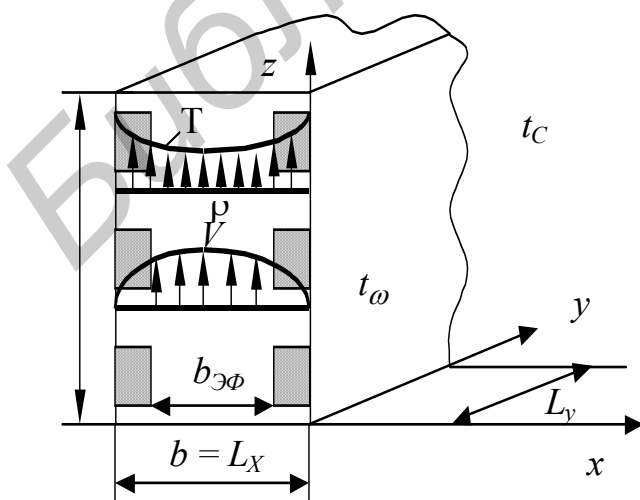


Рисунок 4

Область канала характеризуется шириной b и высотой H . При наличии деталей на платах вводят $b_{эф}$ эффективное:

$$b_{эф} = b - \frac{V_{дет}}{\sum L_{z_i} L_{y_i}}, \quad (20)$$

где $V_{дет}$ — суммарный объем деталей, L_{z_i} и L_{y_i} — длина и ширина деталей на плате.

Из-за разности температур между воздухом внутри канала и вне его

возникает свободная конвекция среды.

1. Исследованиями показано, что интенсивность естественной конвекции зависит от ширины канала.

При ширине b меньше чем 5 мм естественная конвекция отсутствует вплоть до разности температур порядка 50 °С. При $b \approx 10$ мм, $\Delta t = 5$ °С, при $b > 10$ мм, $\Delta t = 0,3$ °С.

2. Интенсивность естественной конвекции зависит также от соотношения b/H . Это объясняется тем, что на некотором расстоянии от входа слои смыкаются и движение жидкости становится стабилизированным. Так, если $H = \text{const}$, то при $b > b_{\text{критическое}}$, расслоение не имеет значения; если $b \approx b_{\text{критическое}}$, то слои смыкаются в конце канала; если $b < b_{\text{критическое}}$, то смыкание идет в начале канала.

Среднее значение коэффициента конвективного теплообмена для плоского вертикального канала с изотермическими стенками и воздушной средой выражают как

$$\bar{\alpha} = 1,2 \cdot 10^{-3} \frac{M}{b} \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{32,4}{M} \right)^{\frac{3}{4}} \right] \right\}, \quad (21)$$

где $M = \frac{6,6 \cdot 10^7 b^4 (\bar{t}_\omega - t_c)}{H}$, или $M = \frac{\text{Gr Pr } b}{H}$,

\bar{t}_ω — средняя температура стенки канала.

Средняя скорость движения воздуха в канале имеет вид

$$V = 9 \cdot 10^{-5} \frac{h}{b^2} \left(\sqrt{1 + \frac{\psi' \cdot M}{21}} - 1 \right).$$

Здесь $\psi' = 1 - \frac{14}{17} \cdot \frac{\bar{\alpha}}{\alpha} = \frac{\bar{t}_f - \bar{t}_c}{\bar{t}_\omega - \bar{t}_c}$,

где α — локальный коэффициент теплоотдачи;

\bar{t}_f — средняя температура воздуха в канале.

На участке канала со стабилизированным течением среды локальное число $Nu = 4,12$ и постоянно, т.е. коэффициент теплоотдачи $\alpha_K = Nu \frac{\lambda_m}{b_{\text{эф}}}$ не зависит от координат канала и называется локальным.

Для воздуха, при $t_f = 50$ °С $\lambda_m = 0,028 \frac{\text{Вт}}{\text{м К}}$ и мало зависит от изменений температуры получают локальное значение

$$\alpha_K = 4,12 \cdot \frac{0,028}{b} = \frac{0,115}{b}. \quad (22)$$

Пример:

Стенка канала, образуемая соседними платами конструкции РЭА, имеет средние величины $\bar{t}_\omega = 50^\circ\text{C}$, $t_c = 20^\circ\text{C}$, $L_y = 0,1\text{м}$, $H = 0,06$, $b = 0,01\text{м}$. Определить среднюю мощность, отдаваемую воздуху, проходящему через канал.

Решение: $P = \bar{\alpha}_K S \Delta T = \bar{\alpha}_K 2 L_y H (t_\omega - t_c);$

$$M = 6,6 \cdot 10^7 b^4 \frac{\bar{t}_\omega - t_c}{H} = 6,6 \cdot 10^7 \cdot (10^{-2})^4 \frac{30}{0,06} = 3,3 \cdot 10^2;$$

$$\bar{\alpha}_K = 1,2 \cdot 10^{-3} \frac{M}{b} \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{32,4}{M} \right)^{\frac{3}{4}} \right] \right\} =$$

$$= 1,2 \cdot 10^{-3} \frac{3,3 \cdot 10^2}{10^{-2}} \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{32,4}{3,3 \cdot 10^2} \right)^{\frac{3}{4}} \right] \right\} = 6,55;$$

$$P = 6,55 \cdot 2 \cdot 0,1 \cdot 0,06 \cdot (50 - 20) = 2,4 \text{ Вт}.$$

2.2.6 Естественная конвекция в ограниченной прослойке (замкнутой щели)

В замкнутом пространстве, в отличие от бесконечного, теплообмен конвекцией протекает сложнее, так как в малом объеме ограниченного пространства явление нагревания и охлаждения слоев жидкости протекает вблизи друг друга, следовательно, процесс надо рассматривать в целом. Теплоотдача в таком пространстве определяется физическими свойствами жидкости, зависит от значений температур ограничивающих поверхностей, а также от формы и размера пространства.

Рассмотрим варианты для замкнутых щелей (рисунок 5):

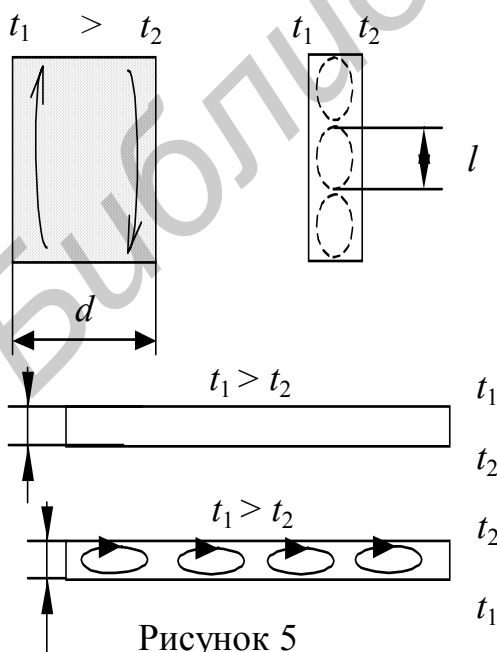


Рисунок 5

а) в вертикальных щелях большой ширины d при разности температур t_1 и t_2 возникают восходящие и нисходящие потоки воздуха, которые разделены между собой пространственно. При малом d , вследствие взаимного влияния слоев, возникают внутренние циркуляционные контуры, высота которых l зависит от ширины щели, рода жидкости и интенсивности процесса;

б) при горизонтальной ориентации прослойки, если более нагретая поверхность находится сверху, циркуляция жидкости отсутствует. Если более нагретая поверхность находится внизу, то имеет место циркуляция жидкости с

чередующимися восходящими и нисходящими потоками;

в) более сложные процессы протекают в шаровых и цилиндрических прослойках в зависимости от направления потока и соотношения t_1 и t_2 .

Рассмотрим особенности теплообмена в узких щелях.

Теплообмен, происходящий в узких, замкнутых пространствах, где свободная конвекция отсутствует и перепады температур невелики, принято называть конвективно-кондуктивным. Такой процесс описывается как законом Ньютона:

$$P = k S \Delta t, \quad (23)$$

где k — конвективно-кондуктивный коэффициент теплообмена, так и законом Фурье см. (5):

$$P = \lambda_{\text{экв}} \frac{\Delta t}{d} S, \quad (24)$$

где $\lambda_{\text{экв}}$ — эквивалентный коэффициент теплопроводности.

Также вводят коэффициент конвекции:

$$\varepsilon_k = \frac{\lambda_{\text{экв}}}{\lambda_m}, \quad (25)$$

тогда $\lambda_{\text{экв}} = \varepsilon_k \cdot \lambda_m$, причем $\varepsilon_k = f(Gr, Pr)$.

Если $(Gr \times Pr) < 1000$, то $\varepsilon_k = 1$;

если $(Gr \times Pr) > 1000$, то $\varepsilon_k = 0,18 (Gr \times Pr)^{0,25}$.

1. Для технических расчетов в плоских горизонтальных прослойках из (23) и (24) при $(Gr \times Pr) < 1000$ получим

$$k = \frac{\lambda_{\text{экв}}}{d} = \frac{\varepsilon_k \lambda_m}{d}. \quad (26)$$

2. Для бесконечных плоских и цилиндрических прослоек значение $\varepsilon_k = 0,18 (Gr, Pr)^{0,25}$ при $(Gr \times Pr) > 1000$ можно привести к виду

$$\varepsilon_k = A_4 d \sqrt[4]{\frac{\Delta t}{d}}, \quad \text{где} \quad A_4 = 0,18 \frac{(\beta g Pr)^{0,25}}{\nu^{0,5}}, \frac{1}{m^{3/4} K^{1/4}}.$$

В частности для прослоек, заполненных воздухом, при $t = 0 \dots 1000$ °C $A_4 \cdot \lambda_m = 0,453$, что упрощает формулу коэффициента теплопередачи:

а) для плоских прослоек

$$k_n = 0,453 \sqrt[4]{\frac{t_1 - t_2}{d}}; \quad (27)$$

б) для цилиндрической прослойки (рисунок 6, а): $\Delta d = d$,

$$k_{\text{цил}} = 0,96 \frac{d}{d_1 \ln \frac{d_2}{d_1}} \sqrt[4]{\frac{t_1 - t_2}{d}}. \quad (28)$$

Особое место среди прослоек занимает объем, имеющий форму параллелепипеда (рисунок 6, б), где только одна грань имеет температуру t_1 , а все другие — t_2 . Для этого пространства Володиным была выведена формула

$$k = \alpha_k = N \left[6,25 - 5,25 \left(1 + \frac{d}{\sqrt{l_1 \cdot l_2}} \right)^{-\frac{5}{3}} \right] A_5 \sqrt[4]{\frac{\Delta t}{d}}, \quad (29)$$

где N — коэффициент, учитывающий ориентацию поверхности: $N_{\text{вертик}} = 1$, $N_{\text{гориз}} = 1,3$; $A_5 = f(T_m)$; $T_m = 0,5 (T_1 + T_2)$, а некоторые численные значения параметра A_5 для воздуха в зависимости от температуры приведены в таблице 4.

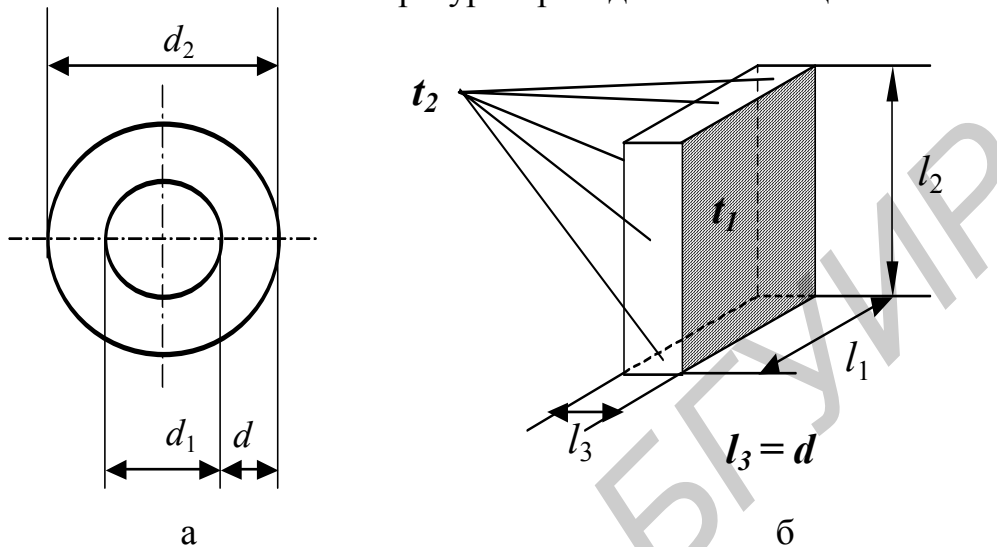


Рисунок 6

Таблица 4 — Численные значения параметра A_5 для воздуха в зависимости от T_m

T_m	0	50	100	200
A_5	0,63	0,58	0,56	0,44

2.2.7 Вынужденная конвекция

Коэффициент α_k при вынужденной конвекции отличается от коэффициента теплоотдачи при естественной конвекции.

Основной характеристикой охлаждающего потока является скорость, определяющая массовый или объемный расход жидкости:

$$v = \frac{G_m}{S \rho}, \quad v = \frac{G_v}{S}, \quad (30)$$

где G_m , G_v — массовый и объемный расходы соответственно.

В зависимости от скорости движения охлаждающей жидкости различают три режима движения: ламинарный, турбулентный, переходной.

Характер движения охлаждающей жидкости определяется путем расчета критерия Рейнольдса (Re):

$$Re = v \frac{d}{\nu_m}. \quad (31)$$

Здесь d — определяющий параметр поверхности или может быть L или H , для некруглых труб он рассчитывается как

$$d_{эф} = \frac{4S}{\Pi},$$

где S — площадь сечения трубы;

Π — смачиваемый периметр.

По величине критерия Рейнольдса (Re) определяют характер течения охлаждающей жидкости:

- ламинарный, если $Re < 2,2 \cdot 10^3$;
- переходной, если $2200 < Re \leq 4 \cdot 10^4$;
- турбулентный, если $Re > 4 \cdot 10^4$.

Для вынужденной конвекции различают неограниченное и ограниченное пространства.

2.2.7.1 Вынужденная конвекция в неограниченном пространстве

Различают два случая вынужденной конвекции в неограниченном пространстве: продольное и поперечное обтекание тел.

Рассмотрим продольное обтекание охлаждающей жидкости. Пусть тело омывается жидкостью с определенной скоростью и возможностью любого типа движения, тогда:

а) При ламинарном течении жидкости коэффициент теплоотдачи выражается из критериального уравнения:

$$\begin{cases} Nu_l = 0,66 Re_f^{0,5} Pr_f^{0,43} \left(\frac{Pr_f}{Pr_\omega}\right)^{0,25}, \\ Nu = \alpha_K \frac{L}{\lambda_m} \quad \text{по (12)}, \end{cases} \quad (32)$$

где f — температура набегающей жидкости;

L — определяющий размер — длина теплоотдающей поверхности в направлении движения среды.

Для воздуха $Nu_l = 0,57 \sqrt{Re_f}$.

б) Турбулентное течение охлаждающей жидкости:

$$Nu_m = 0,037 Re_f^{0,8} Pr_f^{0,43} \left(\frac{Pr_f}{Pr_\omega}\right)^{0,25}. \quad (33)$$

Для воздуха $Nu_m = 0,032 Re_f^{0,8}$.

При поперечном течении потока выражение для Nu имеет вид

$$\begin{cases} Nu = 0,8 \sqrt{Re_f}, \\ Nu = \alpha_K \frac{L}{\lambda_m}, \end{cases} \quad (34)$$

где L — длина обтекания.

2.2.8 Теплообмен при вынужденном движении жидкости в трубах и каналах

2.2.8.1 Теплоотдача жидкости в гладких трубах

а) Ламинарное движение охлаждающей жидкости ($Re < 2000$). Теплоотдача определяется факторами как вынужденного, так и свободного движения:

$$Nu_l = 0,15 \sqrt[3]{Re_f} Gr_f^{0,1} Pr_f^{0,43} \left(\frac{Pr_f}{Pr_\omega}\right)^{0,25} \varepsilon_L, \quad (35)$$

где ε_L — поправочный коэффициент, зависящий от отношения l/d .

$$\text{Для воздуха} \quad Nu_l = 0,13 \sqrt[3]{Re} Gr_f^{0,1} \varepsilon_L. \quad (36)$$

Некоторые численные значения поправочного коэффициента ε_L , в зависимости от соотношения l/d приведены в таблице 5.

Таблица 5 — Численные значения коэффициента ε_L в зависимости от соотношения l/d для воздуха

l/d	1	2	5	50
ε_L	1,9	1,7	1,44	1,0

б) Переходной режим движения охлаждающей жидкости. Теплопередача зависит от многих обстоятельств и может резко и быстро изменяться. Теплоотдача в этом случае определяется как

$$Nu = \frac{\alpha_K}{\lambda_f} d = K M, \quad (37)$$

где K — безразмерный параметр, зависящий от величины Re , некоторые его численные значения приведены в таблице 6.

Таблица 6 — Численные значения параметра K в зависимости от значения Re

$Re \cdot 10^{-3}$	2,1	2,5	3	6
K	1,9	4,4	6,0	19,5

Параметр M определяется из соотношения

$$M = Pr_f^{0,43} \left(\frac{Pr_f}{Pr_\omega}\right)^{0,25} \text{ при } T_f = 0,5 (T_{ex} + T_{вых}).$$

в) Турбулентный режим движения охлаждающей жидкости ($Re > 4 \cdot 10^4$). Теплоотдача в этом случае определяется как

$$Nu_m = 0,23 Pr_f^{0,4} Re_f^{0,8} \varepsilon_L \varepsilon_R \varepsilon_t, \quad (38)$$

где ε_R — поправочный коэффициент, зависящий от искривления трубы;

ε_t — поправка на неизотермичность потока.

2.2.8.2 Теплоотдача в каналах с шероховатыми стенками

Охлаждающая жидкость движется между ТЭЗами с большой скоростью. Корпуса ИМС могут располагаться как на обеих сторонах плоского канала, образованного ТЭЗами, так и на одной стороне, являясь препятствием для прогоняемой жидкости (рисунок 7).

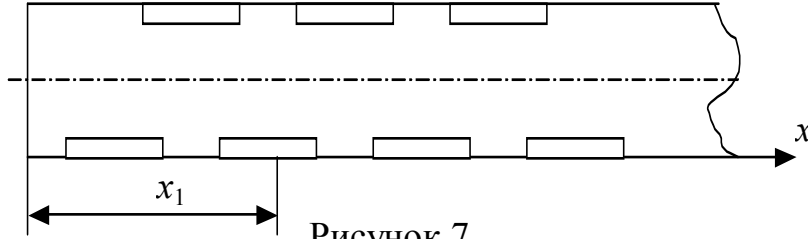


Рисунок 7

Здесь x_1 — начальный участок $l_{НАЧ}$, на котором происходит формирование профиля скорости прогоняемой жидкости.

Для $x \geq l_{НАЧ}$ наступает

режим стабилизированного течения жидкости ($Nu = const$).

При вынужденной конвекции для ламинарного течения получим критерий:

$$Nu_l = 6,18 \sqrt{\frac{l_H}{L_K}}; \quad L_K \leq l_H, \quad (39)$$

$$Nu_l = 4,12 \left(1 + \frac{l_H}{2L_K}\right); \quad L_K > l_H,$$

где $l_H = 0,01 b_{эф} Re$, а L_K — размер канала в направлении движения.

При турбулентном движении:

$$Nu_T = 1,165 Nu_\infty \left(\frac{l_H}{L_K}\right)^{0,167}; \quad L_K \leq l_H, \quad (40)$$

$$Nu_T = Nu_\infty \left(1 + 0,165 \frac{l_H}{L_K}\right); \quad L_K > l_H,$$

где $Nu_\infty = 0,019 Re^{0,8}$, а $l_H = 40 \cdot b_{эф}$,

$$Nu = \alpha_k \frac{L}{\lambda}; \quad \begin{cases} L = b_{эф} & \text{для ламинарного потока} \\ L = 2b_{эф} & \text{для турбулентного потока.} \end{cases}$$

2.2.9 Теплообмен при давлениях, отличных от нормального

Пусть H_0 — нормальное атмосферное давление, тогда для него соответствует $\alpha_{к0}$, а для любого другого H — α_k , тогда

$$\alpha_k = \alpha_{к0} \left(\frac{H}{H_0}\right)^{0,5}.$$

(41)

2.3 Кондуктивный теплообмен

2.3.1 Дифференциальное уравнение теплопроводности

Пусть внутри однородного изотропного тела через поверхность S_x проходит передача тепла и пусть изотермические поверхности перпендикулярны оси x (рисунок 8).

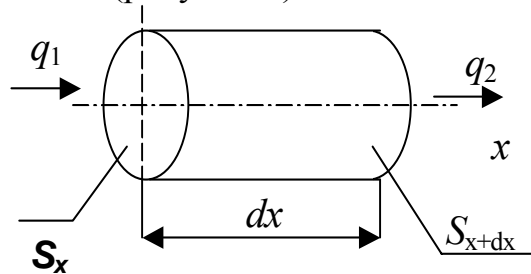


Рисунок 8

Рассмотрим тепловой баланс энергии внутри данного объема в любой момент времени при действии в нем источника тепла q_v

$$\left[\begin{array}{l} \text{Изменение энтальпии} \\ \text{вещества в единицу} \\ \text{времени, Вт/м}^3 \end{array} \right] + \left[\begin{array}{l} \text{Результат от переноса} \\ \text{теплового потока} \\ \text{теплопроводностью} \\ \text{в единицу времени, Вт/м}^3 \end{array} \right] + \left[\begin{array}{l} \text{Удельная производи-} \\ \text{тельность внутреннюю} \\ \text{источника в единицу} \\ \text{времени, Вт/м}^3 \end{array} \right] = 0$$

Выразим тепловой баланс в виде уравнения

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \rho C T + \operatorname{div} (-\lambda \operatorname{grad} T) + q_v = 0, \quad (42)$$

где ρ , C , λ — соответственно плотность, теплоемкость и теплопроводность вещества.

Данное уравнение называется дифференциальным уравнением теплопроводности в общем виде, учитывающее зависимость, ρ , C , λ от температуры, неравномерность распределения температуры и изменение ее во времени. Для декартовых координат можно записать оператор Лапласа:

$$\operatorname{div} [\lambda \operatorname{grad}(T)] = \lambda \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) T = \lambda \Delta^2 T .$$

Тогда дифференциальное уравнение (42) примет вид

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + \frac{\lambda}{C \rho} \Delta^2 T + q_v = 0, \quad (43)$$

где $\frac{\lambda}{\rho C} = a$ — температуропроводность материала. Она характеризует скорость повышения температуры в неравномерно нагретом теле $\frac{\partial t}{\partial \tau}$ при аккумулировании теплоты.

Рассмотрим частные случаи дифференциального уравнения (43):

1) Уравнение свободного теплообмена ($q_v = 0$):

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + a \Delta^2 T = 0. \quad (44)$$

2) Уравнение стационарного распределения температуры ($\frac{\partial T}{\partial \tau} = 0$):

$$a \Delta^2 T = 0, \quad \text{или} \quad \Delta^2 T = 0. \quad (45)$$

3) Для одномерного пространства в координатах x получим однородное дифференциальное уравнение теплопроводности второго порядка:

$$\frac{d^2 T}{d x^2} = 0, \quad (46)$$

так как для одномерного переноса тепла $\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0$.

Решение дифференциального уравнения позволяет описать распределение температуры в стационарном поле:

$$T = \iint \frac{d^2 T}{d x^2} = \int \frac{d}{d x} \int \frac{d T}{d x}. \quad (47)$$

2.3.2 Примеры использования дифференциального уравнения теплопроводности

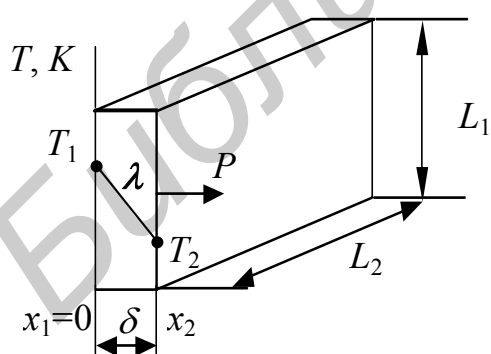


Рисунок 9

Пример 1

Задана плоская однородная стенка с теплопроводностью λ и толщиной δ (рисунок 9). Имеем однородное стационарное поле:

$$T_1 = \text{const}; \quad T_2 = \text{const}; \quad T_1 > T_2.$$

Воспользуемся дифференциальным уравнением теплопроводности (46).

Его решение: $T(x) = C_1 x + C_2$.

Используя граничные условия:

$$\begin{cases} x_1 = 0, & T = T_1 \\ x_2 = \delta, & T = T_2 \end{cases}$$

находим:

$$C_2 = T_1; \quad C_1 = \frac{T_2 - T_1}{\delta};$$

и получаем

$$T(x) = T_1 + (T_2 - T_1) x / \delta. \quad (48)$$

Следовательно, распределение температуры линейно. Используя уравнение Фурье (5)

$$P = -\lambda S \frac{dT}{dx},$$

получим выражение для потока энергии через плоскую стенку:

$$P = \frac{\lambda}{d} L_1 L_2 (T_1 - T_2). \quad (49)$$

Пример 2

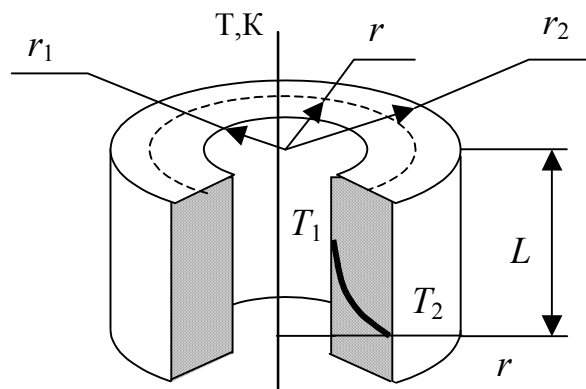


Рисунок 10

Определить теплопроводность цилиндрической стенки. Найти распределение температурного поля и теплового потока (рисунок 10), где r — текущий радиус. Воспользуемся дифференциальным уравнением, выраженным в цилиндрических координатах,

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} = 0. \quad (50)$$

Его решение определяют по справочнику:

$$T(r) = C_1 \cdot \ln(r) + C_2.$$

Из граничных условий: $\begin{cases} x_1 = r_1, & T = T_1 \\ x_2 = r_2, & T = T_2 \end{cases}$ находят C_1 и C_2 и далее

получим
$$T(r) = T_1 + (T_2 - T_1) \frac{\ln \frac{r}{r_1}}{\ln \frac{r_2}{r_1}}. \quad (51)$$

Распределение температуры нелинейно. Из уравнения Фурье (см. (5))

$$P = -\lambda S \frac{dT}{dr}, \text{ где } S = 2 \pi r L.$$

Находим
$$P = \frac{2 \pi \lambda L}{\ln \frac{r_2}{r_1}} (t_1 - t_2). \quad (52)$$

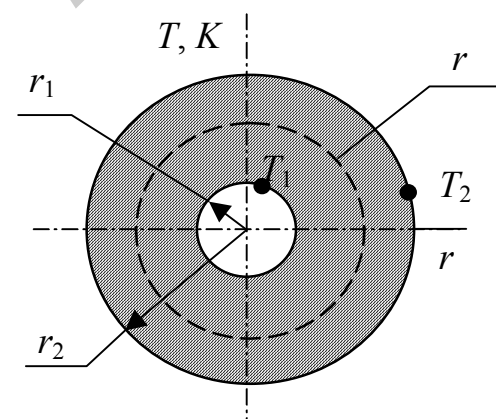


Рисунок 11

Пример 3

Определим теплопроводность сферической стенки (рисунок 11) при $T(\tau) = \text{const}$. Воспользуемся дифференциальным уравнением, выраженным в сферических координатах:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{dT}{dr} = 0. \quad (53)$$

Решение уравнения находим по справочнику:

$$T(r) = \frac{C_1}{r} + C_2,$$

граничные условия те же, следовательно,

$$T(r) = T_1 + (T_2 - T_1) \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r} \right).$$

Распределение температуры нелинейно. Используя уравнение Фурье (5), получим

$$P = 4 \pi \lambda (T_2 - T_1) \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2}. \quad (54)$$

Пример 4

Дана плоская однородная бесконечная стенка с внутренним источником теплоты q_v (рисунок 12) толщиной

$$\delta = 2l; \\ T_c = T_f = \text{const.}$$

Найти закон стационарного поля температуры в пластине $T = T(x)$.

Для решения воспользуемся дифференциальным уравнением, учитывая действие источника:

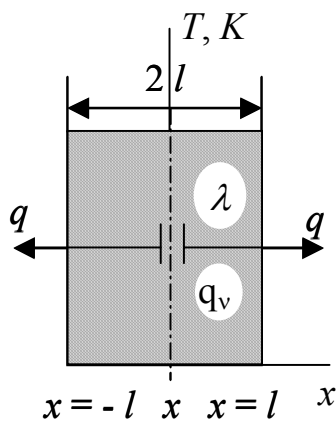


Рисунок 12

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} + q_v = 0. \quad (55)$$

Решение уравнения (55) находим в общем виде после двойного интегрирования:

$$T(x) = -\frac{q_v}{2\lambda} x^2 + C_1 x + C_2. \quad (56)$$

Вводим характеристическую температуру θ , которая представляет собой перегрев в определенной точке по отношению к среде:

$$\theta = T - T_f;$$

Уравнение (55) и его решение примут вид

$$\lambda \frac{d^2 \theta}{dx^2} = \lambda \frac{d}{dx} \left(\frac{d\theta}{dx} \right) = -q_v, \quad (57)$$

$$\theta = -\frac{q_v}{2\lambda} x^2 + C_1 \cdot x + C_2. \quad (58)$$

Граничными условиями являются

$$1) x_1 = 0; \quad \frac{d\theta}{dx} = 0.$$

В центре пластины, где $x = 0$, следует ожидать максимальное значение температуры и ее симметричное изменение в направлении оси x .

2) На границе $x = \pm l$ происходит смена способа передачи тепла: внутри — кондукция (что описывается уравнением Фурье), а от поверхности стенки к внешней среде — конвекция (закон Ньютона):

$$-\lambda \frac{d\theta}{dx} \Big|_{x=\pm l} = \alpha_K \theta \Big|_{x=\pm l},$$

где α_K — конвективный коэффициент теплообмена;

тогда $C_1 = q_v \frac{l}{\lambda}$; $C_2 = T_f q_v \frac{l}{\lambda}$,

следовательно, получим окончательное решение уравнения (57):

$$\theta(r) = \frac{q_T l^2}{2\lambda} \left(1 - \frac{x^2}{l^2}\right) + \frac{q_T l}{\alpha_K}; \quad (59)$$

его приводят к виду

$$\frac{\theta}{\theta_0} = \left(1 - \frac{x^2}{l^2}\right) + \frac{2\lambda}{\alpha_K l}. \quad (60)$$

Таким образом,

$$\frac{\theta}{\theta_0} = f\left(\frac{x}{l}; Bi\right),$$

где Bi — критерий Био, $Bi = \alpha_K \frac{l}{\lambda}$; θ_0 — перегрев без источника тепла.

Пример 5

Определим теплопроводность цилиндрической стенки с сосредоточенным источником тепла (рисунок 13). Внутренняя стенка теплоизолирована.

Используем дифференциальное уравнение в цилиндрических координатах с учетом действия q_v :

$$\frac{d^2\theta}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\theta}{dr} = -\frac{q_v}{\lambda}, \quad (61)$$

$$\int \frac{d}{dr} \int \frac{d\theta}{dr} = -\frac{q_v}{\lambda} - \frac{r^2}{4} + C_1 \ln r + C_2 = 0,$$

граничные условия:

1) $\frac{d\theta}{dr} \Big|_{r=r_1} = 0, \left(\theta \Big|_{r=r_1} = \max! \right);$

2) $-\lambda \frac{d\theta}{dr} \Big|_{r=r_2} = \alpha_K \theta \Big|_{r=r_2},$ тогда

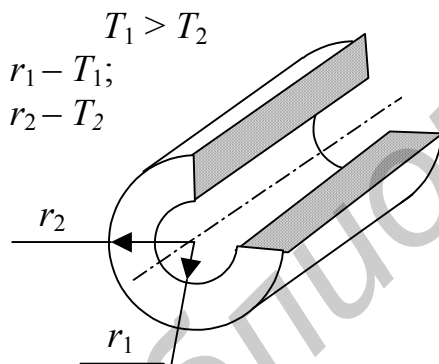


Рисунок 13

$$\theta = \frac{q_v r_2^2}{4\lambda} \left\{ \frac{2\lambda}{\alpha_K r} \left[1 - \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \right] + \left[1 - \left(\frac{r}{r_2} \right)^2 \right] - 2 \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \ln \frac{r_1}{r_2} \right\}. \quad (62)$$

Для цилиндрического стержня с $r_{внутр} = r_1$, стремящимся к нулю, получим

$$\frac{\theta}{\theta_0} = \frac{2}{Bi} + 1 - \left(\frac{r}{r^2} \right)^2. \quad (63)$$

Для температурного поля с внутренним однородно распределенным источником можно записать: для однородной пластины

$$\theta_{II} = \frac{q_v l^2}{2\lambda} \left\{ 1 + \frac{2\lambda}{\alpha l} - \left(\frac{x}{l} \right)^2 \right\}, \quad (64)$$

для цилиндра

$$\theta_{II} = \frac{q_v l^2}{4\lambda} \left\{ 1 + \frac{2\lambda}{\alpha l} - \left(\frac{x}{l} \right)^2 \right\}, \quad (65)$$

для шара

$$\theta_{III} = \frac{q_v l^2}{6\lambda} \left\{ 1 + \frac{2\lambda}{\alpha l} - \left(\frac{x}{l} \right)^2 \right\}. \quad (66)$$

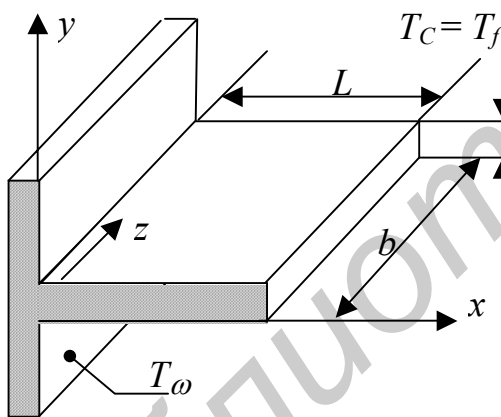


Рисунок 14

Пример 6

Определим теплопроводность ребра (рисунок 14). Ребро характеризуется высотой L , шириной b , толщиной d . Рассмотрим процесс распространения теплового потока вдоль оси x при условии, что температура окружающей среды $T_c = T_f$. Коэффициенты: теплоотдачи с поверхности пластины $\alpha = \alpha_K + \alpha_D$; теплопроводности — λ .

Будем считать, что температура ребра изменяется только по его высоте.

Найдем закон распределения температуры по высоте ребра.

Характерным для стержней, реберных пластин и ребер является то, что в поперечном сечении они представляют изотермические сечения с постоянной температурой в каждом из них (рисунок 15). При этом через разные термические сечения ребер проходит различный тепловой поток. Общее количество теплоты, отдаваемое ребром в окружающую среду, равно количеству тепла, подводимого к его основанию.

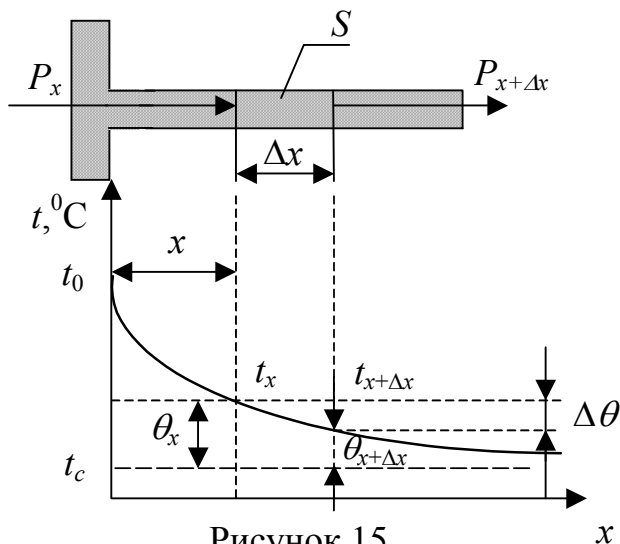


Рисунок 15

Неравенство потоков через разные температурные сечения объясняется тем, что вдоль высоты ребра происходит непрерывное рассеивание тепловой энергии с его боковой поверхности в окружающую среду конвекцией и излучением.

Выделим в ребре элемент Δx на расстоянии x (на основании $\theta_1 = t - t_c$; $\Delta\theta = \theta_x - \theta_{x+\Delta x}$). Пусть в него втекает поток P_x , вытекает $P_{x+\Delta x}$, так что

$$\Delta P = P_x - P_{x+\Delta x}.$$

Потерю теплового потока

излучением и конвекцией с боковой поверхности в окружающее пространство можно выразить по закону Ньютона:

$$\Delta P = \alpha \Pi \Delta x \theta, \quad (67)$$

где $\alpha = \alpha_k + \alpha_l$;

Π — периметр сечения;

$\Delta\theta$ — перегрев между сечениями.

Используя закон Фурье, выразим величину тепловых потоков в сечении x и $x + \Delta x$:

$$P_x = -\lambda \frac{d\theta_x}{dx} S_x;$$

$$P_{x+\Delta x} = -\lambda \frac{d\theta_{x+\Delta x}}{dx} S_{x+\Delta x} = -\lambda \frac{d}{dx} \left(\theta + \frac{d\theta}{dx} dx \right) S_{x+\Delta x}.$$

Найдем их разность:

$$\Delta P = P_x - P_{x+\Delta x} = \lambda \frac{d^2\theta}{dx^2} S. \quad (68)$$

Из равенств (67) и (68) получим дифференциальное уравнение, описывающее температуру вдоль ребра:

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} - m^2 \theta = 0, \quad (69)$$

где $m = \sqrt{\frac{\alpha \Pi}{\lambda S}}$, $\frac{1}{m}$ — характеристический параметр ребра.

Общее решение дифференциального уравнения второго порядка может быть представлено как:

$$\theta = C_1 e^{mx} + C_2 e^{-mx}. \quad (70)$$

Граничные условия: $\theta|_{x=0} = \theta_0$ — у основания ребра; а $\frac{d\theta}{dx}|_{x=L} = 0$, так как перегрев в данном сечении есть величина постоянная. Решение дифференциального уравнения:

$$\theta = \theta_0 \frac{\text{ch}[m(L-x)]}{\text{ch}[mL]} \quad (71)$$

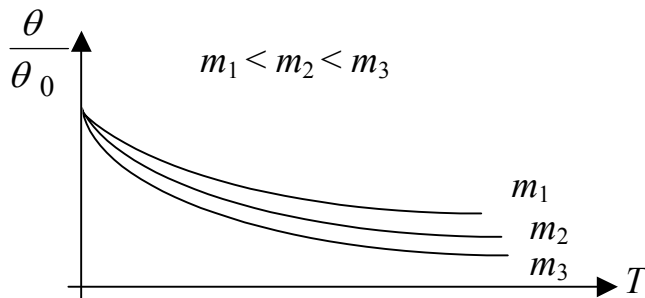


Рисунок 16

Характер изменения безразмерной θ по высоте ребра в зависимости от m можно представить графической зависимостью (рисунок 16).

Из графика видно, что T убывает вдоль высоты ребра тем медленнее, чем более параметр m , который пропорционален $\sqrt{\Pi/S}$,

при $\alpha, \lambda = \text{const}$.

Выразим величину переносимого теплового потока:

$$P = -\lambda S \left(\frac{d\theta}{dx} \right);$$

$$\frac{d\theta}{dx} = -\theta_0 m \cdot \frac{\text{sh}(mL)}{\text{ch}(mL)} = -\theta_0 m \text{th}(mL);$$

$$P = \lambda S m \theta_0 \text{th}(mL).$$

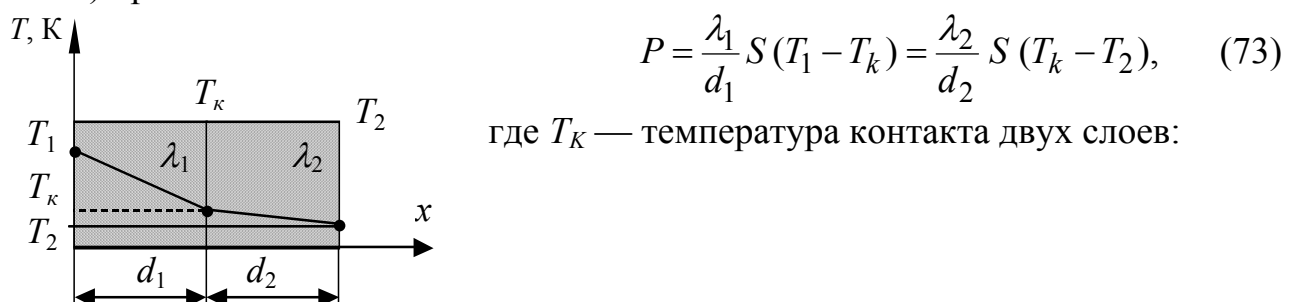
Эффективность ребра определяется как отношение теплоты, которое действительно рассеивается с поверхности ребра, к теплоте, которая бы рассеивалась с поверхности ребра при равной температуре всей поверхности:

$$\eta = \frac{\text{th}(N)}{N}, \quad \text{где} \quad N = \sqrt{\frac{\alpha L^2}{\lambda d}} \quad (72)$$

2.3.3 Тепловое поле и поток для составных стенок

При анализе составных стенок примем, что соприкасающиеся стенки имеют толщину d_1 и d_2 с теплопроводностями λ_1 и λ_2 , причем $T(\tau) = \text{const}$ и потери тепла отсутствуют (рисунок 17). Воспользуемся законом Ньютона для теплопроводности:

а) при контакте 2-х плоских слоев запишем



$$P = \frac{\lambda_1}{d_1} S (T_1 - T_k) = \frac{\lambda_2}{d_2} S (T_k - T_2), \quad (73)$$

где T_k — температура контакта двух слоев:

Рисунок 17

$$T_K = \frac{\frac{\lambda_1}{d_1} T_1 + \frac{\lambda_2}{d_2} T_2}{\frac{\lambda_1}{d_1} + \frac{\lambda_2}{d_2}}. \quad (74)$$

Поток тепла через составные стенки можно выразить как

$$P = \frac{T_1 - T_2}{\frac{d_1}{\lambda_1} + \frac{d_2}{\lambda_2}}, \quad (75)$$

Обобщив, получим

$$P = \frac{T_1 - T_2}{\sum_{i=1}^n \frac{d_i}{\lambda_i}}; \quad (76)$$

б) при контакте 2-х и более слоев составной цилиндрической стенки запишем

$$P = \frac{2\pi \lambda_1 (t_1 - t_K)}{\ln\left(\frac{r_K}{r_1}\right)} = \frac{2\pi \lambda_2 (t_K - t_2)}{\ln\left(\frac{r_2}{r_K}\right)};$$

откуда находим

$$t_K = \frac{\frac{\lambda_1 t_1}{\ln\left(\frac{r_K}{r_1}\right)} + \frac{\lambda_2 t_2}{\ln\left(\frac{r_2}{r_K}\right)}}{\frac{\lambda_1}{\ln\left(\frac{r_K}{r_1}\right)} + \frac{\lambda_2}{\ln\left(\frac{r_2}{r_K}\right)}}; \quad (77)$$

и окончательно получим

$$P = \frac{2\pi L(T_1 - T_2)}{\frac{\ln\left(\frac{r_K}{r_1}\right)}{\lambda_1} + \frac{\ln\left(\frac{r_2}{r_K}\right)}{\lambda_2}}. \quad (78)$$

3 ТЕПЛОВЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ И ЦЕПИ

3.1 Тепловые коэффициенты и сопротивления

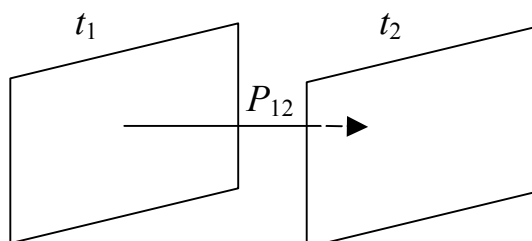


Рисунок 18

Рассмотрим передачу тепла между двумя изотермическими поверхностями ($t_1 > t_2$) (рисунок 18). Согласно закону Ньютона тепловой поток $P \sim (t_1 - t_2)$, что можно записать как $P_{12} = C (t_1 - t_2)$, где C —

коэффициент пропорциональности между P_{12} и $(t_1 - t_2)$.

Можно составить и обратное соотношение $(t_1 - t_2) = F P_{12}$, где имеет место другой коэффициент пропорциональности — F .

Коэффициент F , связывающий количественные величины Δt и P , называется термическим или тепловым коэффициентом.

Через F можно выразить P :

$$P = \frac{\Delta t}{F}. \quad (79)$$

В таком виде соотношение (79) называется обобщенным законом Ньютона.

Смысл термического коэффициента F можно установить, если пользоваться электротепловой аналогией, это когда процессы различной физической природы описываются одинаковыми по структуре уравнениями. Например, сравним структурную запись уравнений, описывающих электрические $I = \frac{\Delta q}{\Delta t}$, $\frac{\text{Кл}}{\text{с}}$ и тепловые $P = \frac{\Delta Q}{\Delta t}$, $\frac{\text{Дж}}{\text{с}}$ потоки. Воспользуемся электротепловой аналогией и сопоставим закон Ома для однородного участка электрической цепи $I = \frac{\Delta \varphi}{R}$ с выражением (79).

Если P рассматривать аналогом I , Δt — как аналог $\Delta \varphi$, то F можно рассматривать тождественным по смыслу R — тепловому сопротивлению (R_T).

Уравнение (79) можно записать как

$$P = \frac{\Delta t}{R_T}, \quad (80)$$

R_T в дальнейшем будем обозначать просто R , введя обратную ему величину

$\sigma = \frac{1}{R}$ — тепловую проводимость, т.е.

$$P = \sigma \Delta t. \quad (81)$$

Из (80) выразим R и определим физический смысл величины:

$$R = \frac{\Delta t}{P}, \frac{\text{К}}{\text{Вт}}. \quad (82)$$

Из выражения (82) следует, что R определяет разность температур на концах участка, создающую единицу тепловой мощности.

Следует отметить, что замена понятия термического коэффициента на тепловое сопротивление справедливо лишь для участков, на которых нет источников (или стоков) тепла. Если условие не выполняется, то проводимость тепла на участке характеризуется тепловым коэффициентом F , который определяют экспериментально, теоретическим путем или с помощью аналоговых методов.

3.2 Сложный теплообмен. Тепловые сопротивления при теплообмене

Если передача тепла между изотермическими поверхностями происходит одновременно тремя способами, то такой теплообмен называется сложным и тогда P_{12} можно выразить как:

$$P_{12} = P_{12K} + P_{12T} + P_{12Л}. \quad (83)$$

Выразим каждое P через (81):

$$P_{12} = \sigma_{12K} \cdot \Delta t + \sigma_{12T} \cdot \Delta t + \sigma_{12Л} \cdot \Delta t = (\sigma_{12K} + \sigma_{12T} + \sigma_{12Л}) \cdot \Delta t = \sigma_{12} \cdot \Delta t$$

где $\sigma_{12} = \sigma_{12K} + \sigma_{12T} + \sigma_{12Л}$ — полная тепловая проводимость участка; или

$$\sigma_{12} = \frac{1}{R_{12}} = \frac{1}{R_{12K}} + \frac{1}{R_{12T}} + \frac{1}{R_{12Л}}. \quad (84)$$

Определение теплового сопротивления зависит от способа передачи тепла.

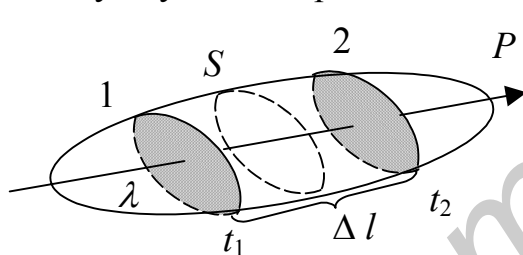
а) в вакууме, где отсутствует конвективный теплообмен:

$$\sigma_{12K} = 0, \text{ тогда } \sigma_{12Л} + \sigma_{12T};$$

б) если $t \rightarrow 0$, $\sigma_{12Л} \rightarrow 0$, тогда $\sigma_{12} = \sigma_{12K} + \sigma_{12T}$.

Рассмотрим, как выражается тепловое сопротивление и тепловая проводимость в зависимости от механизма передачи тепла.

1. Кондуктивный теплообмен. Рассмотрим тепловой поток в среде (λ) между двумя изотермическими поверхностями (рисунок 19).



С одной стороны,

$$q_{12} = \frac{P_{12}}{S};$$

с другой стороны,

$$q_{12} = -\lambda \frac{dt}{dl}.$$

Из совместного решения уравнений получаем

$$\int_{t_1}^{t_2} -dt = \int_{l_1}^{l_2} P_{12} \frac{dl}{\lambda S}.$$

Рисунок 19

Интегрируем:

$$t_1 - t_2 = P_{12} \int_{l_1}^{l_2} \frac{1}{\lambda} \frac{dl}{S};$$

сопоставляем с (82) и выражаем

$$R_{12T} = \frac{1}{\lambda} \int_{l_1}^{l_2} \frac{dl}{S}. \quad (85)$$

Отметим аналогичность (85) с омическим сопротивлением

$$R_{ом} = \frac{1}{\rho} \int \frac{dl}{S}.$$

Пример.

Определить R_T для однородных стенок: а) плоской; б) цилиндрической; в) сферической (рисунок 20):

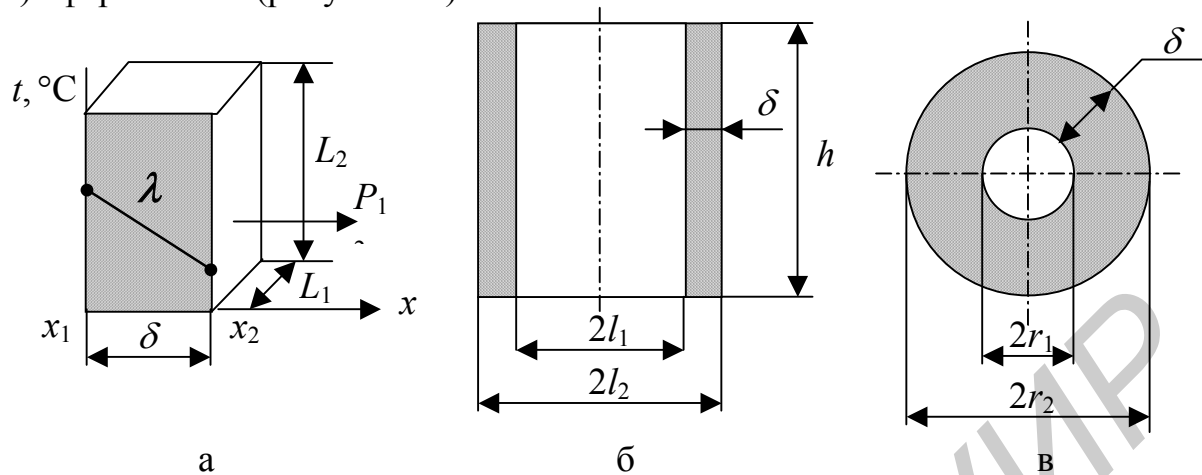


Рисунок 20

$$\text{а) } R_{II} = \frac{1}{\lambda} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dl}{S} = \frac{1}{\lambda} L_1 L_2 \Delta x,$$

где $\Delta x = \delta$;

$$\text{б) } R_{II} = \frac{1}{\lambda} \frac{1}{2\pi h} \int_{l_1}^{l_2} \frac{dl}{l} = \frac{1}{2\pi \lambda h} \ln \frac{l_2}{l_1};$$

$$\text{в) } R_C = \frac{1}{\lambda} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{4\pi r^2} = \frac{1}{4\pi \lambda} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

В частности можно записать:

а) кондуктивный теплообмен

$$\begin{cases} P_{12T} = \sigma_{12T} \cdot \Delta t, \\ P_{12T} = \alpha_T \cdot S \cdot \Delta t, \end{cases} \Rightarrow R_{12T} = \frac{1}{\sigma_{12T}} = |\alpha_T \cdot S|^{-1}, \quad (86)$$

где $\alpha_T = \frac{\lambda}{\delta}$;

б) конвективный теплообмен

$$\begin{cases} P_{12K} = \sigma_{12K} \cdot \Delta t, \\ P_{12K} = \alpha_K \cdot S \cdot \Delta t, \end{cases} \Rightarrow R_{12K} = (\alpha_K S)^{-1}, \quad (87)$$

где α_K — конвективный коэффициент теплоотдачи;

в) теплообмен излучением

$$\begin{cases} P_{12L} = \sigma_{12L} \cdot \Delta t, \\ P_{12L} = \alpha_L \cdot \Delta t \cdot S, \end{cases} \Rightarrow R_{12L} = (\alpha_L S)^{-1}, \quad (88)$$

где $\alpha_L = \varepsilon_{12} \cdot \varphi_{12} \cdot f(t_1, t_2)$.

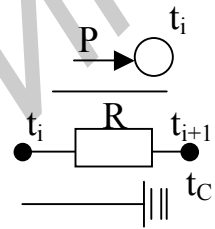
3.3 Тепловые цепи. Пассивные, активные элементы тепловых цепей

Пользуясь аналогией аналитических выражений между процессом переноса теплоты и электричества, к описанию теплопередачи можно применить теорию тепловых цепей. Посредством тепловых цепей производят замену реального объекта идеализированной схемой замещения, то есть тепловой цепью. Графическое изображение тепловой цепи — тепловая схема, которая позволяет наглядно представить процесс теплообмена. Тепловая цепь должна состоять из источника, проводника и приемника тепловой энергии. Для изображения теплообмена существуют условные символы.

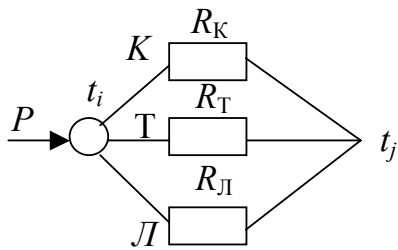
Элементы тепловой схемы:

- источник тепла;
- тепловая связь (отражает способ передачи тепла);
- тепловое сопротивление;
- сток тепловой энергии.

Символы:



Пример тепловой схемы:

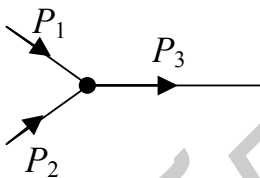


Активные элементы — это элементы с выделением или поглощением теплоты, а остальные пассивные (термические сопротивления, емкости) (рисунок 21).

Рисунок 21

Для тепловой цепи справедливы законы Кирхгофа:

1. Алгебраическая сумма тепловых потоков P_i в узле тепловой цепи равна нулю (рисунок 22):



$$\sum_{i=1}^n P_i = 0.$$

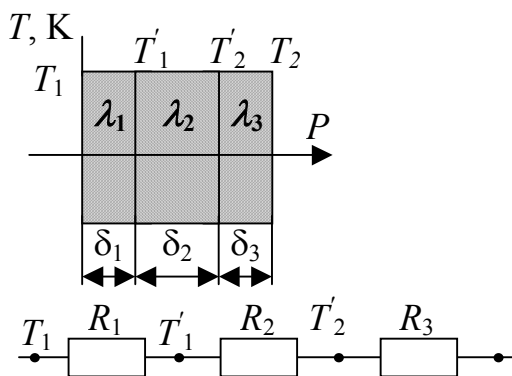
2. Алгебраическая сумма разностей температур на ветвях в любом замкнутом контуре тепловой цепи равна нулю:

Рисунок 22

$$\sum_{i=1}^n \Delta t_i = 0.$$

Тепловые цепи делятся на цепи с распределенными и с сосредоточенными параметрами. Для расчета тепловые цепи можно преобразовать в более простые.

Примеры расчета тепловых цепей.



1. Найдем связь между P и Δt при прохождении потока через многослойную стенку, разделяющую среды с температурами T_1 и T_2 (рисунок 23).

Рисунок 23

Все слои однородны ($\lambda_i = \text{const}$), поверхности раздела изотермически нагреты $-T_1'$ и T_2' . Каждому слою стенки можно приписать тепловое сопротивление потоку — R_1, R_2, R_3 , которые последовательно преодолевают тепловой поток P при прохождении от слоя к слою, что можно представить в виде тепловой схемы кондуктивной теплопередачи (рисунок 23).

Послойно опишем прохождение потока P (по 80):

$$\begin{cases} T_1 - T_1' = PR_1, \\ T_1' - T_2' = PR_2, \\ T_2' - T_2 = PR_3, \end{cases}$$

сложим

$$T_1 - T_2 = P(R_1 + R_2 + R_3).$$

Обобщим на произвольное число слоев: $T_1 - T_2 = P \sum_{i=1}^n R_i$.

4 АНАЛИЗ И РАСЧЕТ ТЕПЛОВЫХ РЕЖИМОВ РЭС

4.1 Тепловой режим и его характеристика

При конструировании РЭС надо уметь рассчитать защиту устройства как в целом, так и отдельных составных частей от тепловых воздействий, то есть обеспечить тепловой режим конструкции.

В процессе эксплуатации РЭС подвергается воздействиям температур различных источников, которыми являются не только окружающая среда, но и сама эксплуатируемая техника. Любой реальный блок РЭУ с точки зрения теплофизики представляет собой систему многих тел с источниками тепловой энергии, сложным образом распределенными в пространстве конкретного блока. Выделение тепловой энергии производят активные элементы схемы в результате потребляемой электроэнергии. Величина выделяемой в виде тепла энергии зависит от номинальной мощности всех активных и, частично пассивных элементов блока и его КПД. В целом баланс потребляемой энергии можно представить в виде уравнения

$$P_{\text{номин}} = P_{\text{полезн}} + P_{\text{нагрев}} + P_{\text{рассеивания}}.$$

В результате рассеивания тепловой энергии в блоке устанавливается неоднородное, неравномерно распределенное температурное или тепловое поле. Это пространственно-временное распределение температурного поля является тепловым режимом блока. Основной характеристикой теплового режима блока является температура:

$$T = T(x, y, z, \tau) = T(P),$$

а также перегрев $\mathcal{G} = t_i - t_c = \mathcal{G}(P)$.

(89)

Расчеты ведут для того, чтобы сопоставить рассчитанные температурные характеристики теплового режима с предельно-допустимыми температурами,

на которые рассчитаны комплектующие элементы РЭС. При выполнении условия

$$T(x, y, z) \leq T_{\max \text{ доп}} \quad (90)$$

тепловой режим считается нормальным.

Для различных элементов РЭУ $T_{\max \text{ доп}}$ различны, следовательно, расчет ведут по минимально теплостойким элементам, то есть по минимальному значению $T_{\max \text{ доп}}$.

Современные изделия РЭС имеют тенденцию к увеличению плотности компоновки, то есть к выбору минимальных элементов, следовательно, уменьшаются внешние габаритные размеры, а значит, увеличивается выделение объемной плотности неиспользованной энергии, что приводит к напряженности теплового поля. Таким образом, при разработке надо предусматривать отводы тепла, охлаждение, термокомпенсацию и т.д., иначе у РЭС будет уменьшаться надежность.

4.2 Некоторые закономерности стационарных тепловых полей

Анализ теплового поля РЭС базируется на понятиях: принципа суперпозиции; температурного фона и локального перегрева и принципа местного влияния. Поочередно рассмотрим каждый из них.

1) *Принцип суперпозиции тепловых полей.* Если блок рассматривать как систему с большим количеством источников, то результирующее температурное поле этих систем подчиняется принципу суперпозиции полей.

Если мощность источников теплоты, теплопроводность отдельных частей системы и ее коэффициенты теплоотдачи не зависят от температуры, то в любой точке стационарная температура зависит от мощности всех источников теплоты системы.

Математическим выражением принципа суперпозиции является аналог закона Ома (79):

$$\Delta t_{ji} = t_j - t_c = P_i \cdot F_{ji},$$

откуда

$$t_j = t_c + \sum_{i=1}^{n-1} P_i F_{ji} \quad (91)$$

без учета источника в данной точке j , т.е. учитывается $n-1$ источников.

2) *Температурный фон и локальная температура в аппаратуре.* t_j рассматривает относительно точки j как температурный фон, т.е. $t_{j \text{ фон}}$, а

$$\mathcal{G}_j = \Delta t_j = (t_j - t_c) \text{ — фоновый перегрев,}$$

то есть

$$\mathcal{G}_{j \text{ фон}} = \sum_{i=1}^{n-1} P_i F_{ji}. \quad (92)$$

Фоновый перегрев определяется суммой мощностей всех источников системы, кроме источников в данной точке.

Кроме фонового перегрева существует и собственный перегрев от источника энергии в данной точке: $\vartheta_{j \text{ собств}} = t_{j \text{ собств}} - t_C$. Тогда суммарная температура в j -й точке представляет локальную температуру j -й точки:

$$t_K = t_{j \text{ фонов.}} + t_{j \text{ собств}} \quad (93)$$

или

$$\vartheta_{jK} = t_C + \vartheta_{j \text{ фонов.}} + \vartheta_{j \text{ собств.}}$$

3) *Принцип местного влияния или локальный перегрев.* При анализе тепловых полей от группы источников важно учесть особенности теплообмена на границе тепловых полей. Эту особенность влияния граничных условий на суммарное температурное поле учитывает принцип местного влияния.

Любое местное возмущение теплового поля является локальным, то есть не распространяется на удаленные участки поля (рисунок 24).

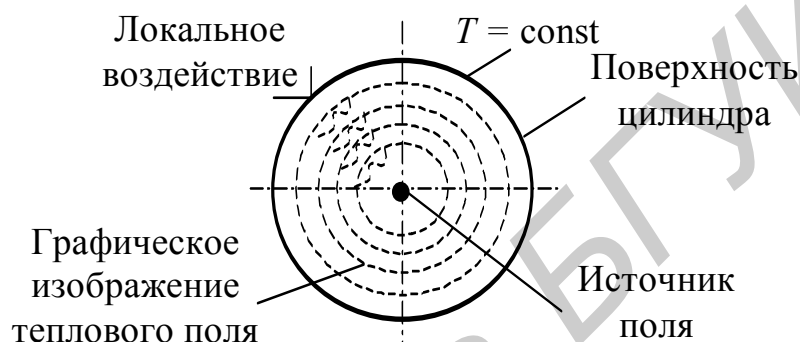


Рисунок 24

Локальное воздействие вызовет только местное возмущение, при удалении от места воздействия это возмущение уменьшается. Этот принцип позволяет значительно упростить расчеты.

Пример 1

Пусть в объеме конструкции источники распределены неравномерно, но выделяемая ими энергия одинакова.

По принципу местного влияния можно утверждать, что на равном удалении от каждого источника будет равный перегрев, наводимый ими.

Пример 2

Известно, что вблизи любого элемента температурное поле зависит от его формы, размера, характера распределения тепловой энергии.

Согласно принципу местного влияния можно считать, что наведенный перегрев в точке конструкции не зависит от размеров и конфигурации источников, если они удалены от этой точки на соответствующее расстояние.

4.3 Уравнение теплового баланса для стационарного теплового режима системы тел с источниками энергии

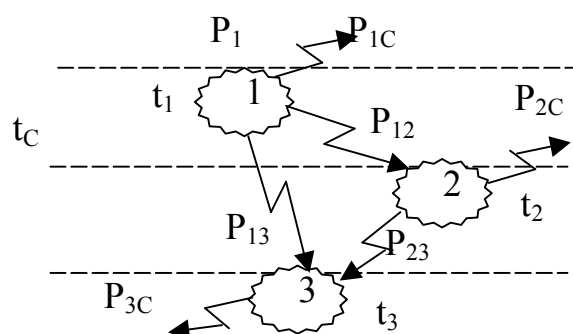


Рисунок 25

Рассмотрим простейшую систему, состоящую из трех тел, находящихся в однородной среде, в которой происходит теплообмен как между телами, так и

телами и средой: $t_1 > t_2 > t_3 > t_{\text{среды}}$ (рисунок 25). В теле 1 действует источник тепла P_1 .

Составим уравнение теплового баланса при теплообмене учитывая, что первое тело отдает тепло в среду P_{1c} , второму и третьему телам — P_{12} и P_{13} ; второе тело, принимая тепло — P_{12} , отдает в окружающую среду P_{2c} и третьему телу P_{23} ; третье — принимает P_{23} и P_{13} , отдает — P_{3c} .

$$\left. \begin{array}{l} 1 \text{ тело: } P_1 = P_{1c} + P_{12} + P_{13}; \\ 2 \text{ тело: } P_{12} = P_{2c} + P_{23}; \\ 3 \text{ тело: } P_{3c} = P_{13} + P_{23}; \end{array} \right\} \quad (94)$$

а) рассмотрим следующий подход: тепловые потоки выразим через тепловые сопротивления и разности температур (81):

$$\begin{array}{ll} P_{12} = \sigma_{12} (t_1 - t_2); & P_{1c} = \sigma_{1c} (t_1 - t_c); \\ P_{13} = \sigma_{13} (t_1 - t_3); & P_{2c} = \sigma_{2c} (t_2 - t_c); \\ P_{23} = \sigma_{23} (t_2 - t_3); & P_{3c} = \sigma_{3c} (t_3 - t_c); \end{array} \quad (95)$$

подставим (95) в (94):

$$\left\{ \begin{array}{l} P_1 = \sigma_{1c} (t_1 - t_c) + \sigma_{12} (t_1 - t_2) + \sigma_{13} (t_1 - t_3), \\ 0 = \sigma_{12} (t_2 - t_1) + \sigma_{2c} (t_2 - t_c) + \sigma_{23} (t_2 - t_3), \\ 0 = \sigma_{13} (t_3 - t_1) + \sigma_{23} (t_3 - t_2) + \sigma_{3c} (t_3 - t_c). \end{array} \right. \quad (96)$$

Обобщим (96) в виде:

$$\sum_{i=1}^n P_i = \sum_{i=1}^{n+1} \sigma_{ji} (t_j - t_i), \quad (97)$$

где n — число тел в системе +1 (среда).

Такую систему уравнений решают методом последовательных приближений;

б) выразим уравнения (94), но через перегрев:

$$\begin{array}{ll} P_{12} = \sigma_{12} [(t_c + \vartheta_1) - (t_c + \vartheta_2)] = \sigma_{12} (\vartheta_1 - \vartheta_2); & P_{1c} = \sigma_{1c} \vartheta_1; \\ P_{13} = \sigma_{13} (\vartheta_1 - \vartheta_3); & P_{2c} = \sigma_{2c} \vartheta_2; \\ P_{23} = \sigma_{23} (\vartheta_2 - \vartheta_3); & P_{3c} = \sigma_{3c} \vartheta_3. \end{array} \quad (98)$$

Подставим (98) в (94):

$$\left\{ \begin{array}{l} P_1 = (\sigma_{12} + \sigma_{13} + \sigma_{1c}) \vartheta_1 - \sigma_{12} \vartheta_2 - \sigma_{13} \vartheta_3, \\ 0 = -\sigma_{12} \vartheta_1 + (\sigma_{12} + \sigma_{23} + \sigma_{2c}) \vartheta_2 - \sigma_{23} \vartheta_3, \\ 0 = -\sigma_{13} \vartheta_1 - \sigma_{23} \vartheta_2 + (\sigma_{13} + \sigma_{23} + \sigma_{3c}) \vartheta_3. \end{array} \right. \quad (99)$$

Обобщим (99) в виде

$$\sum_{i=1}^n \sigma_i (\vartheta_j - \vartheta_i) = \sum_{i=1}^n P_i. \quad (100)$$

Решается система методом тепловых характеристик. Если надо найти температуру, то по произвольно заданным перегревам, рассчитываются соответствующие им P : $P_1 \rightarrow \vartheta_1$, $P_2 \rightarrow \vartheta_2$, $P_3 \rightarrow \vartheta_3$, значения которых откладывают на координатных осях (рисунок 26), получая

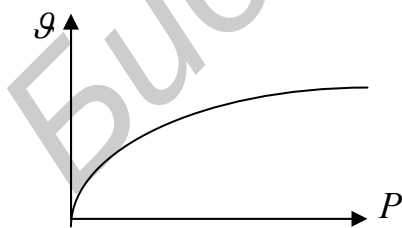


Рисунок 26

график тепловых характеристик. По графику определяют перегрев области для заданной мощности источника тепла.

4.4 Тепловые модели РЭС

Анализ тепловых полей РЭС путем математического описания — задача очень сложная. Практикой выработаны другие методы, когда анализ и решения задачи выполняются приближенными методами с большим количеством ограничений, условностей, допущений по отношению к реальному объекту. На определенном этапе проектирования это достигается путем замены реального блока его тепловой моделью (рисунок 27), которая реализуется математически и адекватна изучаемому объекту.

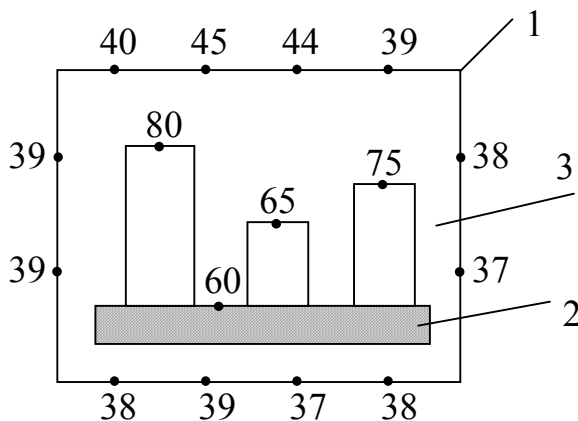


Рисунок 27

На рисунке 27 схематично представлена конструкция блока РЭС: корпус 1, шасси 2 с крупными радиоэлементами и среда 3, а также указана температура различных участков блока, что и является тепловой моделью блока. Плату или шасси с элементами в тепловой модели называют нагретой зоной. Недостаток такого схематического изображения нагретой зоны состоит в том, что сложно рассчитать площадь

поверхности, охватывающей зону нагрева. Для упрощения расчета площади поверхности нагретой зоны в тепловой модели ее представляют простейшей геометрической фигурой — прямоугольным параллелепипедом с определенными геометрическими параметрами ($l_1 \times l_2 \times h_3$) (рисунок 28).

Получаем более грубую, но удобную для расчета тепловую модель, в виде системы двух тел:

- 1 — оболочку кожуха корпуса;
- 2 — нагретую зону в форме прямоугольного параллелепипеда.

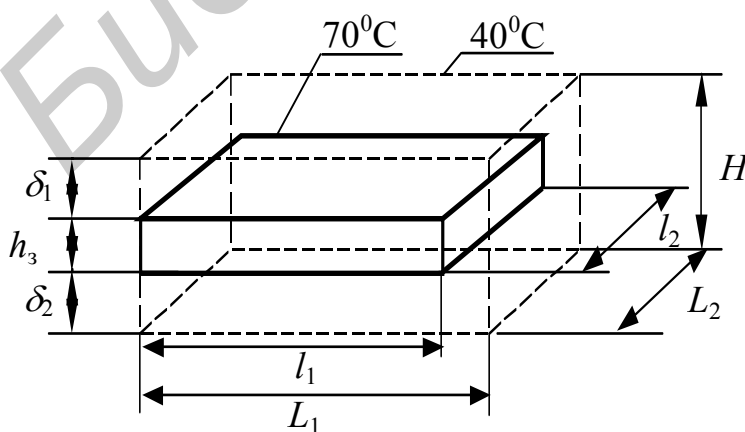


Рисунок 28

Параметры нагретой зоны можно условно разделить на геометрические и температурно-энергетические.

Геометрические параметры тепловой модели принято соотносить с габаритами блока. Так, горизонтальные параметры соответствуют горизонтальным размерам кожуха корпуса, то есть $l_1 = L_1$; $l_2 = L_2$, а h_3 — высота

параллелепипеда (нагретой зоны). Для определения h_3 вводят понятие коэффициента заполнения:

$$k_{зан} = \frac{V_3}{V_{блока}} = \frac{\sum V_{дет} + V_{шасси}}{V_{блока}} = \frac{l_1 l_2 h_3}{L_1 L_2 H}, \text{ тогда } k_{зан} = \frac{h_3}{H},$$

откуда получаем

$$h_3 = k_{зан} H. \quad (101)$$

Следовательно, площадь поверхности нагретой зоны:

$$S_3 = 2 \cdot (l_1 l_2) + 2 h_3 (l_1 + l_2) = [(l_1 l_2) + h_3 (l_1 + l_2)]. \quad (102)$$

Теплоэнергетическими характеристиками блока являются:

1) мощность тепловыделения $P = \sum_{i=1}^n P_i,$ (103)

где P_i — мощность элементной базы;

2) среднеповерхностная температура — \bar{t}_3 , т.к. поверхность нагретой зоны считают изотермической, а также \bar{t}_k и \bar{t}_g .

Цель расчета теплового режима на первом этапе — определение интегральных тепловых характеристик: средних поверхностных температур корпуса блока (\bar{t}_k), нагретой зоны (\bar{t}_3) и среднеобъемной температуры среды между ними (воздуха) — \bar{t}_g .

Таким образом, тепловой режим блока характеризуют $T = f(t_k, t_3, t_g)$.

При разработке тепловых моделей следует руководствоваться принципом иерархии: начинать тепловое моделирование надо с последнего, более крупного уровня, на котором учитываются мощности всех источников, внешнее и полное внутреннее тепловое воздействие. Следует учесть характеристики общей системы охлаждения приборного корпуса, взаимное влияние модулей и элементов. Только после этого можно рассматривать теплообмен на других, более мелких уровнях блока. Это модели первой группы.

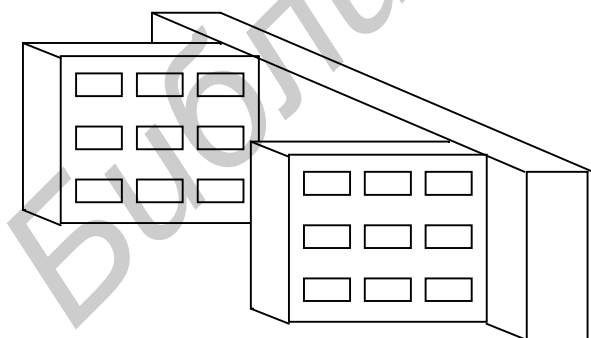


Рисунок 29

В тепловых моделях второй группы нагретая зона представляется в виде однородного анизотропного тела. Такой подход обоснован тем, что некоторые РЭУ (например ТЭЗы) содержат большое количество одинаковых элементов (микросхем, модулей). Так как ИМС стандартны по размерам, способу сборки, монтажа, то их можно рассматривать как элементарную конструктивную ячейку, которая повторяется на плате в трех измерениях, и тогда типовой элемент замены можно рассматривать как квазиоднородное тело. Эта система обладает дальним порядком. В такой модели прослеживается аналогия с твердым кристаллическим телом, свойства которого характеризуются теплопроводностью и теплоемкостью. Основными

измерениях, и тогда типовой элемент замены можно рассматривать как квазиоднородное тело. Эта система обладает дальним порядком. В такой модели прослеживается аналогия с твердым кристаллическим телом, свойства которого характеризуются теплопроводностью и теплоемкостью. Основными

характеристиками модели являются эффективная теплопроводность и эффективная теплоемкость, которые удобно искать для элементарной ячейки (т.е. микромодулей). См. расчеты в [1], приложение Б.6, с. 235.

4.5 Тепловой режим блока РЭС в герметичном корпусе, с крупными деталями на шасси

Рассмотрим тепловой режим блока в герметичном корпусе. Тепловая модель представлена на рисунке 30. Заданы суммарная мощность, поэлементно равная $P = \sum P_i$; температура корпуса t_k ; степени черноты всех поверхностей — ε_i и габаритные размеры $L_1 \times L_2 \times H$. Надо найти среднеповерхностную температуру нагретой зоны — \bar{t}_3 .

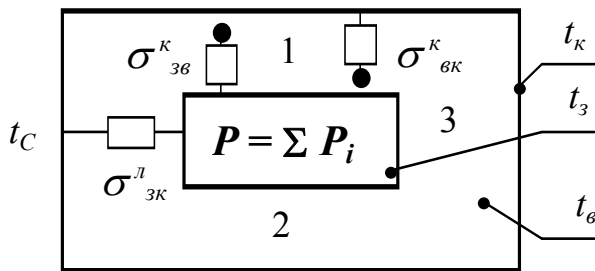


Рисунок 30

Рассмотрим теплообмен блока с окружающей неограниченной средой. Данный теплообмен можно разбить на два этапа:

- 1) внутренний теплообмен (до стенок корпуса);
- 2) внешний теплообмен.

Проанализируем эти два этапа для реального блока.

Первый этап:

а) конвективный обмен. Если шасси блока — горизонталь, то конвективное движение воздуха развивается только в верхней части аппаратуры — над шасси, то есть в объеме воздушной прослойки, ограниченной крышкой корпуса блока и поверхностью верхних ЭРЭ, расположенных на шасси. Обозначим эту область в тепловой модели 1. Под шасси конвекция практически отсутствует, так как более нагретые поверхности расположены выше более холодной поверхности дна корпуса, обозначим эту область 2;

б) лучистый теплообмен. Представляет передачу тепла к внутренним стенкам корпуса через воздух, который практически прозрачен для лучистой энергии. В этом теплообмене участвуют только периферийные поверхности элементов, так как излучение центральных деталей и шасси не достигает стенок корпуса блока из-за их расположения в глубине зоны и экранирования соседними телами;

в) кондуктивный теплообмен. На основании опытов и практики установлено, что кондуктивные связи шасси с корпусом блока слабо влияют на тепловой режим нагретой зоны аппарата.

Второй этап: внешний теплообмен блока — передача тепловой энергии от корпуса блока в окружающую среду конвекцией и излучением.

$$\text{Таким образом, } P = \sum_{i=1}^n P_i = P_{зк}^{внут} = P_{кс}^{внеш} = P_{к}^{внеш} + P_{л}^{внеш} . \quad (104)$$

Теплообмен блока можно представить в виде тепловой схемы (рисунок 31), где

$\sigma_{KC} = \sum_{i=1}^2 \sigma_i = \sigma_{KC}^K + \sigma_{KC}^L$, и описать системой уравнений теплового баланса:

$$\begin{cases} P_{3K} = \sigma_{36}^K (\vartheta_3 - \vartheta_6) + \sigma_{3K}^L (\vartheta_3 - \vartheta_K), \\ \sigma_{36}^K (\vartheta_3 - \vartheta_6) = \sigma_{6K}^K (\vartheta_6 - \vartheta_K), \\ P_{KC} = \sigma_{KC} (V_K - V_C). \end{cases} \quad (105)$$

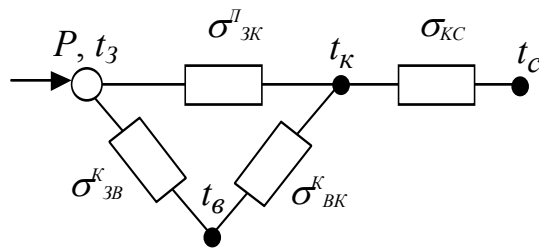


Рисунок 31

Для определения t_3 тепловую энергию, передаваемую от нагретой зоны к корпусу, выразим как:

$$P_{3K} = \sigma_{3K} (t_3 - t_K),$$

$$\text{откуда } t_3 = t_K + \frac{P_{3K}}{\sigma_{3K}}. \quad (106)$$

Учтем, что t_K и $P_{3K} = P = \sum_{i=1}^n P_i$

заданы, требуется определить

$$\sigma_{3K} = \sum_{i=1}^2 \sigma_i = \sigma_{3K}^L + \sigma_{3K}^K. \quad (107)$$

Рассмотрим в уравнении (107) каждое слагаемое в отдельности.

Первое: σ_{3K}^L — ?

$$\text{По (88)} \quad \sigma_{3K}^L = \alpha_L S_3 = c_0 \varepsilon_{3Knp} \varphi_{3K} f(t_3, t_K), \quad (108)$$

где ε_{3Knp} — приведенная степень черноты, учитывает степень черноты теплообменивающихся поверхностей. При $\varepsilon_3, \varepsilon_K \geq 0,8$ $\varepsilon_{3Knp} = \varepsilon_3 \varepsilon_K$;

φ_{3K} — степень облученности той поверхности, на которую падает излучение. В данном случае $\varphi_{3K} = 1$, так как все излучение зоны поглощается внутренними стенками корпуса блока;

$c_0 f(t_3, t_K)$ — табличная величина, определяемая для конкретных условий;

S_3 — площадь поверхности нагретой зоны $S_3 = 2 [l_1 l_2 + h_3 (l_1 + l_2)]$.

Второе: σ_{3K}^K — ?

При расчете конвективного переноса тепла от зоны к корпусу следует учесть условия конвективного теплообмена. Нагретая зона — параллелепипед, где отдельные элементы — плоские поверхности, ориентированные неодинаково (вертикально и горизонтально). Параллелепипед образует со стенками корпуса каналы (или зазоры) разной ширины. На этом основании для РЭС с горизонтально ориентированным шасси мы можем выделить три канала — 1, 2, 3 (рисунок 30), в которых рассмотрим конвективный теплообмен. Учтем, что если теплообмен идет в ограниченном пространстве — в каналах, то

конвективная передача тепла заменяется конвективно-кондуктивной теплопередачей и коэффициент конвективного теплообмена заменяется на конвективно-кондуктивный коэффициент теплообмена: $\alpha \approx k$, следовательно (см. п. 2.2.6),

$$\sigma_{зк}^k = \sum_{i=1}^3 k_i S_i = k_1 S_1 + k_2 S_2 + k_3 S_3, \quad (109)$$

где 1, 2 и 3 — соответствующие зоны на рисунке 30.

Для первой зоны (рисунок 32):

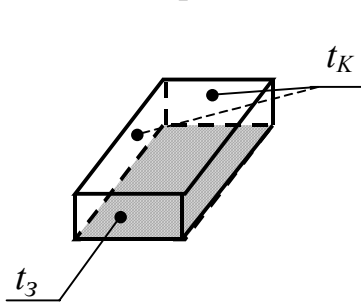


Рисунок 32

$$\left\{ \begin{array}{l} k_1 = N_{\Gamma} \left[6,25 - 5,25 \left(1 + \frac{\delta}{\sqrt{l_1 \cdot l_2}} \right)^{-1,67} \right] A_5 \sqrt[4]{\frac{t_3 - t_K}{S}}, \\ \text{где } N_{\Gamma} = 1,35, \\ S_1 = l_1 l_2. \end{array} \right.$$

Для второй зоны имеем зазор, прилегающий ко дну корпуса, в котором конвективный теплообмен отсутствует, а существует только кондукция через

слой воздуха, то есть:

$$k_2 = \frac{\lambda_{возд}}{\delta_2}, \quad S_2 = l_1 l_2.$$

Для третьей зоны:

$$\begin{aligned} k_3 &= 0,5 (k_1 + k_2); \\ S_3 &= 2 h_3 l_1 + 2 h_3 l_2 = 2 h_3 (l_1 + l_2). \end{aligned}$$

Подставляя уравнения для трех зон в (109) и учитывая (107), получим $\sigma_{зк} = k_1 l_1 l_2 + k_2 l_1 l_2 + 2 h_3 k_3 (l_1 + l_2) + \varepsilon_{зкпр} f(t_3, t_K) [(l_1 l_2) + h_3 (l_1 + l_2)].$ (110)

Далее путем преобразований уравнения (110) получено:

для горизонтально-ориентированного шасси

$$\sigma_{зк} = 24 l_1 l_2 \left[1 + k_{заполн} \frac{H}{l_2} \left(1 + \frac{l_2}{l_1} \right) \right] \cdot \frac{\text{Вт}}{\text{К}}$$

для вертикально - ориентированного шасси :

$$\sigma_{зк} = 30 l_1 l_2 \left[1 + k_{заполн} \frac{H}{l_2} \left(1 + \frac{l_2}{l_1} \right) \right] \cdot \frac{\text{Вт}}{\text{К}}$$

(111)

В частности, если использовать типовые условия эксплуатации и конструкций РЭА: $(t_K \sim t_3) = (20 \dots 60)^\circ\text{C}$; $\varepsilon_0 \geq 0,8$; $\varepsilon_{зкпр} = \varepsilon_1 \varepsilon_2$, получают

$$\alpha = k = (4,6 \dots 8,4), \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{К}},$$

откуда

$$\bar{\alpha} \approx 6 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{К}},$$

$$\text{тогда } \sigma_{3K} = 6 S_3 \quad \text{и} \quad t_3 = t_K + \frac{P}{6 S_3}. \quad (112)$$

4.6 Среднеповерхностная температура корпуса герметичного блока РЭС

В общем случае тепловая энергия, выделяемая поверхностью корпуса РЭС, передается среде и соседним телам, совокупность которых может рассматриваться как условная среда,

$$\Delta t = t_K - t_C = \frac{P}{\sigma_{KC} + \sigma_{Ki}},$$

где σ_{Ki} — тепловая проводимость для условной среды.

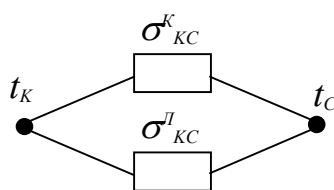
Если исследуемый объект находится в неограниченной среде и влиянием других тел можно пренебречь, то $\sigma_{Ki} = 0$:

$$\text{тогда} \quad t_K - t_C = \frac{P}{\sigma_{KC}}, \quad \text{или} \quad t_K = t_C + \frac{P}{\sigma_{KC}}.$$

(113)

Пусть задан герметичный корпус аппарата размерами $L_1 \times L_2 \times L_3$, внутри которого действует источник мощностью P . Также задана температура среды t_C и давление вне аппарата H . Надо найти t_K , используя (113).

Для нахождения σ_{KC} учтем теплообмен корпуса с окружающей средой (это конвекция и лучеиспускание) (рисунок 33):



$$\sigma_{KC} = \sigma_{KC}^k + \sigma_{KC}^l. \quad (114)$$

Рассмотрим каждое из слагаемых.

$$\text{Для излучения } \sigma_{KC}^l = \alpha_l S_K = \varepsilon \varphi f(t_K, t_C) S_K, \quad (115)$$

$$S_K = 2 [L_1 L_2 + L_3 (L_1 + L_2)].$$

Рисунок 33

Для конвекции: при определении σ_{KC}^k требуется учесть форму и ориентацию поверхности корпуса. Он состоит из трех пар плоских элементов, ориентированных как горизонтально, так и вертикально: верх (крышка), дно и боковая поверхность, то есть

$$\sigma_{KC}^k = \sigma_{KC}^{верх} + \sigma_{KC}^{бок.} + \sigma_{KC}^{дно} = \alpha_K^в S_в + \alpha_K^б S_б + \alpha_K^д S_д. \quad (116)$$

Для нахождения коэффициента теплоотдачи конвекцией в неограниченной среде воспользуемся п. 19 и таблицей 2:

$$(T - T_C) \leq \left(\frac{0,84}{L} \right)^3,$$

в зависимости от выполнения или невыполнения которого есть два варианта решения — закон 1/4 или закон 1/3, откуда

для горизонтально ориентированной поверхности с нагретой верхней стороной может быть

$$\alpha_k^e = 1,30 \cdot A_3 \left(\frac{t_k - t_c}{L} \right)^{\frac{1}{4}} \quad \text{либо} \quad \alpha_k = 1,34 \cdot A_3 (t_k - t_c)^{\frac{1}{3}},$$

где L — определяющий параметр — наименьшая сторона,
для горизонтально-ориентированной поверхности с нагретым дном

$$\alpha_k^d = 0,70 \cdot A_2 \left(\frac{t_k - t_c}{L} \right)^{\frac{1}{4}} \quad \text{либо} \quad \alpha_k = 0,70 \cdot A_2 (t_k - t_c)^{\frac{1}{3}},$$

для вертикально-ориентированных плоских сторон нагретой боковой поверхности можно записать

$$\alpha_k^b = A_2 \left(\frac{t_k - t_c}{L} \right)^{\frac{1}{4}} \quad \text{либо} \quad \alpha_k = A_3 (t_k - t_c)^{\frac{1}{3}},$$

$$S_b = L_1 L_2; \quad S_d = L_1 L_2; \quad S_b = 2 L_3 (L_2 + L_1).$$

Вследствие того, что α_k зависит от искомой температуры t_k , задача нелинейна и ее решение можно получить либо методом тепловых характеристик либо методом последовательных приближений.

Для типичных типоразмеров и температурных условий:

частный случай, если $T = 20 \dots 40^\circ\text{C}$; $(t_k - t_c) = \vartheta \leq 10^\circ$; $L_3 = (0,1 \dots 0,5)$ м; то $\bar{\alpha}_k = 5,5 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}}$, $\alpha_{bk} = (2,4 \dots 4,4) \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}}$, следовательно, $\bar{\alpha} = 9 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}}$ и тогда

$$\sigma_{kc} = 9 S_k, \quad t_k = t_c + \frac{P}{9 S_k}. \quad (117)$$

4.7 Тепловой режим РЭС в перфорированном корпусе при естественной вентиляции РЭА

Для снижения теплового режима РЭС широко применяется метод перфорирования корпуса и шасси. Тепловая модель блока в перфорированном корпусе имеет вид (рисунок 34).

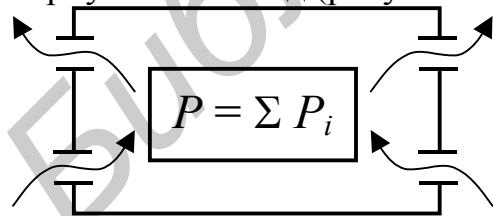


Рисунок 34

Внутри блока поступает воздух, движение которого вызвано разностью температур и давлений внутри и снаружи корпуса. Возникает его самотяга.

Теплообмен в таком блоке подразделяется на внутренний и внешний.

Теплообмен внутри блока. Тепловая энергия P , выделяемая нагретой зоной, передается излучением и конвекцией: излучением — внутренним стенкам корпуса, а также через отверстия в корпусе внешней среде, чем в дальнейшем будем пренебрегать; конвекцией — воздуху, протекающему внутри корпуса, от нагретой зоны и внутренних поверхностей

корпуса. Тепловая энергия Q (или ее эквивалент W), полученная конвективно воздухом, через перфорированные отверстия выносится в окружающую среду.

Внешний теплообмен. От корпуса тепловая энергия, величина которой $P_K = P - Q$, излучением и конвекцией передается в окружающую среду.

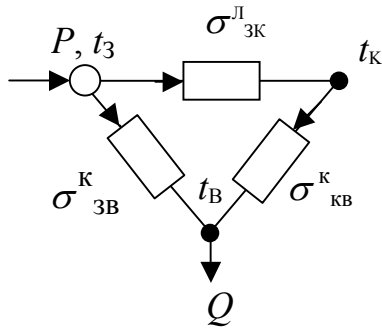


Рисунок 35

Процессы теплообмена можно представить в виде тепловой схемы (рисунок 35) и описать системой уравнений теплового баланса

$$\begin{cases} P_K = P - Q, \\ P = \sigma_{3B}^K (\vartheta_3 - \vartheta_B) + \sigma_{3K}^L (\vartheta_3 - \vartheta_K), \\ \sigma_{3K}^L (\vartheta_3 - \vartheta_K) = \sigma_{KB}^K (\vartheta_K - \vartheta_B) + \sigma_{KC} (\vartheta_K - \vartheta_C). \end{cases} \quad (118)$$

Эта система полностью описывает процесс теплообмена в блоке, иногда ее дополняют аэродинамическими уравнениями. Преобразовав

(118), получим:

$$\begin{cases} P = (\sigma_{3K} + \sigma_{KB}) \vartheta_3 - \sigma_{3K} \vartheta_B - \sigma_{3K} \vartheta_K; \\ 0 = -\sigma_{3K} \vartheta_3 - (\sigma_{3K} - \sigma_{KB} - \sigma_{KC}) \vartheta_K - \sigma_{KB} \vartheta_B; \\ 0 = \sigma_{3B} \vartheta_3 + (\sigma_{3B} + \sigma_{KB}) \vartheta_B - (\sigma_{KB} + \sigma_{KC}) \vartheta_K. \end{cases} \quad (119)$$

Из решения системы (119) получают уравнения для основных характеристик теплового режима перфорированного блока:

$$\begin{cases} \vartheta_3 = A_{3C} \vartheta_{6X} + F_{3C} P; \\ \vartheta_K = A_{KC} \vartheta_{6X} + F_{KC} P; \\ \vartheta_B = \vartheta_{6X} + \frac{P - \sigma_{KC} \vartheta_K}{2Q}, \end{cases} \quad (120)$$

где $A_{3C}, F_{3C}, A_{KC}, F_{KC}$ — тепловые коэффициенты:

$$A_{3C} = D \left[\sigma_{3K} + \sigma_{KC} + \sigma_{KB} \left(1 + \frac{\sigma_{3K}}{\sigma_{3B}} \right) \right];$$

$$F_{3C} = \frac{D}{\sigma_{3B}} \left\{ \sigma_{3K} + \sigma_{KB} + \sigma_{KC} + \frac{\sigma_{3B}}{2Q} \left[\sigma_{3K} + \sigma_{KC} \left(1 + \frac{\sigma_{KB}}{\sigma_{3B}} \right) + \sigma_{KB} \left(1 + \frac{\sigma_{3K}}{\sigma_{3B}} \right) \right] \right\};$$

$$A_{KC} = D \left[\sigma_{3K} + \sigma_{KB} \left(1 + \frac{\sigma_{3K}}{\sigma_{3B}} \right) \right];$$

$$F_{KC} = D \left\{ \frac{\sigma_{3K}}{\sigma_{3B}} \left(1 + \frac{\sigma_{3B}}{2Q} \right) + \frac{\sigma_{KB}}{2Q} \left(1 + \frac{\sigma_{3K}}{\sigma_{3B}} \right) \right\};$$

$$D^{-1} = \sigma_{KB} \left(1 + \frac{\sigma_{KB}}{2Q} \right) + \left(1 + \frac{\sigma_{3K}}{\sigma_{3B}} \right) \left[\sigma_{KC} + \sigma_{KB} \left(1 + \frac{\sigma_{KC}}{2Q} \right) \right].$$

Следовательно, для расчета теплового режима перфорированного блока надо определить тепловые проводимости $\sigma_{3К}^Л$, $\sigma_{3В}^К$, $\sigma_{КВ}^К$, $\sigma_{КС}$.

Рассмотрим их описание:

1) $\sigma_{3К}^Л = \alpha_L S_3$, (пренебрегаем уходом тепла через перфорированные отверстия) и описано формулой (108);

2) $\sigma_{3В}^К = \alpha_K' S_3$;

3) $\sigma_{КВ}^К = \alpha_K'' S_K'$; $S_K' = S_K - S_i$,

где S_i — суммарная площадь перфорационных отверстий.

Вместо S_K' берут S_K , излишек S будет компенсировать неучтенную потерю лучистой энергии через перфорационные отверстия.

α_K' и α_K'' — конвективные коэффициенты теплообмена соответственно с поверхностью нагретой зоны и внутренней поверхности корпуса.

Так как конвективная теплоотдача идет в одних и тех же каналах, то можно считать, что $\alpha_K'' = \alpha_K' = \alpha_K$, где α_K определяется через критериальные уравнения, соответствующие принудительной конвекции, так как теплоотдача происходит в условиях движущейся среды.

Для выбора критериального уравнения надо использовать критерий Рейнольдса:

$$Re = v \frac{d_{эКВ}}{\nu_m}, \quad \text{где } d_{эКВ} = \frac{4 S_{\text{попереч}}}{l_{\text{перим}}},$$

где $S_{\text{попереч}}$ — площадь сечения верхнего отсека;

$l_{\text{перим}}$ — периметр верхнего отсека.

Рассмотрим варианты решения этого уравнения:

а) $Re < 2,3 \cdot 10^3$ — ламинарный закон; б) $Re > 4,0 \cdot 10^4$ — турбулентный закон.

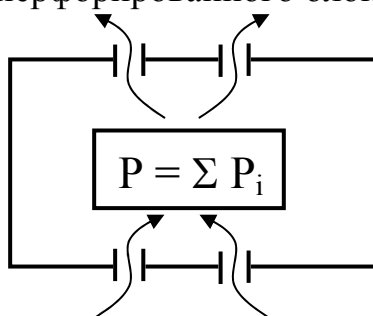
$$\begin{cases} Nu_L = 0,13 Re_f^{\frac{1}{3}} Gr_f^{0,1} \varepsilon_L; \\ Nu = \alpha_K \frac{\lambda_m}{d_{эКВ}}. \end{cases}$$

$$\begin{cases} Nu_T = 0,018 Re_f^{0,8}; \\ Nu = \alpha_K \frac{\lambda_m}{d_{эКВ}}. \end{cases}$$

4) $\sigma_{КС} = \sigma_{КС}^К + \sigma_{КС}^Л = (\alpha_K + \alpha_L) S_K$ (см. п. 4.6).

4.8 Общая принудительная вентиляция

Тепловая модель РЭА с принудительной вентиляцией сходна с моделью перфорированного блока (рисунок 36).



РЭА такого типа может быть с вертикально и горизонтально расположенным шасси. Особенностью теплообмена при принудительной вентиляции является то, что интенсивность теплообмена излучением между нагретой зоной и корпусом блока,

Рисунок 36

окружающей средой в данных условиях продува ничтожно мала. Расчет основных характеристик теплового режима \mathcal{G}_3 , \mathcal{G}_k , \mathcal{G}_g проводится по тем же формулам, что и в п. 4.7 (120), но с учетом специфики процесса теплообмена и уточнением тепловых коэффициентов:

$$\begin{cases} \mathcal{G}_3 = A_{3c} \mathcal{G}_{ex} + F_{3c} P; \\ \mathcal{G}_k = A_{kc} \mathcal{G}_{ex} + F_{k3} P; \\ \mathcal{G}_g = \mathcal{G}_{ex} + \frac{P - \sigma_{kc} \mathcal{G}_k}{2Q}. \end{cases}$$

Исходными данными являются: суммарная мощность нагретой зоны, температура среды, подводимой для охлаждения, геометрические и физические параметры аппаратуры, а также расход среды, поступающей для охлаждения (G_m — массовый расход; G_V — объемный расход).

$$G_V = V S, \frac{\text{л}}{\text{с}}; \quad G_m = V \rho S, \frac{\text{кг}}{\text{с}}; \quad \frac{G_V}{G_m} = \frac{1}{\rho}, \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}.$$

$$t_g = 0,5(t_{ex} + t_{вых}).$$

Для упрощения расчета сделаем следующие допущения.

1) Если расход воздуха через аппарат достаточно велик, то можно заключить, что $\sigma_{3k}^l \ll \sigma_{3g}^k; \sigma_{kv}^k; \sigma_{kc}^k; \sigma_{kc}^l \ll \sigma_{kc}^k$.

2) Поскольку лучистый теплообмен между нагретой зоной и корпусом, а также между корпусом и средой слабо влияет на тепловой режим аппарата, то соответствующие σ_{3k}^l и σ_{kc}^l можно определить приближенно:

$$\sigma_{3k}^l = 6 S_3; \quad \sigma_{kc}^l = 9 S_k.$$

$$3) \sigma_{3g}^k = \alpha'_k S_3; \quad \sigma_{kv}^k = \alpha''_k S_k;$$

α''_k и α'_k , будучи одинаковыми для конвективного теплообмена, в одном отсеке определяются из критериального уравнения для принудительной вентиляции.

$$Nu = 0,8 \sqrt{Re};$$

$$Re = v \frac{l'}{v_m}; \quad v = \frac{G_V}{S_{cp}}; \quad S_{cp} = S_{аппарата} (1 - K_{запол});$$

где l' — длина обдува, равная высоте деталей плюс шасси;

$S_{аппарата}$ — площадь поперечного сечения блока в направлении, перпендикулярном потоку.

4) В диапазоне температур 20 ... 60°C теплоемкость (C_p), через которую определяется Q , слабо зависит от температуры и, следовательно, является величиной как бы постоянной: $C_p = 10^3, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$, тогда $Q = C_p G_m \approx 10^3 \cdot G_m, \frac{\text{Вт}}{\text{К}}$.

5) Конвективный коэффициент теплоотдачи α_{36}^k является величиной больше или равной $10 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}}$ и позволяет найти коэффициент

$$F_{3c} = \frac{1}{\alpha_{36}^k S_3} + \frac{5 \cdot 10^{-4}}{G_m}.$$

Для общей принудительной вентиляции с учетом перечисленных допущений оценки тепловых параметров, входящих в (120), упрощаются:

$$A_{3c} = 1; \quad F_{3c} = \frac{1}{\alpha_{36}^k S_3} + \frac{5 \cdot 10^{-4}}{G_m}; \quad A_{kc} = 0,75; \quad F_{kc} = \frac{3,8 \cdot 10^{-4}}{G_m};$$

$$g_6 = g_{ex} + \frac{P - 9 \cdot S_k g_k}{2 \cdot 10^3 G_m}.$$

5 ИНЖЕНЕРНЫЕ МЕТОДИКИ РАСЧЕТА ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА БЛОКОВ РЭС

5.1 Методика расчета теплового режима блоков РЭС в герметичном корпусе

Тепловой режим РЭС в герметичном корпусе рассчитывается в следующем порядке.

1) поверхность корпуса блока:

$$S_k = 2 [L_1 L_2 + (L_1 + L_2) L_3];$$

2) условная поверхность нагретой зоны:

$$S_3 = 2 [L_1 L_2 + (L_1 + L_2) K_{3АП} L_3];$$

3) удельная мощность корпуса блока (где P — мощность, рассеиваемая в блоке):

$$q_k = \frac{P}{S_k};$$

4) удельная мощность нагретой зоны блока (где P — мощность, рассеиваемая в блоке):

$$q_{зоны} = \frac{P}{S_3};$$

5) коэффициент θ_1 в зависимости от удельной мощности корпуса:

$$\theta_1 = 0,1472 q_k - 2,9692 \cdot 10^{-3} q_k^2 + 0,3127 \cdot 10^{-6} q_k^3;$$

6) коэффициент θ_2 в зависимости от удельной мощности зоны:

$$\theta_2 = 0,1390 q_3 - 0,1223 \cdot 10^{-3} q_3^2 + 0,0698 \cdot 10^{-6} q_3^3;$$

7) коэффициент k_1 в зависимости от давления вне корпуса (H_1 , Па):

$$k_{H1} = \frac{1}{0,92 + 0,46 \cdot 10^{-5} \cdot H_1} + 0,8;$$

8) коэффициент k_2 в зависимости от давления в корпусе (H_2 , Па):

$$k_{H2} = \frac{1}{1,25 + 3,8 \cdot 10^{-5} \cdot H_2} + 0,8;$$

9) перегрев корпуса блока:

$$\theta_K = \theta_1 k_{H1};$$

10) перегрев нагретой зоны:

$$\theta_3 = \theta_K + (\theta_2 - \theta_1) k_{H2};$$

11) средний перегрев воздуха в блоке:

$$\theta_B = 0,5(\theta_K - \theta_3);$$

12) удельная мощность элемента:

$$q_{ЭЛ} = \frac{P_{ЭЛ}}{S_{ЭЛ}};$$

13) перегрев поверхности элемента:

$$\theta_{ЭЛ} = \theta_3 (0,75 + 0,25 \frac{q_{ЭЛ}}{q_3});$$

14) перегрев среды около элемента

$$\theta_{ЭС} = \theta_B \cdot (0,75 + 0,25 \frac{q_{ЭЛ}}{q_3});$$

15) температура корпуса:

$$T_K = \theta_B + T_C;$$

16) температура нагретой зоны:

$$T_3 = \theta_3 + T_C;$$

17) температура воздуха в корпусе:

$$T_B = \theta_B + T_C;$$

18) температура поверхности элемента:

$$T_{ЭЛ} = \theta_{ЭЛ} + T_C;$$

19) температура среды, окружающей элемент:

$$T_{ЭС} = \theta_{ЭС} + T_C.$$

5.2 Методика расчета теплового режима блоков РЭС в перфорированном корпусе

Рассчитываются:

1) площадь поверхности корпуса блока, площадь условной поверхности нагретой зоны, удельная мощность нагретой зоны, коэффициенты θ_1 , θ_2 , K_{H1} , K_{H2} определяются по пп. 1–8 методики 5.1;

2) суммарная площадь перфорированных отверстий:

$$S_{\Pi} = \sum_{i=1}^n S_i ;$$

3) коэффициент перфорации:

$$\Pi = \frac{S_{\Pi}}{2 \cdot L_1 L_2} ;$$

4) функция коэффициента перфорации:

$$K_{\Pi} = 0,29 + \frac{1}{1,41 + 4,95 \Pi} ;$$

5) перегрев корпуса:

$$\theta_K = 0,93 \theta_1 K_{H1} K_{\Pi} ;$$

6) перегрев нагретой зоны:

$$\theta_3 = 0,93 K_{\Pi} [\theta_1 K_{H1} + K_{H2} (\frac{\theta_2}{0,93} - \theta_1)] ;$$

7) средний перегрев воздуха в корпусе:

$$\theta_B = 0,6 \theta_3 ;$$

8) удельная мощность элемента:

$$q_{ЭЛ} = \frac{P_{ЭЛ}}{S_{ЭЛ}} ;$$

9) перегрев поверхности элемента:

$$\theta_{ЭЛ} = \theta_3 (0,75 + 0,25 \frac{q_{ЭЛ}}{q_3}) ;$$

10) перегрев среды, окружающей элемент:

$$\theta_{ЭС} = \theta_B (0,75 + 0,25 \frac{q_{ЭЛ}}{q_3}) ;$$

11) температура корпуса:

$$T_K = \theta_B + T_C ;$$

12) температура нагретой зоны:

$$T_3 = \theta_3 + T_C ;$$

13) температура воздуха в блоке:

$$T_B = \theta_B + T_C ;$$

14) температура поверхности элемента:

$$T_{ЭЛ} = \theta_{ЭЛ} + T_C ;$$

15) температура среды, окружающей элемент:

$$T_{ЭС} = \theta_{ЭС} + T_C .$$

5.3 Методика расчета теплового режима блока с принудительной вентиляцией

Исходные данные: мощность, рассеиваемая в блоке (P), габаритные размеры корпуса L_1 , L_2 , L_3 , мощность нагруженных теплоэлементов (P_i), площади поверхностей (S_i), $K_{3АП}$, массовый расход G_m , расстояние в

направлении движения воздуха от входного сечения l , T_B — температура воздуха на входе.

Порядок расчета:

1) Средний перегрев воздуха в блоке:

$$\theta_B = 5 \cdot 10^{-4} \frac{P}{G_m}.$$

2) Площадь поперечного сечения корпуса:

$$S = L_1 L_2.$$

3) Коэффициент в зависимости от массового расхода среды:

$$m_1 = 0,001 \cdot \sigma^{-0,5}.$$

4) $m_2 = (L_1 L_2)^{-0,406}$ — от поперечного сечения к направлению продувания.

5) $m_3 = (L_3)^{-1,059}$ — от высоты блока в направлении продува.

6) $m_4 = K_{зан}^{-0,42} (1 - K_{зан}^{2/3})^{0,5}$ — от коэффициента заполнения.

7) Перегрев нагретой зоны с принудительным охлаждением:

$$\theta_3 = \theta_B + P m_1 m_2 m_3 m_4.$$

8) Условная поверхность нагретой зоны:

$$S_3 = 2 [L_1 L_2 + K_{зап} L_3 (L_1 + L_2)].$$

9) Удельная мощность нагретой зоны:

$$q_3 = \frac{P}{S_3}.$$

10) Удельная мощность элемента:

$$q_{эли} = \frac{P_{эли}}{S_{эли}}.$$

11) Перегрев поверхности i -го элемента:

$$\theta_{эли} = \theta_3 (0,75 + 0,25 \frac{q_{эли}}{q_3}) (\frac{L_i}{L_3} + 0,5),$$

где L_i — высота элемента.

12) Перегрев среды, окружающей i -й элемент:

$$\theta_{эси} = \theta_B (0,75 + 0,25 \frac{q_{эли}}{q_3}) (\frac{L_i}{L_3} + 0,5).$$

13) Перегрев корпуса:

$$\theta_K = 0,93 \theta_1 K_{H1} K_{H2}.$$

14) Перегрев нагретой зоны:

$$\theta_3 = 0,93 K_{H2} [\theta_1 K_{H1} + K_{H2} (\frac{\theta_2}{0,93} - \theta_1)].$$

15) Средний перегрев воздуха в корпусе:

$$\theta_B = 0,6 \theta_3.$$

16) Температура корпуса:

$$T_K = \theta_K + T_C.$$

17) Температура нагретой зоны:

$$T_3 = \theta_3 + T_C.$$

18) Температура воздуха в блоке:

$$T_B = \theta_B + T_C,$$

где $T_C = T_{ex}$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дульнев Г.Н. Тепло- и массообмен в радиоэлектронной аппаратуре. — М.: Высш. шк., 1984. — 248 с.
2. Роткоп Л.Л., Спокойный Ю.Э. Обеспечение тепловых режимов при конструировании РЭА. — М.: Сов. радио, 1976. — 232 с.
3. Дульнев Г.Н., Тарновский Н.М. Тепловые режимы электронной аппаратуры. — Л.: Энергия, 1971.
4. Дульнев Г.Н., Семяшкин Э.М. Теплообмен в радиоэлектронных аппаратах. — Л.: Энергия, 1968. — 245 с.
5. Отвод тепла в полупроводниковых приборах / А.И. Аксенов, Д.Н. Глушкова, В.И. Иванов. — М.: Энергия, 1971.

Учебное издание

Образцов Николай Сергеевич,
Ткачук Аркадий Мефодьевич,
Куракина Элеонора Павловна

ТЕПЛООБМЕН В РЭА

Конспект лекций по курсу «Конструирование радиоэлектронных устройств»
для студентов специальностей
«Моделирование и компьютерное проектирование РЭС»
и «Проектирование и производство РЭС»
дневной формы обучения

Редактор Т.Н. Крюкова
Корректор Е.Н. Батурчик
Компьютерная верстка Т.В. Шестакова

Подписано в печать 16.01.2003.

Бумага офсетная. Печать ризографическая. Гарнитура «Таймс».

Уч.-изд. л. 2,5. Тираж 120 экз.

Формат 60×84 1/16.

Усл. печ. л.

Заказ 300.

Издатель и полиграфическое исполнение:

Учреждение образования

«Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники»

Лицензия ЛП № 156 от 30.12.2002.

Лицензия ЛВ № 509 от 03.08.2001.

220013, г. Минск, П. Бровки, 6.