

**ВОПРОСЫ ТЕПЛООБМЕНА В КОСМОСЕ**

**О.Н. ФАВОРСКИЙ, Я.С. КАДАНЕР**

О. Н. ФАВОРСКИЙ,  
Я. С. КАДАНЕР

# ВОПРОСЫ ТЕПЛООБМЕНА В КОСМОСЕ

Допущено  
Министерством  
высшего  
и среднего  
специального  
образования СССР  
в качестве  
учебного пособия  
для высших  
технических  
учебных  
заведений



---

ИЗДАТЕЛЬСТВО  
„ВЫСШАЯ ШКОЛА“  
МОСКВА—1967

*Вопросы теплообмена в космосе.*  
Фаворский О. Н., Каданер Я. С.  
«Высшая школа», 1967 г., стр. 248.

В книге рассмотрены вопросы внешнего теплообмена в космических условиях. Основное внимание уделено особенностям лучистого теплообмена в сложных конструктивных системах со взаимным облучением элементов (холодильники-излучатели всевозможных схем). Рассмотрены также тепловые режимы летательных аппаратов с учетом облучения Солнцем и планетами, особенности выбора параметров некоторых типов космических энергетических и холодильных установок, определяемые лучистым отводом тепла из цикла. Описан ряд конструкций излучателей и даны основные методы расчета наиболее важных из них.

Рисунков 141, таблиц 32, библиографий 26.

Рецензенты:

Кафедра двигателей МАИ  
Чл.-корр. АН СССР С. К. Туманский

## ТЕРМИНЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В ПОСОБИИ

*Излучение* — процесс передачи части внутренней энергии некоторого тела во внешнюю среду путем испускания электромагнитных колебаний.

*Холодильник-излучатель* — устройство для отвода тепла излучением в космосе.

*Облучение* — подвод тепла к телу излучением.

*Тепловое равновесие* — стационарное (по всем параметрам во времени) состояние тел, находящихся в тепловом взаимодействии друг с другом.

*Черное тело* — условное тело, полностью поглощающее весь падающий на него лучистый поток тепла (без отражения и пропускания).

*Белое тело* — условное тело, полностью отражающее весь падающий на него лучистый поток.

*Серое тело* — условное тело, для которого как полный, так и монохроматический коэффициенты поглощения и степень черноты равны.

*Удельный лучистый (тепловой) поток* (плотность потока)  $q \left( \frac{вт}{с м^2} \right)$  — лучистый поток тепла, отнесенный к единице площади излучающей поверхности.

*Удельная площадь холодильника-излучателя*  $\frac{F_x \left( м^2 \right)}{N \left( квт \right)}$  — площадь холодильника-излучателя, с которой излучается 1 квт тепла.

*Коэффициент поглощения*  $\beta$  — отношение поглощенной энергии к падающей на тело.

*Коэффициент пропускания*  $\xi$  — отношение прошедшей сквозь тело энергии к падающей на тело.

*Коэффициент отражения (альбедо)*  $\alpha$  — отношение отраженной энергии к падающей на тело.

При этом: для абсолютно прозрачных тел  $\beta = \alpha = 0$  и  $\xi = 1$ ;

для черного тела  $\alpha = \xi = 0$  и  $\beta = 1$ ;

для белого тела  $\beta = \xi = 0$  и  $\alpha = 1$ ;

для серых тел  $\alpha < 1$ ,  $\beta < 1$ ,  $\xi < 1$  и  $\alpha + \beta + \xi = 1$ .

*Степень черноты* (полный полусферический коэффициент излучения)  $\epsilon$  — отношение теплового потока, испускаемого данным телом, к тепловому потоку, испускаемому абсолютно черным телом, при той же температуре.

*Полный (интегральный) лучистый поток  $q$  (полная степень черноты  $\epsilon$ )* — величина потока (степени черноты) по всему диапазону длин волн  $\lambda$ , от 0 до  $\infty$ .

*Монохроматический лучистый поток  $q_\lambda$  (монохроматическая степень черноты  $\epsilon_\lambda$ )* — величина потока (степень черноты) в определенном диапазоне длин волн  $\lambda + d\lambda$ . Для серых тел  $\epsilon_\lambda = \epsilon$ .

*Нормальный к поверхности лучистый поток  $q_n$  (нормальная степень черноты  $\epsilon_n$ )* — величина потока (степень черноты) по нормали к поверхности.

*Полусферический лучистый поток  $q$  (полусферическая степень черноты  $\epsilon$ )* — величина потока (степень черноты) по всем направлениям к поверхности.

*Лучистый поток в определенном направлении  $q_\varphi$  (степень черноты  $\epsilon_\varphi$ )* — величина потока (степень черноты) в определенном направлении к поверхности (под углом  $\varphi$  к поверхности).

*Зеркальное отражение* — отражение светового пучка, при котором углы между нормалью и падающим и отраженным потоками одинаковы.

*Диффузное отражение* — отражение, подчиняющееся закону Ламберта.

*Селективное поглощение или излучение* — поглощение или излучение тепла телом в определенных областях длин волн от  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$ ; от  $\lambda_3$  до  $\lambda_4$  и т. д.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

*С запуском первого советского искусственного спутника Земли 4 октября 1957 г. началась эпоха освоения человечеством космоса. Это был полет в «ближнем» космосе — в сфере притяжения Земли, а уже 2 января 1959 г. к Луне ушла первая советская космическая ракета. Каждый новый полет в космосе, позволяя получать все новые качественные и количественные результаты, одновременно выдвигает новые проблемы и задачи. К числу одной из важнейших относится проблема обеспечения нужного теплового режима летательного аппарата. Эта проблема сейчас важна в связи с необходимостью создания допустимых температурных условий для работы ряда особо тонких и точных приборов, а тем более нормальных условий жизни экипажа. В ближайшие годы эта проблема станет еще более важной в связи с увеличением величин тепловой мощности, используемой для разных целей в космосе. Особенно большое значение, в первую очередь по весовому балансу и надежности, проблема обеспечения нужного теплового режима (а именно, отвода тепла) приобретает в космических энергетических установках для электрореактивных двигателей — наиболее эффективных двигателей для перелетов к планетам нашей солнечной системы, ибо сравнительно большая потребная мощность таких установок требует излучателей большой площади и большого веса.*

*Теплообмен в космосе (а ниже рассматривается в основном именно внешний теплообмен, т. е. снаружи аппарата) сводится по существу к теплообмену излучением, причем простейший случай — теплоотвод в космос с поверхности постоянной температуры — крайне редок. Обычно расчет теплоотвода от тел в космосе усложнен тем, что, кроме собственного излучения, и притом, как правило, с поверхности, имеющей переменную температуру, необходимо учитывать внешнее облучение тел (например, Солнцем) или взаимное облучение отдельных частей тела при сложной его форме.*

*В связи с этим для большинства практических случаев нельзя обойтись простыми классическими соотношениями, типа уравнения Стефана—Больцмана, или сведениями из уче-*

бников по теплообмену или даже из курсов и специальных монографий по теплообмену излучением. В известных на сегодняшний день книгах (см., например, приводимый в работе список литературы) специфичность теплообмена излучением в космосе нашла свое отражение, и то не полностью, лишь в последних монографиях Ф. Крейта и Д. Маккея. В отечественной же литературе подобных книг, а тем более учебников нет.

Вместе с тем подготовка студентов и инженерно-технических работников в области теплообмена в космосе весьма актуальна. В связи с этим авторы подготовили данное учебное пособие, причем для облегчения изучения предмета в пособие включены не только вопросы, специфические для теплообмена в космосе, но и более общие вопросы, например изложение основ теории теплообмена излучением, выбора параметров энергетических и холодильных установок в космосе и др.

В пособии использовались не только приведенные в списке литературы монографии, но и большое число статей, опубликованных в периодической научно-технической печати. Главы 1, 2 и 4 написаны О. Н. Фаворским, главы 3 и 5 — Я. С. Каданером.

Книга предназначена в качестве учебного пособия для студентов технических вузов, военных академий и училищ авиационного, энергетического и теплотехнического профилей. Кроме того, являясь первой отечественной книгой такого назначения, она может быть полезна инженерно-техническим работникам тех же профилей.

Все возникающие у читателей замечания по содержанию книги авторы просят прислать по адресу: Москва, К-51, Неглинная ул., 29/14, издательство «Высшая школа».

Авторы считают своим приятным долгом отметить большой труд по рецензированию настоящей книги и советы по ее улучшению чл.-корр. АН СССР С. К. Туманского, ведущего конструктора Г. М. Грязнова, доцентов МАИ им. Орджоникидзе И. Г. Паневина и Л. А. Квасникова, а также канд. техн. наук Ю. А. Васанова.

# 1

**ТЕПЛОВЫЕ**

**РЕЖИМЫ**

**ЛЕТАТЕЛЬНЫХ**

**АППАРАТОВ**

**В КОСМОСЕ**

## **§ 1. О переходе от атмосферы к космосу. Понятие «космос»**

Рассматривая вопросы теплообмена в космосе, прежде всего установим, какие условия будем понимать под понятием «космос». Из курсов теории теплопередачи известно, что обмен тепловой энергией может вестись тремя способами:

**теплопроводностью** — распространением тепла в объеме только путем теплового движения, т. е. передачей кинетической энергии микрочастиц вещества (молекул, атомов, ионов и электронов);

**конвекцией** — распространением тепла в объеме путем перемещения макрочастиц вещества, т. е. больших групп молекул и атомов;



излучением — распространением тепла в объеме путем электромагнитных колебаний, при этом часть внутренней энергии излучающих частиц вещества преобразуется в лучистую энергию, которая затем, попадая на другие частицы, вновь преобразуется в тепловую.

В окружающей нас на Земле жизни все три способа теплопередачи широко распространены, хотя в зависимости от ряда условий можно при описании и исследовании отдельных явлений или процессов с достаточной точностью ограничиваться двумя и даже одним способом.

Основной особенностью космоса как физической среды является чрезвычайно малая плотность частиц вещества в нем. В связи с этим передача тепла между неконтактирующими друг с другом телами и теплоотвод от тел в космосе могут происходить лишь излучением с их поверхностей, поэтому в данной работе под понятием «космос» будут предполагаться такие условия, при которых внешний теплообмен идет только излучением. В самих телах (твердых и контактирующих друг с другом) теплообмен, естественно, будет идти теплопроводностью. Изучению этого способа теплопередачи посвящено значительное число трудов; здесь он будет рассматриваться лишь в отдельных специфических случаях в связи с задачами лучистого теплообмена. Теплообмену излучением также посвящено много работ, но до последних лет особый класс задач — особенности высокоэффективного (главным образом в весовом отношении) лучистого теплоотвода — практически не разрабатывался. Развитие техники космических полетов определило и развитие этой области науки.

Естественно, что все сказанное относится к внешнему теплообмену, т. е. теплообмену между наружными поверхностями летательного аппарата. Внутри же аппарата возможны лучистый теплообмен и теплообмен теплопроводностью, а при наличии гравитационного поля или при применении специальных циркуляционных или обдувных систем, — также и конвективный теплообмен. Однако в этих случаях уже применимы обычные положения теории теплообмена, поэтому целью данной работы является изложение лишь основ внешнего теплообмена в космосе.

При рассмотрении моделирования теплообмена в космосе при испытаниях в вакуумных камерах (§ 6, гл. 3) будут количественно определены условия, при которых можно пренебречь двумя первыми способами теплопередачи. Сейчас рассмотрим лишь, в каком случае (т. е. практически, с какой высоты полета) можно говорить о космических условиях. Для этого приведем основные сведения по строению и свойствам атмосферы.

Окружающая нас сухая воздушная среда состоит по объему примерно из 78% азота, 21% кислорода, 0,9% аргона и ряда

других газов, в сумме составляющих 0,1%. Во влажном воздухе содержание водяного пара может достигать до 4%.

Ракетные исследования показывают, что такой (основной) состав воздуха практически не изменяется до высоты  $H = 85$  км. Затем начинает снижаться процентное содержание аргона. С высоты около 5 км в составе воздуха появляется озон  $O_3$ . Его концентрация достигает максимума на высоте  $20 \div 25$  км и затем к 50 км практически исчезает. Несмотря

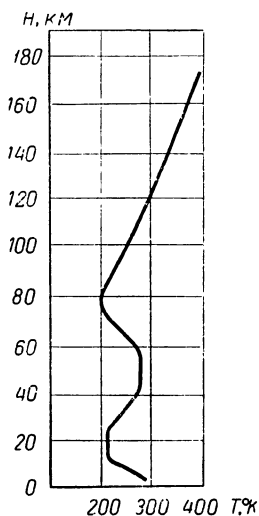


Рис. 1.1. Изменение температуры атмосферы по высоте

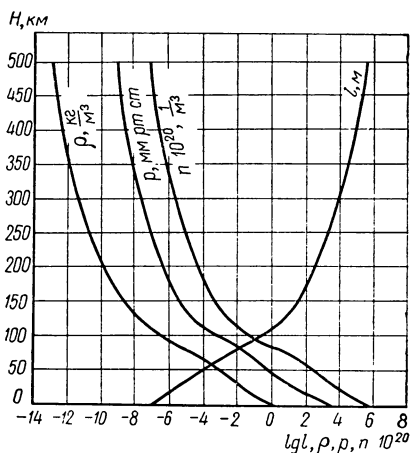


Рис. 1.2. Изменение плотности  $\rho$ , давления  $p$ , числа  $n$  и длины свободного пробега частиц  $l$  по высоте атмосферы

на малое количество, озон играет большую роль в нашей жизни — он сильно поглощает ультрафиолетовые лучи Солнца. Падение давления воздуха с высотой из-за уменьшения земного притяжения, а затем и воздействие солнечного и космического излучений ведут в первую очередь к диссоциации молекул кислорода и азота на атомы и вслед за этим к ионизации атомов кислорода (высоты  $100 \div 300$  км). На еще больших высотах уже изменяется состав среды и в нем преобладают атомы кислорода и водорода и ионы кислорода ( $H = 700 \div 1500$  км). На высотах в несколько тысяч километров имеются в основном атомы и ионы водорода, на высотах в несколько десятков тысяч километров — ионы водорода и гелия.

С изменением по высоте давления и состава атмосферы изменяются ее температура и плотность. На рис. 1.1 показано полученное из ракетных исследований изменение температуры

земной атмосферы. Начальный участок (от уровня моря до  $H = 100$  км) зависимости  $T = f(H)$  здесь определен по таблицам временной стандартной атмосферы (ВЦАН СССР, 1960 г.). Уменьшение температуры на участке  $0 \div 11$  км (а точнее на экваторе до  $16 \div 18$  км и у полюсов до  $7 \div 9$  км) и сохранение ее постоянной на высотах  $11 \div 25$  км связано с конвекционным и лучистым равновесием движущихся воздушных масс. Дальнейшее увеличение температуры до высот порядка 50 км связано с поглощением озоном энергии ультрафиолетовой части солнечного спектра. Со снижением концентрации озона, с диссоциацией и затем с ионизацией кислорода, главным образом под действием ультрафиолетового излучения Солнца с длиной волн  $\lambda = 1925 \div 1760 \text{ \AA}$ , связано последовательное падение (до  $H \approx 80$  км) и затем возрастание температуры атмосферы. С дальнейшим увеличением высоты температура среды все время возрастает. По данным некоторых работ, считается, что Земли достигает разреженная (с плотностью  $10^2 \div 10^3$  частиц в  $\text{см}^3$ ) солнечная корона с температурой частиц порядка  $10\,000^\circ\text{K}$ . В табл. 1.1 приведено, а на рис. 1.2 представлено характерное изменение состава и параметров атмосферы Земли.

Таблица 1.1

Высота $H$ , км	Давление $p$ , мм рт. ст.	Температура $T$ , °C	Число частиц $n$ , $1/\text{см}^3$	Состав
0	760	+15	$2,5 \cdot 10^{19}$	$\text{N}_2$ ; $\text{O}_2$ ; Ar
11	177	-56	$4,5 \cdot 10^{18}$	$\text{N}_2$ ; $\text{O}_2(\text{O}_3)$ ; Ar
20	42	-56	$2 \cdot 10^{18}$	$\text{N}_2$ ; $\text{O}_2(\text{O}_3)$ ; Ar
30	9	-42	$4 \cdot 10^{17}$	$\text{N}_2$ ; $\text{O}_2(\text{O}_3)$ ; Ar
46	1	0	$3 \cdot 10^{16}$	$\text{N}_2$ ; $\text{O}_2(\text{O}_3)$ ; Ar
64	$10^{-1}$	-33	$10^{15}$	$\text{N}_2$ ; $\text{O}_2$ ; Ar
79	$10^{-2}$	-85	$10^{14}$	$\text{N}_2$ ; $\text{O}_2$ ; Ar
102	$10^{-4}$	-60	$10^{12}$	$\text{N}_2$ ; $\text{O}_2$ ; O
200	$10^{-6}$	+630	$10^{10}$	$\text{N}_2$ ; N; O; $\text{O}^+$
800	$10^{-9}$	+3040	$10^6$	O; $\text{O}^+$ ; H
6500	$\approx 10^{-12}$	$10^3 \div 10^4$	$\approx 10^3$	H; $\text{H}^+$
Выше 22 000	$< 10^{-13}$	$10^3 \div 10^5$	$10^1 \div 10^2$	$\text{H}^+$ ; $\text{He}^{++}$

На рис. 1.2 кроме изменения давления, числа частиц и плотности приведено изменение с высотой величины свободного пробега частиц. Эта величина важна при определении теплопередачи путем молекулярных (атомарных) столкновений и при определении интенсивности испарения веществ. Естественно, что с увеличением высоты величина свободного пробега частиц резко растет.

В связи с отмеченным изменением свойств земную атмосферу делят на несколько ярусов:

- 1 — тропосфера — область высот от уровня Земли до  $H = 11 \div 12$  км, т. е. до первой тропопаузы (высоты с постоянной температурой), содержащая около 80% по весу атмосферы;
- 2 — стратосфера — область высот с примерно постоянной температурой (до  $H \approx 40$  км), содержащая еще  $\approx 19,5$  весовых процентов атмосферы;
- 3 — мезосфера — область высот до второй тропопаузы, т. е. до  $H = 40 \div 80$  км, содержащая 0,3% атмосферы;
- 4 — термосфера, часто разделяемая на две области: а) ионосферу (со слоями ионизованных частиц: слой  $D$  —

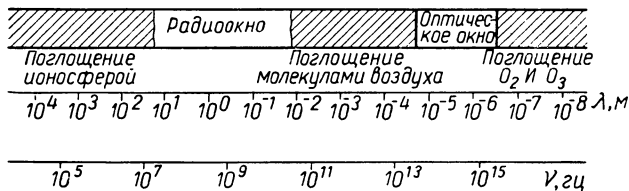


Рис. 1.3. Окна прозрачности земной атмосферы

70 ÷ 80 км; слой  $E$  — на  $\approx 112$  км, известный как слой Хевисайда, и слой  $F$ , делящийся днем на два слоя  $F_1$  и  $F_2$  на 220 и 300 км соответственно), играющую большую роль в распространении радиоволн; б) экзосферу, или сферу рассеяния ( $H > 800$  км), из которой частицы могут за счет своей кинетической энергии преодолевать земное притяжение и улетать от Земли; термосфера содержит  $\approx 0,05$  весовых процентов атмосферы.

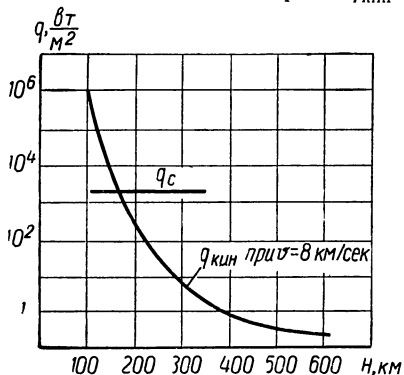
Падение плотности атмосферы ведет к тому, что с высот порядка 150 км «небо» становится черным, т. е. абсолютно прозрачным. На рис. 1.3 в общем виде показана прозрачность атмосферы Земли для электромагнитного излучения в широком диапазоне длин волн  $\lambda$  (или частот  $\nu$ ) с указанием ряда характерных областей.

Движение вблизи Земли космических аппаратов более или менее продолжительное время возможно лишь при скоростях, превышающих так называемую первую космическую скорость  $v \approx 7,8$  км/сек, т. е. скорость, при которой на малом удалении от Земли центробежная сила сравнивается с силой земного притяжения. В этих условиях внешние тепловые воздействия на космический аппарат будут складываться из двух эффектов: эффекта аэродинамического (или кинетического) нагрева тела при бомбардировке его частицами атмосферы и эффекта лучистого нагрева (Солнцем и Землей).

Резкое падение плотности воздуха с высотой ведет к тому, что достаточно малое аэродинамическое сопротивление, необхо-

димое для продолжительного движения космического аппарата по круговой орбите без большой затраты энергии на компенсацию сопротивления, обеспечивается лишь на высотах не менее  $190 \div 200$  км, т. е. при плотности среды  $\approx 10^{10}$   $1/\text{см}^3$ . Отметим, что с увеличением плотности атмосферы на  $2 \div 4$  порядка рост сопротивления среды ведет к сильному нагреву летательного аппарата. Поэтому, например, область высот  $H = 50 \div 150$  км является характерной для наблюдения за метеорами (ввиду их сгорания от трения в атмосфере).

Если рассматривать изменение плотности теплового потока от кинетического нагрева  $q_{\text{кин}}$  пластины, движущейся в атмосфере



Земли со скоростью 8 км/сек, то можно получить данные, показанные на рис. 1.4. Резкий спад интенсивности нагрева ведет к тому, что на высотах  $H \approx 200$  км этот нагрев становится уже на порядок меньше нагрева солнечными лучами (для сравнения показанного на том же рисунке). Поскольку в настоящей книге рассматриваются интересные для техники космических полетов режимы теплообмена, превышающие по интенсивности солнечные потоки или по крайней мере сравнимые с ними, то далее будем считать под понятием «космос» — область высот выше  $200 \div$

Рис. 1.4. Сравнение солнечного теплового потока с теплом, выделяемым за счет кинетической энергии частиц на разных высотах

$\div 250$  км от уровня Земли, где любым теплообменом с окружающей средой, кроме лучистого, можно пренебрегать даже при больших скоростях движения.

При анализе понятия «космос» в атмосферах наших ближайших соседей по солнечной системе — Марса и Венеры — можно установить следующее. Последними экспериментами (полет «Маринер-4») установлено, что атмосфера Марса состоит практически только из углекислого газа. Причем плотность ее у поверхности планеты составляет всего  $5 \cdot 10^2 \div 8 \cdot 10^2$   $\text{н}/\text{м}^2$  (т. е. примерно плотность земной атмосферы на высоте  $H \approx 30$  км), а температура у поверхности  $T_{\text{макс}} \approx 250^\circ$  К. Используя эти данные (как и для Земли), приходим к выводу, что для Марса космические условия можно принимать, начиная с высоты примерно 100 км.

У Венеры атмосфера существенно более плотная. Она также состоит практически целиком из углекислого газа. Следуя, например, К. Сагану, по золосферной модели можно принять следующие данные (см. табл. 1.2).

Таблица 1.2

Высота $H$ , км	0	20	40	100
Давление $p$ , н/м <sup>2</sup>	$4 \cdot 10^5$	$0,6 \cdot 10^5$	$0,8 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^{-1}$
Температура, °К	$\approx 600$	$\approx 300$	$\approx 250$	$\approx 250$
Примечания	—	Граница плотных облаков	Граница дымки	—

Оценка приведенных данных показывает, что в качестве космических у Венеры можно считать условия на высотах, как и у Земли, примерно от 200 км.

## § 2. Об источниках внешнего теплового облучения в космосе

Космический летательный аппарат подвергается ряду тепловых воздействий. Из них наиболее значителен лучистый поток от Солнца, а при нахождении аппарата вблизи планет также и лучистые потоки от планет. В табл. 1.3 приведены данные планет, при этом кроме геометрических соотношений в ней указаны некоторые параметры, рассматриваемые ниже.

Таблица 1.3

Планета	Расстояние от Солнца		Диаметр, 10 <sup>3</sup> км	Альбеда $\alpha$	Средняя температура излучения, °С	Солнечная постоянная $q_s$ , квт/м <sup>2</sup>
	а. е.	10 <sup>6</sup> км				
Меркурий . . . . .	0,39	58	5	0,06	+172	9,25
Венера . . . . .	0,72	108	12,4	0,64	+ 53	2,73
Земля . . . . .	1	149	12,74	0,39	— 25	1,4
Марс . . . . .	1,52	226	6,8	0,15	— 49	0,61
Юпитер . . . . .	5,2	793	140	0,41	—152	0,052
Сатурн . . . . .	9,5	1420	114	0,42	—183	0,0154
Уран . . . . .	19,2	2880	51,5	0,45	—215	0,0035
Нептун . . . . .	30	4500	50	0,54	—221	0,0014
Плутон . . . . .	39,5	5840	—	0,15	—229	0,0007
Луна . . . . .	1	149	3,47	0,07	+ 7	1,4

Отметим, что расстояние от Солнца (его диаметр 1,42 млн. км) до Земли, равное 149 млн. км, часто для удобства расчетов принимают за астрономическую единицу 1 а. е. (см. табл. 1.3).

Поскольку Солнце для космического аппарата является основным источником внешнего лучистого теплообмена, рассмотрим величину и особенности солнечного теплового потока. На рис. 1.5 показана в широком диапазоне частот интенсивность солнечного излучения за пределами земной атмосферы. Из этого рисунка видно, что наибольший энергетический вклад вносит

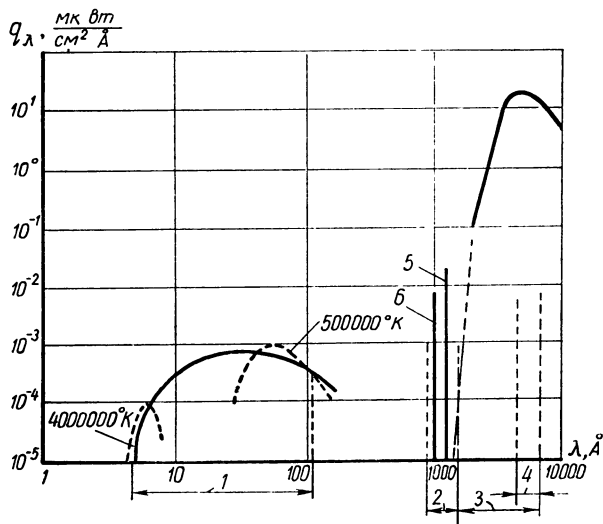


Рис. 1.5. Спектр солнечного излучения:

1 — рентгеновские лучи; 2 — линейчатая ультрафиолетовая часть спектра; 3 — инфракрасная часть спектра; 4 — видимая часть спектра; 5 —  $\alpha$ -линия Лаймана; 6 —  $\beta$ -линия Лаймана

часть спектра в диапазоне длин волн  $2000 \div 10\,000 \text{ Å}$ , т. е. главным образом инфракрасная часть спектра.

На рис. 1.6 инфракрасная часть спектра представлена более подробно — в виде зависимости спектральной плотности излучения от длины волны. Интегрирование этой кривой позволяет определить плотность потока солнечного излучения у Земли  $q_c =$

Таблица 1.4

Длины волн, Å	1 - 2000	Ультрафиолетовые 2000 - 3800	Видимые 3800 - 7000	Инфракрасные 7000 - 10 000	10 000 - 20 000	20 000 - 100 000
Значение энергии, %	0,2	7,8	41	22	23	6

$\approx 2 \text{ кал/мин} \cdot \text{см}^2$  (т. е.  $0,14 \text{ вт/см}^2$ ), называемую часто солнечной постоянной.

Энергетическое описание спектра солнечного излучения представлено табл. 1.4.

Величина солнечной постоянной  $q_c$  зависит от пятен на Солнце и других проявлений его активности, однако эти влияния невелики и, по литературным данным, изменяют  $q_c$  не более чем на  $0,4\%$ . Так как Земля, двигаясь по орбите вокруг Солнца, изменяет свое расстояние от Солнца в пределах  $98,3 \div 101,7\%$

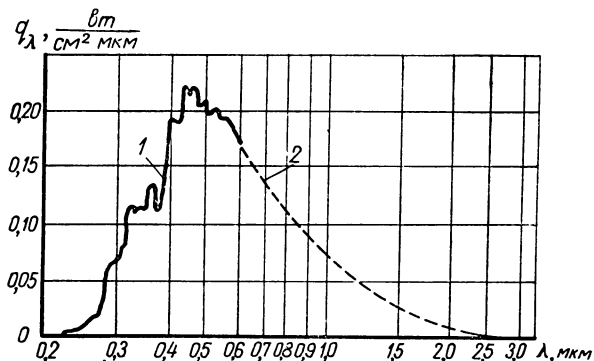


Рис. 1.6. Основная (инфракрасная) тепловая часть спектра солнечного излучения:

1 — по данным НИЛ ВМС США; 2 — по данным Смитсоновской астрофизической обсерватории США

(соответственно на 1 января и 1 июля), то изменяется и солнечная постоянная. Считая полное излучение Солнца постоянным по времени и, следовательно, плотность потока обратно пропорциональной квадрату расстояния от Солнца (полный поток через любую сферу один и тот же), можно установить, что у Земли солнечная постоянная будет по времени года колебаться в пределах  $97 \div 103\%$ . Таким же путем легко найти солнечные постоянные у всех планет (см. табл. 1.3).

Сглаживая кривую на рис. 1.6 и сравнивая ее с кривыми спектральной интенсивности излучения абсолютно черного тела, можно установить, что видимая температура поверхности Солнца, принимаемого за абсолютно черное тело, равна  $5760^\circ\text{K}$  (рис. 1.7). Одновременно можно найти плотность потока у поверхности Солнца  $6400 \text{ вт/см}^2$  и полное тепловое излучение Солнца  $3,89 \cdot 10^{26} \text{ вт}$ .

Космические аппараты при движении у планет подвергаются облучению тепловыми потоками и от планет. Полный тепловой поток от планеты при этом в общем случае складывается из отраженного солнечного потока и собственного излучения пла-



неты. Долю отраженного солнечного излучения в астрономии называют альбедо  $\alpha$ . Ее величина определяется отражением как атмосферой, так и поверхностью планеты и для всех планет солнечной системы приведена в табл. 1.3.

Для Земли, по данным ряда работ,  $\alpha \approx 0,39$ . Однако это некоторое осредненное значение. Истинное альбедо зависит от

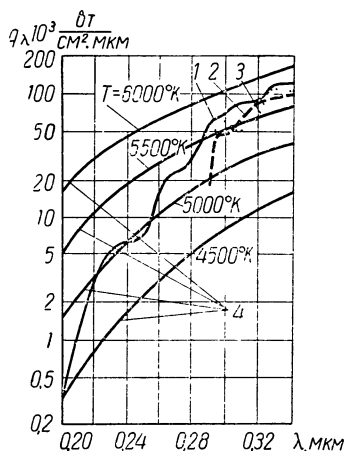


Рис. 1.7. Сравнение спектра солнечного излучения (кривые: 1—по данным НИЛ ВМС США; 2—по данным Петгита; 3—по данным Стэра) со спектром абсолютно черного тела (кривые 4)

ряда условий, например от времени года (главное — облачности) на Земле. Так, в июле альбедо минимально  $\approx 0,32$ , а в октябре максимально  $\approx 0,52$ . Если для видимых лучей  $\alpha \approx 0,39$ , то для ультрафиолетовой области  $\alpha = 0,5$ , а для инфракрасной  $\alpha = 0,28$ . Кроме того, отражение излучения планетой обычно считают диффузным, что также условно; например, над открытыми водянными пространствами в отражении будет значителен эффект зеркальности.

Альбедо на сравнительно близких расстояниях от поверхности Земли зависит и от характера земной поверхности. В табл. 1.5 для примера приведены некоторые величины коэффициентов отражения.

Таблица 1.5

Поверхность	Вода	Снег	Песок	Известняк	Чернозем	Хвойный лес		Травы	Строения
						летом	зимой		
Коэффициент отражения, %	5	77	24	63	3	8	3	10	9

В среднем же из всего отраженного теплового потока примерно 73% отражается облаками, 19% — атмосферой и 8% земной поверхностью. Из поглощаемого лучистого потока, составляющего 61% от падающего, в свою очередь атмосфера поглощает 24% и земная поверхность 76%. Все полученное почвой тепло передается в атмосферу в основном на нагрев воздуха и испарение влаги. Поэтому в тепловом излучении Земли определяющим является излучение атмосферы — 87%, а доля излучения самой земной поверхностью составляет лишь 13%.

Отметим, что поскольку основная весовая доля атмосферы приходится на тропосферу, то часто в расчетах излучения Земли за ее диаметр принимают не 12740 км, а величину  $12740 + 2 \cdot 12 = 12764$  км, называемую эффективным диаметром.

Использование величины альbedo не только позволяет определить отраженный тепловой поток, но и найти среднюю равновесную температуру планет, необходимую для определения их излучения. Из теплового баланса получаемое — излучаемое теп-

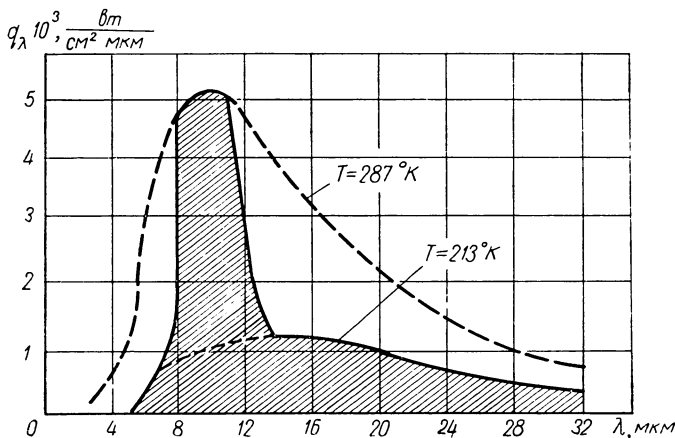


Рис. 1.8. Спектр излучения Земли (по Симпсону)

ло, считая, что тепло равномерно поглощается поверхностью, перпендикулярной к солнечным лучам, а излучается всей поверхностью, получим

$$\pi R^2 (1 - \alpha) q_c = 4\pi R^2 \sigma \varepsilon T_p^4, \quad (1.1)$$

где  $R$  и  $T_p$  — соответственно радиус и равновесная температура планеты.

Отсюда можно получить выражение для равновесной температуры планеты:

$$T_p = \sqrt[4]{\frac{(1 - \alpha) q_c}{4\sigma\varepsilon}}. \quad (1.2)$$

В табл. 1.3 приведены эти температуры для условия  $\varepsilon = 1$ . Для Земли величина равновесной температуры составляет  $\approx -25^\circ\text{C}$ . Эта величина получается в связи с тем, что, несмотря на изменение температуры поверхности Земли в пределах  $\pm 40^\circ\text{C}$ , средняя температура ее  $\approx +14^\circ\text{C}$ , в то же время температура атмосферы много ниже (порядка  $-40 \div -60^\circ\text{C}$  в среднем).

Спектральное излучение Земли хорошо характеризует рис 1.8, на котором показана интенсивность спектрального излучения при температурах 213 и 287° К. В диапазоне длин волн  $\lambda = 8 \div 12$  мкм виден спектр излучения поверхности Земли, а при  $\lambda < 8$  и  $\lambda > 12$  мкм — спектр излучения атмосферы. Такая картина связана с тем, что в диапазоне длин волн 8 ÷ 12 мкм атмосфера излучает слабо и пропускает излучение Земли.

На рис. 1.9 для примера показан экспериментальный спектр излучения паров воды и углекислого газа в атмосфере при тем-

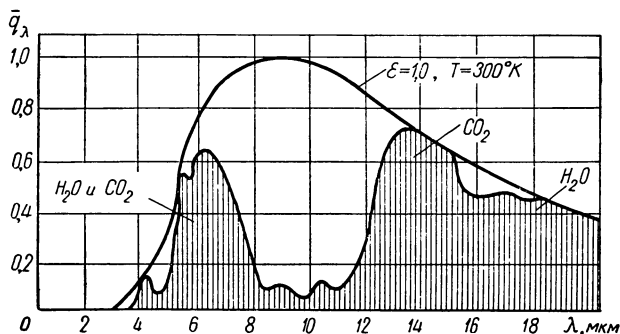


Рис. 1.9. Спектр излучения паров воды и углекислого газа в атмосфере Земли

пературе 300° К. Сравнивая его с кривой излучения абсолютно черного тела, можно подтвердить существование указанного «окна» в спектре, а также установить, что земная атмосфера практически является абсолютно черным телом.

Пример отражения и излучения тепла Землей показывает, что равновесная температура (см. табл. 1.3) еще не есть температура поверхности планеты, а для ее определения нужно кроме альбедо знать еще ряд величин.

Для полетов вблизи Земли учет альбедо и отношения площади, воспринимающей тепло  $\pi R^2$ , к отражающей  $2\pi R^2$  или рассеивающей его  $4\pi R^2$ , позволяет определить только средние значения теплового потока, отраженного Землей,

$$q_0 = \frac{\alpha q_c}{2} \approx 0,028 \text{ вт/см}^2,$$

т. е. 20% от солнечного,  
и теплового потока, излучаемого Землей,

$$q_{\text{н}} = \frac{(1-\alpha) q_c}{4} \approx 0,021 \text{ вт/см}^2,$$

т. е. 15% от солнечного. А в сумме эти тепловые потоки (с солнечной стороны) составят 35% от  $q_c$ .

Очевидно, на самом деле в зависимости от положения летательного аппарата при движении его около Земли (по отношению к Солнцу и к Земле) как эти два потока, так и полный тепловой поток, падающий от Земли, будут изменяться. При этом в наиболее общем случае будет сказываться не только угловое положение аппарата по отношению к Солнцу и Земле, но и его высота полета над Землей, а также (особенно, как это уже отмечалось выше, для небольших высот — сотни километров) конкретное состояние атмосферы и вид земной поверхности. Предельные случаи будут, конечно, при положении аппарата на линии Солнце — Земля. Максимальный тепловой поток от Земли будет соответствовать положению аппарата на линии Солнце — Земля со стороны Солнца и минимальный — в теневой стороне. Однако и при таких расчетах часто пользуются осредненной величиной альbedo  $\alpha$ .

На рис. 1.10, а и б показано расчетное изменение теплового потока, падающего на плоскость, движущуюся по 500-километровой орбите около Земли. На этом рисунке тепловые потоки  $q_0$  и  $q_n$ , падающие на обе стороны (соответственно с индексами 1 и 2), переменны вследствие изменения угла между пластиной и нормалью к Земле при движении пластины по орбите. Здесь учтено также изменение  $\alpha$  (по  $\theta$ ) в пределах  $0 < \alpha < 0,39$ .

Очевидно, по мере удаления в любом направлении от планеты величина среднего теплового потока, проходящего через сферу радиуса  $R + H$ , будет спадать в отношении  $\left(\frac{R}{R + H}\right)^2$ . При этом легко установить, что уже на высотах  $\approx 10\,000$  км лучистый поток от Земли не превышает 4% от солнечного и им можно пренебречь.

Кроме указанных источников внешнего облучения есть еще два. Первый из них — тепловое излучение космоса, т. е. излучение всей Вселенной. В районе Земли его величина сейчас определяется потоком порядка только  $\approx 10^{-7}$  вт/см<sup>2</sup> или эквивалентной температурой  $T \approx 4^\circ$  К. Это та температура, которую

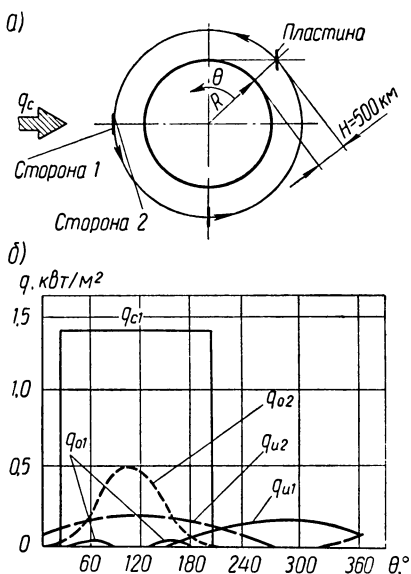


Рис. 1.10. Тепловые потоки у Земли: а) схема движения; б) тепловые потоки

принял бы летательный аппарат, полностью защищенный от действия и солнечных лучей и облучения Землей. Очевидно, что влияние теплового излучения космоса практически ничтожно. Вторым источником тепла является уже отмечавшееся выше задевание Земли периферией солнечной короны. Оно дает нагрев с таким же порядком теплового потока, как и предыдущее, и также может не учитываться.

Из изложенного ясно, что при полетах в космосе вблизи Земли (при  $H$  порядка сотен километров) учет облучения летательного аппарата Землей может вносить ощутимые коррективы по отношению к солнечному облучению. Рассмотрим методы определения величины этих тепловых потоков в различных условиях.

### § 3. Некоторые примеры определения теплового облучения летательных аппаратов планетами

Рассмотрим облучение поверхности аппарата двумя потоками: собственным тепловым излучением планеты (более простой случай) и отраженным солнечным излучением.

#### а. Определение теплового потока от собственного излучения планеты, падающего на летательный аппарат

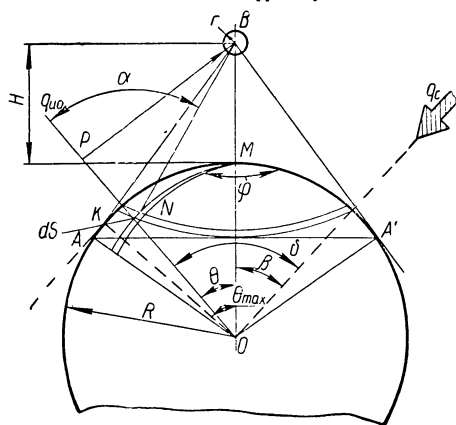


Рис. 1.11. Схема к расчету теплового излучения планетой на шар

При движении летательного аппарата вблизи планеты, в частности вблизи Земли, испускаемый последней лучистый поток поступает на поверхность аппарата не из точки (т. е. пучком почти параллельных лучей, как от Солнца), а из определенного телесного угла, величина которого зависит от расстояния между аппаратом и планетой. В связи с этим форма поверхности летательного аппарата определяет и попадающий на нее тепловой поток.

Рассмотрим сначала простейший случай. Какова величина теплового потока, получаемого от Земли летательным аппаратом, имеющим вид вращающегося шара радиуса  $r$ ?

Каждый элемент поверхности Земли, находящийся в части

сферы, охватываемой конусом  $ABA'$ , излучает на шар  $B$  (рис. 1.11) тепловой поток (см. обоснование в § 3 гл. 3).

$$dq_n = \pi r^2 \frac{1}{\pi l^2} q_{но} dS \cos \alpha. \quad (1.3)$$

Учитывая, что

$$dS = R^2 \sin \theta d\theta d\varphi,$$

а из геометрических соотношений

$$\cos \alpha = \frac{(R + H) \cos \theta - R}{l}, \quad l^2 = (R + H)^2 + R^2 - 2R(R + H) \cos \theta,$$

получим

$$dq_n = q_{но} r^2 \frac{R^2 \sin \theta d\theta d\varphi [(R + H) \cos \theta - R]}{[(R + H)^2 + R^2 - 2R(R + H) \cos \theta]^{3/2}},$$

или

$$dq_n = q_{но} r^2 \frac{\left[ \left( 1 + \frac{H}{R} \right) \cos \theta - 1 \right] \sin \theta}{\left[ \left( 1 + \frac{H}{R} \right)^2 + 1 - 2 \cos \theta \left( 1 + \frac{H}{R} \right) \right]^{3/2}} d\theta d\varphi. \quad (1.4)$$

Чтобы найти средний удельный относительный тепловой поток

$$\bar{q}_n = \frac{\iint dq_n}{q_{но} r^2},$$

необходимо провести интегрирование выражения (1.4) по  $\theta$  в пределах от 0 до  $\theta_{\max}$  ( $\cos \theta_{\max} = \frac{R}{R+H}$ ) и по  $\varphi$  в пределах от 0 до  $2\pi$ . В итоге получаем зависимость коэффициента  $\bar{q}_n$  только от одного параметра  $\frac{H}{R}$ , как это, очевидно, и должно быть по физическому смыслу:

$$\bar{q}_n = 2 \cdot \left( 1 - \sqrt{\frac{1}{\frac{1}{\left( 1 + \frac{H}{R} \right)^2 + 1} + 1}} \right). \quad (1.5)$$

Для примера изменение коэффициента  $\bar{q}_n$  при полетах у Земли показано на рис. 1.12. Так, тепловой поток при удалении от Земли на 10 000 км уменьшается примерно в 10 раз.

Другой возможной характерной формой поверхности аппарата является пластина. В этом примере задача расчета более сложная, так как в общем случае (рис. 1.13) на пластину по-

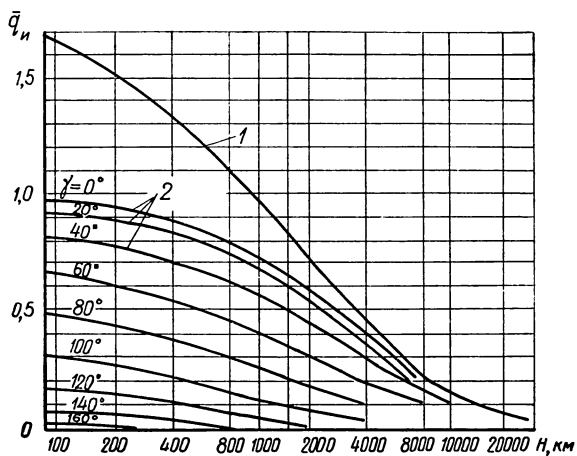


Рис. 1.12. Зависимость коэффициента облучения  $\bar{q}_n$  от высоты полета  $H$ :  
 1 — для шара; 2 — для пластины

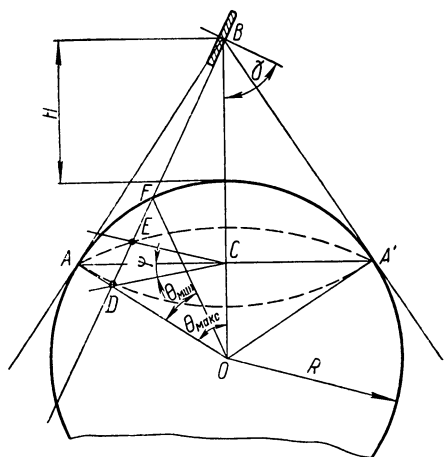


Рис. 1.13. Схема к расчету отраженного планетой на летательный аппарат теплового излучения Солнца

падает излучение не от всей части земной сферы, находящейся в конусе  $ABA'$ , а только от части ее —  $A'EFDA'$ .

Кроме того, надо учесть, что в этом случае в выражение для  $dq_{\text{и}}$  из-за наклона пластины площадью  $f$  по отношению к планете войдет еще один косинус угла  $\cos \gamma$ :

$$dq_{\text{и}} = f \frac{1}{\pi l^2} q_{\text{но}} dS \cos \alpha \cos \gamma. \quad (1.6)$$

При интегрировании выражения (1.6) возможны три различных варианта в зависимости от величин угла  $\gamma$  и отношения  $\frac{H}{R}$  или угла  $\theta_{\text{макс}}$ : 1) интегрирование идет по всей части сферы, лежащей в конусе  $ABA'$ , т. е.  $-\theta_{\text{макс}} < \gamma < \theta_{\text{макс}}$  и эта задача аналогична предыдущей; 2) интегрирование идет по части сферы (как это показано на рис. 1.13), т. е.  $\theta_{\text{макс}} < \gamma < 180^\circ - \theta_{\text{макс}}$  — это наиболее важный случай — или  $-\theta_{\text{макс}} < \gamma < -(180^\circ - \theta_{\text{макс}})$ ; 3) сфера находится вне пределов «видимости», т. е.  $-(180^\circ - \theta_{\text{макс}}) > \gamma > 180^\circ - \theta_{\text{макс}}$ , что, естественно, дает  $dq_{\text{и}} = 0$ . При этом для второго варианта интегрирование ведется с ограничением пределов изменения углов  $\varphi$  некоторым диапазоном (а не от 0 до  $2\pi$ , как было выше) для всех значений  $\theta > \theta_{\text{мин}}$  (см. рис. 1.13).

Опуская все преобразования и не приводя окончательных соотношений, ограничимся лишь приведением итоговых расчетных графиков. Зависимость коэффициента  $\bar{q}_{\text{и}}$  для пластины является функцией уже не одного, а двух параметров:  $\frac{H}{R}$  и угла  $\gamma$ . На рис. 1.12 для примера приведены расчетные кривые для пластины у Земли при изменении  $\gamma$  в пределах  $0 - 180^\circ$  (очевидно, что те же самые кривые могут быть использованы для отрицательных значений угла  $\gamma$ ).

## 6. Определение теплового потока, создаваемого отраженным планетой солнечным излучением, попадающим на летательный аппарат

Расчет теплового потока, создаваемого отраженным планетой на аппарат солнечным излучением, значительно сложнее, чем расчет излучаемого планетой потока. Это связано с тем, что каждая точка планеты отражает разный поток, ибо его распределение по планете по отношению к направлению солнечных лучей подчиняется закону косинуса. В общем случае, кроме того, и не вся «видимая» из летательного аппарата часть планеты освещена Солнцем, а также, как уже отмечалось, отражение на самом деле в значительной мере недиффузно и неравномерно по всей поверхности планеты. Однако если последним обстоятельством пренебречь и принять по всей поверхности планеты условие  $\alpha = \text{const}$ , то расчет отраженного планетой солнечного теплового потока становится в принципе возмож-



ным, хотя аналитического решения не удастся получить даже для простейшей формы летательного аппарата — шара.

Выражение для теплового потока при этом получит вид

$$dq_0 = \pi r^2 \frac{1}{\pi l^2} q_{00} dS \cos \alpha, \quad (1.7)$$

где

$$q_{00} = q_c A \cos \delta^*, \quad \cos \alpha = \frac{(R + H) \cos \theta - R}{l} \quad \text{и} \quad \delta = \beta + \theta \quad (\text{см. рис. 1.11}).$$

Очевидно, что пределы изменения углов, по которым ведется интегрирование ( $\theta$  и  $\varphi$ ), для каждого значения  $\frac{H}{R}$  и  $\beta$  будут своими. Так, например, для случая, изображенного на рис. 1.11, область интегрирования ограничивается поверхностью сферы  $A'MKOA'$ .

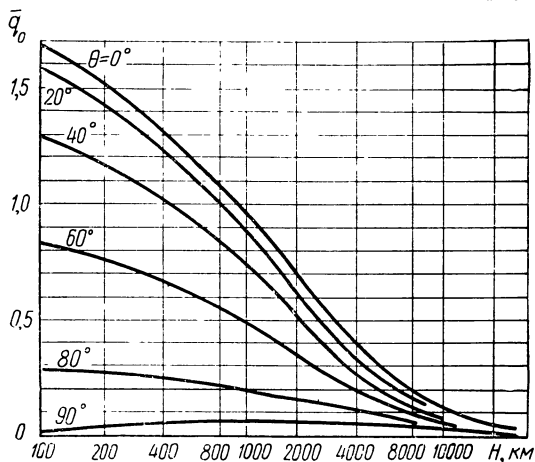


Рис. 1.14. Изменение коэффициента облучения шара отраженным планетой солнечным потоком от высоты полета и угла  $\beta$

Область  $AQOA$  Солнцем не освещена и, следовательно, не участвует в излучении.

В данной книге не имеет смысла приводить выражения для среднего относительного теплового потока  $\bar{q}_0$  в интегральной форме ввиду их громоздкости. Однако результаты численного расчета представляют интерес и необходимы для справок, поэтому они показаны для примера полетов у Земли на рис. 1.14. Особого пояснения этот рисунок, очевидно, не требует.

Выражение  $\bar{q}_0$  для пластины более сложное из-за введения еще одного параметра — угла  $\gamma$ ; итоговые же графики, для примера,

\* Здесь во избежание путаницы альbedo планеты обозначено через  $A$ .

при одном из углов  $\gamma = 30^\circ$  и в зависимости от угла освещенности  $\beta$  для пяти высот полета приведены на рис. 1.15. Изменение  $\bar{q}_0$  по углу  $\beta$  качественно очевидно — оно такое же, как на рис. 1.12.

В заключение параграфа оценим предельные значения суммарного теплового потока, попадающего на пластину от собственного излучения Земли и от отраженного Землей солнечного потока, для

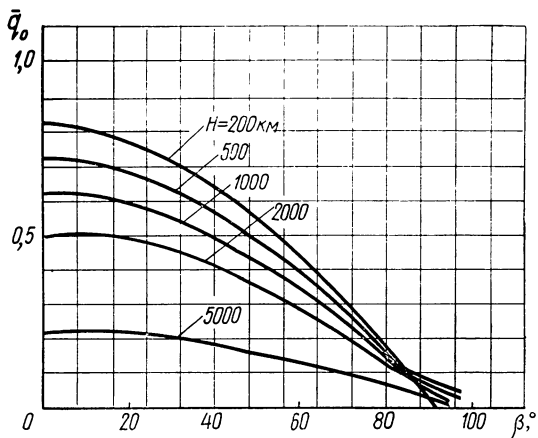


Рис. 1.15. Зависимость от угла освещенности  $\beta$  коэффициента облучения пластины отраженным планетой солнечным потоком при  $\gamma = 30^\circ$

примера на высоте  $H \approx 200$  км. Из приведенных выше рисунков определим коэффициенты  $q_n$  и  $q_o$  для пластины при  $\gamma = 0^\circ$ , равные соответственно 0,94 и 0,82. Затем, считая  $q_{н0} = 0,21$  квт/м<sup>2</sup>,  $q_{о0} = 0,14$  квт/м<sup>2</sup>, получим  $q_n = 0,2$  квт/м<sup>2</sup> и  $q_o = 0,114$  квт/м<sup>2</sup>, т. е. максимальное значение суммарного потока при облете Земли  $q_n + q_o = 0,31$  квт/м<sup>2</sup>, а минимальное значение суммарного потока  $q_n + q_o = 0,2$  квт/м<sup>2</sup>, т. е. 22 и 14% от прямого солнечного излучения.

#### § 4. Возможные тепловые режимы космического летательного аппарата (без внутреннего энерговыделения)

Тепловой режим космического аппарата определяется из уравнения теплового баланса, в общем виде записываемого так: отводимое от аппарата тепло  $q'_x$  равно полученному от Солнца  $q'_c$  плюс полученному от собственного излучения планеты, у которой находится аппарат  $q'_n$ , плюс полученному от отраженного планетой солнечного излучения  $q'_o$  (в случае внутреннего энерговыделения внутри аппарата в это и последующее выражения войдет еще один член  $q'_{вн}$ ):

$$q'_x = q'_c + q'_n + q'_o. \quad (1.8)$$

В соответствии с этим изменение средней температуры поверхности аппарата будет определяться выражением

$$Gc_p \frac{dT}{dt} = \alpha_c F \bar{q}_c q_c + \alpha_n F \bar{q}_n q_n + \alpha_o F \bar{q}_o q_o - \varepsilon \sigma F T^4, \quad (1.9)$$

где  $G$ ,  $c_p$ ,  $F$  и  $T$  — масса, теплоемкость, поверхность и температура аппарата;

$t$  — время;

$\alpha$  и  $\varepsilon$  — коэффициенты поглощения и излучения для каждого вида тепловых потоков (с соответственными индексами);

$\bar{q}$  — коэффициенты, характеризующие долю воспринимаемого теплового потока (см. § 3 данной главы).

При определении теплового режима космического летательного аппарата, в котором отсутствует внутреннее энерговыделение, т. е. как бы простейшего режима, возможны три характерных случая. Наиболее общим является движение летательного аппарата у планеты (в дальнейшем рассмотрении все конкретные примеры будем давать для Земли). Частными, более простыми случаями будут: полет вдали от планет (нагрев только Солнцем) или полет в тени планеты (нагрев только планетой).

#### а. Аппарат находится вдали от планеты

Рассмотрим прежде всего возможные тепловые режимы летательного аппарата или тела, находящегося в стационарном режиме ( $\frac{dT}{dt} = 0$ ) вдали от планет. Тепловой баланс в этом случае имеет вид

$$\alpha_c q_c F_o = \varepsilon \sigma T^4 F_n, \quad (1.10)$$

где  $F_o$  и  $F_n$  — облучаемая и излучающая поверхности тела;

$\alpha_c$  и  $\varepsilon$  — коэффициенты поглощения солнечного и теплового излучения.

Отсюда температура тела

$$T = \sqrt[4]{\frac{\alpha_c}{\varepsilon} \frac{q_c}{\sigma} \frac{F_o}{F_n}} \quad (1.11)$$

и видно, что главным фактором является геометрическая форма тела (отношение площадей  $F_o/F_n$ ). В первом приближении при  $\alpha_c = \varepsilon$  (см. подробнее гл. 3) с помощью соотношения (1.11) легко рассчитать характерные температуры для ряда систем.

На рис. 1.16 представлено 6 типичных случаев, а в табл. 1.6 даны температуры для них в околоземном пространстве. Так, в случае облучения Солнцем пластины, изолированной с другой стороны

(рис. 1.16, а), создается условие  $\frac{F_o}{F_{и}}=1$ , т. е. наиболее высокотемпературный режим. Очевидно, что поэтому температура  $+123^{\circ}\text{C}$  будет максимальной (при  $\alpha_c = \epsilon$ ) для нагрева Солнцем тел у Земли\*. Минимальную температуру будет иметь пластина, расположенная как показано на рис. 1.16, в. В случае неизолированной пластины (рис. 1.16, б) ее температура составит лишь  $60^{\circ}\text{C}$ , а если она при этом вращается (рис. 1.16, з), то только  $25^{\circ}\text{C}$ .

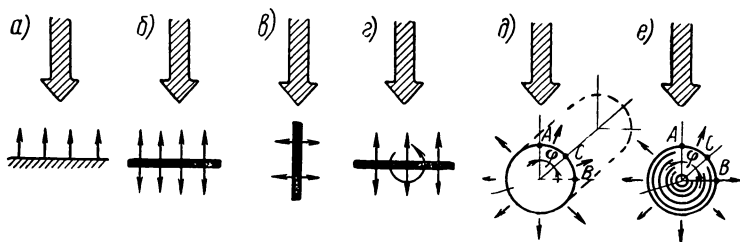


Рис. 1.16. К определению равновесной температуры тел при солнечном облучении

Таблица 1.6

Схема (рис. 1.16)	а	б	в	з	д	е
$\frac{F_o}{F_{и}}$	1	0,5	0	0,318	0,318	0,25
$T, ^{\circ}\text{C}$	123	60	-273	25	25	7

Такую же температуру будет иметь цилиндр с очень большой теплопроводностью или быстро вращающийся, когда его ось перпендикулярна солнечным лучам, а также и любое другое тело при его быстром вращении (рис. 1.16, д). Последний случай — высокотеплопроводная сфера (рис. 1.16, е) — рассматривался выше при анализе теплового баланса планет, в этом случае температура тела наиболее низкая  $7^{\circ}\text{C}$ . Отметим, что рассмотрение тел с высокой теплопроводностью на практике равноценно наличию в летательном аппарате системы теплоносителя во внешней обшивке. Если же рассматривается другой крайний случай — тело абсолютно нетеплопроводное и невращающееся, то температура его участков будет зависеть от их положения на поверхности тела. При этом, например, в случаях,

\* Здесь, конечно, не идет речь о системах с концентрацией солнечных лучей.

представленных на рис. 1.16,  $\delta$  и  $e$ , совершенно очевидно, что температура произвольной точки  $C$  на поверхности тела может быть определена по закону косинуса, т. е. из выражения\*

$$T_C = T_A \cos \varphi = 396 \cos \varphi, \text{ } ^\circ\text{K}.$$

Приведенные соотношения (1.10) и (1.11), конечно, изменяются, если тело попадает в атмосферу планеты. Так, для неподвижного тела из-за дополнительного теплоотвода даже малоплотной атмосферой температура снизится. Например, при полете стратостатов СССР-1 и «Осовиахим» во вращающейся кабине наблюдалась температура  $+15^\circ\text{C}$ , а в стратостате Пикара обращенная к Солнцу черная стенка имела температуру  $+38^\circ\text{C}$ .

Следует подчеркнуть, что выше было принято условие равенства коэффициентов поглощения и излучения  $\alpha_c = \varepsilon$ . Однако ввиду того, что телом в космосе поглощается излучение более коротковолновое ( $T \approx 5760^\circ\text{K}$ ), а излучается длинноволновое ( $T \approx 300 \div 400^\circ\text{K}$ ), возможно возникновение неравенства коэффициентов  $\alpha_c \neq \varepsilon$  из-за разной спектральной интенсивности. Подбором материалов поверхности тела или летательного аппарата можно изменять отношение величин  $\frac{\alpha_c}{\varepsilon}$ , а тем самым устанавливать желаемую температуру тела. Конечно, такое воздействие не может быть беспредельно большим. Из литературы известно, что изменение отношения  $\frac{\alpha_c}{\varepsilon}$  в обычных условиях происходит главным образом в сторону его уменьшения и может доходить до  $0,5 \div 0,4$ . Очевидно, что снижение температуры при этом произойдет соответственно на  $20\text{—}13\%$ .

Обычно отношение  $\frac{\alpha_c}{\varepsilon}$  не сильно отличается от единицы и поэтому влияет на температуру сравнительно мало, т. е. реальные температуры тел должны быть близки к приведенным в табл. 1.6. Вместе с тем, если подбором специальных покрытий, методами обработки поверхностей и другими способами можно было существенно изменять отношение  $\frac{\alpha_c}{\varepsilon}$ , то это позволило бы значительно менять и температуру тел. Очевидно, что при больших значениях  $\frac{\alpha_c}{\varepsilon}$  можно будет получать высокую, а при малых  $\frac{\alpha_c}{\varepsilon}$  — низкую температуру. Для примера в табл. 1.7 показано влияние отношения коэффициентов  $\frac{\alpha_c}{\varepsilon}$  на температуру плоской пластины в космосе (рис. 1.16, б).

---

\* Здесь принято  $T_B = 0$ , хотя это, как отмечалось выше, неточно, ибо из-за облучения космосом  $T_B \approx 4^\circ\text{K}$ .

Таблица 1.7

$\frac{\alpha_c}{\varepsilon}$	$10^{-2}$	$10^{-1}$	1	10	$10^2$
$T, ^\circ\text{C}$	-167	-85	60	317	747

Естественно, что, варьируя покрытиями сторон пластины (обращенной к Солнцу и затемненной), можно добиваться изменения ее температуры в достаточно широких пределах.

Рассмотренные простейшие примеры показывают, что при сочетании на одном объекте поверхностей разного вида и по-разному ориентированных к солнечным лучам, особенно при введении между этими поверхностями системы теплоносителя, выравнивающего их температуру, можно заранее устанавливать или по мере необходимости регулировать температуру космического аппарата. Это изменение температуры может быть достаточно большим. Для примера на рис. 1.17 приведены в зависимости от расстояния от Солнца

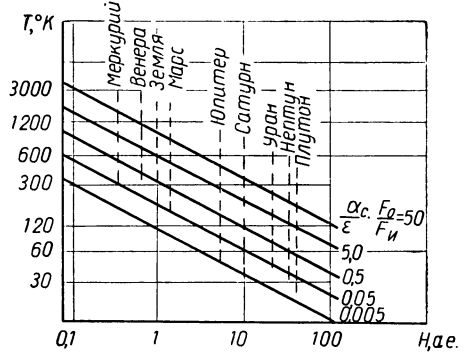


Рис. 1.17. Зависимость температуры тел от расстояния от Солнца (в астрономических единицах) при разных отноше-

$$\text{ях } \frac{\alpha_c F_0}{\varepsilon F_{и}}$$

равновесные температуры летательных аппаратов, обеспечиваемые изменением отношения величин  $\frac{\alpha_c F_0}{\varepsilon F_{и}}$ , называемого иногда регулирующим параметром. Можно видеть, что по мере удаления от Солнца для поддержания в летательном аппарате одинаковой температуры нужно увеличивать это отношение. При полетах к Венере и Марсу необходимое для  $T = \text{const}$  изменение отношения регулирующего параметра  $\frac{\alpha_c F_0}{\varepsilon F_{и}}$  не превышает 25%.

### 6. Аппарат находится вблизи планеты

Чтобы определить тепловой режим аппарата, находящегося вблизи планеты, напомним некоторые элементарные сведения из астрономии. При движении Земли по орбите вокруг Солнца и при вращении ее вокруг собственной оси вследствие расхождения плоскости земной орбиты — плоскости эклиптики — и плоскости, перпендикулярной земной оси — плоскости экватора — освещенность

каждой из точек Земли все время изменяется — с годовым и суточным периодами (рис. 1.18 и 1.19).

Космический аппарат, двигаясь по стационарной орбите\* у планеты, в общем случае периодически будет попадать в ее тень. Время такого пребывания в тени зависит от наклона орбиты аппарата по

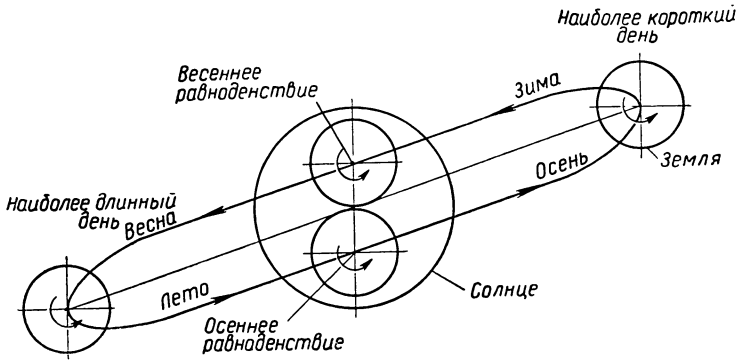


Рис. 1.18. К движению Земли по орбите около Солнца (времена года даны для северного полушария)

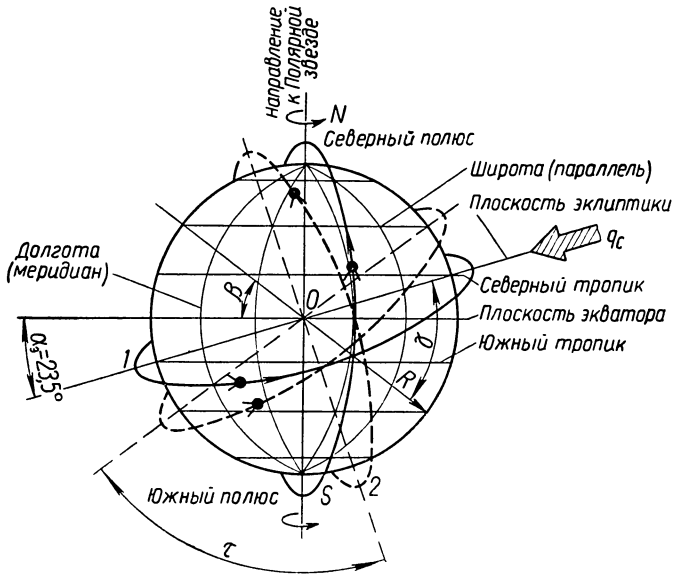


Рис. 1.19. Типы околоземных орбит летательных аппаратов

отношению плоскости эклиптики, высоты полета аппарата и времени года\*\*. Очевидно, что крайними случаями при этом будут орбита

\* Для упрощения будем рассматривать только круговые орбиты.

\*\* Исключение составляет орбита, лежащая в плоскости эклиптики.

наибольшего затенения, лежащая в плоскости, параллельной солнечным лучам (например, орбита 1 на рис. 1.19 или орбита в плоскости рисунка), и незатененная орбита, лежащая в плоскости, перпендикулярной солнечным лучам (например, орбита 2 на рис. 1.19).

Солнце создает за Землей теневой конус. Так как с Земли оно имеет вид не точечного источника, а тела, видимого под определенным углом  $\delta \approx \frac{D_c}{L}$  (рис. 1.20), то при обращении аппарата вокруг Земли возникает переходная (сумеречная) область. Однако так как угол  $\delta$  очень мал ( $\approx 30'$ ), то и длина этой части орбиты  $ab$  и  $cd$  для

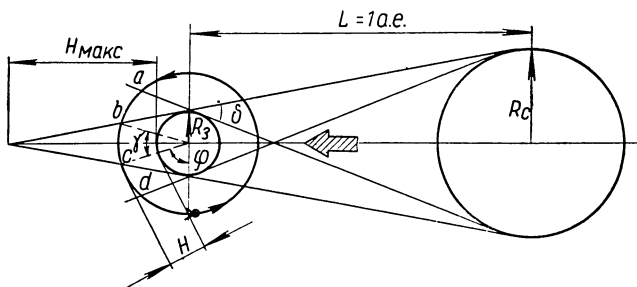


Рис. 1.20. Область солнечной тени у Земли

близких к Земле орбит мала; она увеличивается примерно на 1 км на каждые 220 км высоты.

Для круговой орбиты время оборота со скоростью связано простейшим выражением

$$t = \frac{2\pi(R + H)}{v}$$

В то же время скорость аппарата на стационарной круговой орбите

$$v = \sqrt{\frac{gR^2}{R + H}}$$

Связь величин  $t$  и  $H$  для земных орбит иллюстрирует рис. 1.21. Определяя время сумеречной части орбиты, легко установить, что даже для дальних орбит оно невелико. Например, на орбите  $H = 1700$  км сумерки будут длиться  $\approx 1$  сек. Это позволяет при определении времени освещенности летательного аппарата на орбите не учитывать переходного периода.

Чтобы оценить время нахождения аппарата в тени, рассмотрим прежде всего простейший, а вместе с тем и предельный случай — эклиптическую орбиту. Для высоты  $H$  относительное время затенения запишется

$$\bar{t} = \frac{\gamma}{360^\circ} = \frac{180^\circ - 2\varphi}{360^\circ}, \quad (1.12)$$



где

$$\cos \varphi \approx \frac{R}{R+H}.$$

Для примера укажем, что величина  $\bar{t}$  в диапазоне земных орбит с 200 до 2000 км уменьшается с 0,42 до 0,27. Очевидно, что хотя с удалением от Земли величина  $\bar{t}$  и уменьшается, однако, например,

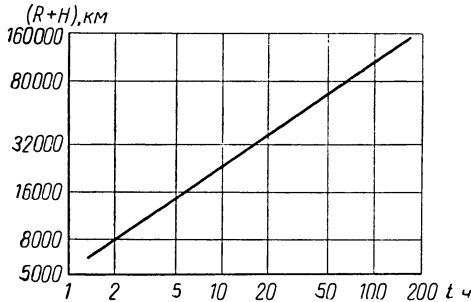


Рис. 1.21. Зависимость времени обращения спутника по круговой орбите от ее высоты

$\bar{t} = 0,01$  будет достигнуто лишь при  $H = 200\ 000$  км, а  $\bar{t} = 0$  при  $H = 1,3 \cdot 10^6$  км.

В радиусе орбиты Луны ( $H = 380\ 000$  км), например, диаметр теневого пятна равен  $9 \cdot 10^3$  км, что и определяет возможность полных лунных затмений.

Для всех других орбит в соотношении для определения  $\bar{t}$  кроме параметра  $\varphi$  или  $\frac{R}{R+H}$  должен войти еще один характерный параметр. Очевидно, что наиболее удобно ввести угол между плоскостью, перпендикулярной солнечным лучам (плоскостью терминатора; см. орбиту 2 на рис. 1.19), и плоскостью орбиты. На том же рис. 1.1<sup>с</sup> для некоторой промежуточной орбиты этот угол обозначен через  $\tau$ . Очевидно, что этот угол однозначно связан с уже употреблявшимся ранее углом  $\beta$ :  $\tau = 90 - \alpha_3 - \beta = 66,5^\circ - \beta$ .

Тогда из геометрических соотношений можно определить угол, занимаемый затененной частью орбиты,

$$\theta_{\text{тени}} = \arcsin \frac{\sin \varphi}{\sin \tau} + 90^\circ. \quad (1.13)$$

Используя это выражение вместе с соотношениями для времени обращения  $t$  и скорости  $v$ , можно получить соотношение для определения времени пребывания спутника в тени

$$t_{\text{тени}} = \frac{(R+H)^{\frac{3}{2}}}{R \sqrt{g}} \left( 1 - \frac{1}{90^\circ} \arcsin \frac{\sin \varphi}{\sin \tau} \right). \quad (1.14)$$

Рисунок 1.22 иллюстрирует относительное время затенения  $\bar{t}$  для разных высот орбит и разных углов их наклона  $\tau$  (или  $\beta$ ). Однако такой график может быть использован лишь в какой-то данный конкретный период времени года. По мере движения Земли вокруг Солнца все время будет происходить изменение положения

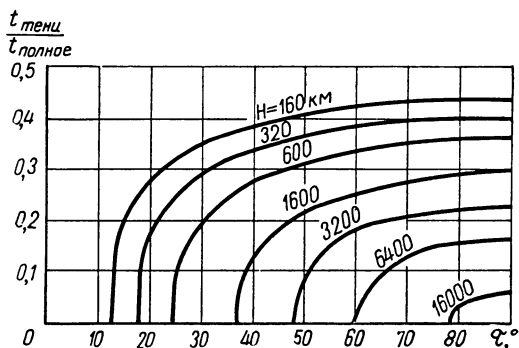


Рис. 1.22. Время затенения для разных орбит

плоскости орбиты к солнечным лучам. Поэтому для характеристики орбиты кроме угла  $\beta$  необходимо знать еще один угол, например угол  $\gamma$  (см. рис. 1.19), между линией пересечения плоскости орбиты с плоскостью эклиптики и направлением солнечных лучей. Именно этот угол  $\gamma$  будет изменяться на  $360^\circ$  в течение года.

Очевидно, что для каждого положения Земли на околосолнечной орбите (т. е. для каждого времени года или соответственно для угла  $\gamma$ ) и для каждой широты можно определить высоту по отношению к Земле, на которой уже не будет затенения, т. е. выше которой в полночь будет видно Солнце. На рис. 1.23 показаны результаты такого расчета для широт северного полушария. При этом можно видеть, например, что для широты  $\beta = 90^\circ - \alpha_s = 66,5^\circ$  в наиболее длинный день года ( $\gamma = -90^\circ$ ) эта высота  $H = 0$  км. Поэтому, как известно, для широт  $\beta < 66,5^\circ$  всегда имеется некоторый ночной период. Очевидно,

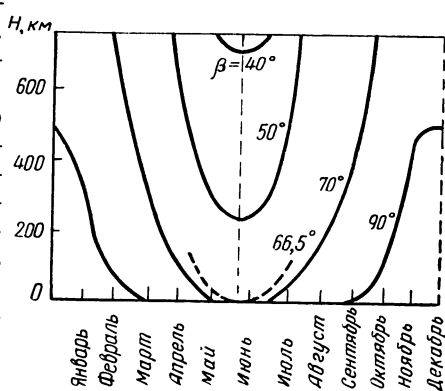


Рис. 1.23. Высоты полета, над которыми атмосфера остается освещенной солнечными лучами в полночь, в зависимости от времени года (для северных широт)

таким же образом в зависимости от углов  $\beta$  и  $\gamma$  для каждой высоты орбиты  $H$  можно определить и время затенения  $\bar{t}$ .

Для примера на рис. 1.24 показано изменение  $\bar{t}$  для орбиты с  $\gamma=90^\circ$  при изменении угла наклона  $\beta$  (или, что дает те же результаты, для  $\beta=66,5^\circ$  при изменении  $\gamma$ ). Крайние точки на этих кривых очевидны, например, при  $\beta=66,5^\circ$  и  $\beta=-113,5^\circ$   $\bar{t}=0$  для всех высот, а при  $\beta=-23,5^\circ$  и при  $\beta=113,5^\circ$  значения  $\bar{t}$  соответствуют рис. 1.23.

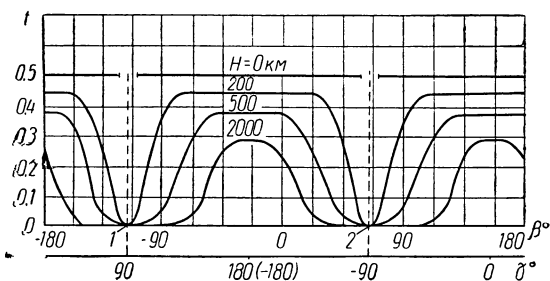


Рис. 1.24. Изменение времени пребывания в тени спутника Земли в зависимости от высоты полета и угла наклона орбиты:

1)  $\gamma=90^\circ$  и разные углы  $\beta$ ; 2)  $\beta=66,5^\circ$  и разные углы  $\gamma$

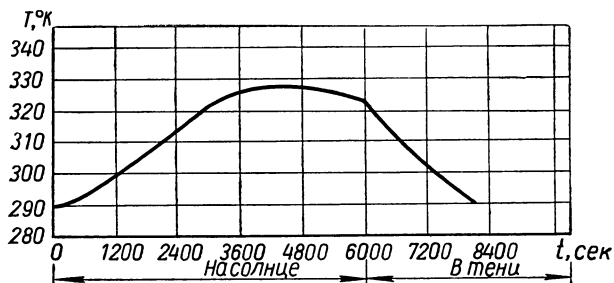
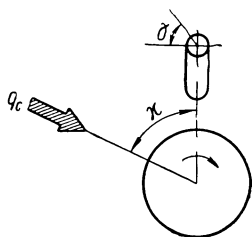


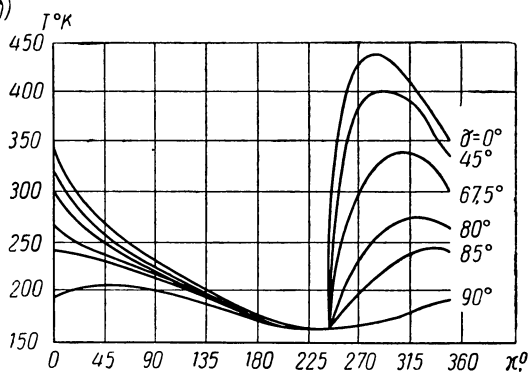
Рис. 1.25. Изменение температуры сферического спутника

Используя полученные данные, можно определить температурный режим аппарата, находящегося у Земли. При этом в большинстве случаев (и в наиболее общем виде) температурный режим в конкретных условиях будет определяться не только положением аппарата относительно Солнца и Земли и свойствами его поверхности (коэффициентами поглощения солнечных лучей, теплового потока от Земли и собственного излучения), но и временем пребывания аппарата в данном положении, его полной теплоемкостью, исходной

а)



б)



в)

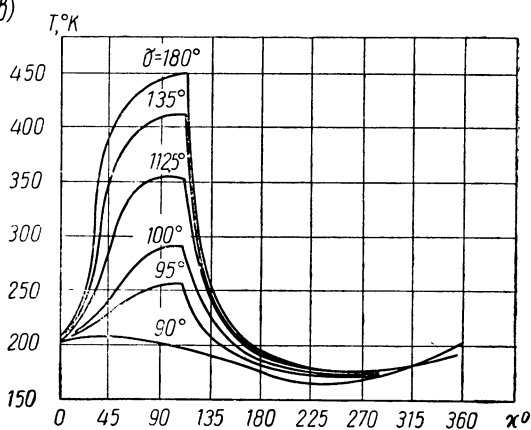


Рис 1.26. Изменение температуры цилиндрического спутника:

а) схема движения; б) при  $0^\circ < \gamma < 90^\circ$ ; в) при  $90^\circ < \gamma < 180^\circ$ .

температурой и др. В связи с этим такого рода задачи обычно носят частный характер, поэтому ограничимся здесь лишь двумя примерами изменения температурного режима спутников Земли. На рис. 1.25 показано изменение по одной из орбит температуры сферического спутника. Из рисунка можно видеть, как на солнечной и теневой сторонах происходит изменение его температуры — прогрев или охлаждение. Если при этом прогрев завершается за 1 ч практически стационарным режимом (здесь  $t \approx 325^\circ \text{K}$ ), то охлаждение за время пребывания в тени  $\approx 30$  мин не завершается равновесным состоянием.

На рис. 1.26 показан другой, взятый из технической литературы пример — изменение температуры вращающегося по эклиптической орбите цилиндрического спутника из титанового листа толщиной  $\approx 0,5$  мм. При этом принято  $\alpha_c = 0,8$ ,  $\varepsilon = 0,4$ , а угол  $\gamma$  определяется положением точки на цилиндре по отношению к его оси и Земле. Приведенные на рис. 1.26 кривые имеют достаточно сложный вид и отличаются полным отсутствием симметрии.

# 2

## **ВОЗМОЖНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ХОЛОДИЛЬНИКОВ-ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ЗАДАЧ И ИХ ОСОБЕННОСТИ**

Теплоотвод от какого-либо объекта в сложных системах, где нельзя обойтись без промежуточного теплоносителя, связывающего охлаждаемый объект и холодильник, может быть обеспечен двумя видами систем: с выбросом теплоносителя из объекта во внешнюю среду — так называемые открытые (разомкнутые) схемы — и с возвратом теплоносителя после его охлаждения в объект — так называемые замкнутые схемы. При этом, естественно, в первых системах в объект для охлаждения поступают все время новые порции воспринимающей тепло среды — теплоносителя, а в замкнутой схеме используется определенное количество одного и того же теплоносителя, циркулирующего в системе.

Очевидно, что в длительно работающих системах охлаждения возможно использование только замкнутых схем, ибо даже очень малый расход теплоносителя в течение длительного времени приведет к необходимости иметь на борту летательного аппарата такие запасы, которые приведут к очень большому его весу, а следовательно, и стоимости аппарата. Например, для отвода только  $1 \text{ квт}$  тепловой мощности в течение года при использовании в качестве теплоносителя водорода, имеющего наиболее высокую из всех веществ теплоемкость ( $c_p \approx 3,5 \text{ ккал/кг} \cdot \text{град}$ ), при нагреве его на  $500^\circ$  на борту надо иметь  $4,5 \text{ т}$  водорода (при этом даже в жидком состоянии его объем займет  $65 \text{ м}^3$ ). Вместе с тем по оценкам в зарубежной литературе известно, что заброс на орбиту около Земли каждого килограмма вещества обходится в тысячи долларов.

В связи с этим практически все длительно работающие космические объекты для охлаждения должны иметь системы теплоотвода замкнутого типа с холодильником-излучателем. Известно, что все энергетические установки состоят из трех основных и обязательных узлов: источника тепловой энергии, преобразователя тепловой энергии в электрическую и холодильника-излучателя. Доля последнего в весовом балансе с ростом абсолютной мощности возрастает, что и определяет его особое значение.

При полетах в космосе холодильники-излучатели могут применяться для обеспечения следующих основных задач:

- а) регулирования или поддержания необходимого температурного режима в приборных отсеках или в кабинах экипажа;
- б) отвода отработанного тепла из цикла энергетических установок;
- в) отвода тепла из системы охлаждения наиболее напряженных узлов двигательных установок.

В зависимости от назначения устанавливается температурный режим, параметры, а часто и схема холодильника-излучателя. Например, излучатели для задач типа «а» будут наиболее низкотемпературными, а для задач типа «в» — наиболее высокотемпературными. Поскольку в зависимости от области применения устанавливаются параметры излучателя и поскольку при этом внешние условия (например, положение излучателя по отношению к солнечным лучам) могут быть либо решающими (для задач типа «а»), либо не имеющими практического значения (для задач типа «в»), рассмотрим в данной главе возможные параметры холодильников-излучателей и их особенности.

## **§ 1. О количестве тепла, отводимого от летательного аппарата в космосе**

В гл. 1 было показано, что в районе Земли и ближайших планет (Венера, Марс) температурный режим летательного аппарата без внутреннего тепловыделения сравнительно мало отличается от

привычных нам условий и может в значительной мере регулироваться ориентировкой частей аппарата по отношению к солнечным лучам. Эти условия, конечно, изменяются при наличии тепловыделения внутри летательного аппарата. Известно, например, что человек выделяет порядка  $100 \text{ вт}$  тепла. Отсутствие силы тяжести исключает конвекцию. В связи с этим отвод тепла от человеческого тела даже в кабине аппарата требует создания системы циркуляции воздуха. В костюмах же космонавтов, предназначенных для выхода в космос, также должна быть обеспечена циркуляция воздуха. Это было осуществлено, например, в костюме первого человека, вышедшего в космос, А. А. Леонова — члена экипажа корабля «Восход-2». Такая циркуляция должна быть весьма интенсивной. Известно, например, что в костюме фирмы «Литтон Индастрис», созданном для ВВС США, воздух циркулирует с расходом  $620 \text{ л/мин}$ .

При работе приборов потребляемая ими энергия также переходит главным образом в тепло, которое надо отводить во избежание перегрева. Если для первых летательных аппаратов эти величины тепла были небольшими, то по мере удаления от Земли и по мере расширения и усложнения задач даже в беспилотных аппаратах различные приборы должны потреблять (и, следовательно, выделять) все большую энергию. Очевидно, чем сложнее вид связи, тем больше требования к мощности отправляемого сигнала. Например, из технической литературы известно, что минимальная мощность принимаемого сигнала радиомаяка составляет  $10^{-20} \text{ вт}$ , в телеграфии —  $10^{-15} \text{ вт}$ , в телефонии —  $10^{-12} \text{ вт}$ , а в телевидении —  $10^{-9} \text{ вт}$ . Поэтому, например, на расстоянии в 100 млн. км (это расстояние до Марса при противостоянии) требуются мощности источников сигналов, приведенные в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Вид связи	Маяк	Телеграф	Телефон	Телевидение
Мощность, <i>вт</i>	0,01	$10^3$	$10^6$	$10^9$

Таким образом, если для обеспечения телеграфной передачи требуется  $1 \text{ квт}$  энергии, то о передаче телевизионных сигналов с Марса вряд ли следует пока и говорить, так как для нее потребуется уже 1 млн. *квт*. По мере удаления аппарата сила сигнала падает обратно пропорционально квадрату расстояния. Если рассмотреть, например, телевизионную связь, то в зависимости от дальности (в пределах Луна — Марс) получим табл. 2.2.

Отсюда видно, что передача снимков с Луны (кстати, она была осуществлена впервые советской космической станцией Луна-3 при облете Луны в 1959 г.) уже возможна при технически реальных сей-



Таблица 2.2

Дальность, млн. км	0,37 (Луна)	1,5	6	25	100 (Марс)
Мощность, квт	15	240	$4 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^6$

час величинах мощности. В 1966 г. успешно передавались фотографии Луны станциями Луна-9 и Сервейор-1.

В табл. 2.3 приведены потребные мощности для космических аппаратов, а в табл. 2.4 — потребные мощности и ресурсы источников энергии для разных задач, по данным американской научно-технической печати.

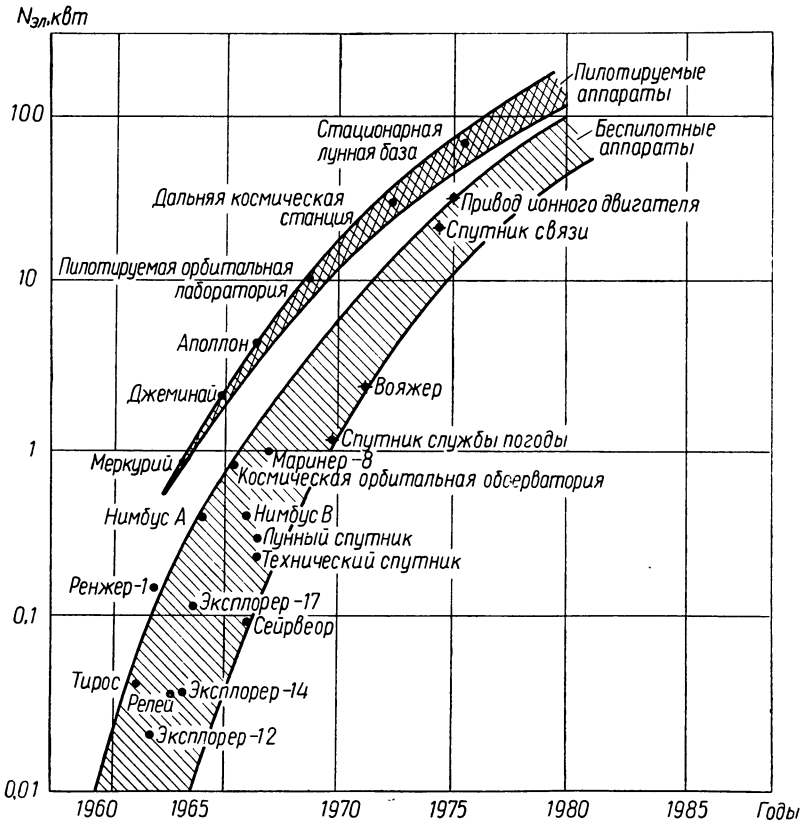


Рис. 2.1. Рост электрической мощности источников энергии на спутниках Земли и космических ракетах США по годам

Таблица 2.3

Тип аппарата	Мощность, <i>квт</i>
Геодезические спутники . . . . .	0,05
Космические зонды . . . . .	0,10
Спутники типа «Вега» и «Центавр» .	0,6
Усовершенствованные «Вега» и «Центавр» . . . . .	3÷4
Аппараты типа «Сатурн» . . . . .	25÷100

Таблица 2.4

Задача	Мощность, <i>квт</i>	Ресурс
Научные приборы . . . . .	0,05÷5	Часы
Навигация и метеослужба . . . . .	0,1÷30	1÷5 лет
Коммуникации . . . . .	0,1÷300	1÷5 лет
Космические станции . . . . .	3÷20 000	2÷10 лет
Станции на Луне и планетах . . . . .	0,5÷20 000	2÷10 лет

На рис. 2.1 и в табл. 2.5 показано развитие по годам реализованных и планируемых величин мощности в различных космических летательных аппаратах США (данные на 1965 г.), характеризующее бурный рост величины мощности как для пилотируемых, так и для беспилотных аппаратов.

Еще одним важным и наиболее мощным источником тепловой мощности в космических летательных аппаратах будут энергетические установки, обеспечивающие работу электрореактивных двигателей. Как известно, ограничение в величине теплотворной способности химических топлив ведет к ограничению наиболее характерного параметра у ракетных двигателей — удельной тяги  $R_{уд}$ , т. е. величины тяги  $R$ , отнесенной к секундному расходу топлива и окислителя  $G(R_{уд} = R/G)$ . А этот параметр, в свою очередь, при заданной задаче полета (определяемой главным образом конечной достижимой скоростью аппарата) определяет в соответствии с уравнением Циолковского

$$v \sim R_{уд} \ln \frac{M_H}{M_K} \quad (2.1)$$

из отношения конечной  $M_K$  и начальной  $M_H$  масс летательного аппарата величину полезного груза  $M_{пол}$  ( $M_{пол} < M_K$ ).

Применение электрореактивных двигателей, резко увеличивая достижимую удельную тягу  $R_{уд}$ , поскольку последняя в этих двигателях уже непосредственно не зависит от источника тепла, позво-

Таблица 2.5

**Электрические мощности на космических аппаратах США**

Наименование аппарата	Год запуска	Электрическая мощность, <i>квт</i>
<b>Беспилотные</b>		
Тирос . . . . .	1960	0,051
Эксплорер-12 . . . . .	1961	0,02
Транзит-4А . . . . .	1961	0,035
Релей-1 . . . . .	1962	0,035
Эксплорер-14 . . . . .	1963	0,037
Эксплорер-17 . . . . .	1963	0,110
Ренжер-3 . . . . .	1964	0,18
Нимбус А . . . . .	1964	0,4
ОГО . . . . .	1964	0,5
Маринер С . . . . .	1964	0,25
ОАО . . . . .	1965	0,772
Маринер В . . . . .	1967	0,9
Вояжер . . . . .	1971	2,5
<b>Пилотируемые</b>		
Меркурий . . . . .	1962	0,5
Джеминай . . . . .	1965	2
Аполлон . . . . .	1966	4,2

ляет при заданной начальной массе летательного аппарата  $M_n$  резко поднять величину полезного груза. Однако, так как удельная тяга пропорциональна скорости истечения газа, а подводимая к струе энергия определяется кинетической энергией струи  $G\omega^2/2$ , то потребная электрическая мощность энергетической установки  $N$ , снабжающей двигатель, находится в зависимости от тяги  $R$  и удельной тяги  $R_{уд}$  из выражения

$$N = \frac{G\omega^2}{2\eta_{дв}} \approx \frac{RR_{уд}}{204 \eta_{дв}}, \quad (2.2)$$

где  $N$ , *квт*;  $R$ , *н*;  $R_{уд}$ , *сек*.

Здесь  $\eta_{дв}$  — к. п. д. двигателя, характеризующий степень превращения в двигателе электрической энергии в кинетическую.

Из соотношения (2.2) видно, что при заданной мощности тяга двигателя будет тем меньше, чем больше удельная тяга. Рисунок 2.2, *а* иллюстрирует сказанное для примера при  $\eta_{дв} \approx 0,5$ . Можно видеть, что при сравнительно большой удельной тяге, например  $R_{уд} = 10^4$  *сек*, для получения тяги всего 10 *н* требуется электрическая мощность  $\approx 1000$  *квт*. Так как ускорение аппарата связано с тягой ( $g = \frac{R}{G_a}$ ), то в реальных конструкциях оно окажется небольшим. Из рис. 2.2, *б*, например, можно видеть, что даже с энергетической установкой, имеющей низкую удельную массу (т. е. массу,

относенную к ее электрической мощности),  $\gamma \approx 1 \text{ кг/квт}$ , ускорение аппарата с электрореактивным двигателем не превысит  $3 \cdot 10^{-3} \text{ м/сек}^2$ . Это приводит к тому, что время перелетов на летательных аппаратах с электрореактивными двигателями будет всегда больше, чем время перелетов на аппаратах с химическими ракетными двигателями, а отсюда вытекает требование большого ресурса источников электрической энергии для этих двигателей, уже отмеченное в приведенной выше табл. 2.4.

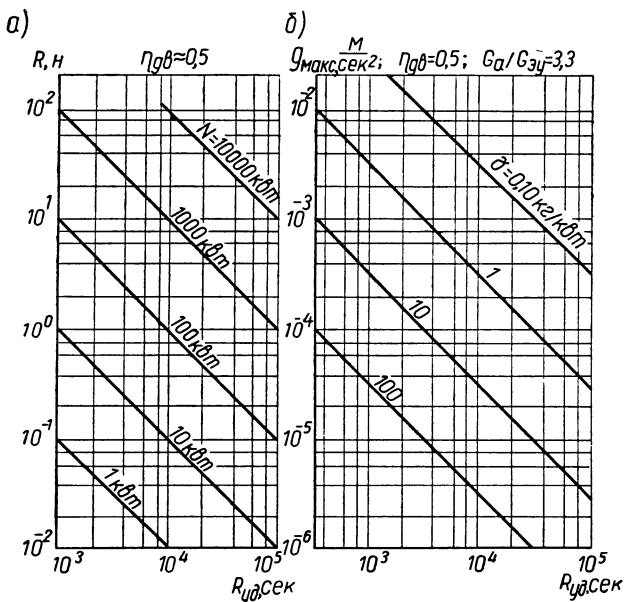


Рис. 2.2. Зависимость тяги электрореактивного двигателя при разных мощностях (а) и ускорения летательного аппарата при разных удельных весах источника электроэнергии (б) от удельной тяги

Электрореактивные двигатели могут использоваться не только в качестве основной двигательной установки для дальних перелетов (например, Земля—Марс—Земля), но и для более близких (по годам) и более кратковременных задач, например для корректирования орбит спутников Земли или корректирования траекторий космических кораблей. При этом если в первом случае тяга электрических двигателей должна составлять несколько десятков ньютонов, то в последних она может не превышать сотых долей ньютона. Величина удельной тяги обычно определяется из оптимизации режимов полета и для ближайших задач космонавигации составляет тысячи секунд. Тогда с помощью соотношения (2.2) можно определить, что электрическая мощность энергетических установок может находиться в пре-

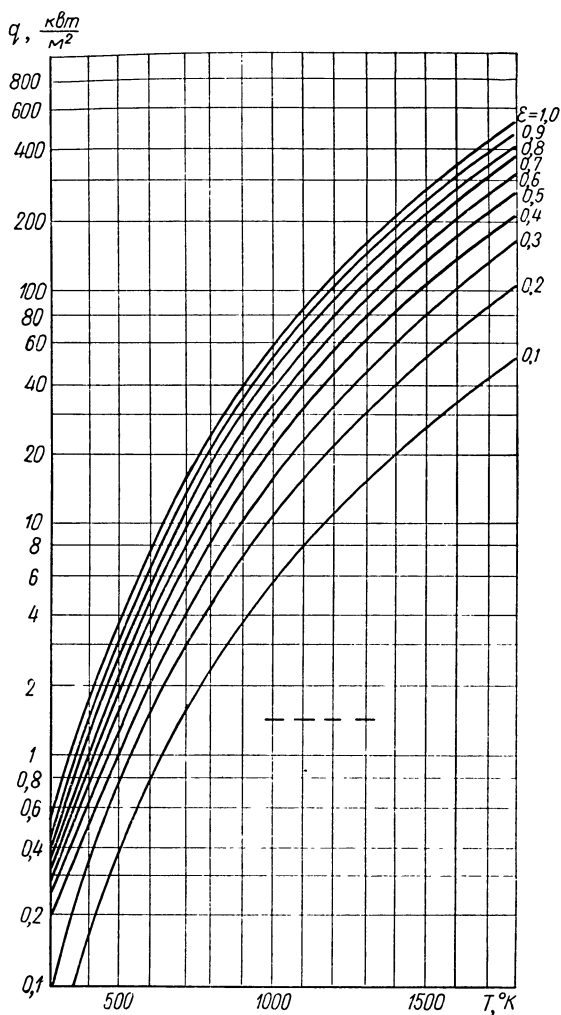


Рис. 2.3. Зависимость теплового потока от температуры при разных степенях черноты (пунктиром показана плотность потока солнечного излучения в космосе)

делах от нескольких киловатт до двух-трех десятков тысяч киловатт. Длительность полета аппаратов с электрореактивными двигателями (по литературным данным) сейчас планируют в диапазоне 0,5—2 года.

Поскольку возможные к. п. д. всех известных космических энергетических установок невелики (см. § 2 данной главы), то их тепловая мощность будет на порядок выше электрической. Следовательно, и отводимое из цикла тепло  $Q$  будет на порядок выше электрической мощности энергоустановок. При этом если в установках для обеспечения питания приборов, например в соответствии с табл. 2.3, отводимое тепло дойдет до 1000 *квт*, то для относительно мощных электрореактивных двигателей (с тягой в несколько десятков ньютонов) отводимое с помощью холодильников -излуча-

телей тепло будет доходить уже до сотен тысяч киловатт.

Очевидно, что тепло, отводимое из системы охлаждения самих двигателей, будет невелико, примерно на порядок меньше электрической мощности.

Говоря об уровне температур в системе теплоотвода, можно указать, что наиболее низкотемпературными будут системы жизнеобеспечения человека и ряда исследовательских приборов ( $t \approx 20^\circ \text{C}$

и  $t = -20 \div +80^\circ\text{C}$  соответственно). Системы теплоотвода в энергетических установках должны в ближайшем будущем работать при температурах  $t = 200 \div 800^\circ\text{C}$  (см. § 3 данной главы). Системы же теплоотвода, обеспечивающие охлаждение двигателей, могут быть еще более высокотемпературными. Очевидно, что уровень температур решающим образом влияет и на тип теплоносителя в системах. В связи с этим у каждого типа системы теплоотвода оказываются свои характерные особенности.

Отвод тепла излучением в первом приближении может быть определен по уравнению Стефана—Больцмана

$$Q = F\varepsilon\sigma T^4. \quad (2.3)$$

На рис. 2.3 приведены величины отводимого излучателем удельного теплового потока  $q = \frac{Q}{F}$  в зависимости от температуры и степени черноты поверхности. С помощью этого рисунка легко видеть, что для систем теплоотвода от жизнеобеспечивающих и современных приборных устройств тепловые потоки в излучателе имеют порядок солнечного, т. е. учет солнечного облучения и ориентировка к Солнцу в таких излучателях крайне важны. При температурах в несколько сот градусов Кельвина влияние солнечного облучения уже невелико и ориентировка к Солнцу сказывается слабо. Так, при температуре излучателя  $t \approx 900^\circ\text{K}$  и степени его черноты  $\varepsilon = 0,9$  учет солнечного облучения приводит к поправке порядка только 3%, а при больших температурах учет солнечного облучения вводить уже практически не имеет смысла; тогда расчет излучателей можно значительно упростить.

Чтобы конкретизировать возможные параметры холодильников-излучателей для указанных выше задач, рассмотрим подробнее выбор системы теплоотвода в высокотемпературных условиях (применительно, главным образом, к энергетическим установкам) и в низкотемпературных условиях (применительно к экипажу и приборам). При этом задачей анализа будем считать определение наиболее целесообразных параметров теплообменных контуров.

## § 2. Основные положения расчета простейшего холодильника-излучателя

Очевидно, что при теплоотводе температура теплоносителя падает, если только он не меняет фазового состояния, т. е. не конденсируется. При этом вдоль по тракту теплоносителя с изменением его температуры будет изменяться температура излучающей поверхности и плотность отводимого лучистого потока. В этом, с учетом солнечного облучения, т. е. наиболее общем, случае отводи-

мое в излучателе от теплоносителя тепло определяется из решения следующих уравнений для элемента излучателя  $dx$  (рис. 2.4)\*:

а) количество тепла, отдаваемое теплоносителем,

$$dQ = -Gc_p dT; \quad (2.4)$$

б) количество тепла, воспринятое от теплоносителя стенкой канала,

$$dQ = \alpha (T - T_{ст}) \Omega_T dx; \quad (2.5)$$

в) количество тепла, прошедшее через стенку канала,

$$dQ = \frac{\lambda}{\delta} (T_{ст} - T_n) (\Omega_T + \pi \delta) dx; \quad (2.6)$$

г) количество тепла, излученное наружной поверхностью,

$$dQ = \varepsilon \sigma T_n^4 \Omega_n dx - q_c \cos \gamma \frac{\Omega_n dx}{\pi}. \quad (2.7)$$

В стационарных условиях все эти количества тепла равны друг другу. Так, из (2.6) и (2.7) получаем

$$\left. \begin{aligned} T_{ст} - T_n &= \frac{\varepsilon \sigma \Omega_n \delta}{\lambda (\Omega_T + \pi \delta)} T_n^4 - q_c \frac{\Omega_n}{\pi} \cos \gamma \frac{\delta}{\lambda (\Omega_T + \pi \delta)}, \\ \text{или } T_{ст} &= T_n + A T_n^4 - \bar{q}. \end{aligned} \right\} \quad (2.8)$$

Из (2.5) и (2.6) получим

$$T - T_{ст} = \frac{\lambda (\Omega_T + \pi \delta)}{\delta \alpha \Omega_T} (T_{ст} - T_n), \text{ или } T = T_{ст} + B (T_{ст} - T_n). \quad (2.9)$$

Подставив (2.8) в (2.9), будем иметь

$$T = T_n + A (1 + B) T_n^4 - \bar{q} (1 + B). \quad (2.10)$$

Дифференцируя выражение (2.10)

$$dT = [1 + 4A (1 + B) T_n^3] dT_n$$

\* Отметим, что на рис. 2.4 принят простейший вид излучателя в форме гладкого канала, по которому течет теплоноситель. Эффект внешнего оребрения может быть учтен в первом приближении введением к. п. д. оребрения  $\eta_p (\Omega_{T_{эф}} = \Omega_T \eta_p)$  (подробнее см. гл. 5).

и подставив его в равенство величин  $Q$  из (2.4) и из (2.5), а также учитывая, что  $\Omega_n dx = dF_n$ , будем иметь

$$-\left[1 + 4A(1+B)T_n^3\right] dT_n = T_n^4 \frac{\varepsilon\sigma}{Gc_p} dF_n - q_c \frac{\cos \gamma}{\pi Gc_p} dF_n.$$

Преобразовав последнее выражение, получим

$$-\left[1 + 4CT_n^3\right] dT_n = DT_n^4 dF_n - q' dF_n,$$

$$\text{где } C = (1+B)A = \varepsilon\sigma \left[ \frac{\delta}{\lambda} \frac{1}{1 + \frac{\pi\delta}{Q_T}} + \frac{1}{\alpha} \right] \frac{Q_n}{Q_T},$$

$$D = \frac{\varepsilon\sigma}{Gc_p}, \quad q' = \frac{q_c \cos \gamma}{\pi Gc_p}.$$

Разделив переменные, получим основное уравнение

$$\frac{1 + 4CT_n^3}{E - T_n^4} dT_n = D dF_n, \quad (2.11)$$

где

$$E = \frac{q'}{D} = \frac{q_c \cos \gamma}{\pi \varepsilon \sigma}.$$

Обозначим  $T_n^4/E = x^4$ , тогда  $dT_n = E^{\frac{1}{4}} dx$ , и выражение (2.11) запишется в виде

$$\left( \frac{1}{1-x^4} + \frac{4CE^{\frac{3}{4}} x^3}{1-x^4} \right) dx = DE^{\frac{3}{4}} dF_n.$$

Проводя интегрирование в пределах от  $T_{н0}$  до  $T_{н\text{вых}}$  (или от  $x_0$  до  $x_{\text{вых}}$ ), будем иметь:  
для первого члена

$$\begin{aligned} \int_{x_0}^{x_{\text{вых}}} \frac{dx}{1-x^4} &= \frac{1}{4} \ln \frac{1+x_{\text{вых}}}{1-x_{\text{вых}}} \cdot \frac{1-x_0}{1+x_0} + \frac{1}{2} \operatorname{arctg} x_{\text{вых}} - \\ &- \frac{1}{2} \operatorname{arctg} x_0 = \frac{1}{4} \ln \frac{E^{\frac{1}{4}} + T_{н\text{вых}}}{E^{\frac{1}{4}} - T_{н\text{вых}}} \cdot \frac{E^{\frac{1}{4}} - T_{н0}}{E^{\frac{1}{4}} + T_{н0}} + \\ &+ \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{T_{н\text{вых}}}{E^{\frac{1}{4}}} - \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{T_{н0}}{E^{\frac{1}{4}}}; \end{aligned}$$

для второго члена

$$4CE^{\frac{3}{4}} \int_{x_0}^{x_{\text{вых}}} \frac{x^3 dx}{1-x^4} = CE^{\frac{3}{4}} \ln \frac{1-x_0^4}{1-x_{\text{вых}}^4} = CE^{\frac{3}{4}} \ln \frac{T_{н0}^4 - E}{T_{н\text{вых}}^4 - E} =$$



$$= CE^{\frac{3}{4}} \ln \frac{T_{и0}^4}{T_{и\text{вых}}^4} \frac{1 - \frac{E}{T_{и0}^4}}{1 - \frac{E}{T_{и\text{вых}}^4}} = 4CE^{\frac{3}{4}} \ln \frac{T_{и0}}{T_{и\text{вых}}} + CE^{\frac{3}{4}} \ln \frac{1 - \frac{E}{T_{и0}^4}}{1 - \frac{E}{T_{и\text{вых}}^4}}.$$

Окончательное выражение для площади излучателя с буквенными коэффициентами, введенными выше, получает вид

$$F_x = \frac{1}{D} \left[ \frac{1}{4E^{\frac{3}{4}}} \ln \frac{E^{\frac{1}{4}} + T_{и\text{вых}}}{E^{\frac{1}{4}} - T_{и\text{вых}}} \cdot \frac{E^{\frac{1}{4}} - T_{и0}}{E^{\frac{1}{4}} + T_{и0}} + \frac{1}{2E^{\frac{3}{4}}} \times \right. \\ \left. \times \left( \arctg \frac{T_{и\text{вых}}}{E^{\frac{1}{4}}} - \arctg \frac{T_{и0}}{E^{\frac{1}{4}}} \right) + 4C \ln \frac{T_{и0}}{T_{и\text{вых}}} + C \ln \frac{1 - \frac{E}{T_{и0}^4}}{1 - \frac{E}{T_{и\text{вых}}^4}} \right]. \quad (2.12)$$

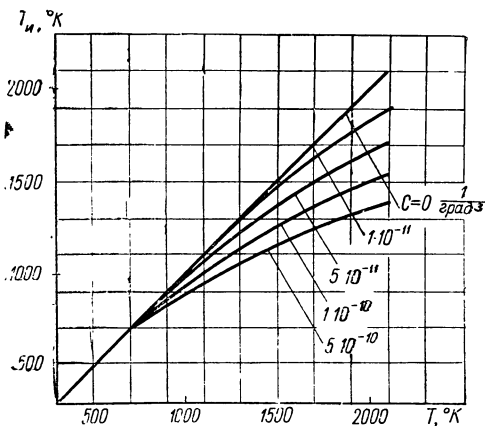


Рис. 2.5. Связь температур поверхности излучателя  $T_n$  и теплоносителя  $T$  при  $q=0$   $C = A(1+B)$  в (2.10)

Выражение (2.12) с использованием (2.10) для граничных сечений  $F_x = 0$ ,  $T = T_{вх}$  и  $F_x = \bar{F}_x$  полн.,  $T = T_{вых}$  (см., например, вспомогательный график для  $\bar{q} = 0$ , рис. 2.5) позволяет определить площадь холодильника-излучателя в наиболее общем случае.

Этот наиболее общий вид уравнения для определения площади излучателя в случае малого влияния солнечного излучения может быть упрощен.

Так, при малых  $\frac{E}{T_{и}^4}$ , ограничиваясь первыми членами разложения в ряд типа

$$\ln(1 - \alpha) = -\alpha - \frac{\alpha^2}{2} - \frac{\alpha^3}{3} \dots \text{ и } \arctg \alpha = \frac{\pi}{2} - \frac{1}{\alpha} + \\ + \frac{1}{3\alpha^3} - \frac{1}{5\alpha^5} \dots$$

вместо  $\ln \frac{1 - \frac{E}{T_{и0}}}{1 - \frac{E}{T_{и\text{вых}}}}$  получим  $\frac{E}{T_{и0}} \left( \frac{T_{и0}^4 - 1}{T_{и\text{вых}}^4} - 1 \right)$ ;

вместо  $\ln \frac{1 + \frac{E^{\frac{1}{4}}}{T_{и\text{вых}}}}{1 - \frac{E^{\frac{1}{4}}}{T_{и\text{вых}}}}$  получим  $2 \left[ \frac{E^{\frac{1}{4}}}{T_{и\text{вых}}} + \frac{E^{\frac{3}{4}}}{3T_{и\text{вых}}^3} + \right.$   
 $\left. + \frac{E^{\frac{5}{4}}}{5T_{и\text{вых}}^5} \dots \right]$  и т. д.

Тогда для малых  $\frac{E}{T_{и}^4}$  выражение (2.12) примет вид

$$F_x = \frac{1}{D} \left\{ \frac{1}{3T_{и0}^3} \left( \frac{T_{и0}^3}{T_{и\text{вых}}^3} - 1 \right) + 4C \ln \frac{T_{и0}}{T_{и\text{вых}}} + \right. \\ \left. + \frac{E}{T_{и0}^4} \left[ \frac{1}{3T_{и0}^3} \left( \frac{T_{и0}^7}{T_{и\text{вых}}^7} - 1 \right) + C \left( \frac{T_{и0}^4}{T_{и\text{вых}}^4} - 1 \right) \right] \right\}. \quad (2.13)$$

В случае же отсутствия солнечного облучения  $E = 0$ , так как  $q \cos \gamma = 0$ , и тогда уравнение (2.13) еще более упростится:

$$F_x = \frac{1}{D} \left\{ 4C \ln \frac{T_{и0}}{T_{и\text{вых}}} + \frac{1}{3T_{и0}^3} \left[ \left( \frac{T_{и0}}{T_{и\text{вых}}} \right)^3 - 1 \right] \right\}. \quad (2.14)$$

Подставив константы  $D$  и  $C$ , получим

$$F_x = \frac{Gc_p}{\varepsilon\sigma} \left[ 4C \frac{\Omega_{и}}{\Omega_{г}} \left( \frac{\delta}{\lambda} \frac{1}{1 + \frac{\pi\delta}{\Omega_{г}}} + \frac{1}{\alpha} \right) \ln \frac{T_{и0}}{T_{и\text{вых}}} + \right. \\ \left. + \frac{1}{3T_{и0}^3} \left( \frac{T_{и0}^3}{T_{и\text{вых}}^3} - 1 \right) \right]. \quad (2.14')$$

Теперь рассмотрим еще более частные случаи, которые широко используются на практике. Выражения  $\frac{\Omega_{и}}{\Omega_{г}} \cdot \frac{\delta}{\lambda} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\pi\delta}{\Omega_{г}}}$  и  $\frac{1}{\alpha}$  характеризуют температурные перепады в стенке и на участ-

ке «теплоноситель — стенка». Обозначим  $\frac{Q_{и}}{Q_{т}} = *$ , тогда, так как выражение  $1 + \frac{\delta\pi}{Q_{т}}$  близко к единице, величина  $\frac{Q_{и}}{Q_{т}} \cdot \frac{\delta}{\lambda} \times \frac{1}{1 + \frac{\pi\delta}{Q_{т}}}$  близка к  $\beta \frac{\delta}{\lambda}$ . Для стальных и медных труб толщиной  $\delta$  порядка  $1 \cdot 10^{-3}$  м получим  $\frac{\delta}{\lambda} \leq 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}/\text{ккал}$ . Величина  $\frac{1}{\alpha}$  для газовых теплоносителей имеет порядок  $10^{-2} \div 10^{-3} \text{ м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}/\text{ккал}$ , для жидкостей  $\frac{1}{\alpha} = 10^{-3} \div 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{ч} \times \text{град}/\text{ккал}$ ; а при конденсации пара  $\frac{1}{\alpha} \approx 10^{-4} \div 10^{-5} \text{ м}^2 \cdot \text{ч} \times \text{град}/\text{ккал}$ .

Таким образом, для всех случаев, кроме конденсации пара в канале, можно принять, что  $\beta \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha} \approx \frac{1}{\alpha}$ , а следовательно, величина  $C \approx \frac{\varepsilon\delta^3}{\alpha}$ . Используя сказанное и учитывая, что  $\beta$  не превышает максимум нескольких единиц, определим порядок величины  $C$ , а тем самым и порядок первого члена в фигурных скобках в уравнении (2.14). Для газовых теплоносителей  $C \approx 10^{-9} \div 10^{-10} \frac{1}{\text{град}^3}$ , для жидкостей  $C \approx 10^{-10} \div 10^{-11} \frac{1}{\text{град}^3}$ , для конденсирующегося пара  $C \approx 10^{-11} \div 10^{-12} \frac{1}{\text{град}^3}$ .

Влияние величины  $C$  на различие температур излучателя  $T_{и}$  и теплоносителя  $T$  хорошо видно из рис. 2.5. Из рисунка легко установить области практического совпадения температур  $T_{и}$  и  $T$  в зависимости от величины  $C$ . Очевидно, что при  $T_{и} \approx T$  процессы теплоотдачи от теплоносителя к стенке и теплопроводности в стенке не играют практической роли в расчетах излучателей.

Отметим также, что последний член в уравнении (2.10) имеет обычно величину максимум порядка  $1^\circ$  (угол  $\gamma = 90^\circ$ , материал — сталь), т. е. им почти всегда практически можно пренебречь, как это и сделано в примере на рис. 2.5.

Величина второго члена в фигурных скобках в уравнении (2.14) имеет порядок  $10^{-7} \div 10^{-9}$ . Это показывает, что для жидкостей, а тем более для пара при технически реальных температурах уравнение (2.14) может быть упрощено и практически точно приведено к виду

$$F_{x\infty} = \frac{G_{ср}}{\varepsilon\delta} \cdot \frac{1}{3T_{и0}^3} \left[ \left( \frac{T_{и0}}{T_{и\text{вых}}} \right)^3 - 1 \right]. \quad (2.15)$$

\* При расчете оребренных трубчатых систем величина  $\beta$  определяется значительно сложнее. Она зависит от эффективности оребрения  $\eta_p$  и взаимного облучения в системе трубки — ребра [подробнее см. гл. 5, § 1, формулы (5.43) и (5.44)].

Здесь знак  $\infty$  в индексе обозначает условие  $\alpha = \infty$ .

Для газов практические расчеты показывают, что отношение первого члена ко второму обычно не превышает  $15 \div 25\%$ . Обозначая это отношение через

$$\bar{F}_{\text{тепл}} = \frac{3T_{\text{н0}}^3}{\left(\frac{T_{\text{н0}}}{T_{\text{нвых}}}\right)^3 - 1} \cdot 4C \ln \frac{T_{\text{н0}}}{T_{\text{нвых}}}, \quad (2.16)$$

можно определить площадь излучателя

$$F_x = F_{x\infty} (\bar{F}_{\text{тепл}} + 1). \quad (2.17)$$

Учитывая, что в выражении (2.15)

$$Gc_p = \frac{Q}{T_{\text{вх}} - T_{\text{вых}}} \quad (2.17')$$

и то, что для жидкостей и пара коэффициент перед  $T_{\text{н}}^4$  в выражении (2.10) настолько мал по порядку, что можно считать  $T \approx T_{\text{н}}$ , выражение (2.15) запишется в виде

$$F_{x\infty} = \frac{Q}{\varepsilon\sigma} \cdot \frac{1}{3T_{\text{вх}}^4} \cdot \frac{\left(\frac{T_{\text{вх}}}{T_{\text{вых}}}\right)^3 - 1}{1 - \frac{T_{\text{вых}}}{T_{\text{вх}}}}. \quad (2.15')$$

Или, обозначив через

$$\bar{F} = \frac{1}{3} \frac{\left(\frac{T_{\text{вх}}}{T_{\text{вых}}}\right)^3 - 1}{1 - \frac{T_{\text{вых}}}{T_{\text{вх}}}}, \quad (2.18)$$

получим соотношение

$$F_{x\infty} = \bar{F} \frac{Q}{\varepsilon\sigma} \cdot \frac{1}{T_{\text{вх}}^4}, \quad (2.19)$$

отличающееся от простейшего уравнения Стефана—Больцмана для идеального излучателя (т. е. излучателя с постоянной температурой по всей его поверхности) только коэффициентом  $\bar{F}$ .

Так как поверхность излучателя может быть определена также по среднеинтегральной температуре  $T_{\text{ср}\int}$

$$F_{x\infty} = \frac{Q}{\varepsilon\sigma} \frac{1}{T_{\text{ср}\int}^4}, \quad (2.19')$$

то естественно, что из выражений (2.19) и (2.19')  $T_{\text{ср}\int}$  может быть легко найдена при известных  $T_{\text{вх}}$  и  $\bar{F}$

$$T_{\text{ср}\int} = \frac{T_{\text{вх}}}{\sqrt[4]{\bar{F}}}. \quad (2.20)$$

Изменение коэффициента  $\bar{F}$  в зависимости от степени охлаждения теплоносителя в излучателе  $\frac{T_{\text{вых}}}{T_{\text{вх}}}$  показано на рис. 2.6; можно видеть, что оно весьма значительно. Так, уже при  $\frac{T_{\text{вых}}}{T_{\text{вх}}} \approx 0,72$  (например,  $T_{\text{вх}} = 700^\circ\text{K}$ ;  $T_{\text{вых}} = 500^\circ\text{K}$ ) площадь излучателя с  $T = \text{var}$  вдвое больше, чем излучателя с  $T = \text{const}$ .

Отношение температур  $\frac{T_{\text{вых}}}{T_{\text{вх}}}$  в реальных установках определяется в соответствии с уравнением (2.17') полным отводимым количеством тепла из цикла  $Q$ , расходом  $G$ , типом теплоносителя (т. е. его теплоемкостью  $c_p$ ) и абсолютным уровнем температур.

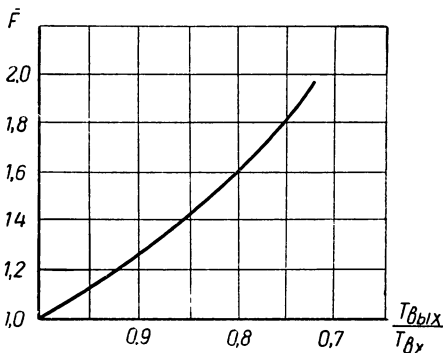


Рис. 2.6. Увеличение поверхности холодильника-излучателя в зависимости от степени охлаждения теплоносителя в нем

Вопросы выбора типа и расхода теплоносителя будут рассмотрены ниже, а теперь можно перейти к анализу параметров различных излучателей, пользуясь для их оценки полученными выше соотношениями. При этом во всех последующих параграфах данной главы примем для определения величины поверхности излучателя независимо от типа установок упрощенное соотношение (2.19). Для обоснования его широкой применимости в параметрических сравнительных расчетах и для иллюстрации величины всех параметров, входящих в наиболее общее уравнение, приведем два примера конкретного расчета элемента холодильника-излучателя.

**Пример 1.** Рассчитаем охлаждение в излучателе жидкого калия с температуры  $400^\circ\text{C}$  до  $350^\circ\text{C}$  (у калия  $c_p = 0,184$  ккал/кг·град,  $\rho = 0,76$  г/см<sup>3</sup>) при течении его со скоростью  $1$  м/сек по стальной зачерненной снаружи трубке (при  $\epsilon = 0,8$  и  $\lambda_{\text{тр}} = 20$  ккал/м·ч·град) размерами  $10 \times 12$  мм и при прямом облучении трубки солнечным потоком ( $\gamma = 50^\circ$ ;  $q = 0,335$  ккал/сек·м<sup>2</sup>). Требуется найти длину трубки.

Определяем последовательно:

$$1. G = F\rho\omega = \frac{\pi}{4} \cdot 1 \cdot 10^{-4} \cdot 0,76 \cdot 10^3 \cdot 1 \cdot 3600 = 215 \text{ кг/ч.}$$

$$2. Q_{\text{полн}} = 215 \cdot 0,184 (400 - 350) \approx 1970 \text{ ккал/ч.}$$

3.  $\alpha$  определяется по формулам теории теплообмена:

$$\alpha = \frac{\text{Nu}\lambda}{d}, \quad \text{Nu} = 5 + 0,021 \text{Pe}^{0,75}, \quad \text{Pe} = \text{Re} \text{Gr}, \quad \text{Re} = \frac{\rho\omega d}{\mu},$$

$$\text{Gr} = \frac{c_p \mu}{\lambda}.$$

В нашем случае (для калия:  $\lambda = 34$  ккал/м·ч·град,  $\mu = 1,9 \cdot 10^{-4}$  н/м·сек).  
 $Re = 3,8 \cdot 10^4$ ,  $Pr = 0,0039$ ,  $Re = 148$ ,

$$Nu = 5,9; \alpha = 20\,000 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}; \frac{1}{\alpha} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град/ккал}.$$

$$4. \frac{1 + \frac{\pi \delta}{\Omega_T}}{\frac{\lambda}{\delta} \frac{\Omega_H}{\Omega_T}} = \frac{1 + \frac{\pi}{\pi 10}}{1 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{12}{10} \cdot \frac{\pi}{\pi}} \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град/ккал}.$$

$$5. A = \frac{0,9 \cdot 4,9 \cdot 10^{-8} \cdot 10^{-3}}{20 \left( \frac{10\pi}{12\pi} + \frac{\pi}{10\pi} \right)} = 2,37 \cdot 10^{-12} \text{ 1/град}^3.$$

$$6. B = \frac{20 \left( 1 + \frac{\pi}{10\pi} \right)}{10^{-3} \cdot 2 \cdot 10^4} = 1,1.$$

$$7. \bar{q} = 0,335 \cdot 3600 \cdot 1,2 \cdot 10^{-2} \frac{1}{20(10 + \pi)} = 0,055 \text{ град}.$$

$$8. C = 5 \cdot 10^{-12} \text{ 1/град}^3.$$

$$9. \bar{q}(1 + B) = 0,115 \text{ град}.$$

$$10. E = \frac{0,335 \cdot 3600}{\pi 4,9 \cdot 0,9 \cdot 10^{-8}} = 0,87 \cdot 10^{10} \text{ град}^4.$$

$$11. D = \frac{0,9 \cdot 4,9 \cdot 10^{-8}}{215 \cdot 0,184} = 1,1 \cdot 10^{-9} \text{ град}^{-3} \cdot \text{м}^{-2}.$$

Уже из этих величин можно видеть, что в уравнениях для температуры (2.8) и (2.10) третий член практически не играет роли.

Определим теперь величину всех температур в сечениях излучателя на входе и выходе. Из уравнения (2.10) для  $T_{вх} = 673^\circ\text{К}$  и  $T_{вых} = 623^\circ\text{К}$  находим  $T_{н0} \approx 672,5^\circ\text{К}$ ,  $T_{нвых} \approx 622,5^\circ\text{К}$ , а из (2.8) находим соответственно  $T_{ст0} \approx 672,2^\circ\text{К}$ ,  $T_{ствых} \approx 622,2^\circ\text{К}$ , т. е. перепад температур на участке теплоноситель — стенка составил всего  $\approx 0,5^\circ$ , а на стенке  $\approx 0,3^\circ$ .

Площадь излучателя определится из выражения (2.13) так:

$$F_x = 0,9 \cdot 10^9 \left\{ 4 \cdot 5 \cdot 10^{-12} \cdot 2,3 \lg \frac{672,5}{622,5} + \frac{10^{-9}}{3 \cdot 0,673^3} \left[ \left( \frac{672,5}{622,5} \right)^3 - 1 \right] + \right. \\ \left. + \frac{0,87 \cdot 10^{10}}{0,205 \cdot 10^{12}} \left( \frac{10^{-9}}{3 \cdot 0,305} 0,73 + 10^{-12} \cdot 0,37 \cdot 5 \right) \right\} =$$

$$= 0,9 \cdot 10^9 (1,55 \cdot 10^{-12} + 1,35 \cdot 10^{-10} + 3,4 \cdot 10^{-11} + 8,1 \cdot 10^{-14}) = 0,153 \text{ м}^2,$$

а длина его

$$L = \frac{0,153}{\pi 1,2 \cdot 10^{-2}} = 4,1 \text{ м}.$$

Приведенные в данном примере цифры наглядно показывают:

1) малую роль влияния теплоотдачи в канале и теплопередачи в стенке на параметры излучателя с жидкометаллическим теплоносителем (первый и четвертый члены последнего соотношения);

2) уже заметную роль солнечного облучения (главным образом третьего члена), увеличивающего площадь излучателя на  $\approx 20\%$ .

**Пример 2.** Зададимся случаем охлаждения азота (для азота  $c_p = 0,246$  ккал/кг·град;  $R = 30,3$  м/град) при давлении  $p = 2 \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup> с температуры 50°C до 0°C при течении его по такой же трубке, как в первом примере, но со скоростью 50 м/сек и при отсутствии солнечного облучения (ибо иначе такого охлаждения не получить). Требуется найти длину трубки излучателя.

Определяем последовательно:

$$1. G = F\rho w = \frac{p}{gRT} Fw = \frac{2 \cdot 10^4}{30,3 \cdot 298 \cdot 9,8} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot 1 \cdot 10^{-4} \cdot 50 \cdot 3600 = 3,17 \text{ кг/ч.}$$

$$2. Q_{\text{полн}} = 3,17 \cdot 0,246 \cdot 50 = 39,0 \text{ ккал/ч.}$$

3.  $\alpha$  определяется по формулам теории теплообмена:

$$\alpha = \text{Nu} \frac{\lambda}{d}, \quad \text{Nu} = 0,018 \text{ Re}^{0,8}, \quad \text{Re} = \frac{\rho w d}{\mu}.$$

В нашем случае (для азота:  $\lambda = 22 \cdot 10^{-3}$  ккал/м·ч·град,  $\mu = 1,8 \cdot 10^{-5}$  н/м·сек),  $\text{Re} = 6,3 \cdot 10^4$ ,  $\text{Nu} = 138$ ,  $\alpha \approx 300$  ккал/м<sup>2</sup>·ч·град,

$$\frac{1}{\alpha} = 3,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град/ккал.}$$

$$4. \text{ Как и в первом примере, } \frac{1 + \frac{\pi \delta}{\Omega_T}}{\frac{\lambda}{\delta} \frac{\Omega_H}{\Omega_T}} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град/ккал, т. е.}$$

уже можно видеть, что влияние последнего члена пренебрежимо в сравнении с  $\frac{1}{\alpha}$ .

$$5. A = 2,37 \cdot 10^{-12} \text{ 1/град}^3.$$

$$6. B = \frac{20 \left( 1 + \frac{1}{10} \right)}{1 \cdot 10^{-3} \cdot 300} = 73.$$

$$7. \bar{q} = 0; E = 0.$$

$$8. C = 2,37 \cdot 10^{-12} \cdot 74 = 175 \cdot 10^{-12} \text{ 1/град}^3.$$

$$9. D = \frac{4,9 \cdot 0,9 \cdot 10^{-8}}{3,17 \cdot 0,246} = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ град}^{-3} \cdot \text{м}^{-2}.$$

Из уравнений (2.8) и (2.10) определяем перепады температур  $T_{\text{ст}} - T$  и  $T_{\text{и}} - T$ . Если величина  $T_{\text{и}} - T$  в данном примере очень мала и составляет сотые доли градуса, то  $T_{\text{ст}} - T$  уже равно  $\approx 1,5^\circ$ .

Площадь излучателя определяется из выражения (2.14)

$$F_x = \frac{10^8}{5,7} \left\{ 4 \cdot 175 \cdot 10^{-12} \ln \frac{321,5}{271,5} + \frac{1}{3 \cdot 321,5^3} \left[ \left( \frac{321,5}{271,5} \right)^3 - 1 \right] \right\} =$$

$$= 0,175 \cdot 10^8 (7 \cdot 10^{-10} + 0,66 \cdot 10^{-8}) = 1,115 \text{ м}^2,$$

а длина

$$L = \frac{1,115}{\pi \cdot 1,2 \cdot 10^{-2}} = 3,05 \text{ м}.$$

Из этого примера видно, что и здесь из-за малых тепловых потоков учет теплоотдачи на участке газ — стенка и теплопередачи в стенке практического значения не имеет.

### § 3. Параметры излучателей космических энергетических установок различных типов

Рассмотрим основные соотношения, определяющие величину поверхности холодильника-излучателя в установках различных типов, и прежде всего начнем с идеализированной установки, работающей по циклу Карно (рис. 2.7). Известно, что к. п. д. этого цикла  $\eta = \frac{N}{Q_1}$  определяется выражением

$$\eta_{\text{ид}} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (2.21)$$

Так как отводимое тепло  $Q_2$  связано с площадью излучателя и с полезной мощностью соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} Q_2 &= Q_1 - N = N \left( \frac{1}{\eta} - 1 \right); \\ Q_2 &= F_x \varepsilon \sigma T_2^4, \end{aligned} \right\} \quad (2.22)$$

то, приравняв их, можно найти удельную площадь излучателя\*

$$\frac{F_x}{N} = \frac{1 - \eta}{\eta} \cdot \frac{1}{\varepsilon \sigma T_2^4}. \quad (2.23)$$

На рис. 2.8 для примера приведено изменение параметра  $\frac{F_x}{N}$  в зависимости от температуры  $T_2$  и к. п. д.  $\eta$  для степени черноты  $\varepsilon = 0,9$ .

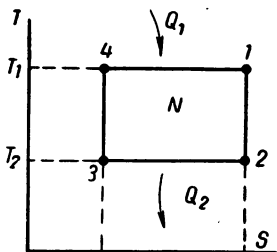


Рис. 2.7. Идеальный цикл тепловой машины (Карно)

\* Подчеркнем, что это выражение действительно лишь при условии  $T_2 = \text{const}$  по всей поверхности излучателя (см. § 2 данной главы).



Учитывая соотношение (2.21), получим

$$\frac{F_x}{N} = \frac{1}{\varepsilon \sigma T_1^4} \cdot \frac{1}{\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^3 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)},$$

или

$$\frac{N}{F_x} = \varepsilon \sigma T_1^4 \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^3 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right). \quad (2.24)$$

Легко заметить, что величина  $\frac{N}{F_x}$  имеет оптимум по отношению температур  $\frac{T_2}{T_1}$ . Дифференцируя  $N/F_x$  по  $T_2/T_1$  и приравнявая нулю, получим

$$\left(\frac{T_2}{T_1}\right)_{\text{опт}} = \frac{3}{4} \text{ и } \eta_{\text{ид.опт}} = 0,25,$$

и, следовательно,

$$\left(\frac{N}{F_x}\right)_{\text{макс}} \approx 0,105 \varepsilon \sigma T_1^4, \quad (2.25)$$

$$\left(\frac{F_x}{N}\right)_{\text{мин}} = 3 \frac{1}{\varepsilon \sigma T_2^4}. \quad (2.25')$$

Очевидно, что чем выше температура  $T_1$ , тем меньше удельная площадь излучателя и поэтому тем легче установка. Однако в любой тепловой машине основным ограничением является величина предельно допустимой максимальной температуры в цикле. В связи с этим выбор оптимального отношения температур  $\frac{T_2}{T_1}$  всегда ведется изменением  $T_2$  при  $T_1 = T_{1\text{макс}} = \text{const}$  и график  $\frac{F_x}{N} = f(T_2)$  яв-

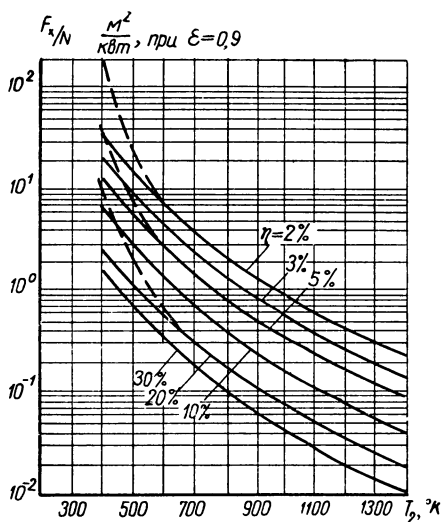


Рис. 2.8. Изменение минимальной удельной площади холодильника-излучателя от его температуры ( $\varepsilon=0,9$ )

--- солнечное излучение перпендикулярно поверхности излучателя; — солнечное излучение параллельно поверхности излучателя

ляется удобным лишь для некоторых расчетов. Для определения же предельных данных излучателя следует использовать зависимости вида  $\frac{F_x}{N} = f(T_1)$  при  $T_2 = T_{2\text{опт}}$ .

Задача выбора наиболее целесообразной температуры  $T_2$  является основной при выборе параметров любого типа космической энергетической установки. Однако выбор при разработке конструк-

ции установки температуры  $T_2$ , оптимальной по поверхности излучателя, не всегда является целесообразным, ибо ряд других соображений, например величина мощности источника тепла, общий вес всей установки, возможность использования только определенных температур в реакторе и других факторов, могут диктовать необходимость выбора  $T_2$ , отличающейся от  $T_{2\text{опт}}$  и обычно меньшей, чем  $T_{2\text{опт}}$ .

Не останавливаясь здесь более подробно на этих отклонениях, тем более, что о части из них речь будет идти ниже, вернемся к параметрам холодильника-излучателя энергетической установки с идеальным циклом. Но прежде, записав уравнение (2.23) в виде

$$\frac{F_x}{N} = \frac{1 - \eta}{\eta} \cdot \frac{1}{\varepsilon \sigma T_1^4} \left( \frac{T_1}{T_2} \right)^4, \quad (2.23')$$

еще раз отметим, что при заданной (ограниченной) величине максимальной температуры в цикле  $T_1$ , зная изменение к. п. д. цикла  $\eta$  в зависимости от отношения температур  $\frac{T_2}{T_1}$ , легко провести оптимизацию отношения температур  $\frac{T_2}{T_1}$  по холодильнику-излучателю.

Это и будет сделано в данном параграфе для наиболее интересных схем установок.

На рис. 2.9 показаны минимально возможные значения удельной площади излучателя в зависимости от максимальной температуры цикла. Естественно, что эти значения

$\frac{F_x}{N} = f(T_1)$  будут минимальными для любого типа энергетической установки. Для учета солнечного облучения в худшем для излучателя случае — при перпендикулярности поверхности излучателя солнечным лучам (а также при равенстве коэффициентов поглощения и излучения), как уже отмечалось выше, в уравнение для  $Q_2$  следует вводить дополнительный член, т. е.

$$\frac{Q_2}{F_x} + \varepsilon q_c = \varepsilon \sigma T_2^4. \quad (2.26)$$

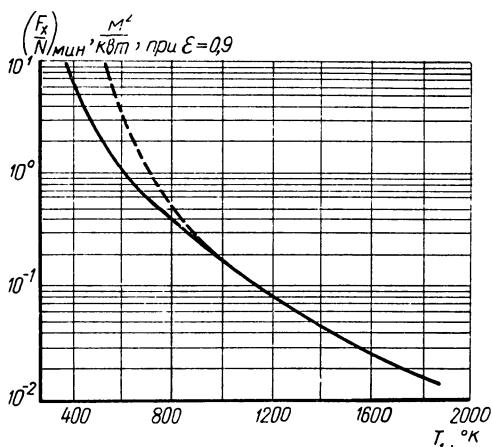


Рис. 2.9. Изменение минимально возможной в идеальном цикле удельной площади излучателя в зависимости от максимальной температуры цикла ( $T_2/T_1 = 0,75$ )

Тогда\*

$$\frac{F_x}{N} = \frac{1-\eta}{\eta} \frac{1}{\varepsilon (\sigma T_2^4 - q_c)}. \quad (2.27)$$

Этот случай на рис. 2.8 и 2.9 показан пунктирными линиями. Очевидно, что для всех значений к. п. д.  $\eta$  и степени черноты  $\varepsilon$  параметр  $\frac{F_x}{N}$  стремится к бесконечности при  $\sigma T_2^4 \rightarrow q_c$ , т. е. при  $T_2 \rightarrow 396^\circ \text{K}$  ( $T_1 \approx 530^\circ \text{K}$ ), что уже отмечалось в § 1 и 2 данной главы.

При  $T_2 \approx 500^\circ \text{K}$  ( $T_1 \approx 670^\circ \text{K}$ ) солнечное облучение приводит к необходимости удвоения площади излучателя и лишь при температурах  $T_2 > 650^\circ \text{K}$  ( $T_1 > 850^\circ \text{K}$ ), как указывалось выше, влиянием  $q_c$  можно пренебречь.

Теперь, имея основные соотношения для расчета излучателей (§ 2, гл. 2) и оценивая предельные их параметры, рассмотрим, какие значения удельной площади холодильника-излучателя характерны для энергетических установок различных типов.

В настоящее время основные известные космические энергетические установки, работающие по замкнутому циклу, по типу преобразования тепловой энергии в электрическую можно разделить на два класса:

а) с механическим электрогенератором;

б) с непосредственным преобразованием тепловой энергии в электрическую.

При этом в классе (а) в качестве источника механической энергии для привода генератора можно использовать:

1) паровую турбину;

2) газовую турбину;

3) поршневую машину.

В классе (б) в качестве генераторов тока — преобразователей тепловой энергии в электрическую — можно использовать:

1) термоэлектрические преобразователи;

2) термоэлектронные преобразователи;

3) магнитогидродинамические преобразователи;

4) магнитогазодинамические преобразователи.

Поскольку в данной работе анализ данных установок носит главным образом вспомогательный характер, ограничимся рассмотрением параметров наиболее реальных и проработанных схем установок, а именно — двух первых из обоих классов. При этом, естественно, главной особенностью каждой из этих установок (с позиций анализа их холодильников-излучателей) будет влияние температуры  $T_2$  (непосредственно и через к. п. д.  $\eta$ ) на площадь холодильника-излучателя в формулах (2.23) и (2.27).

---

\* Это выражение, как и (2.23), действительно лишь при  $T_2 = \text{const}$  по излучателю.

### а. Установка с паротурбогенератором

Паротурбогенераторная установка по тепловому циклу близка к идеальному циклу Карно. Простейшая установка, работающая по замкнутому циклу, должна состоять из 5 узлов: источника тепла, турбины, генератора, холодильника и насоса (рис. 2.10, а).

Для паротурбинной установки характерны два возможных режима ее работы — на влажном паре и на перегретом (сухом) паре.

При работе турбины на влажном паре линии, характеризующие отдельные процессы в цикле, не выходят за пределы кривой насыщения пара — линии  $x = 1$  на рис. 2.10, б, где  $x$  — доля газа в

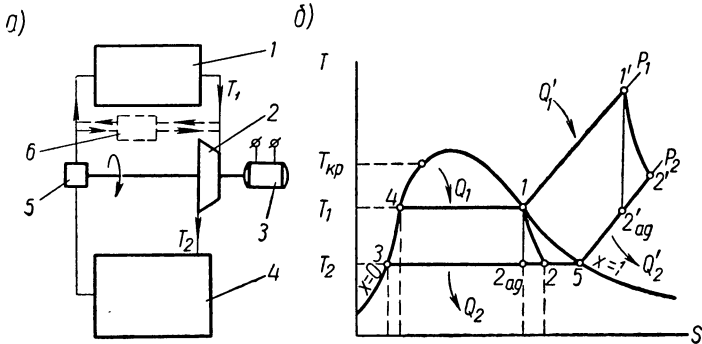


Рис. 2.10. Паротурбогенераторная установка:

а) схема: 1 — источник тепла; 2 — турбина; 3 — генератор; 4 — холодильник-излучатель; 5 — насос; 6 — промежуточный теплообменник; б) цикл

паре ( $x = 0$  — одна жидкость,  $x = 1$  — один газ, т. е. сухой пар). Очевидно, так как полезная работа цикла и к. п. д. будут возрастать с ростом площади цикла  $1234$  при любом допустимом значении максимальной температуры  $T_1$ , казалось бы, надо выбирать перед турбиной предельную сухость пара — точку 1 на кривой  $x = 1$  и минимально возможное значение температуры  $T_2$ . Однако уменьшение  $T_2$  ведет к резкому возрастанию удельной площади излучателя на единицу отводимого тепла. Следовательно, хотя последнее и уменьшается со снижением температуры  $T_2$ , необходимо определить рациональные и в первую очередь оптимальные по поверхности холодильника-излучателя значения  $T_2$ . Паротурбинный цикл на влажном паре (его часто называют циклом Ренкина) отличается от цикла Карно протеканием процессов расширения и сжатия. При идеальном протекании этих процессов — по изоэнтропе, т. е. при к. п. д. турбины  $\eta_T = 1,0$  и насоса  $\eta_H = 1,0$ , цикл Ренкина превратится в цикл Карно. В связи с этим, очевидно, следует ожидать, что выражение для оптимального отношения температур  $\frac{T_2}{T_1}$  в паро-

турбинном цикле в пределе при  $\eta_{\Gamma}$  и  $\eta_{\text{И}} \rightarrow 1,0$  будет стремиться к  $\frac{T_2}{T_1} = \frac{3}{4}$ .

Рассмотрим теперь путь определения  $\left(\frac{T_2}{T_1}\right)_{\text{опт}}$  для паротурбинного цикла на влажном паре. Как уже отмечалось при рассмотрении соотношения (2.23'), для выбора  $\left(\frac{T_2}{T_1}\right)_{\text{опт}}$  надо знать зависимость к. п. д. установки  $\eta$  от этого отношения температур. Одновременно необходимо определить, какие еще параметры (кроме  $T_1$  и  $\frac{T_2}{T_1}$ ), входя в величину к. п. д. цикла  $\eta$ , будут влиять на отношение  $\frac{F_x}{N}$  и каково это влияние.

Электрическая энергия, вырабатываемая генератором, определяется работой турбины и потерями

$$N = L_{\text{пол}} \eta_{\Gamma} = \eta_{\Gamma} (L_{\Gamma} - L_{\text{Н}} - L_{\text{М}}).$$

Вводя механический к. п. д. в виде

$$\eta_{\text{М}} = \frac{L_{\Gamma} - L_{\text{Н}} - L_{\text{М}}}{L_{\Gamma}}$$

и учитывая, что работа турбины определяется разностью энтальпий рабочего тела с расходом  $G$ , получим

$$N = \eta_{\Gamma} \eta_{\text{М}} G (i_1 - i_2). \quad (2.28)$$

Вводя разность энтальпий при адиабатическом расширении (см. рис. 2. 10, б) и к. п. д. турбины  $\eta_{\Gamma}$ , можно записать работу турбины в виде

$$N = \eta_{\Gamma} \eta_{\text{М}} \eta_{\Gamma} i_1 \left(1 - \frac{i_{2\text{ад}}}{i_1}\right) G. \quad (2.29)$$

Затрачиваемое в цикле тепло при отсутствии перегрева и (или) переохлаждения рабочего тела определяется теплотой испарения

$$Q_1 = G q_{\text{исп}}. \quad (2.30)$$

Очевидно, что к. п. д. паротурбинной установки при этом будет иметь вид

$$\eta_{\text{у}} = \frac{N}{Q_1} = \eta_{\Gamma} \eta_{\text{М}} \eta_{\Gamma} \frac{i_1}{q_{\text{исп}}} \left(1 - \frac{i_{2\text{ад}}}{i_1}\right). \quad (2.31)$$

Расчет паротурбинных установок обычно ведется с использованием  $i-s$  диаграмм для рассматриваемого рабочего тела, на

которых наносятся линии постоянных температур, давлений (как известно, в области влажного пара они совпадают) и степеней сухости  $x$ . В нашем рассмотрении анализ к. п. д. установки может быть резко упрощен, если воспользоваться следующим приближением: в области, близкой к кривой насыщения, отношение  $\frac{i_1}{q_{исп}} \left(1 - \frac{i_{2ал}}{i_1}\right)$  с точностью до нескольких процентов можно заменить отношением  $\left(1 - \frac{T_{2ал}}{T_1}\right)$ , а учитывая, что при заданной степени расширения  $T_{2ал} = T_2$ , вместо уравнения (2.31) получим

$$\gamma_{iy} \approx \gamma_{г} \gamma_{м} \gamma_{г} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right). \quad (2.32)$$

Такое приближение, конечно, нельзя использовать при анализе конкретных данных проектируемой установки; в предварительном же анализе параметров холодильников-излучателей им удобно пользоваться. Справедливость и точность введенного предположения хорошо иллюстрируется табл. 2.6, показывающей свойства ряда типичных для паротурбинных установок рабочих тел и величину отклонения поправки от 1,0 для достаточно влажного пара ( $x_2 = 0,9$ ).

Таблица 2.6

Свойства при $p = 1 \cdot 10^5, \text{ н/м}^2$	Рабочее тело	Вода	Ртуть	Калий	Натрий	Литий
$T_{исп}, \text{ }^\circ\text{К}$		373	630	1030	1156	1590
$q_{исп}, \text{ ккал/кг}$		539	69,7	496	1005	4680
$c_{рг}, \text{ ккал/кг}\cdot\text{град}$		0,51	0,025	0,21	0,75	2,36
$c_{рж}, \text{ ккал/кг}\cdot\text{град}$		1	0,033	0,18	0,3	1
$i, \text{ ккал/кг}$		640	82	630	1195	6190
$i/q_{исп}$		1,19	1,18	1,27	1,19	1,3

Отношение параметров при  $x_2 = 0,9$

$i_{2ал}/i_1$	0,895	0,89	0,91	0,915	0,918
$T_{2ал}/T_1$	0,865	0,87	0,88	0,89	0,905
$\frac{i_1}{q_{исп}} \cdot \frac{1 - i_{2ал}/i_1}{1 - T_{2ал}/T_1}$	1,01	1	0,96	0,93	1,1

Выражение (2.32) в связи с тем, что при выборе параметров цикла  $\gamma_{г}$ ,  $\gamma_{г}$  и  $\gamma_{м}$  обычно уже определены, удобно записать в виде

$$\gamma_{iy} = \gamma_{г} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right). \quad (2.33)$$

Тогда вместо (2.23') для площади излучателя получим

$$\frac{F_x}{N} = \left( \frac{1}{\eta_\Sigma \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)} - 1 \right) \frac{1}{\varepsilon \sigma T_1^4} \left( \frac{T_1}{T_2} \right)^4, \quad (2.34)$$

т. е. величина  $\frac{F_x}{N}$  является функцией только отношения температур  $\frac{T_2}{T_1}$  ( $\eta_\Sigma$ ,  $\varepsilon$ ,  $\sigma$  и  $T_1$  — постоянные) и, следовательно, дифференцируя  $F_x/N$  по  $T_2/T_1$ , можно найти  $\left(\frac{T_2}{T_1}\right)_{\text{опт}}$ . Вместо  $\partial(F_x/N)$  удобнее, как и выше, записать  $\partial(N/F_x)$ . Вводя  $\frac{T_2}{T_1} = \bar{T}$ , получим

$$\frac{N}{F_x} = \text{const} \frac{\bar{T}^4 - \bar{T}^5}{1 - \eta_\Sigma (1 - \bar{T})},$$

а после дифференцирования и простых преобразований находим

$$\bar{T}_{\text{опт}} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)_{\text{опт}} = \left(1 - \frac{5}{8\eta_\Sigma}\right) + \sqrt{\left(1 - \frac{5}{8\eta_\Sigma}\right)^2 - 1 + \frac{1}{\eta_\Sigma}}. \quad (2.35)$$

Интересно отметить, что при весьма большом изменении  $\eta_\Sigma$  величина  $\frac{T_2}{T_1}$  меняется весьма слабо. Так, при  $\eta_\Sigma = 1$  (цикл Карно)  $\left(\frac{T_2}{T_1}\right)_{\text{опт}} = 3/4$ , а при  $\eta_\Sigma \rightarrow 0$   $\left(\frac{T_2}{T_1}\right)_{\text{опт}} \rightarrow 4/5$ . Для примера укажем, что при реальных к. п. д. всех агрегатов можно иметь  $\eta_\Sigma \approx 0,15 \div 0,2$ , и тогда  $\left(\frac{T_2}{T_1}\right)_{\text{опт}} = 0,79$ .

На рис. 2.11 показаны результаты расчета минимальной величины  $\frac{F_x}{N} \varepsilon \sigma T_1^4$ , полученные с помощью выражений (2.34) и (2.35) для разных к. п. д.  $\eta_\Sigma$  при  $\left(\frac{T_2}{T_1}\right)_{\text{опт}}$ , показывающие, что площадь излучателя растет практически обратно пропорционально  $\eta_\Sigma$ .

Следует отметить, что отклонение от условия  $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)_{\text{опт}}$  в сторону меньших значений  $\frac{T_2}{T_1}$ , т. е. в направлении увеличения общего к. п. д. цикла  $\eta_{\text{ц}}$ , приводит сначала к весьма пологому возрастанию поверхности холодильника-излучателя. На рис. 2.12, а это проиллюстрировано для нескольких значений к. п. д. На рис. 2.12, б показано, как при этом растет к. п. д. цикла и соответственно снижается мощность источника тепла. Этим обстоятельством пользуются всегда, когда роль веса и размеров излучателя в энергетической установке невелика (а это имеет место при небольшой полезной мощности). При этом, выбирая  $\frac{T_2}{T_1} < \left(\frac{T_2}{T_1}\right)_{\text{опт}}$ , можно снизить вес и размеры наиболее тяжелого узла — источника тепловой энергии.

Очевидно, что этот путь может быть особенно целесообразным при использовании в установках солнечного излучения, концентрируемого специальной системой на приемник тепла.

Цикл паротурбинной установки с перегревом пара 11'2'5341 (рис. 2.10) можно как бы разложить на 2 части: в области влажного пара 15341 и в области сухого пара 11'2'51. Последняя часть цикла аналогична газотурбинному циклу (см. ниже), поэтому цикл с перегревом пара должен по всем свойствам занимать положение, промежуточное между циклом на влажном паре и газовым циклом (для рассматриваемого случая он интереса не представляет).

Отметим еще одно обстоятельство, часто имеющее место при реализации паротурбинного цикла. Для уменьшения размеров источника тепла (например, реактора) и для обеспечения большей его надежности целесообразно процесс испарения вынести

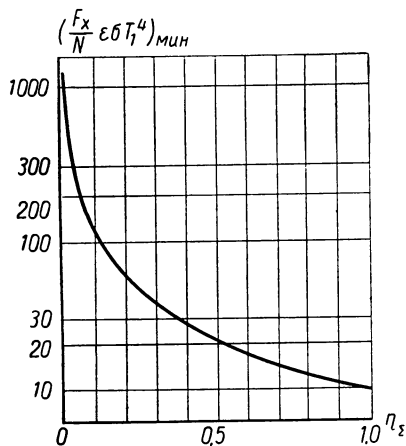
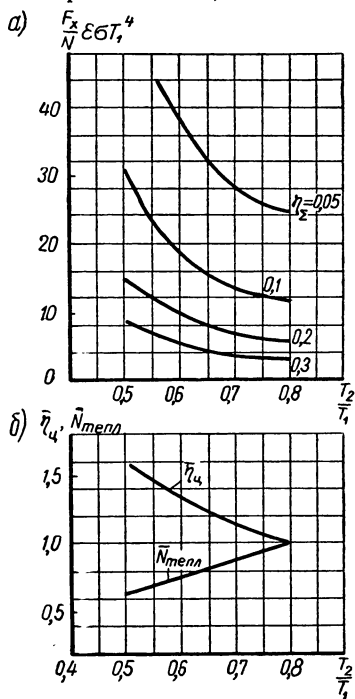


Рис. 2.11. Влияние к. п. д.  $\eta_{\Sigma}$  на оптимальную удельную площадь излучателя

Рис. 2.12. Влияние изменения отношения температур в цикле на относительную величину удельной площади излучателя (а), на к. п. д. и тепловую мощность (б)

из пределов источника тепла. Это можно осуществить введением дополнительного теплового контура с промежуточным теплоносителем и еще одним насосом (см. пунктир на рис. 2.10, а). То же может быть сделано и в тракте охлаждения пара. Очевидно, что при этом к одному контуру с теплоносителем, изменяющим свое фазовое состояние, добавляется один или даже два с теплоносителями, не меняющими фазового состояния.



Для среднего контура все приводимые выше рассуждения останутся, конечно, в силе, однако в установке в целом такая трехконтурная схема при сравнении ее с одноконтурной будет менее эффективна по площади холодильника-излучателя. Это связано с тем, что наивысшая (и наименьшая) температура в паровом контуре будет в трехконтурной схеме меньше (и больше) той же в одноконтурной на перепад температур, срабатываемый в контурах теплоносителя, т. е.

$$T_1 = T_{\text{макс}} - \Delta T_1 \text{ и } T_2 = T_{\text{мин}} + \Delta T_2.$$

Оптимальное отношение температур  $\frac{T_{\text{мин}}}{T_{\text{макс}}}$  будет близким к  $\frac{T_2}{T_1}$ , но все же меньше его, а при той же величине  $T_{\text{макс}}$  в обеих схемах площадь излучателя в трехконтурной схеме будет даже более чем в  $\left(\frac{1}{1 - \frac{\Delta T_1 + \Delta T_2}{T_2}}\right)^4$  раз больше.

При этом выбор допустимых и целесообразных значений перепадов температур при переходе от контура к контуру, зависящих от параметров, а главным образом от типа теплоносителя и перепада температур в нем (или его расхода), представляет особую задачу. Решение ее ведется в основном из условий обеспечения минимального общего веса установки в целом. При этом уменьшение расхода, облегчая источник тепла и контур промежуточного теплоносителя, неизбежно увеличивает вес всех остальных частей установки, и наоборот. Значительную роль может при этом оказывать и система обеспечения прокачки теплоносителя, т. е. затраты мощности на нее.

Еще один важный для паротурбогенераторных установок вопрос — это выбор типа теплоносителя — рабочего тела. Если в выборе типа промежуточного теплоносителя всегда имеется определенная свобода и его значение второстепенно (ниже рассматривается такой выбор), то выбор типа рабочего тела в паровом контуре обычно весьма ограничен. По надежности и работоспособности целесообразно иметь давления рабочих тел по тракту в пределах от  $10^4$  до  $10^6$  н/м<sup>2</sup>. Так как величина давлений связана кривой насыщения с температурой пара, то выбор возможного значения максимальной температуры в цикле почти всегда практически однозначно определяет выбор и рабочего тела. Так, при низких температурах им может быть вода, при более высоких — ртуть, а еще при более высоких — последовательно рубидий, калий, натрий и литий. В настоящее время для установок с ядерным реактором (реактором деления урана) обычно рассматривают ртуть ( $t \approx 500 \div 600^\circ \text{C}$ ) и калий ( $t \approx 800 \div 900^\circ \text{C}$ ).

Следует подчеркнуть, что, как уже отмечалось в § 2 гл. 2, учет теплоотдачи мало влияет на параметры холодильника-излучателя. Поэтому тип рабочего тела в паротурбинной установке будет мало влиять на интересующее нас отношение величин  $\frac{F_x}{N}$ . Главное значение имеет уровень используемых температур  $T_{\text{макс}}$  и к. п. д.  $\eta$ .

В конце настоящего параграфа будет произведено сравнение холодильников-излучателей установок рассматриваемых типов, в том числе и паротурбинной, при представляющихся для каждой из них реальными значениях  $T_{\text{макс}}$  и  $\eta$ . Здесь же ограничимся только приведенным выше обоснованием используемых схем, параметров и рабочих тел.

### б. Установка с газотурбогенератором

Газотурбогенераторная космическая энергетическая установка с замкнутым циклом по схеме в отличие от паротурбинной имеет не насос, а компрессор (рис. 2.13, а). Цикл газотурбогенераторной установки (называемый иногда циклом Брайтона) состоит из двух изобар, соответствующих процессам нагрева и охлаждения, и, в

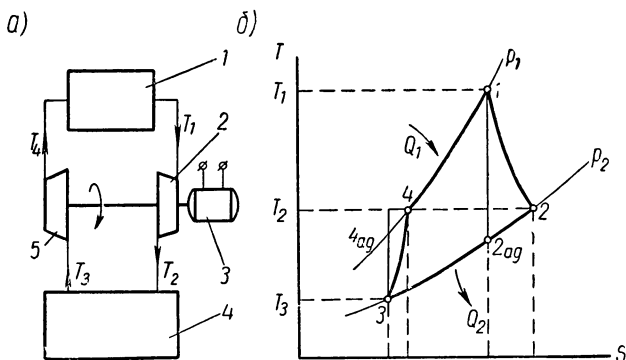


Рис. 2.13. Газотурбогенераторная установка:

а) схема: 1 — источник тепла; 2 — турбина; 3 — генератор; 4 — холодильник-излучатель; 5 — компрессор; б) цикл

идеальном случае, двух изэнтроп, соответствующих процессам сжатия и расширения.

Полезная электрическая мощность установки с таким циклом записывается как разность работ расширения и сжатия газа при его расходе  $G$  с учетом механического к. п. д.  $\eta_{\text{м}}$  и к. п. д. генератора  $\eta_{\text{г}}$ :

$$N = \eta_{\text{г}} \eta_{\text{м}} G \left[ c_{p_{\text{г}}} T_1 \left( 1 - \frac{1}{\pi_{\text{т}}^{\frac{k-1}{k}}} \right) \eta_{\text{г}} - c_{p_{\text{х}}} T_3 \left( \pi_{\text{к}}^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \frac{1}{\eta_{\text{к}}} \right]. \quad (2.36)$$

Так как степень сжатия в компрессоре  $\pi_{\text{к}}$  связана со степенью расширения в турбине  $\pi_{\text{т}}$  и потерями давления по тракту

газа  $\delta_{\Sigma}$  выражением  $\pi_{\kappa} \delta_{\Sigma} = \pi_{\tau}$  и так как  $c_{p_{\Gamma}} \approx c_{p_x}$ , то формулу (2.36) можно записать в виде

$$N = \gamma_{\Gamma} \gamma_{\text{IM}} G c_p T_1 \left\{ \left[ 1 - \frac{1}{(\pi_{\kappa} \delta_{\Sigma})^{\frac{k-1}{k}}} \right] \eta_{\Gamma} - \frac{T_3}{T_1} \left( \pi_{\kappa}^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \frac{1}{\eta_{\text{IK}}} \right\}. \quad (2.36')$$

Затрачиваемое на нагрев газа в цикле тепло

$$Q_1 = G c_p (T_1 - T_4)$$

или, учитывая, что

$$T_4 = T_3 \left( \frac{\pi_{\kappa}^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\eta_{\text{IK}}} + 1 \right),$$

получаем

$$Q_1 = G c_p T_1 \left[ 1 - \frac{T_3}{T_1} \left( \frac{\pi_{\kappa}^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\eta_{\text{IK}}} + 1 \right) \right]. \quad (2.37)$$

Тогда к. п. д. установки

$$\eta_{\text{У}} = \frac{N}{Q_1} = \gamma_{\Gamma} \gamma_{\text{IM}} \frac{\left[ 1 - \frac{1}{(\pi_{\kappa} \delta_{\Sigma})^{\frac{k-1}{k}}} \right] \eta_{\Gamma} - \frac{T_3}{T_1} \left( \pi_{\kappa}^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \frac{1}{\eta_{\text{IK}}}}{1 - \frac{T_3}{T_1} \left( \frac{\pi_{\kappa}^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\eta_{\text{IK}}} + 1 \right)}. \quad (2.38)$$

Из выражения (2.38) видно, что в отличие от паротурбогенераторной установки к. п. д. цикла в газотурбогенераторной установке зависит от двух варьируемых параметров  $\pi_{\kappa}$  и  $\frac{T_3}{T_1}$  (конечно, кроме  $\gamma_{\Gamma}$ ,  $\gamma_{\text{IM}}$ ,  $\eta_{\Gamma}$ ,  $\eta_{\text{IK}}$ , коэффициента потерь  $\delta_{\Sigma}$  и показателя адиабаты  $k$ , определяемого типом газа). Это связано с тем, что уравнение состояния газа в отличие от уравнения состояния влажного пара позволяет изменять температуру и давление независимо друг от друга.

Паротурбинный цикл имеет  $\eta_{\text{У}} > 0$  практически при любых отношениях температур в цикле. В газотурбинном цикле из-за большой доли работы сжатия в цикле положение иное. Уравнение (2.38) позволяет для любого значения степени повышения давления в компрессоре определить диапазон возможных значений отношения температур  $\frac{T_3}{T_1}$ , при которых цикл может быть реализован ( $\eta_{\text{У}} > 0$ ). Так, минимальные значения  $\frac{T_3}{T_1}$  ограничиваются величиной

$$\left(\frac{T_3}{T_1}\right)_{\text{мин}} = \eta_{\text{к}} \eta_{\text{Г}} \frac{1 - \frac{1}{\frac{k-1}{k}}}{\frac{\pi_{\text{к}} \delta_{\Sigma}}{k} - 1} \approx \frac{\eta_{\text{к}} \eta_{\text{Г}}}{\frac{\pi_{\text{к}}}{k}}.$$

Кроме  $\eta_{\text{у}}$  удельная площадь излучателя газотурбогенераторной установки зависит также от величины  $\frac{\bar{F}}{T_2^4}$ , так как здесь

$$\frac{F_x}{N} = \frac{1 - \eta}{\eta} \frac{1}{\varepsilon \sigma T_2^4} \bar{F}.$$

Легко найти, что при принятых в данном параграфе индексах

$$\frac{\bar{F}}{T_2^4} = \frac{\left(\frac{T_2}{T_3}\right)^3 - 1}{3\left(1 - \frac{T_3}{T_2}\right)} \cdot \frac{1}{T_2^4}.$$

Учитывая, что величины температур  $T_1$  и  $T_2$  связаны зависимостью

$$T_2 = T_1 \left\{ 1 - \eta_{\text{Г}} \left[ 1 - \frac{1}{\frac{k-1}{k}} \right] \right\},$$

после преобразований получим

$$\begin{aligned} \frac{\bar{F}}{T_2^4} = \frac{1}{3T_1^4} & \left\{ \frac{\left[ 1 - \eta_{\text{Г}} \left( 1 - \frac{1}{\frac{k-1}{k}} \right) \right]^2 + \frac{T_3}{T_1} \left[ 1 - \eta_{\text{Г}} \left( 1 - \frac{1}{\frac{k-1}{k}} \right) \right]}{\left( \frac{T_3}{T_1} \right)^3 \left\{ 1 - \eta_{\text{Г}} \left[ 1 - \frac{1}{\frac{k-1}{k}} \right] \right\}^3} + \right. \\ & \left. + \frac{\left( \frac{T_3}{T_1} \right)^2}{\left( \frac{T_3}{T_1} \right)^3 \left\{ 1 - \eta_{\text{Г}} \left[ 1 - \frac{1}{\frac{k-1}{k}} \right] \right\}^3} \right\}. \end{aligned} \quad (2.39)$$

Итак, в итоге получаем следующее выражение для удельной площади холодильника-излучателя:

$$\frac{F_x}{N} = \frac{1}{3\varepsilon\sigma T_1^4} \left[ \frac{1 - \frac{T_3}{T_1} \left( \frac{\pi_k^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\eta_{\text{К}}} + 1 \right)}{\eta_{\text{Г}} \eta_{\text{М}} \left\{ \left[ 1 - \frac{1}{(\pi_{\text{К}} \delta_{\Sigma})^{\frac{k-1}{k}}} \right] \eta_{\text{Г}} - \frac{T_3}{T_1} \left( \pi_{\text{К}}^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \frac{1}{\eta_{\text{К}}} \right\}} - 1 \right] \times$$

$$\times \frac{\left\{ 1 - \eta_{\text{Г}} \left[ 1 - \frac{1}{(\pi_{\text{К}} \delta_{\Sigma})^{\frac{k-1}{k}}} \right] \right\}^2 + \frac{T_3}{T_1} \left\{ 1 - \eta_{\text{Г}} \left[ 1 - \frac{1}{(\pi_{\text{К}} \delta_{\Sigma})^{\frac{k-1}{k}}} \right] \right\} + \left( \frac{T_3}{T_1} \right)^2}{\left( \frac{T_3}{T_1} \right)^3 \left\{ 1 - \eta_{\text{Г}} \left[ 1 - \frac{1}{(\pi_{\text{К}} \delta_{\Sigma})^{\frac{k-1}{k}}} \right] \right\}^3}, \quad (2.40)$$

откуда видно, что при заданных  $\eta_{\text{Г}}$ ,  $\eta_{\text{М}}$ ,  $\eta_{\text{Г}}$ ,  $\eta_{\text{К}}$  и коэффициенте потерь давления  $\delta_{\Sigma}$

$$\frac{F_x}{N} = f \left( \frac{T_3}{T_1}; \pi_{\text{К}} \right).$$

Можно установить, что изменение удельной площади излучателя имеет оптимум и по  $\pi_{\text{К}}$  и по  $\frac{T_3}{T_1}$ . Однако точных аналитических выражений для  $\pi_{\text{К опт}}$  и  $\left( \frac{T_3}{T_1} \right)_{\text{опт}}$  получить не удастся и их определение приходится производить графоаналитическим методом. На рис. 2.14 как пример приведены результаты такого расчета при определенных к. п. д. агрегатов. Из этого рисунка легко можно видеть оптимальные по площади излучателя параметры  $\frac{T_3}{T_1}$ ,  $\pi_{\text{К}}$  (см. пунктирную кривую на рис. 2.14, а) и минимум  $\frac{F_x}{N}$  по двум параметрам. На том же рис. 2.14, б показано соответствующее изменение к. п. д. цикла  $\eta$  и отношения к. п. д. цикла  $\eta$  к к. п. д. цикла Карно  $\frac{\eta}{\eta_{\text{ид}}}$  для огибающей  $\left[ \eta_{\text{макс}} = f \left( \frac{T_3}{T_1} \right) \right]$ . Характер линии оптимумов на рис. 2.14, а и характер изменения соответствующих ей к. п. д. на рис. 2.14, б показывают, что в газотурбогенераторной установке (как и в паротурбогенераторной) некоторое завышение степени повышения давления  $\pi_{\text{К}}$  и завышение перепада температур в цикле (т. е. занижение отношения  $\frac{T_3}{T_1}$ ) могут дать существенный выигрыш в к.п.д. при сравнительно малом росте площади излучателя.

Отметим особо важное обстоятельство: оптимальные по  $F_x/N$  отношения температур  $\frac{T_3}{T_1}$  в газотурбинном цикле много меньше, чем в паротурбинном —  $0,2 \div 0,3$  вместо  $0,75 \div 0,8$ . Из-за этого пара-

метр, характеризующий удельную площадь излучателя  $\varepsilon\sigma T_1^4 \frac{F_x}{N}$  при равных к. п. д. обоих циклов в газотурбинном цикле много больше. Так, например, из рис. 2.14 можно установить, что в газотурбинном цикле при  $\eta_{\text{г}} = 12,3\%$  ( $\frac{\eta_{\text{г}}}{\eta_{\text{нд}}} = 0,17$ )  $\varepsilon\sigma T_1^4 \left(\frac{F_x}{N}\right)_{\text{мин}} = 250$ . Из рис. 2.11

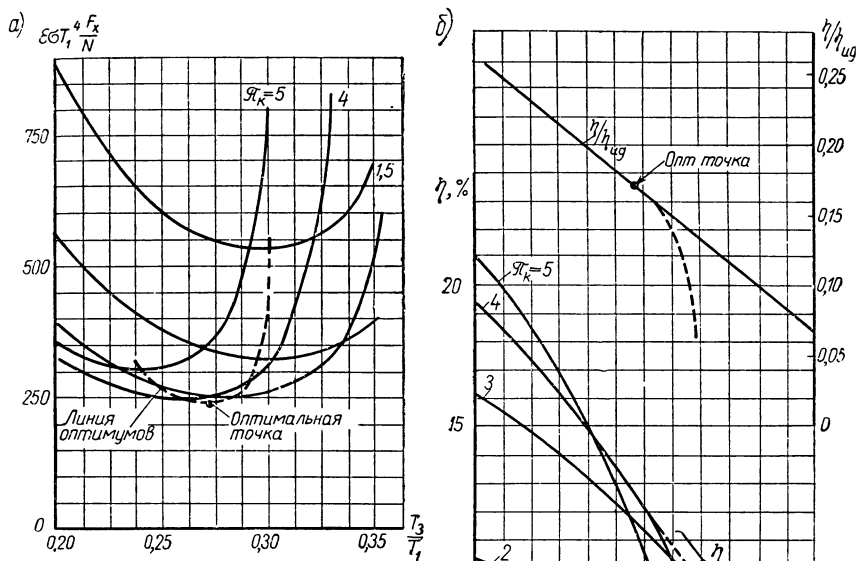


Рис. 2.14. Изменение удельной площади излучателя  $\frac{F_x}{N}$  (а) и к. п. д.  $\eta$  (б) газотурбогенераторной установки в зависимости от отношения температур в цикле  $\frac{T_3}{T_1}$  и степени повышения давления  $\tau_k$

(при  $k = 1,67$ ,  $\eta_k = 0,75$ ,  $\eta_{\text{г}} = 0,85$ ,  $\eta_{\text{г}} = 0,88$ ,  $\eta_{\text{г}} = 0,85$ )

при  $\eta_{\text{г}} = 12,3\%$  ( $\eta_{\text{г}} = 56\%$ , так как там  $\eta_{\text{нд}} = \eta_{\text{опт}} = 22\%$ ) в паротурбинном цикле  $\varepsilon\sigma T_1^4 \left(\frac{F_x}{N}\right)_{\text{мин}} = 20$ , т. е. практически на порядок меньше. Отношение минимальных температур  $T_3/T_1$  в обоих циклах составляет  $\frac{0,268}{0,78} = 0,344$  или отношение  $\left(\frac{T_{2\text{гт}}}{T_{2\text{пт}}}\right)^4 = 0,014 \approx \frac{1}{70}$ . Однако так как процесс охлаждения газа в излучателе в газотурбинном цикле идет с изменением температуры от  $T_2$  до  $T_3$ , то  $\frac{F_{\text{хгт}}}{F_{\text{хпт}}}$  равно  $\approx 12$ , а не 70.

Следует указать, что обычно в равных условиях по мощности установки к. п. д. газотурбинного цикла может быть бóльшим, чем к. п. д. паротурбинного, ибо в нем обычно существенно ниже отношение температур в цикле  $T_3/T_1$  и больше к.п.д.  $\eta_T$  (практически в газотурбинной установке можно применять бóльшую температуру  $T_1$ , чем в паротурбинной, из-за существенно меньшей коррозионной активности теплоносителя). В связи с этим действительная разница в удельных площадях излучателя обеих установок много меньше приведенной в примере (см. ниже).

И последнее замечание: к. п. д. агрегатов  $\eta_K$ ,  $\eta_T$ ,  $\eta_G$  и  $\delta_\Sigma$ , конечно, существенно влияют на величину удельной площади излучателя.

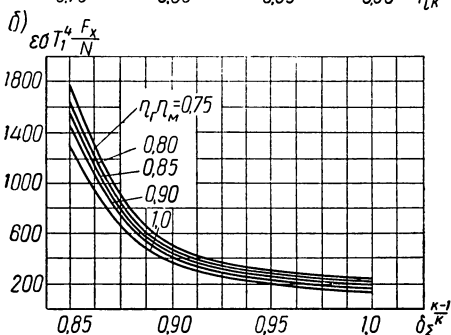
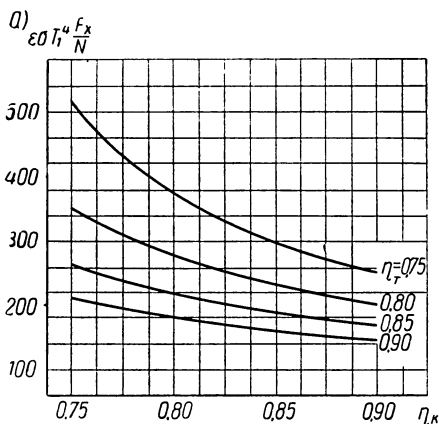


Рис. 2.15. Влияние к. п. д. агрегатов на площадь холодильника-излучателя при

$$\pi_K = 3,6 \text{ и } \frac{T_3}{T_1} = 0,268:$$

- а) влияние  $\eta_K$  и  $\eta_T$  при  $\eta_T = 0,85$  и  $\delta_\Sigma = 0,88$ ;  
 б) влияние  $\eta_T$  и  $\delta_\Sigma$  при  $\eta_K = 0,75$  и  $\eta_T = 0,85$

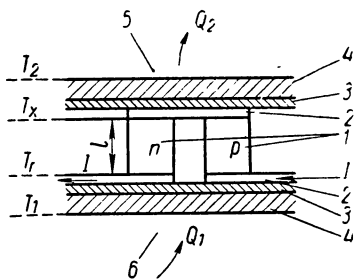


Рис. 2.16. Схема термоэлектрического элемента генератора:

- 1 — полупроводник (термоэлемент); 2 — коммутационные пластины; 3 — электроизоляция; 4 — теплопровод; 5 и 6 — теплоносители

Влияние  $\eta_K$  и  $\eta_T$  показано на рис. 2.15, а, а влияние  $\eta_T$  и  $\delta_\Sigma$  — на рис. 2.15, б. Можно видеть, что при уменьшении любого к. п. д. величина  $\frac{F_x}{N}$  в установке с газотурбинным циклом возрастает существенно более резко, чем обратно пропорционально к. п. д. (как это имеет место у паротурбинных установок).

## в. Установка с термоэлектрическим генератором

Установки с термоэлектрическим генератором, как и с паротурбогенератором и газотурбогенератором, описанные выше, могут отличаться друг от друга прежде всего по использованию определенного числа контуров с промежуточным теплоносителем. Воздействуя на числа контуров в них совершенно аналогично предыдущим, поэтому ограничимся рассмотрением влияния только основного узла — термогенератора.

Элементарная ячейка термогенератора показана на рис. 2.16. Возникающая в такой ячейке за счет разности температур на торцах столбиков полупроводников э. д. с., как известно, пропорциональна разности температур

$$E = (\alpha_n + \alpha_p) (T_r - T_x) = \alpha (T_r - T_x). \quad (2.41)$$

Принимая, что термогенератор работает в электрической цепи с отношением внешнего и внутреннего сопротивлений  $m = \frac{R}{r}$ , получим величину вырабатываемого ячейкой напряжения в виде

$$U = IR = \alpha (T_r - T_x) \frac{m}{m+1}. \quad (2.42)$$

Полезная мощность ячейки

$$N = \frac{\alpha^2}{r} \frac{(T_r - T_x)^2}{(m+1)^2} m,$$

или, вводя коэффициент добротности  $z = \frac{\alpha^2}{\lambda p}$  и сечение  $S$ ,

$$\frac{N}{S} = \frac{\lambda z}{l} \frac{m}{(m+1)^2} (T_r - T_x)^2. \quad (2.43)$$

Отводимое от источника тепло с учетом  $k = \frac{\lambda S}{l} = \frac{\alpha^2}{zr}$

$$Q_1 = \alpha^2 T_r (T_r - T_x) \frac{1}{r(m+1)} + \frac{\alpha^2}{rz} (T_r - T_x) - \frac{1}{2} \frac{\alpha^2}{r} \frac{(T_r - T_x)^2}{(m+1)^2};$$

тогда к. п. д. термогенератора

$$\eta_{\text{тг}} = \frac{T_r - T_x}{T_r} \cdot \frac{\frac{m}{m+1}}{1 + \frac{m+1}{zT_r} - \frac{1}{2} \cdot \frac{T_r - T_x}{T_r} \cdot \frac{1}{m+1}}.$$

Известно, что для работы термогенератора на оптимальном по к. п. д. режиме надо обеспечить определенное отношение сопротивлений

$$m_{\text{опт}} = \sqrt{1 + \frac{1}{2} z (T_r - T_x)}. \quad (2.44)$$



При этом выражение для к. п. д. термогенератора упростится до вида

$$\eta_{\text{тг}} = \left(1 - \frac{T_x}{T_r}\right) \frac{m_{\text{опт}} - 1}{m_{\text{опт}} + \frac{T_x}{T_r}} = \eta_{\text{инд}} \eta_{\text{тгв}}. \quad (2.45)$$

Очевидно, для определения удельной площади излучателя такого генератора может быть использовано соотношение (2.23'), при  $\eta = \eta_{\text{тг}}$ . Выражение к. п. д. (2.45) совпадает по виду с к. п. д. установки с паротурбогенератором (2.32). В связи с этим для определения оптимального отношения температур  $\frac{T_x}{T_r}$  можно пользоваться уравнением (2.35) и рис. 2.12, используя  $\eta_{\text{тгв}}^*$  вместо  $\eta_{\Sigma}$ .

Для оптимальных величин удельной площади  $\frac{F_x}{N}$  можно использовать рис. 2.11. Так как  $\left(\frac{T_x}{T_r}\right)_{\text{опт}} = 0,75 \div 0,8$ , а реальные величины  $zT_{\text{ср}}$  по порядку составляют  $\approx 0,5 \div 0,7$  и, следовательно,  $m_{\text{опт}} = 1,2 \div 1,3$ , то  $\eta_{\text{тгв}}$  обычно имеет значение  $0,1 \div 0,15$ , т. е. вдвое меньше, чем приведенное в пункте «а» в качестве примера значение  $\eta_{\Sigma}$  для паротурбогенераторной установки.

Следует отметить, что в реальной термоэлектрической установке, кроме уже упомянутых потерь температурного перепада в трактах теплоносителя, возникают потери перепада на участках теплоноситель — рабочее вещество термоэлемента (см.  $T_1 - T_r$  и  $T_x - T_2$  на рис. 2.16). Учет этих потерь и их влияния на площадь холодильника-излучателя аналогичен учету потерь полного температурного перепада в трактах теплоносителя.

Особо следует отметить, что на практике и особенно при небольшой электрической мощности термогенератора часто, как и для паротурбинной схемы, выбирают отношение температур  $\frac{T_x}{T_r}$ , неоптимальное по излучателю. Если роль последнего в весовом балансе невелика и площадь его не ограничена специальными условиями и если стремиться к возможному снижению веса теплового источника энергии, то необходимо принимать  $\frac{T_x}{T_r} < \left(\frac{T_x}{T_r}\right)_{\text{опт}}$ . При этом резко возрастает общий к. п. д., но, конечно, растет и поверхность излучателя. Рисунок 2.12 может быть использован и в этом случае.

---

\* Это возможно, так как  $\eta_{\text{тгв}}$  слабо зависит от отношения температур  $\frac{T_x}{T_r}$ .

### г. Установка с термоэлектронным генератором

В основе термоэлектронного генератора лежит термоэмиссионный элемент. На рис. 2.17 показан такой элемент в установке с ядерным реактором деления. С разогретого за счет тепловыделения в уране катода электроны эмитируют к аноду через межэлектродный зазор, заполненный цезием для нейтрализации пространственного заряда. Отвод тепла  $Q_2$  от анода осуществляется теплоносителем. Электрическая мощность, вырабатываемая ячейкой,

$$N = F_{\text{к}} j U. \quad (2.46)$$

Затраты тепла складываются в основном из трех величин:

а) теплоотвода с катода электронами

$$q_{\text{эл}} = F_{\text{к}} j \left( \varphi_{\text{а}} + U + U_{\text{доп}} + 2 \frac{k}{e} T_{\text{к}} \right); \quad (2.47)$$

б) теплоотвода излучением

$$q_{\text{л}} = F_{\text{к}} \epsilon \sigma T_{\text{к}}^4 \left[ 1 - \left( \frac{T_{\text{а}}}{T_{\text{к}}} \right)^4 \right]; \quad (2.48)$$

в) тепловых перетечек по коммутации, изоляции, элементам конструкции и плазме

$$q_{\text{тепл}} = (T_{\text{к}} - T_{\text{а}}) \Sigma \frac{S \lambda}{l F_{\text{к}}}. \quad (2.49)$$

Учитывая в качестве первого приближения, что на оптимальных по к. п. д. режимах  $U \approx \frac{1}{2} (\varphi_{\text{к}} - \varphi_{\text{а}})$ ,  $U_{\text{доп}}$  и  $2 \frac{k}{e} T_{\text{к}} \ll \varphi_{\text{а}}$ , приняв  $\frac{q_{\text{тепл}}}{q_{\text{л}}} = A = \text{const}$  и проведя элементарные преобразования, выражение для к. п. д. термоэлектронного генератора

$$\eta_{\text{тэ}} = \frac{N}{q_{\text{л}} + q_{\text{эл}} + q_{\text{тепл}}}$$

можно записать как

$$\eta_{\text{тэ}} \approx \frac{0,5 (\varphi_{\text{к}} - \varphi_{\text{а}})}{(1+A) \epsilon \sigma \frac{T_{\text{к}}^4}{j} \left[ 1 - \left( \frac{T_{\text{а}}}{T_{\text{к}}} \right)^4 \right] + \varphi_{\text{к}}}. \quad (2.50)$$

Величины работ выхода катода и анода  $\varphi_{\text{к}}$  и  $\varphi_{\text{а}}$  в общем случае зависят в первую очередь от материала и температуры электродов

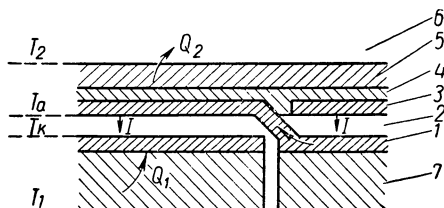


Рис. 2.17. Схема термоэлектронного элемента генератора:

1 — катод; 2 — межэлектродный зазор; 3 — анод; 4 — электроизоляция; 5 — теплопровод; 6 — теплоноситель; 7 — тепловыделяющий элемент

и температуры (плотности) пара цезия — нейтрализатора, заполняющего межэлектродный зазор. Плотность тока также в наиболее общем случае является функцией  $T_k, \varphi_k, T_a, \varphi_a$  и величины межэлектродного зазора  $\Delta$ , а ее определение достаточно сложно.

В данном рассмотрении нас интересует изменение только двух параметров — температур  $T_k$  и  $T_a$ . Из сказанного видно, что  $\eta_{тэ} = f(T_k, T_a)$  или  $\eta_{тэ} = f\left(T_k, \frac{T_a}{T_k}\right)$ .

Теория термоэлектронных преобразователей пока не дает возможности получения аналитического вида этих зависимостей. Поэтому ограничимся качественным анализом. Рост температуры катода ведет к очень резкому возрастанию плотности тока  $j$ , в связи с чем к. п. д.  $\eta_{тэ}$  с ростом  $T_k$  возрастает. Влияние отношения температур  $\frac{T_a}{T_k}$  более интересное. Удельная мощность  $W = jU$  при  $T_k = \text{const}$  с ростом  $\frac{T_a}{T_k}$  остается почти неизменной до тех пор, пока ток с анода не станет приближаться по порядку к току с катода [рис. 2.18, а, режим  $\left(\frac{T_a}{T_k}\right)_{\text{пред}}$ ]. При дальнейшем увеличении  $\frac{T_a}{T_k}$  величины  $j$  и  $W$  уменьшаются и при  $\frac{T_a}{T_k} \rightarrow 1$  становятся равными нулю. Изменение к. п. д.  $\eta_{тэ}$  по  $\frac{T_a}{T_k}$  сложнее (рис. 2.18, б). На режимах  $\left(\frac{T_a}{T_k}\right)_{\text{опт}} < \frac{T_a}{T_k} < 1$  к. п. д. падает с ростом  $\frac{T_a}{T_k}$  и его значение определяется в основном изменением  $j$  и  $W$ . На режимах  $\frac{T_a}{T_k} < \left(\frac{T_a}{T_k}\right)_{\text{опт}}$  с уменьшением  $\frac{T_a}{T_k}$  к. п. д. также начинает падать, что вызвано ростом потерь на лучеиспускание, так как доля  $q_{\text{л}}$  в общем тепловом потоке при этом растет из-за уменьшения отношения температур  $\frac{T_a}{T_k}$ . Оптимальное значение  $\frac{T_a}{T_k}$  по к. п. д. лежит правее  $\left(\frac{T_a}{T_k}\right)_{\text{пред}}$ , но их значения весьма близки.

В зависимости удельной площади излучателя от  $\frac{T_a}{T_k}$

$$\frac{F_x}{N} = \frac{1}{\varepsilon \sigma T_k^4} \cdot \frac{1 - \eta}{\eta} \left(\frac{T_k}{T_a}\right)^4 \quad (2.51)$$

оптимум по  $\frac{T_a}{T_k}$  лежит еще правее  $\left(\frac{T_a}{T_k}\right)_{\text{опт}}$  по  $\eta$  (рис. 2.18, в).

Расчеты показывают, что оптимальные значения  $\frac{T_a}{T_k}$  для термоэлектронной установки ниже, чем для установок паротурбин-

ного и термоэлектрического типа и составляют примерно  $0,5 \div \div 0,6$ . Однако максимальная температура цикла в термоэлектронных установках заметно выше, чем в этих установках, и поэтому величина параметра  $\frac{F_x}{N}$  у них будет все же существенно меньше.

К изложенному следует сделать некоторые оговорки. Ввиду ограничений по стойкости электроизоляции в среде цезиевого пара при высоких температурах и ограничений в температуре теплоносителя в ядерных реакторах с малой загрузкой урана (на тепловых нейтронах), а также вследствие того, что чем больше полезная мощность, тем конструктивно труднее обеспечить малый межэлектродный зазор (т. е. большую плотность тока и высокий к. п. д.), в большинстве случаев на практике принимают значение  $\frac{T_a}{T_k}$  меньше оптимального по излучателю. В связи с этим приводимые в литературе данные излучателей термоэлектронных установок часто близки к данным излучателей паротурбинных установок.

В заключение рассмотрим некоторые результаты сравнения излучателей разных типов установок.

#### д. Сравнение холодильников-излучателей энергетических установок разных типов

Чтобы в дальнейшем изложении можно было свободнее говорить о возможных величинах удельной площади холодильников-излучателей в космических энергетических установках разных типов, дадим их ориентировочную количественную оценку. При этом заметим, что здесь рассмотрен лишь пример возможных значений параметра  $\frac{F_x}{N}$  при каких-то определенных условиях для каждого типа энергоустановки.

Приводимые ниже табл. 2.7 и 2.8 являются конечно ориентировочными, ибо в настоящее время еще нет достаточных экспериментально подтвержденных данных по реальным параметрам того или иного типа установки, проверенным практикой, и в результатах расчета в значительной мере сказывается оптимизм или пессимизм исследователя

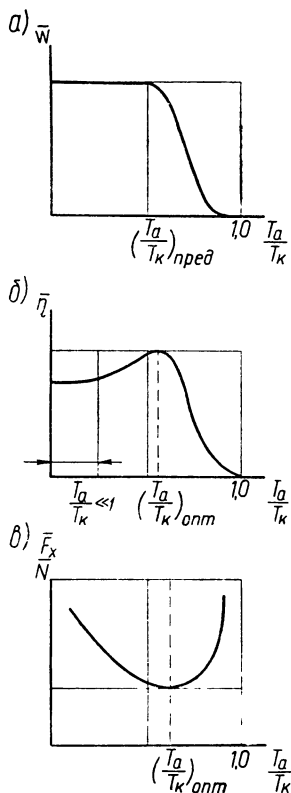


Рис. 2.18. Изменение удельной мощности генератора (а), к. п. д. (б) и удельной площади излучателя (в) в установке термоэлектронного типа

при оценке исходных для расчета величин — к. п. д. агрегатов, значений максимальной температуры и др.

На рис. 2.19 приведены результаты определения величины удельной площади холодильника-излучателя для всех разобранных выше схем установок. При этом для каждой из схем принят некоторый диапазон максимальных температур, в результате чего на этом рисунке в координатах  $\frac{F_x}{N} = f(T_2)$  образуются области возможных значений параметра  $F_x/N$ .

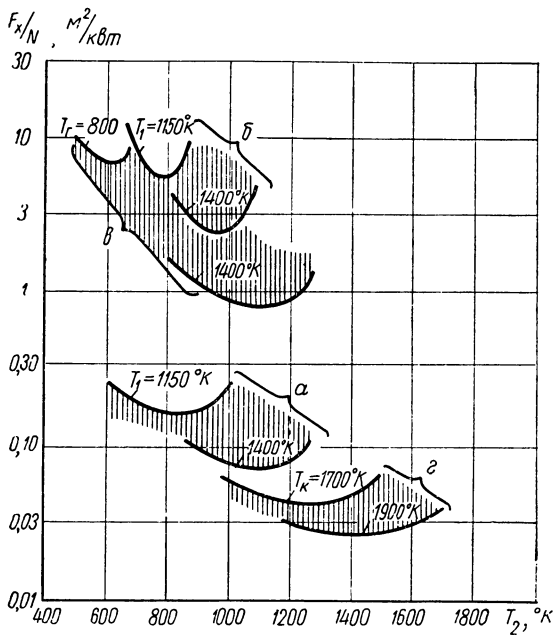


Рис. 2.19. Сравнение излучателей космических установок различных типов:

а) паротурбогенераторная; б) газотурбогенераторная; в) термоэлектрическая; г) термоэлектронная

Можно видеть, что диапазон значений  $F_x/N$  весьма велик: от нескольких единиц — для газотурбогенераторной и термоэлектрической установок — до десятых и даже сотых долей квадратного метра на киловатт — для паротурбогенераторной и термоэлектронной установок.

Однако выше уже отмечалось, что в практике часто выбирают отношение температур в цикле  $T_2/T_1$ , не являющееся оптимальным по излучателю. Такое положение наиболее целесообразно в установках малой мощности. Для примера приведем табл. 2.7 данных цикла и излучателей для разных типов установок с полезной мощностью  $N = 4 \text{ кВт}$ , взятую из иностранной технической литературы.

Таблица 2.7

Тип установки	$\tau$ , %	$T_{\text{макс}}$ , К	$T_{\text{мин}}$ , К	$F_x$ , м <sup>2</sup>	$\frac{T_{\text{мин}}}{T_{\text{макс}}}$	$F_x/N$ , м <sup>2</sup> /квт
Термоэлектрическая	5	1090	530	24	0,485	6
Термоэлектронная	10÷12	1700	750	1,8÷2,3	0,44	0,45÷0,6
Газотурбогенераторная	19÷25	1110	330	32÷37	0,3	8÷9,3
Паротурбогенераторная	11÷14	1000	570	5,8÷6,8	0,57	1,45÷1,7

Из табл. 2.7 видно, что все принятые значения отношения температур  $\frac{T_{\text{мин}}}{T_{\text{макс}}}$  (кроме газотурбогенераторной установки) существенно ниже оптимальных по холодильнику-излучателю. Для иллюстрации реальных, а не расчетных данных приведем в табл. 2.8 параметры уже созданных или спроектированных и создаваемых космических установок США.

Таблица 2.8

Название установки	Мощность, квт	Масса, кг	Площадь излучателя, м <sup>2</sup>	Удельная площадь, м <sup>2</sup> /квт
SNAP-10	0,3	136	1	3,3
SNAP-10A	0,5÷2	410÷630	6÷11	12÷5,5
SNAP-2	3	270	10	3,3
SNAP-8	30	630	37	1,27
SNAP-50	300÷1000	2700	—	—

Данные табл. 2.7 и 2.8 еще раз подтверждают приведенный на рис. 2.19 диапазон удельных площадей излучателей.

В заключение параграфа отметим еще одно часто возникающее обстоятельство. В наземных установках для повышения к. п. д. часто прибегают к так называемому каскадированию, т. е. введению ряда каскадов или контуров, утилизирующих тепло, отводимое от основной установки, и добавляющих свою полезную работу к основной работе. В космических условиях такое каскадирование, естественно, рационально только в пределах оптимального отношения температур  $\frac{T_2}{T_1}$  по излучателю. Однако это отношение, как уже отмечалось, определяет весьма невысокий перепад температур  $T_1 - T_2$  и поэтому обычно этот перепад срабатывается в установке одной схемы. Лишь в условиях, когда величина площади излучателя неограничена (что, вообще говоря, маловероятно), каскадирование станет возможным и в космических аппаратах. Одной из рациональ-

ных схем при этом может быть, например, утилизация отработанного термоэлектронной установкой тепла в термоэлектрической или в паротурбинной.

#### § 4. Об использовании в космосе холодильных установок и их параметрах

Другим по назначению классом холодильников-излучателей (по отношению к излучателям энергетических установок) являются холодильники-излучатели специальных контуров систем охлаждения или холодильных систем для отдельных объектов в космическом аппарате. Несмотря на то, что тепло, отводимое в таких системах, обычно много меньше, чем тепло, отводимое в холодильниках-излучателях энергетических систем (часто это тепло и есть полезная мощность энергетической установки), поверхность таких излучателей может быть весьма большой. Это связано с тем, что уровень температуры в холодильных контурах много ниже, чем в энергетических.

Сами холодильные системы в зависимости от назначения могут различаться прежде всего по типу теплоносителя: газовые и жидкостные. Очевидно, наиболее простой холодильной системой будет охлаждающий контур с жидким теплоносителем, представленный на рис. 2.20, а и включающий, кроме охлаждаемого узла 1, излучатель 2 и насос 3. Жидкость, циркулируя по контуру, воспринимает и отдает тепло

$$Q_x = Gc_p (T_2 - T_1). \quad (2.52)$$

На прокачку жидкости расходуется подводимая извне мощность

$$N_{II} = G \frac{\Delta p}{\rho} \frac{1}{\eta_H}, \quad (2.53)$$

где потери давления  $\Delta p$  определяются суммой потерь на всех участках системы  $\Delta p = \Sigma \left( \xi \frac{L}{d} \right) \frac{\rho W^2}{2}$ . Величину площади холодильника-излучателя в холодильных установках целесообразно характеризовать удельной площадью на единицу отводимого

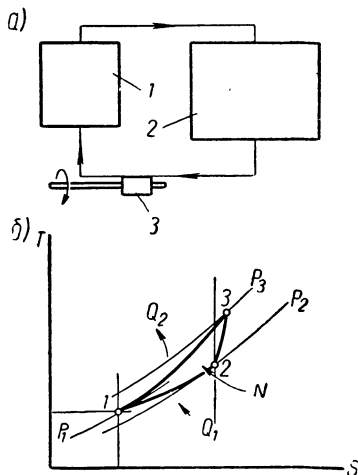


Рис. 2.20. Простейшая холодильная установка с газовым теплоносителем:  
а) схема; б) цикл

тепла, т. е.  $\frac{F_x}{Q_x}$ , или уже приводимым в § 2 данной главы соотношением

$$\varepsilon \sigma T_2^4 \frac{F_x}{Q_x} = \frac{1}{3} \frac{\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^3 - 1}{1 - \frac{T_1}{T_2}}. \quad (2.54)$$

Другим важным параметром, характеризующим холодильную систему, является отношение мощности, затраченной на прокачку теплоносителя в системе, к отводимому теплу  $\frac{N_{II}}{Q_x}$ . Учитывая соотношения (2.52) и (2.53), получим

$$\frac{N_{II}}{Q_x} = \frac{\Delta p}{\rho c_p (T_2 - T_1) \eta_{II}}. \quad (2.55)$$

Из энергетических соображений система охлаждения тем эффективнее, чем меньше отношение  $\frac{N_{II}}{Q_x}$ . Однако с позиций весового анализа это не всегда так. Мощность, затрачиваемую на привод насоса  $N_{II}$ , обычно получают от энергетической установки. В связи с этим произведение отношения  $\frac{N_{II}}{Q_x}$  на удельную площадь излучателя энергетической установки  $\left(\frac{F_x}{N}\right)_{\text{осн}}$  будет характеризовать необходимую площадь излучателя энергетической установки, нужную для обеспечения возможности отвода тепла в холодильном цикле:

$$\frac{F_x \text{ осн}}{Q_x} = \frac{N_{II}}{Q_x} \left(\frac{F_x}{N}\right)_{\text{осн}}.$$

Очевидно, сумма площадей  $\frac{F_x}{Q_x}$  и  $\frac{F_x \text{ осн}}{Q_x}$ , которую будем записывать в виде  $\frac{F_{x\Sigma}}{Q_x}$ , будет как бы эквивалентом общего веса, связанного с применением охлаждающей системы в космическом аппарате.

Рассмотрим другие охлаждающие системы. При применении в контуре, работающем по схеме рис. 2.20, а, не жидкости, а газа необходимо учитывать его сжимаемость. При этом вместо насоса в контуре надо ставить компрессор, и тогда газ при сжатии нагревается в соответствии с уравнением

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{\pi_{\kappa}^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\eta_{\kappa}} + 1. \quad (2.56)$$



Здесь индексы 3 и 2 соответствуют точкам 3 и 2 цикла на рис. 2.20,б, а степень повышения давления  $\pi_k$  определяется опять-таки потерями давления в цикле  $\Delta p$ . Так,  $\pi_k = \frac{p_3}{p_2} = \frac{1}{\delta_x}$ , или  $\pi_k = 1 + \frac{\Delta p}{p_2}$ .

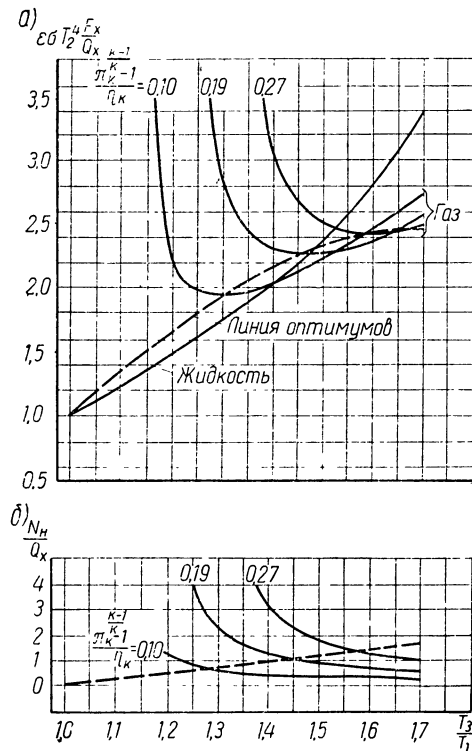


Рис. 2.21. Изменение удельной площади излучателя (а) и отношения  $\frac{N_n}{Q_x}$  (б) для простейшей холодильной установки

Поскольку полное отводимое в холодильнике-излучателе газового контура тепло равно уже сумме тепла охлаждения

$$Q_x = Gc_p(T_2 - T_1) \quad (2.57)$$

и тепла, эквивалентного работе сжатия,

$$N_n = Gc_p(T_3 - T_2), \quad (2.58)$$

т. е. в обозначениях рис. 2.20,б

$$Q_1 = Q_x \text{ и } Q_2 = Q_x + N_n = Gc_p(T_3 - T_1),$$

то удельная площадь излучателя  $F_x/Q_x$  в этом случае запишется тем же, что и выше, соотношением

$$\varepsilon\sigma T_3^4 \frac{F_x}{Q_2} = \frac{1}{3} \frac{\left(\frac{T_3}{T_1}\right)^3 - 1}{1 - \frac{T_1}{T_3}},$$

умноженным на отношение

$$\frac{Q_2}{Q_x} = \frac{\frac{T_3}{T_1} - 1}{\frac{T_2}{T_1} - 1} = \frac{\frac{T_3}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_1} \cdot \frac{1}{\frac{\pi_k^{\kappa-1}}{\pi_k^{\kappa} - 1} - 1}}$$

и на отношение температур  $\left(\frac{T_2}{T_3}\right)^{\frac{1}{\kappa}}$ , т. е.

$$\varepsilon \sigma T_2^4 \frac{F_x}{Q_x} = \frac{1}{3} \frac{\left(\frac{T_3}{T_1}\right)^3 - 1}{1 - \frac{T_1}{T_3}} \left(\frac{T_2}{T_3}\right)^4 \frac{\frac{T_3}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_1} \cdot \frac{1}{\frac{\pi_k^{k-1}}{\eta_k} - 1} - 1},$$

и окончательно

$$\varepsilon \sigma T_2^4 \frac{F_x}{Q_x} = \frac{1}{3} \frac{\left(\frac{T_3}{T_1}\right)^3 - 1}{\left(\frac{1}{\frac{\pi_k^{k-1}}{\eta_k} - 1} - \frac{T_1}{T_3}\right) \left(\frac{\pi_k^{k-1}}{\eta_k} - 1 + 1\right)} \quad (2.59)$$

Дифференцируя выражение (2.59) по  $\frac{T_3}{T_1}$  и приравняв полученное нулю, придем к уравнению

$$3 \frac{1}{\frac{\pi_k^{k-1}}{\eta_k} - 1} \left(\frac{T_3}{T_1}\right)_{\text{опт}}^4 - 4 \left(\frac{T_3}{T_1}\right)_{\text{опт}}^3 + 1 = 0. \quad (2.59')$$

Уравнение (2.59') легко решается графически. С его помощью рассчитаны и на рис. 2.21,а представлены кривые  $F_x/Q_x = f\left(\pi_k \text{ и } \frac{T_3}{T_1}\right)$ , а пунктиром показаны оптимальные значения параметра  $\varepsilon \sigma T_2^4 \frac{F_x}{Q_x}$ . Сравнивая эту кривую с нижней кривой для схемы с жидким теплоносителем, можно видеть, что в широком диапазоне потерь давления в цикле параметр  $\frac{F_x}{Q_x}$  холодильной установки с газовым теплоносителем практически совпадает с параметром  $\frac{F_x}{Q_x}$  установки с жидким теплоносителем. Следует отметить, что в данном расчете не учтено влияние коэффициентов теплоотдачи (см. § 2 данного раздела). При его учете может проявиться преимущество системы с жидким теплоносителем.

Очевидно, с помощью соотношений (2.56), (2.57) и (2.59) можно легко найти зависимость величины отношения  $\frac{N_H}{Q_x}$  от  $\frac{T_3}{T_1}$  и  $\pi_k$ . Так,

$$\frac{N_H}{Q_x} = \frac{T_3 - T_2}{T_2 - T_1} = \frac{\frac{T_3}{T_1} - \frac{T_2}{T_1}}{\frac{T_2}{T_1} - 1} = \frac{1 - \frac{1}{\frac{\pi_k^k}{\pi_k^k} - 1}}{\frac{1}{\frac{\pi_k^k}{\pi_k^k} - 1} - \frac{T_1}{T_3}} \cdot (2.60)$$

На рис. 2.21,б показано в качестве примера изменение отношения  $\frac{N_H}{Q_x}$  для нескольких значений  $\pi_k$  при  $\eta_k = 0,75$ . Совместное рассмотрение рис. 2.21, а и б позволяет установить, что область параметров выше пунктирных кривых всегда невыгодна, тогда как в области ниже пунктирных кривых часто рационально при  $\pi_k = \text{const}$  принимать значения  $\frac{T_3}{T_1}$  больше,



Рис. 2.22. Газотурбинная холодильная установка:  
а) схема; б) цикл

$$\frac{F_x}{Q_x}, \frac{N_H}{Q_x}, \frac{F_{x \text{ осн}}}{Q_x} \text{ и } \frac{F_{x \Sigma}}{Q_x}.$$

Уменьшение площади холодильника-излучателя холодильной установки было бы возможно, если бы тепло, отведенное из охлаждаемой системы, можно было излучать в космос при более высоком

уровне температур. Это возможно при организации специального, более сложного, чем выше, холодильного цикла.

Рассмотрим холодильную установку с турбокомпрессорным холодильным циклом. Схема ее (рис. 2.22, а) аналогична схеме газотурбогенераторной энергетической установки (см. рис. 2.13), а цикл показан на рис. 2.22, б и не требует особых пояснений. Площадь излучателя такой установки определяется тем же, что и в предыдущих случаях, выражением (2.54), только вместо температуры  $T_1$  подставляется  $T_4$  (рис. 2.22, б), а отводимое тепло равняется сумме  $Q_x + N$  и выражается формулой (2.57) и соотношением

$$N = L_x - L_r = Gc_p [(T_3 - T_2) - (T_4 - T_1)];$$

т. е. выражение (2.54) надо умножить на это соотношение:

$$\frac{Q_x + N}{Q_x} = \frac{\left(\frac{T_3}{T_4} - 1\right) - \left[ \frac{1}{1 - \gamma_{\text{т}} \left(1 - \frac{1}{\pi_{\text{т}}^{\frac{k-1}{k}}}\right)} - 1 \right]}{\frac{T_3}{T_1} \cdot \frac{1}{\frac{\pi_{\text{к}}^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\pi_{\text{к}} - 1} + 1}}.$$

Используя выражение (2.56), а также связь температур в турбине

$$T_1 = T_4 \left[ 1 - \gamma_{\text{т}} \left( 1 - \frac{1}{(\delta_{\text{т}} \pi_{\text{к}})^{\frac{k-1}{k}}} \right) \right]$$

и соотношение давлений в цикле  $\pi_{\text{т}} = \pi_{\text{к}} \delta_{\text{т}}$ , вводя опять в качестве определяющей охлаждающую температуру  $T_2$ , получим величину удельной площади холодильника-излучателя в виде

$$\varepsilon \sigma T_3^4 \frac{F_x}{Q_x + N} = \frac{1}{3} \frac{\left(\frac{T_3}{T_4}\right)^3 - 1}{1 - \frac{T_4}{T_3}} \left(\frac{T_3}{T_2}\right)^4.$$

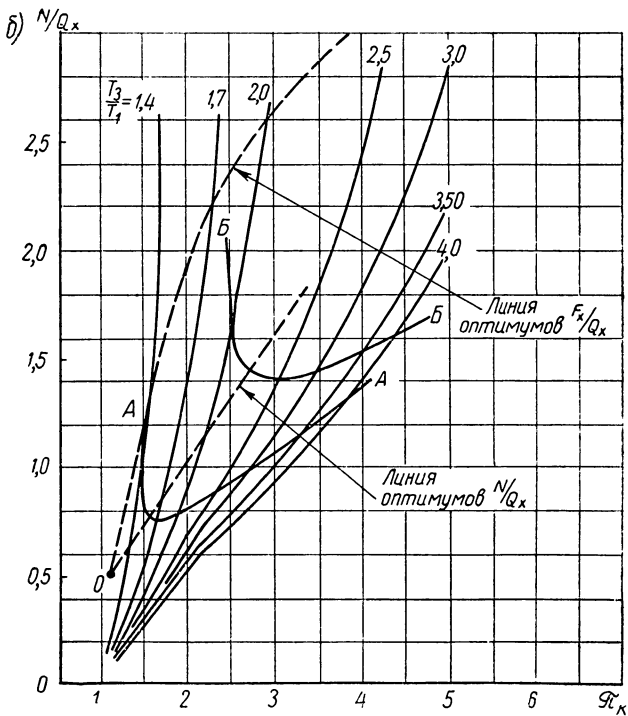
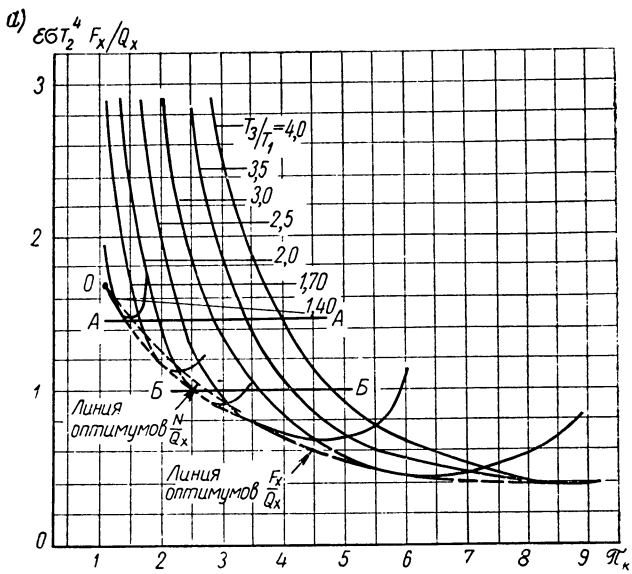


Рис. 2.23. Влияние  $\frac{T_3}{T_1}$  и  $\pi_k$  на  $\frac{F_x}{Q_x}$  (а) и на  $\frac{N}{Q_x}$  (б) газотурбинной холодильной установки

После преобразований имеем

$$\varepsilon \sigma T_2^4 \frac{F_x}{Q_x} = \frac{\left( \left\{ \frac{T_3}{T_1} \left[ 1 - \eta_T \left( 1 - \frac{1}{(\pi_K \delta_\Sigma)^{\frac{k-1}{k}}} \right) \right] \right\}^3 - 1 \right) \frac{T_3}{T_1}}{3 \left( \frac{T_3}{T_1} \frac{1}{\frac{\pi_K^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\eta_K} + 1} - 1 \right) \left( \frac{\frac{k-1}{\pi_K^{\frac{k-1}{k}} + 1} \right)^4}. \quad (2.61)$$

Величина же отношения  $N/Q_x$  запишется в виде:

$$\frac{N}{Q_x} = \frac{1 - \frac{1}{\frac{\pi_K^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\eta_K} + 1} - \left( \frac{1}{1 - \eta_T \left[ 1 - \frac{1}{(\pi_K \delta_\Sigma)^{\frac{k-1}{k}}} \right]} - 1 \right) \frac{T_1}{T_3}}{\frac{1}{\frac{\frac{k-1}{\pi_K^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\eta_K} + 1} - \frac{T_1}{T_3}}}. \quad (2.62)$$

Отметим, что при  $\pi_T = 1$ , т. е.  $\pi_K = \frac{1}{\delta_\Sigma}$ , газотурбинный цикл естественно переходит в простейший газовый и соотношения (2.61) и (2.62) превращаются соответственно в (2.59) и (2.60).

На рис. 2.23, а и б показано влияние отношения температур в цикле  $\frac{T_3}{T_1}$  и степени повышения давления  $\pi_K$  на удельную площадь излучателя  $\frac{F_x}{Q_x}$  и удельную мощность  $\frac{N}{Q_x}$ , потребляемую циклом, для примера при  $\eta_K = 0,75$ ,  $\eta_T = 0,85$  и  $\delta_\Sigma = 0,93$ .

Для каждой степени изменения температур в цикле  $\frac{T_3}{T_1}$  имеется оптимальное по  $\frac{F_x}{Q_x}$  значение степени повышения давления в цикле  $\pi_K$ . Это  $\pi_{K, \text{опт}}$  тем больше, чем больше отношение температур  $\frac{T_3}{T_1}$ . С увеличением же отношения температур  $\frac{T_3}{T_1}$  и обеспечением подбора степени повышения давления  $\pi_K$  площадь холодильника-излучателя может быть существенно уменьшена. Однако такое снижение площади излучателя требует значительного подвода мощности в цикл (рис. 2.23, б).

На рис. 2.23, а показана пунктиром линия оптимумов в изменении площади холодильника  $\frac{F_x}{Q_x}$  и соответствующая ей кривая на

рис. 2.23, б для подводимой мощности  $\frac{N}{Q_x}$ . Так как подводимая мощность «оплачивается» увеличением площади излучателя основной энергетической установки, то рационально ставить задачу так: для каждого желаемого снижения площади излучателя подбирать параметры  $\frac{T_3}{T_1}$  и  $\pi_k$  так, чтобы получить минимальное значение затрачиваемой на холодильный цикл мощности  $\frac{N}{Q_x}$ . Для примера на рис. 2.23, а линиями АА и ББ показаны задаваемые значения  $\frac{F_x}{Q_x}$ . Для этих величин на рис. 2.23, б показано изменение отношения  $\frac{N}{Q_x}$ . На этом же рисунке показана линия оптимальных значений  $\frac{N}{Q_x}$ , а на рис. 2.23, а соответствующая ей кривая показывает изменение удельной площади  $\frac{F_x}{Q_x}$ .

Сравнивая турбокомпрессорный холодильный цикл с простейшим оптимальным газовым (при  $\delta_z = 0,93$  и  $\gamma_{ик} = 0,75$ ), можно установить следующее. Применение оптимального газотурбинного холодильного цикла позволяет резко снизить площадь излучателя по сравнению с простейшим также оптимальным газовым циклом (на рис. 2.23 простейшей установке соответствует точка О). Однако чем больше желаемое снижение площади  $F_x$ , тем больше значения параметров  $\frac{T_3}{T_1}$  и  $\pi_k$ , которые надо применять, и тем больше затраты мощности на цикл.

На рис. 2.24 приведены результаты оптимизирующих расчетов для рассмотренных выше в качестве примера параметров. Можно видеть, что уменьшение площади излучателя холодильного цикла вдвое (с 1,7 для простейшего оптимального цикла до 0,85 в оптимальном газотурбинном цикле с  $\pi_{k\text{опт}} \approx 4$ ,  $\frac{T_2}{T_1} = 2,6$ ) требует подвода в цикл  $\approx 2$  кВт энергии на каждый отводимый киловатт тепла. Очевидно, что с учетом изменения площадей излучателей обоих циклов можно для каждого конкретного случая (при заданных параметрах системы охлаждения и известной величине  $\frac{F_x}{N}$  основной энергетической установки) определить рациональные параметры холодильной системы.

В заключение параграфа дадим количественную оценку для двух примеров. Пусть отводимое тепло — есть полезная мощность энергетической установки, а к. п. д. основного цикла равен 9%. Тогда каждому киловатту мощности, затрачиваемой в холодильном цикле, соответствует 10 кВт тепла, отводимого из основного цикла. Пусть также  $\frac{F_x}{N}$  для основной установки равно  $0,2 \text{ м}^2/\text{квт}$ , а  $\frac{F_x}{Q_x}$  для простейшего холодильного цикла равно  $\frac{1,7}{\varepsilon_5 T_1^4} = 3,2 \text{ м}^2/\text{квт}$  (для пара-

метров рассмотренного выше примера: точка  $O$  на рис. 2.23 и температура  $T_2 = 320^\circ\text{K}$ . При этом  $\frac{N}{Q_x} = 0,5$  (рис. 2.24, в). Изменение

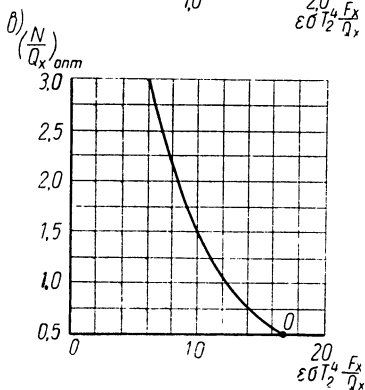
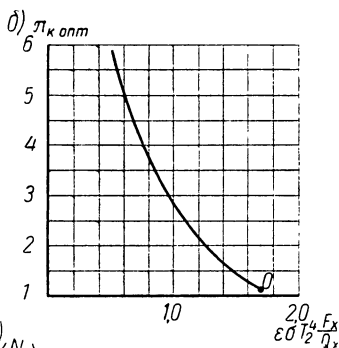
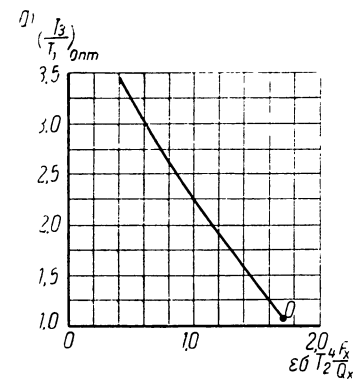


Рис. 2.24. Сравнение оптимальных простейшего (точка  $O$ ) и газотурбинного холодильных циклов по параметрам:

а)  $\frac{T_2}{T_1}$ ; б)  $\pi_k$ ; в)  $\frac{N}{Q_x}$

параметров оптимальных газотурбинных циклов примем также из рис. 2.24. Тогда для данного примера легко получить зависимость суммарной удельной площади обоих холодильников-излучателей (отнесенной к  $Q_x$ ) от удельной площади излучателей холодильного цикла. Такая зависимость показана на рис. 2.25 (кривая  $I$ ). В этом случае, как видно из рис. 2.25, применение газотурбинного холодильного цикла практически не имеет смысла.

Если же основная энергоустановка более эффективна, например ее к. п. д.  $\eta = 20\%$ , а  $\frac{F_x}{N} = 0,1 \text{ м}^2/\text{квт}$ , то положение меняется. Этот случай представлен на рис. 2.25 кривой  $II$ , показывающей, что здесь применение газотурбинного холодильного цикла уже имеет смысл. Следует особо отметить, что так как уровень темпе-

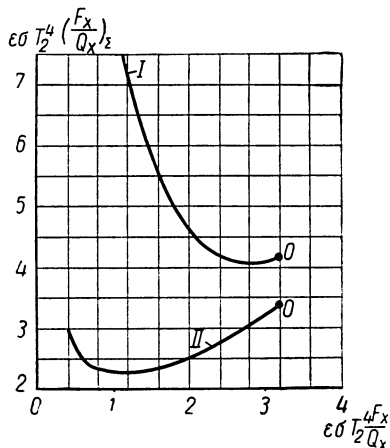


Рис. 2.25. Изменение суммарной удельной площади излучателей



ратур, при котором отводится тепло из холодильного газотурбинного цикла, существенно выше, чем уровень температур, при которых отводится тепло из простейшего цикла, то для такого излучателя менее важна строгость ориентации его параллельно солнечным лучам, т. е. отсутствие облучаемости Солнцем. А это обычно весьма важно, так как упрощает создание и работу систем ориентации всего летательного аппарата.

## § 5. О выборе типа теплоносителя в контуре холодильника-излучателя

Тип теплоносителя, примененный в замкнутом тепловом контуре для отвода тепла, в общем случае оказывает заметное влияние на величину поверхности и веса излучателя. В связи с этим выбор теплоносителя, обеспечивающего в заданных условиях минимальную поверхность, а следовательно, и вес холодильника-излучателя является достаточно важным. Главным при этом является правильное определение условий сравнения разных теплоносителей.

В настоящей работе в основу сравнения закладываются теплотехнические соображения. Вопросы технологии, эксплуатации, стоимости и другие не учитываются.

Как указывалось выше, для определения величины поверхности трубчатого холодильника-излучателя  $F_x$  при изменении в нем температуры теплоносителя от  $T_{вх}$  до  $T_{вых}$  может быть использовано выражение

$$F_x = \frac{Q}{3 \varepsilon \tau T_{вх}^4} \cdot \frac{\left(\frac{T_{вх}}{T_{вых}}\right)^3 - 1}{1 - \frac{T_{вых}}{T_{вх}}}.$$

Очевидно, что основными требованиями при выборе теплоносителя в любом замкнутом контуре заданного проходного сечения, связанном с излучателем, будут:

- 1) обеспечение прокачки расхода  $G$  теплоносителя при заданной мощности насоса  $N$  в контуре;
- 2) обеспечение передачи заданного количества тепла  $Q$ ;
- 3) обеспечение требуемого уровня температур  $T$  и давлений  $p$  в контуре.

Целесообразность того или иного типа теплоносителя при этих условиях будет определяться: а) обеспечением минимальной площади излучателя; б) обеспечением наибольшего коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  или наименьшего значения температурного напора  $\theta$  в охлаждаемом узле космического аппарата.

Так как теплоносители при разных фазовых состояниях резко отличны по свойствам, то и их сравнение целесообразно вести по группам — газы и жидкости, а затем уже сравнивать группы друг с другом.

### а. Теплоноситель — газ

Установленные выше требования к контуру теплоносителя записываются следующими соотношениями:

1) скорость прокачки теплоносителя — из уравнения затрат мощности на прокачку

$$N = G \frac{\Delta p}{\rho} \frac{1}{\tau_{\text{ин}}} = \rho F \omega \frac{\Delta p}{\rho \tau_{\text{ин}}} = \frac{1}{\tau_{\text{ин}}} \Delta p \omega F. \quad (2.63)$$

Подставив в уравнение (2.63) последовательно выражения для потерь давления  $\Delta p$ , коэффициента трения  $\xi$ , числа Рейнольдса  $Re$  и уравнение состояния газа:

$$\Delta p = \xi \frac{L}{d} \cdot \frac{\rho \omega^2}{2}; \quad \xi = \frac{0,3164}{Re^{0,25}}, \quad Re = \frac{\rho \omega d}{\mu}, \quad \rho = \frac{p}{RT},$$

получим после упрощений

$$N = \text{const} \frac{\mu^{0,25}}{Re^{0,75}} \omega^{2,75}$$

или при сравнении двух теплоносителей

$$\bar{\omega} = \frac{\bar{R}^{0,27}}{\bar{\mu}^{0,09}}; \quad (2.64)$$

2) разность температур по теплоносителю  $\Delta T$  — из уравнения количества тепла

$$Q = G c_p (T_{\text{вх}} - T_{\text{вих}}) = G c_p \Delta T, \quad (2.65)$$

где

$$G = F \frac{\rho}{RT} \omega,$$

или

$$Q = \text{const} \frac{c_p}{R} \omega \Delta T,$$

а с учетом соотношения (2.64)

$$\Delta \bar{T} = \frac{\bar{R}^{0,73}}{\bar{c}_p} \bar{\mu}^{-0,09}; \quad (2.66)$$

3) температурный напор  $\theta$  или поверхность теплообмена  $F_{\text{то}}$  — из уравнения для теплоотдачи

$$Q = \alpha \theta F_{\text{то}};$$

$$\bar{\theta} \bar{F}_{\text{то}} = \frac{1}{\alpha}, \quad (2.67)$$

и так как при течении газов число Нуссельта

$$Nu = 0,018 Re^{0,8},$$

а коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = Nu \frac{\lambda}{d} = \text{const } \lambda \left( \frac{\omega}{R\mu} \right)^{0,8},$$

то

$$\bar{\alpha} = \overline{Nu} \bar{\lambda}$$

и

$$\bar{\alpha} = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{R}^{0,58} \bar{\mu}^{-0,72}}. \quad (2.68)$$

С помощью соотношений (2.63 ÷ 2.68), зная свойства теплоносителей, легко произвести их сравнение. В табл. 2.9 в качестве примера для одной из интересных задач — низкотемпературного газового контура с охлаждением при температуре  $t \approx 20^\circ \text{C}$  и при давлении  $p \approx 1 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$  — результаты расчетов приведены в табл. 2.9. За исходный теплоноситель при сравнении взят воздух. Там же приведены относительные значения площади излучателя  $F_x$ , полученные при условии выбора исходных: разности температур на воздухе  $\Delta T = 50^\circ$  (от  $320^\circ \text{K}$  до  $270^\circ \text{K}$ ) и весьма малого среднего температурного напора на воздухе  $\theta = 10^\circ$ .

Таблица 2.9 позволяет установить, что водород является лучшим газом — теплоносителем, обеспечивая меньшую площадь излучателя, за ним идет аммиак и затем гелий.

Таблица 2.9

Теплоноситель — газ	$R, \frac{\text{м}}{\text{град}}$	$c_p \cdot 10^3, \frac{\text{дж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$	$\lambda \cdot 10^3, \frac{\text{вт}}{\text{м} \cdot \text{град}}$	$\mu \cdot 10^7, \frac{\text{кг}}{\text{сек} \cdot \text{м}^2}$	$\bar{\omega}$	$\Delta \bar{T}$	$\bar{\alpha}$	$\bar{\theta}$	$\bar{F}_x$
Воздух . .	29,3	1,01	25,2	1,85	1	1	1	1	1
Азот . . .	30,1	1,03	25	1,8	1,01	1,01	0,98	1,02	$\approx 1$
Гелий . . .	212	5,21	150	2,1	1,69	0,83	1,78	0,57	0,93
Окись углерода .	30,3	1,04	24,4	1,8	1,02	0,98	0,97	1,04	$\approx 1$
Водород . .	420	14,3	180	0,9	2,17	0,47	2,56	0,39	0,8
Аммиак . .	49,7	2,04	23,5	1,04	1,2	0,69	1,04	0,96	0,87

## 6. Теплоноситель — жидкость

При рассмотрении жидких теплоносителей следует различать две довольно отличных друг от друга области применения их: низкотемпературную и высокотемпературную. Области применения важны в связи с тем, что они в первую очередь определяют возможные типы теплоносителя. Рассмотрим основные соотношения, которые, естественно, пригодны для любой области:

1) из уравнения затрат мощности на прокачку (2.63) можно найти выражение для скорости жидкости (здесь в отличие от газов отпадает соотношение  $\rho = \frac{p}{RT}$ )

$$\bar{\omega} = \frac{1}{\rho^{-0,27} \mu^{-0,09}}; \quad (2.69)$$

2) из уравнения количества тепла (2.65) находим

$$\Delta \bar{T} = \frac{\mu^{-0,09}}{\bar{c}_p \rho^{-0,73}}; \quad (2.70)$$

3) коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  в уравнении (2.67) для жидкости записывается с помощью числа Нуссельта:

$$\bar{\alpha} = \bar{Nu} \bar{\lambda}.$$

Для жидких металлов при этом используем соотношение

$$Nu = 4,5 + 0,014 Re, \quad (2.71)$$

а для капельных неметаллических жидкостей соотношение

$$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4}, \quad (2.72)$$

где  $Re = \frac{\omega c_p \rho d}{\lambda}$  и  $Pr = \frac{\bar{c}_p \mu^{-0,73}}{\bar{\lambda} \rho^{-0,09}}$ .

К уравнениям (2.69 ÷ 2.72) добавляется уравнение весового содержания теплоносителя в системе. В относительных величинах

$$\bar{G}_{\text{вес}} = \bar{\rho}. \quad (2.73)$$

Соотношение (2.73) для жидкостей в отличие от газов может иметь большое значение при оценке весового баланса. †

Уравнения (2.69 ÷ 2.73) позволяют произвести все нужные оценки. Рассмотрим сначала сравнение низкотемпературных теплоносителей. Для примера возьмем в качестве исходного теплоносителя воду при  $t \approx 100^\circ\text{C}$  и числе  $Re = 6000$ . В сравнении излучателей примем также  $\Delta T = 50^\circ$  (от 373 до 323°K). Значения  $\theta$  здесь будут весьма малы и роль их незначительна. В табл. 2.10 приведены результаты расчета.

Таблица 2.10

Теплоноситель—жидкость	$c_p \cdot 10^{-3},$ дж/кг·град	$\lambda,$ вт/м·град	$\rho \cdot 10^{-3},$ кг/м³	$\mu \cdot 10^5,$ сек·кг/м²	$\bar{\rho} (\bar{G}_{\text{вес}})$	$\bar{\omega}$	$\Delta \bar{T}$	$\bar{\alpha}$	$\bar{\theta}$	$\bar{F}_x$
Вода .	4,2	0,7	1	0,29	1	1	1	1	1	1
Даутерм	1,9	0,12	≈1	1,03	1	1,1	2	0,165	6,1	1,25
Ртуть .	0,14	11,6	13,4	1,23	13,4	0,63	3,6	5,0	0,2	1,77
Эвтектика Na—K . .	0,96	24	0,85	0,48	0,85	1,06	4,8	8,5	1,18	2,15
Эвтектика Pb—Bi . .	0,15	9	10,5	1,8	10,5	0,66	4,1	4,0	0,25	1,94

Из табл. 2.10 видно, что вода и даутерм при низких температурах более целесообразны, чем жидкие металлы.

В табл. 2.11 приведены результаты сравнения высокотемпературных теплоносителей. При температуре  $t = 700^\circ\text{C}$  за исходный теплоноситель принят натрий с числом  $Re = 600$ .

Таблица 2.11

Теплоноситель — жидкий металл	$c_p \cdot 10^{-3}, \frac{\text{дж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$	$\lambda, \frac{\text{вт}}{\text{м} \cdot \text{град}}$	$\rho \cdot 10^{-3}, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	$\mu \cdot 10^3, \frac{\text{кг}}{\text{сек} \cdot \text{м}^2}$	$\bar{\rho} (\bar{G}_{\text{век}})$	$\bar{\omega}$	$\bar{\Delta T}$	$\bar{\alpha}$	$\bar{\theta}$	$\bar{F}_x$
Натрий	1,28	60	0,78	0,19	1	1	1	1	1	1
Калий	0,8	28	0,68	0,14	0,87	1,07	1,7	0,52	1,93	1,2
Висмут	0,15	18	9,53	0,96	12,2	0,44	1,6	0,49	2,05	1,17
Свинец	0,17	15	10,2	1,4	13,1	0,42	1,28	0,54	1,85	1,13
Литий	4,6	48	0,47	0,29	0,6	1,1	0,42	1,75	0,57	0,88
Олово	0,26	39	6,64	0,97	8,5	0,49	1,18	0,8	1,25	1,07

Как можно установить из полученных цифр, литий существенно превосходит все теплоносители. Так, площадь излучателя при использовании лития почти в полтора раза меньше, чем при использовании калия.

В заключение приведем оценку, характеризующую количественно известный факт целесообразности жидких теплоносителей.

В табл. 2.12 дано сравнение воды и воздуха при  $t \approx 30^\circ\text{C}$  ( $\Delta T = 50^\circ, T_{\text{вх}} = 333^\circ\text{K}, T_{\text{вых}} = 283^\circ\text{K}$ ).

Таблица 2.12

Теплоноситель	$\bar{\Delta T}$	$\bar{\rho} (\bar{G}_{\text{век}})$
Вода . . . . .	1	1
Воздух при $\rho = 1 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ . .	500	0,001
Воздух при $\rho = 1 \cdot 10^7 \text{ н/м}^2$ . .	20	0,1

С помощью табл. 2.12 можно установить, что ограничение в скоростях прокачки (т. е. в мощности на прокачку) приводит к очень большому выигрышу при замене систем с газовым теплоносителем даже при высоких давлениях системами с жидкостью. Однако такая замена часто невозможна по соображениям чисто эксплуатационным, поэтому проведенное сравнение газовых теплоносителей с жидкими не теряет своего смысла.

Отметим, что хотя в приведенных таблицах даны расчеты для определенных конкретных температур, их изменение, влияя несколько на количественные соотношения, не меняет качественных выводов, т. е. является достаточно общим.

После того как тип теплоносителя выбран (а эта проблема, как уже отмечалось, не только теплотехническая), возникает еще одна задача — определение рационального расхода теплоносителя в замкнутом контуре.

Рассмотрим качественно эту задачу, отметив, что анализ будет вестись для теплоносителя, не являющегося рабочим телом в турбоагрегате, т. е. для теплоносителя контура, не вырабатывающего энергию и не отдающего во вне механическую работу. Передаваемое тепло  $Q$  накладывает на расход теплоносителя  $G$  и перепад температур  $\Delta t$  жесткую связь

$$Q = Gc_p\Delta t.$$

Увеличение расхода, уменьшая  $\Delta t$ , ведет, как уже отмечалось, выше, к выравниванию температур в излучателе и к выравниванию температур в охлаждаемом агрегате, что, как правило, выгодно, ибо в энергоустановке это, например, ведет к увеличению мощности. Однако в определенной геометрически системе затраты энергии на прокачку теплоносителя (мощность насоса) определяются как

$$N = G \frac{\Delta p}{\rho} \frac{1}{\tau_{\text{н}}} \approx G\omega^2 \approx \omega^3 \approx G^3,$$

т. е. возрастают по кубической зависимости от расхода. А это значит, что они требуют соответствующего увеличения мощности источника энергии, а следовательно, дополнительного увеличения площади его излучателя  $F_{\text{х доп}}$  и т. д.

В наиболее общем случае эта задача должна решаться из условия обеспечения минимального веса всех систем (если нет особо жестких ограничений по излучателю) и в итоге будет описываться зависимостями типа изображенных на рис. 2.26. Очевидно, что условие выбора расхода  $G_{\text{опт}}$  по суммарной площади излучателя  $F_{\text{х осн}} + F_{\text{х доп}}$  будет решающим лишь для систем, имеющих ограничения в последней.

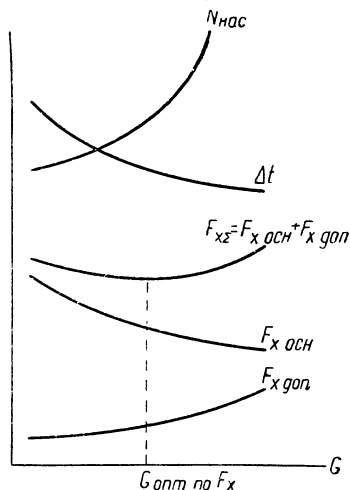


Рис. 2.26. Зависимость ряда параметров от расхода теплоносителя

# 3

**ОБЩИЕ**

**ЗАКОНЫ**

**ТЕПЛОВОГО**

**ИЗЛУЧЕНИЯ**

## **§ 1. Основные закономерности теплового излучения**

Под тепловым излучением какого-либо тела независимо от его агрегатного состояния понимается электромагнитное излучение при термодинамическом равновесии. Поэтому такие виды излучений, как люминесценция и фосфоресценция, представляющие собой неравновесный процесс, не относятся к тепловому излучению.

Если на некоторую поверхность падает поток излучения  $Q$ , то часть этого потока  $Q_3$  поглощается, часть  $Q_x$  отражается, а часть  $Q_э$  проходит через тело, ограниченное рассматриваемой поверхностью (рис. 3.1).

Таким образом,

$$Q = Q_{\beta} + Q_{\alpha} + Q_{\xi} . \quad (3.1)$$

В соответствии с соотношением (3.1) вводится понятие о коэффициентах поглощения  $\beta$ , отражения  $\alpha$  и пропускания  $\xi$ , которые определяются по формулам:

$$\left. \begin{aligned} \beta &= Q_{\beta} / Q; \\ \alpha &= Q_{\alpha} / Q; \\ \xi &= Q_{\xi} / Q. \end{aligned} \right\} \quad (3.2)$$

Тогда формула (3.1) переходит в соотношение между безразмерными коэффициентами  $\beta$ ,  $\alpha$  и  $\xi$ :

$$\beta + \alpha + \xi = 1. \quad (3.3)$$

Рассмотрим некоторые предельные случаи.

С л у ч а й  $\beta=1$  означает, что  $\alpha = \xi = 0$ , т. е. тело поглощает все падающее на него излучение. Если равенство  $\beta=1$  выполняется для излучения любого спектрального состава и любой интенсивности, то такое тело называется абсолютно черным телом. Практически ряд тел обладает свойствами, близкими к свойствам черного тела, лишь в узком спектральном диапазоне. Для большинства твердых тел поглощение лучистого потока происходит на незначительной глубине порядка десятков или сотен микрон, поэтому можно говорить о поглощении (и отражении) излучения не телом, а поверхностью.

С л у ч а й  $\alpha=1$  означает, что тело отражает все падающее на него излучение (белое тело). В связи с этим следует оговорить, что нами рассматривается лишь диффузное отражение. Это означает, что отражающая поверхность считается достаточно шероховатой, поэтому отраженное излучение распространяется равномерно во все стороны от места отражения. Диффузное отражение описывается законом Ламберта, о котором подробнее говорится ниже.

С л у ч а й  $\xi=1$  отвечает абсолютно прозрачному телу. Все излучение, падающее на тело, проходит через него без поглощения и отражения. Такое тело называется диатермичным. Вакуум является диатермичным по отношению к любому излучению. Поскольку условия в космическом пространстве близки к условиям в абсолютном

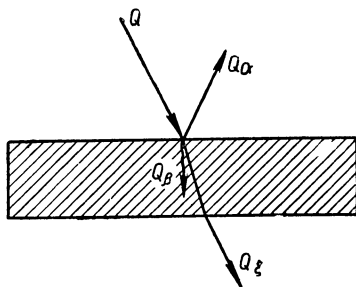


Рис. 3.1. Схема распределения падающего на поверхность лучистого потока тепла



вакууме, то космическая среда может считаться практически прозрачной для теплового излучения.

Наиболее общее соотношение между излучением и поглощением любого произвольного тела устанавливается законом Кирхгофа. Для его вывода рассмотрим схему, представленную на рис. 3.2. Две адиабатические стенки 1 и 2 образуют узкую вакуумную щель. Тело 1 обладает некоторым коэффициентом поглощения  $\beta_1$ , тело 2 предполагается абсолютно черным. При равенстве температур стенок ( $T_1 = T_2$ ) система находится в термодинамическом равновесии. Стенка 1 излучает энергию  $Q_1$ , с другой стороны она поглощает

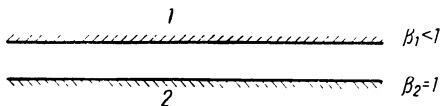


Рис. 3.2. Схема к выводу закона Кирхгофа

энергию  $\beta_1 Q_2$ . При термодинамическом равновесии приток энергии к стенке должен равняться его оттоку. Следовательно,

$$Q_1 = \beta_1 Q_2,$$

или

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \beta_1.$$

Очевидно, что полученное соотношение останется справедливым, если под  $Q_1$  и  $Q_2$  понимать энергии, излучаемые единичной поверхностью стенок 1 и 2. Поскольку  $Q_1$  представляет собой излучение произвольного тела, а  $Q_2$  — абсолютно черного тела, то отношение  $\frac{Q_1}{Q_2}$  характеризует собой отличие излучательной способности рассматриваемого тела от абсолютно черного.

Назовем величину  $\frac{Q_1}{Q_2}$  относительной излучательной способностью, или степенью черноты  $\epsilon_1$ . Тогда закон Кирхгофа примет вид (опуская индекс «1»)

$$\epsilon = \beta. \quad (3.4)$$

Отсюда следует следующая формулировка закона Кирхгофа: *относительная излучательная способность тела равна его поглощательной способности.*

Отметим, что соотношение (3.4) можно получить, рассматривая тепловой баланс не для стенки 1, а для стенки 2. Действительно, стенка 2 излучает энергию  $Q_2$ . Падающий на стенку 2 поток складывается из потока  $Q_1$ , излучаемого стенкой 1, и той части потока  $Q_2$ , который отражается от стенки 1. Поскольку стенка 1 поглощает

энергию  $\beta_1 Q_2$ , то она отражает энергию  $Q_2 - \beta_1 Q_2 = (1 - \beta_1) Q_2$ . Таким образом, получаем  $Q_2 = Q_1 + (1 - \beta_1) Q_2$ , откуда следует закон Кирхгофа (3.4).

Выведенное соотношение справедливо не только для суммарного излучения, но и для каждого диапазона длин волн в спектре излучения (вследствие условия термодинамического равновесия):

$$\varepsilon_\lambda = \beta_\lambda. \quad (3.5)$$

Подчеркнем, что  $\varepsilon$  и  $\beta$  в равенствах (3.4) и (3.5) относятся к излучению и поглощению при одинаковой температуре. Если, например, тело излучает при температуре  $T_1$ , а поглощает излучение абсолютно черного тела, нагретого до температуры  $T_2$ , и  $T_1 \neq T_2$ , то нельзя утверждать, что степень черноты  $\varepsilon$  равна поглощательной способности  $\beta$ . Из закона Кирхгофа следует, что если тело в некотором диапазоне длин волн мало излучает, то в том же диапазоне длин волн оно мало поглощает и, наоборот, если тело интенсивно излучает, то оно интенсивно поглощает. Поскольку коэффициент поглощения не может быть больше единицы, то, следовательно, и  $\varepsilon_\lambda$  не может быть больше единицы. Поэтому абсолютно черное тело излучает больше любого другого тела при данной температуре.

Излучение абсолютно черного тела описывается формулой Планка для распределения интенсивности излучения в зависимости от длины волны и температуры излучающего абсолютно черного тела. Интенсивность  $I_{\lambda, T}$  определяется как энергия, излучаемая телом при температуре  $T$  в диапазоне длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$ . Если  $Q_T$  — полная энергия излучения единицы поверхности за единицу времени, то связь между  $I_{\lambda, T}$  и  $Q_T$  выражается следующим образом:

$$Q_T = \int_0^\infty I_{\lambda, T} d\lambda. \quad (3.6)$$

Формула Планка имеет следующий вид:

$$I_{\lambda, T} = C_1 \frac{\lambda^{-5}}{e^{C_2/\lambda T} - 1}, \quad (3.7)$$

где

$$C_1 = 2\pi C_0^2 h;$$

$$C_2 = C_0 \frac{h}{k};$$

$C_0$  — скорость света в пустоте;

$h$  — постоянная Планка;

$k$  — постоянная Больцмана.

Численные значения констант  $C_1$  и  $C_2$  следующие:

$$C_1 = 3,74 \cdot 10^{16} \text{ вт} \cdot \text{м}^2;$$

$$C_2 = 1,438 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{град}.$$

В качестве примера на рис. 3.3 представлена зависимость интенсивности излучения  $I_{\lambda, T}$  от длины волны, согласно формуле Планка, для нескольких температур. Кривые имеют ярко выраженные максимумы, положение которых зависит от температуры. По оси абсцисс отложены значения длин волн в микронах. Приведем некоторые характерные области спектра излучения: тепловое излучение —  $0,8 \div 800$  мкм; видимое излучение —  $0,4 \div 0,8$  мкм; ультрафиолетовое излучение —  $0,02 \div 0,4$  мкм; рентгеновские лучи —  $10^{-6} \div 2 \cdot 10^{-2}$  мкм.

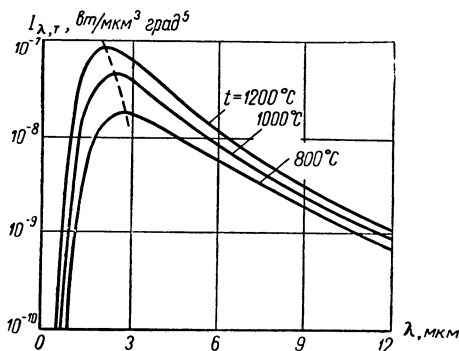


Рис. 3.3. Зависимость интенсивности излучения абсолютно черного тела от длины волны по закону Планка (--- максимум  $I_{\lambda, T}$ )

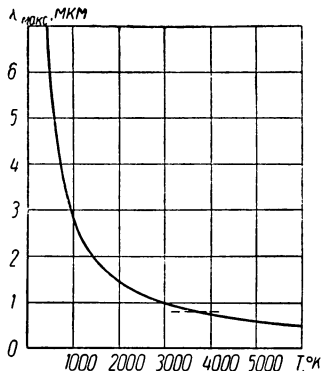


Рис. 3.4. Зависимость длины волны  $\lambda_{\text{макс}}$ , соответствующей максимуму  $I_{\lambda, T}$ , от температуры для абсолютно черного тела (--- граница тепловой части спектра)

Положение максимума на кривых интенсивности можно найти из уравнения

$$\frac{\partial I_{\lambda, T}}{\partial \lambda} = 0.$$

Из уравнения (3.7) при этом получаем

$$1 - e^x \left(1 - \frac{x}{5}\right) = 0, \quad (3.8)$$

где обозначено

$$x = \frac{C_2}{\lambda T}. \quad (3.9)$$

Численное значение  $x$ , удовлетворяющее уравнению (3.8), равно 4,965114, откуда величина  $\lambda T$ , отвечающая максимуму интенсивности  $I_{\lambda, T}$ , оказывается равной

$$\lambda_{\text{макс}} T = 2,896 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{град}. \quad (3.10)$$

Соотношение (3.10) выражает закон смещения Вина.

На рис. 3.4 приведена зависимость  $\lambda_{\text{макс}}$  от  $T$  в диапазоне изменения  $T$  от 400 до 6000°К. Как видно, при температурах от  $\approx 400$  до 3700°К максимум излучения находится в тепловой части спектра. Солнечное же излучение ( $T \approx 6000^\circ\text{К}$ ) имеет максимум при  $\lambda = 0,48$

мкм, т. е. уже в видимой части спектра. Таким образом, спектральный состав солнечного излучения и излучения различных элементов космических установок, которые имеют температуру, во всяком случае, меньше 2000°К, существенно различен. Это приводит, в частности, к

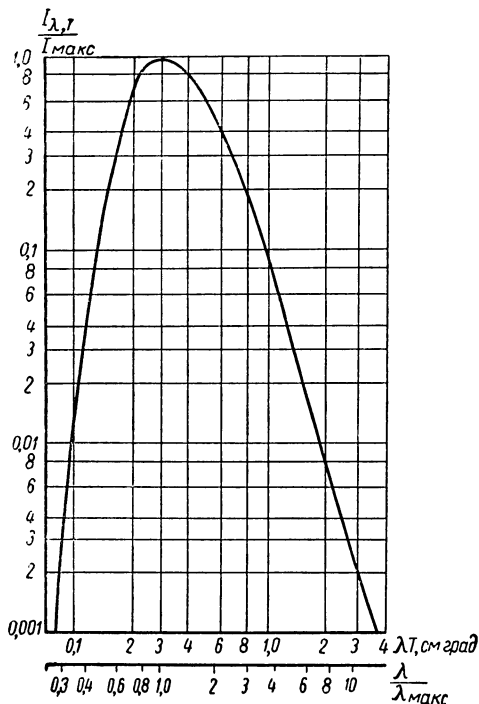


Рис. 3.5. Универсальный график зависимости относительной интенсивности излучения  $\frac{I_{\lambda, T}}{I_{\text{макс}}}$  для абсолютно черного тела от относительной длины волны  $\frac{\lambda}{\lambda_{\text{макс}}}$

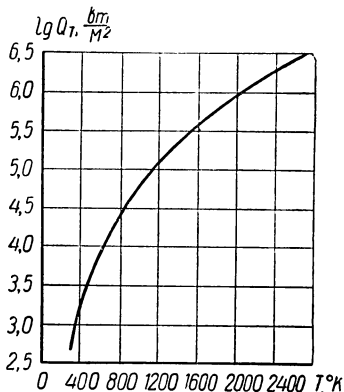


Рис. 3.6. Зависимость мощности  $Q_T$ , излучаемой с единицы поверхности абсолютно черного тела, от температуры поверхности (формула Стефана — Больцмана)

тому, что для излучающих поверхностей уже нельзя полагать  $\varepsilon = \beta$ , так как степень черноты поверхности определяется ее температурой ( $T < 2000^\circ\text{К}$ ), а коэффициент поглощения солнечного излучения определяется температурой Солнца ( $T \approx 6000^\circ\text{К}$ ). Это открывает возможности для создания материалов, обладающих высокой степенью черноты и малым коэффициентом поглощения солнечного излучения.

Подставляя значение произведения  $\lambda_{\text{макс}} T$  из (3.10) в формулу Планка (3.7), получим для максимума интенсивности  $I_{\text{макс}}$  выражение

$$I_{\text{макс}} = C_3 T^5, \quad (3.11)$$

где значение  $C_3 = 1,309 \cdot 10^{-5} \text{ вт/м}^3 \cdot \text{град}^5$ .

Таким образом, максимальная интенсивность излучения пропорциональна пятой степени температуры абсолютно черного тела.

Представим формулу Планка в безразмерном виде. Для этого найдем отношение  $\frac{I_{\lambda,T}}{I_{\text{макс}}}$ , используя соотношения (3.7), (3.9) и (3.11),

$$\frac{I_{\lambda,T}}{I_{\text{макс}}} = \frac{e^x - 1}{e^{x\lambda_{\text{макс}}/\lambda} - 1} \left( \frac{\lambda_{\text{макс}}}{\lambda} \right)^5. \quad (3.12)$$

Таким образом, отношение интенсивности излучения  $I_{\lambda,T}$  к максимальной интенсивности  $I_{\text{макс}}$  является функцией только отношения  $\frac{\lambda}{\lambda_{\text{макс}}}$ . Это дает возможность построить универсальный график (рис. 3.5). Расчеты по этому графику производятся следующим образом. Для заданного значения температуры  $T$  определяем  $\lambda_{\text{макс}}$  и  $I_{\text{макс}}$ :

$$\lambda_{\text{макс}} = \frac{C_2}{4,96T};$$

$$I_{\text{макс}} = C_3 T^5,$$

где  $C_2 = 1,438 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{град}$  и  $C_3 = 1,309 \cdot 10^{-8} \text{ вт/м} \cdot \text{град}^5$ .

Затем для любого  $\lambda$  определяем  $I_{\lambda,T}$ :

$$I_{\lambda,T} = I_{\text{макс}} \left( \frac{I_{\lambda,T}}{I_{\text{макс}}} \right),$$

где отношение  $I_{\lambda,T}/I_{\text{макс}}$  берем по графику рис. 3.5.

Определим теперь полную энергию излучения абсолютно черного тела, нагретого до температуры  $T$ . Для этого, очевидно, необходимо вычислить интеграл, представленный в (3.6). Подставляя в (3.6) выражение для  $I_{\lambda,T}$  из (3.7) и (3.12), получим

$$Q_T = \frac{C_1 T^4}{5 \cdot 4,96^4} \int_0^{\infty} \frac{z^3 dz}{e^z - 1}. \quad (3.13)$$

В результате интегрирования получаем формулу Стефана — Больцмана

$$Q_T = \sigma_0 T^4, \quad (3.14)$$

где коэффициент  $\sigma_0 = \frac{6,494 C_1}{C_2^4} = 5,68 \cdot 10^{-8} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{град}^4 (4,88 \times$

$\times 10^{-8} \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}^4)$ .

Таким образом, полная энергия излучения единичной площадки абсолютно черного тела во всем диапазоне длин волн и по всем направлениям пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры.

Из формулы Планка (3.7) следуют формулы Вина и Рэлея—Джинса. При  $\lambda T \gg C_2$ , т. е. в длинноволновой части спектра, можно положить  $e^{C_2/\lambda T} \approx 1 + \frac{C_2}{\lambda T}$ , откуда получается формула Рэлея—Джинса

$$I_{\lambda, T} = \frac{C_1}{C_2} \cdot \frac{T}{\lambda^4}. \quad (3.15)$$

Таким образом, формула Рэлея—Джинса справедлива в области  $\lambda T \gg 1,438 \text{ см} \cdot \text{град}$ . Если в качестве критерия применимости формулы (3.15) считать допустимой разницу в 1% для значений  $I_{\lambda, T}$ , вычисленных по (3.7) и (3.15), то формулой (3.15) можно пользоваться при  $\lambda T \geq 0,719 \text{ м} \cdot \text{град}$ .

В коротковолновой части спектра (при  $\lambda T \ll C_2$ ) получаем формулу Вина

$$I_{\lambda, T} = C_1 \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T}. \quad (3.16)$$

Эта формула дает различие в  $I_{\lambda, T}$  по сравнению с формулой Планка, не превосходящее 1%, при условии  $\lambda T \leq 0,312 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{град}$ .

На рис. 3.6 и в табл. П.1 (см. приложение в конце книги) приведены зависимости  $Q_T$  от  $T$  для абсолютно черного тела в соответствии с формулой (3.14). В табл. П.1, кроме того, приведены значения  $\lambda_{\text{макс}}$ , отвечающие данной температуре  $T$  согласно закону смещения Вина (3.10).

## § 2. Степень черноты и ее возможные значения

Изложенные в § 1 данной главы законы теплового излучения применимы, строго говоря, лишь к абсолютно черному телу. В действительности все тела в той или иной мере отличаются по своим свойствам от абсолютно черного тела. Однако излучение многих твердых тел оказывается подобным излучению абсолютно черного тела. Поэтому можно ввести понятие серого тела, интенсивность излучения которого  $I'_{\lambda, T}$  меньше интенсивности излучения абсолютно черного тела, причем при одинаковой температуре

$$\frac{I'_{\lambda, T}}{I_{\lambda, T}} = \text{const}.$$

Очевидно, что при этом условии для серого тела будут справедливы и закон Вина, и закон Стефана—Больцмана, однако числен-

ный коэффициент в формуле Стефана—Больцмана будет иметь уже другое значение — не  $\sigma_0$ , а  $\sigma$ :

$$Q_T = \sigma T^4, \quad (3.17)$$

где

$$\sigma = \varepsilon \sigma_0. \quad (3.18)$$

Степень черноты  $\varepsilon$  может изменяться в пределах от 0 до 1,0. Степень черноты сильно зависит от состояния излучающей поверхности. Кроме того, она изменяется в зависимости от температуры поверхности.

Поверхность, нагретая до температуры  $T$ , излучает во все стороны в пределах полусферы, показанной на рис. 3.7. Найдем связь между

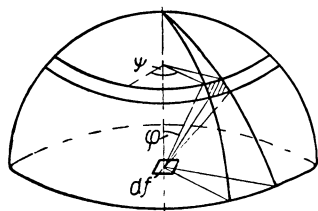


Рис. 3.7. Излучение в полусфере

полным излучением поверхности в полусфере, которое называется полусферическим, и излучением в направлении нормали к поверхности, которое называется нормальным. Для этого заметим, что, согласно закону Ламберта, однородное диффузное излучение пропорционально видимой величине излучающей поверхности. Именно благодаря этому излучающая сфера кажется диском. Кроме того, излучение пропорционально телесному углу  $d\Omega$  и

спектральной интенсивности, которую мы примем равной спектральной интенсивности  $I_{\lambda, T}$  согласно закону Планка. Тогда количество энергии, излучаемой в произвольном направлении, запишется в виде

$$d^2 Q_\lambda = I_{\lambda, n} d\lambda \cos \varphi d\Omega df, \quad (3.19)$$

где  $I_{\lambda, n} d\lambda = dQ_{\lambda, n}$  — количество энергии, излучаемой поверхностью единичной площадки в направлении нормали в пределах единичного телесного угла  $\Omega$ .

Телесный угол  $d\Omega$  можно выразить через углы  $\varphi$  и  $\psi$  (рис. 3.7)

$$d\Omega = \sin \varphi d\varphi d\psi. \quad (3.20)$$

Подставляя это выражение для  $d\Omega$  в (3.19) и полагая  $I_{\lambda, n} d\lambda = dQ_{\lambda, n}$ , получим

$$d^2 Q_\lambda = dQ_{\lambda, n} \cos \varphi \sin \varphi d\varphi d\psi.$$

Интегрируя полученное выражение в пределах по  $\varphi$  от 0 до  $\frac{\pi}{2}$  и по  $\psi$  в пределах от 0 до  $2\pi$ , получим следующую связь между  $dQ_\lambda$  и  $dQ_{\lambda, n}$ :

$$dQ_\lambda = \pi dQ_{\lambda, n}. \quad (3.21)$$

Формула (3.21) показывает, что полусферическое излучение в  $\pi$  раз больше излучения по нормали к поверхности в пределах единичного телесного угла. Эта формула получена для излучения при определенной длине волны  $\lambda$  (точнее, для малого диапазона длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$ ). Интегрируя соотношение (3.21), получаем аналогичную связь для интегрального излучения по всем длинам волн:

$$Q = \pi Q_n. \quad (3.22)$$

Формулы (3.21) и (3.22) справедливы лишь в том случае, если выполняется закон Ламберта, т. е. если интенсивность излучения  $I$  во всех направлениях одинакова и количество энергии, излучаемой площадкой в некотором направлении, пропорционально косинусу угла между нормалью к площадке и рассматриваемым направлением. Обобщая закон Стефана—Больцмана, введем интегральную  $\varepsilon$  и нормальную  $\varepsilon_n$  степени черноты по формулам:

$$\left. \begin{aligned} Q &= \varepsilon \sigma_0 T^4, \\ Q_n &= \frac{1}{\pi} \varepsilon_n \sigma_0 T^4. \end{aligned} \right\} \quad (3.23)$$

В общем случае можно ввести понятие о степени черноты поверхности в некотором направлении  $\varepsilon_\varphi$ . В соответствии с соотношением (3.19)

$$\varepsilon_\varphi = \frac{d^2 Q_\varphi}{\cos \varphi d\Omega \sigma_0 T^4}. \quad (3.24)$$

Для диффузно излучающих поверхностей, подчиняющихся закону Ламберта, степень черноты не зависит от угла  $\varphi$ , и имеет место равенство

$$\varepsilon_\varphi = \varepsilon_n = \varepsilon. \quad (3.25)$$

Экспериментальные исследования показали, что для диффузных поверхностей равенство  $\varepsilon_\varphi = \varepsilon$  выполняется при изменении угла  $\varphi$  от 0 до  $70^\circ$ . При  $\varphi > 60^\circ$  степень черноты  $\varepsilon_\varphi$  уменьшается. Это означает, что интегральная степень черноты  $\varepsilon$  будет меньше нормальной степени черноты  $\varepsilon_n$ . Для тел с шероховатой поверхностью можно приближенно полагать  $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_n} = 0,98$ , для тел с гладкой поверхностью (за исключением полированных металлических поверхностей)  $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_n} = 0,95$ . Для полированных металлических поверхностей имеет место обратное соотношение между  $\varepsilon$  и  $\varepsilon_n$ , а именно  $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_n} = 1,2$ . Это объясняется тем, что для полированных металлических поверхностей степень черноты возрастает с увеличением угла  $\varphi$ . При этом, конечно, следует иметь в виду, что  $\varepsilon_\varphi$  не может быть больше единицы. Излучение полированных металлов в длинноволновой части спектра



(при  $\lambda > 4$  мкм) не подчиняется закону Планка. Ашкинас для этого случая вывел следующее уравнение:

$$I_{\lambda} = C_1 0,365 \sqrt{\rho} \lambda^{-5,5} (e^{C_2/\lambda T} - 1), \quad (3.26)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — константы закона Планка;  
 $\rho$  — удельное электрическое сопротивление металла.

Интегрируя (3.26) и учитывая, что для чистых металлов  $\rho$  пропорционально  $T$ , получим

$$Q = \int_0^{\infty} I_{\lambda} d\lambda = 4,936 C_1 10^{-20} \sqrt{\rho_0} T^5, \quad (3.27)$$

где  $\rho_0$  — удельное электрическое сопротивление при  $0^\circ \text{C}$ .

Закон смещения также примет иной вид:

$$\lambda_{\text{макс}} T = 2660 \text{ мкм} \cdot \text{град}.$$

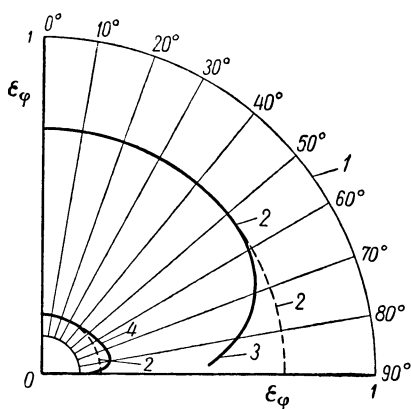


Рис. 3.8. Качественная картина зависимости  $\epsilon_{\varphi}$  от  $\varphi$  для абсолютно черного тела (1), серого тела (2), диэлектриков (3) и металлов (4)

Таким образом, для чистых полированных металлов количество излучаемой энергии пропорционально не четвертой, а пятой степени температуры. Правда, это действительно при  $t < 400^\circ \text{C}$ , как следует из ограничения  $\lambda > 4$  мкм. Однако пропорциональность  $Q$  температуре в степени, большей четвертой, реализуется и для более высоких температур.

Следует иметь в виду, однако, что отклонения от закона Ламберта уменьшаются при окислении поверхности. В качестве иллюстрации на рис. 3.8 показана качественная картина изменения  $\epsilon_{\varphi}$  для абсолютно черного тела, серого тела (подчиняющегося закону Ламберта), ди-

электриков и металлов. Характерным отличием диэлектриков от металлов является разный характер изменения угловой степени черноты. Если для диэлектриков  $\epsilon_{\varphi}$  всегда меньше  $\epsilon_n$ , то для металлов  $\epsilon_{\varphi}$  может существенно превышать  $\epsilon_n$ .

На рис. 3.9 ÷ 3.14 представлены взятые из технической литературы графики изменения  $\epsilon_{\varphi}$  для некоторых материалов. Как видно из рис. 3.9,  $\epsilon_{\varphi}$  для полированного никеля значитель-

но увеличивается с увеличением угла  $\varphi$ , превышая  $\epsilon_n$  в несколько раз. Для окиси меди наблюдается уменьшение  $\epsilon_\varphi$  при  $\varphi > 60^\circ$ .

Степень черноты различных материалов сильно зависит от состояния поверхности, способа ее обработки и других факторов. В табл. П.2 и П.3 приведены данные по степени черноты для ряда технических материалов. Эти данные являются в известной мере приближенными не только в силу указанных выше причин, но также из-за различия экспериментальных данных у разных авторов.

На рис. 3.11 приведены данные, характеризующие влияние состояния поверхности на степень черноты нержавеющей стали. Как видно, пескоструйная обработка существенно увеличивает степень черноты  $\epsilon$ . В то же время опескоструивание поверхности, предварительно подвергшейся термообработке, дает гораздо меньший эффект (рис. 3.12). Это объясняется тем, что

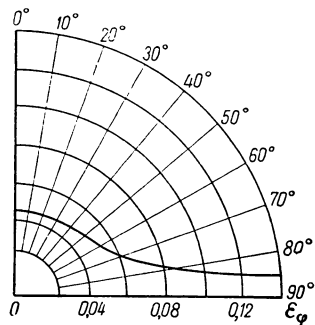


Рис. 3.9. Изменение степени черноты  $\epsilon_\varphi$  для полированного никеля

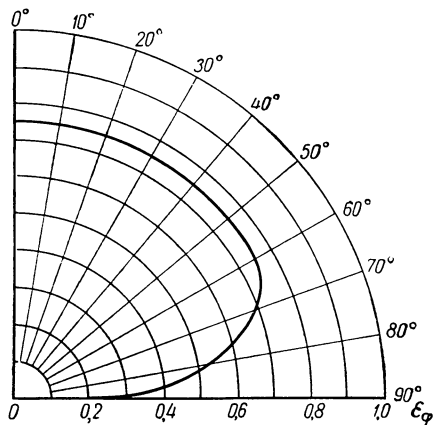


Рис. 3.10. Изменение степени черноты  $\epsilon_\varphi$  для окиси меди

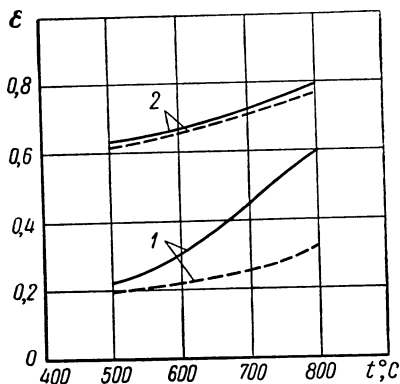


Рис. 3.11. Влияние механической обработки на  $\epsilon$  для нержавеющей стали и нихрома:

1 — после прокатки; 2 — после пескоструйной обработки (— — нержавеющая сталь, - - - - нихром)

на поверхности металла образуется достаточно черная оксидная пленка и дальнейшая механическая обработка не оказывает большого влияния на  $\epsilon$ .

На рис. 3.13 и 3.14 приведены зависимости полусферической степени черноты  $\epsilon$  от температуры для тугоплавких металлов. Из рассмотрения этих графиков следует, что для указанных материалов

наблюдается сильная зависимость  $\epsilon$  от температуры, причем с увеличением температуры увеличивается и  $\epsilon$ .

На рис. 3.13 представлена зависимость  $\epsilon$  от  $T$  для молибдена при различной обработке поверхности. Как видно, увеличение шероховатости приводит к увеличению степени черноты поверхности, т. е. к так называемому эффекту почернения. Действительно, рост бугорков шероховатости от  $H_{ск} = 0,05$  мкм до  $H_{ск} = 1,25$  мкм влечет за собой изменение  $\epsilon$  примерно на 20%. Рисунок 3.14 дает зависимость  $\epsilon$  от  $t$  для Pt и Pt+10% Rh, т. е. для материалов, используемых в качестве термоэлектродов высокотемпературных термодпар.

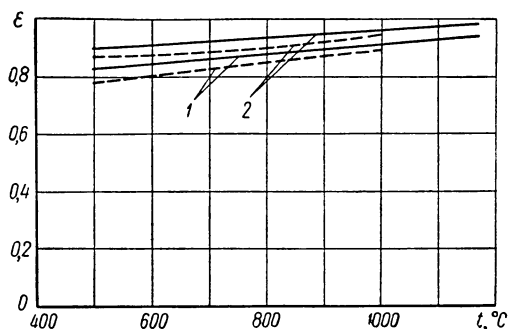


Рис. 3.12. Влияние механической обработки и термообработки на  $\epsilon$  для нержавеющей стали и нихрома:

1 — после прокатки и термообработки (нагрев 15 мин при  $t = 1150^\circ\text{C}$ ); 2 — после пескоструйной обработки (— — нержавеющая сталь, - - - - нихром)

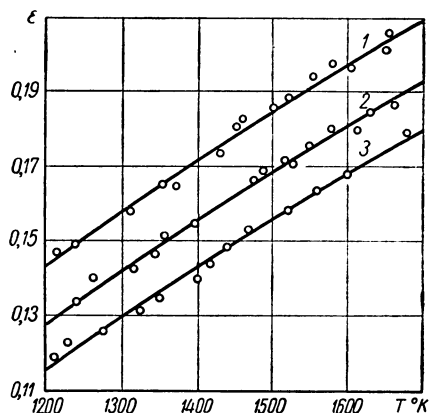


Рис. 3.13. Зависимость  $\epsilon$  от температуры для молибдена [24]:

1 —  $H_{ск} = 1,0 \div 1,25$  мкм; 2 —  $H_{ск} = 0,5 \div 0,63$  мкм; 3 —  $H_{ск} = 0,05 \div 0,063$  мкм

Следует иметь в виду, что степень черноты покрытий, нанесенных на металлы, зависит не только от степени черноты покрытия, но и от степени черноты подложки, поэтому степень черноты должна зависеть от толщины покрытия. На рис. 3.15 представлена зависимость степени черноты анодированного алюминия от толщины покрытия. Из этого рисунка видно, что только при толщине покрытия, большей 100 мкм, степень черноты не зависит от подложки.

Излучатели космических аппаратов будут находиться в вакууме и подвергаться различного рода эрозии, вызываемой корпускулярными частицами, ультрафиолетовым излучением Солнца, космическими лучами и метеоритами. При этом весьма существенными факторами могут явиться сублимация материала поверхности в вакууме и испарение летучих компонентов. Поэтому экспериментальные исследования оптических свойств материалов, предназначенных для работы в космических условиях,

необходимо проводить в вакуумных камерах при достаточно глубоком вакууме и нейтральном составе остаточных газов.

Определение величин относительной излучательной и поглощательной способности тел производится экспериментальным путем, так как в настоящее время не существует методов теоретического расчета этих величин в зависимости от материала тела и состояния его поверхности.

Методы экспериментального определения степени черноты зависят от ряда факторов, а именно — от характера поверхности, от условий работы этой поверхности, от уровня исследуемого диапа-

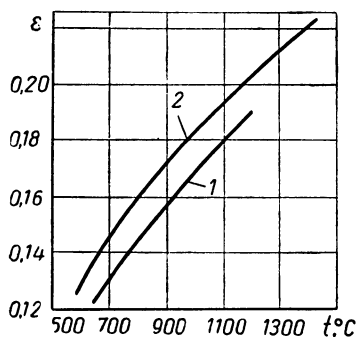


Рис. 3.14. Зависимость  $\epsilon$  от температуры для платины (1) и платины +10% родия (2)

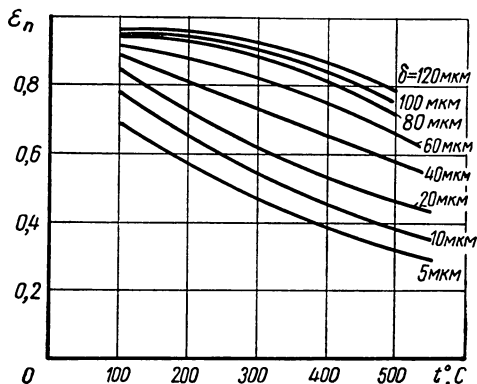


Рис. 3.15. Зависимость  $\epsilon_n$  от толщины покрытия  $\delta$  для анодированного алюминия по Г. А. Жорову

зона температур и др. В настоящее время наибольшее распространение имеют calorиметрический и радиационный методы с использованием установившегося теплового состояния образца, а также метод регулярного режима.

При calorиметрическом методе измеряется тепловой поток, излучаемый поверхностью образца, и температура поверхности. Для этой цели можно использовать непосредственный нагрев трубчатого или цилиндрического образца путем пропускания через него электрического тока. При этом необходимо измерить силу тока и падение напряжения на участке постоянной температуры. Длина этого участка может быть либо рассчитана заранее, либо определена предварительными тарировочными опытами. Тогда, приравнявая джоулево тепло

$$Q_{\text{дж}} = IV,$$

где  $I$  — сила тока;

$V$  — падение напряжения, энергии излучения

$$Q_T = \epsilon \sigma_0 T^4 F,$$

где  $F$  — площадь поверхности выбранного участка, получим

$$\varepsilon = \frac{IV}{\sigma_0 T^4 F}. \quad (3.28)$$

Очевидно, что при этом необходимо принять меры к уменьшению утечек тепла за счет теплопроводности по образцу, теплопроводности и конвекции через окружающую среду и облучения образца

посторонними поверхностями. Утечки тепла за счет теплопроводности по образцу снижаются до пренебрежимой величины при выборе участка с практически постоянной температурой. Влияние теплопроводности и конвекции через окружающую среду можно практически уничтожить созданием достаточно глубокого разрежения среды. Что же касается облучения образца посторонними поверхностями, то их следует по возможности зачернить и, если это требуется, охлаждать до достаточно низкой температуры. Эти вопросы более подробно будут изложены в § 6 данной главы. Кроме того, необходимо обращать внимание на важность отсутствия химического взаимодействия между поверхностью образца и окружающей средой при повышенных температурах. Поэтому следует проводить эксперименты в нейтральной среде.

При соблюдении указанных условий, степень черноты  $\varepsilon$  определяется по формуле (3.28) [с учетом влияния стенок более точной является формула (3.101)].

На рис. 3.16 ÷ 3.18 представлены схемы нескольких экспериментальных установок, описанных в литературе [20, 21].

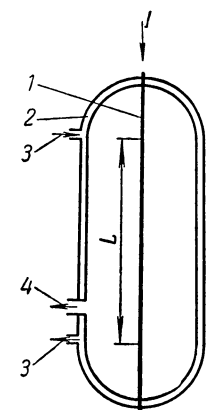


Рис. 3.16. Схема экспериментальной установки для определения степени черноты калориметрическим методом:

1 — образец (проволока); 2 — стеклянный сосуд; 3 — охлаждающая вода; 4 — к вакуумному насосу

На рис. 3.16 представлена схема экспериментальной установки, предназначенной для определения степени черноты калориметрическим методом. В качестве образца используется металлическая проволока, расположенная в стеклянном сосуде с охлаждаемыми водой стенками. Если известна зависимость удельного электрического сопротивления  $\rho$  от температуры, то непосредственное измерение температуры проволоки не требуется, так как по измеренным  $V$  и  $I$  можно найти сопротивление  $R$  и, следовательно, температуру проволоки. Зависимость  $\rho$  от  $T$  может быть установлена либо предварительными опытами, либо известна из литературных источников для данного материала. В сосуде с помощью вакуумных насосов создается необходимое разрежение. Проволока разогревается постоянным электрическим током, и на установившемся режиме изме-

руется сила тока  $I$  и разность потенциалов  $V$  на выбранном участке длиной  $L$ .

На рис. 3.17 представлена схема экспериментальной установки для определения степени черноты различных покрытий. Установка принципиально мало отличается от установки, изображенной на рис. 3.16. Образец представляет собой полый цилиндр, который разогревается с помощью расположенного на его оси электрического нагревателя. Отличием является то, что в данном случае необходимо измерять температуру образца, для чего служат термопары. Поправки на неизотермичность образца и тепловые утечки по нагревателю вводятся с помощью предварительных тарировочных опытов на образце с известной степенью черноты.

При радиационном методе производится измерение лучистого теплового потока, посылаемого в окружающее пространство исследуемой

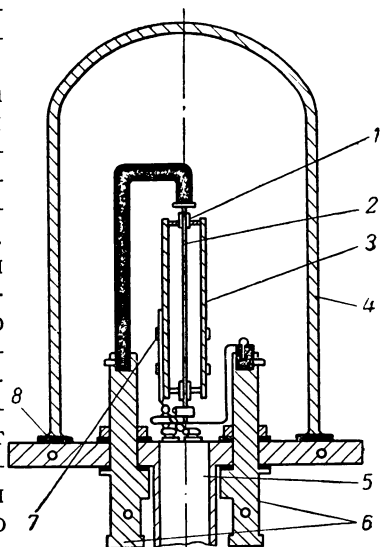


Рис. 3.17. Схема установки для определения степени черноты покрытий:

1 — изолятор нагревателя; 2 — нагреватель; 3 — образец; 4 — стеклянный колпак; 5 — подставка; 6 — токоподводящие шины; 7 — термопара; 8 — прокладка

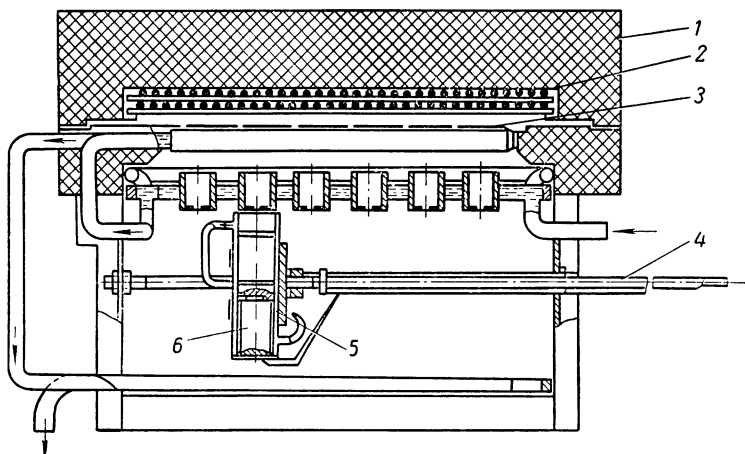


Рис. 3.18. Схема установки для определения  $\epsilon_d$  шести образцов на воздухе при температурах от 100 до 1000°C:

1 — корпус нагревателя; 2 — нагреватель; 3 — образец; 4 — вода; 5 — десятисплайный термозащитный элемент; 6 — приемник

поверхностью. Для этой цели применяются специальные приемники лучистой энергии, в качестве которых могут использоваться болометры, термостолбики, фотоспротивления и др.

Радиационный метод не требует создания вакуума, если только это не диктуется условиями работы поверхности. На рис. 3.18 представлена схема экспериментальной установки для определения степени черноты полного нормального излучения шести образцов на воздухе при температурах от 100 до 1000°С. В качестве приемника используется десятиспайный термоэлемент, расположенный в медной шайбе. В приемник введены две диафрагмы для уменьшения влияния отраженных от стенок приемника лучей. Приемник тарируется по излучению абсолютно черного тела. Образцы нагреваются при помощи специальных нагревателей; температура образцов измеряется термопарами.

В методе регулярного режима измеряется зависимость температуры образца от времени при охлаждении его от некоторой заданной температуры.

### § 3. Угловые коэффициенты

Рассмотрим две излучающие площадки  $dF_1$  и  $dF_2$  (рис. 3.19). Каждая из них излучает энергию, часть которой падает на другую площадку. В соответствии с уравнениями (3.19) ÷ (3.22) можно записать выражение для энергии излучения площадки  $dF_1$ , поступающей к площадке  $dF_2$ ,

$$d^2 Q_{dF_1, dF_2} = \frac{1}{\pi} q_1 dF_1 \cos \varphi_1 d\Omega_1; \quad (3.29)$$

аналогично

$$d^2 Q_{dF_2, dF_1} = \frac{1}{\pi} q_2 dF_2 \cos \varphi_2 d\Omega_2, \quad (3.30)$$

где  $q_1$  и  $q_2$  — энергии полного полусферического излучения единичных площадок поверхностей  $F_1$  и  $F_2$ , зависящие от температуры и состояния поверхности площадок;  $d\Omega_1$  и  $d\Omega_2$  — телесные углы, под которыми видны площадки  $dF_2$  и  $dF_1$ .

Подставляя в формулы (3.29) и (3.30) выражения для  $d\Omega_1$  и  $d\Omega_2$ :

$$d\Omega_1 = \frac{\cos \varphi_2 dF_2}{r^2};$$

$$d\Omega_2 = \frac{\cos \varphi_1 dF_1}{r^2},$$

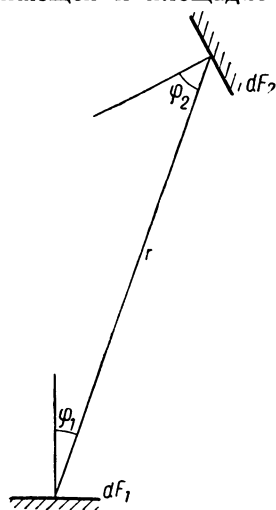


Рис. 3.19. Схема к выводу формул (3.31)

где  $r$  — расстояние между площадками  $dF_1$  и  $dF_2$ , получим:

$$\left. \begin{aligned} d^2 Q_{dF_1, dF_2} &= q_1 \frac{\cos \varphi_1 \cos \varphi_2}{\pi r^2} dF_1 dF_2; \\ d^2 Q_{dF_2, dF_1} &= q_2 \frac{\cos \varphi_2 \cos \varphi_1}{\pi r^2} dF_2 dF_1. \end{aligned} \right\} \quad (3.31)$$

Формулы (3.31) можно представить в виде:

$$\left. \begin{aligned} d^2 Q_{dF_1, dF_2} &= q_1 d^2 H_{dF_1, dF_2}; \\ d^2 Q_{dF_2, dF_1} &= q_2 d^2 H_{dF_2, dF_1}, \end{aligned} \right\} \quad (3.32)$$

где

$$d^2 H_{dF_1, dF_2} = d^2 H_{dF_2, dF_1} = \frac{\cos \varphi_1 \cos \varphi_2}{\pi r^2} dF_1 dF_2. \quad (3.33)$$

Проинтегрируем первое уравнение (3.32) по  $F_2$ , а второе — по  $F_1$ :

$$\begin{aligned} dQ_{dF_1, F_2} &= q_1 \int_{F_2} d^2 H_{dF_1, dF_2}; \\ dQ_{dF_2, F_1} &= q_2 \int_{F_1} d^2 H_{dF_2, dF_1}. \end{aligned}$$

Найдем долю теплового потока, который поступает от площадки  $dF_1$  к площадке  $dF_2$ . Так как полусферическое излучение площадки  $dF_1$  равно  $dQ_{dF_1} = q_1 dF_1$ , то

$$\frac{d^2 Q_{dF_1, dF_2}}{q_1 dF_1} = \frac{\cos \varphi_1 \cos \varphi_2}{\pi r^2} dF_2. \quad (3.34)$$

Найденную величину можно назвать дифференциальным угловым коэффициентом, или дифференциальным коэффициентом облученности

$$d\varphi_{dF_1, dF_2} = \frac{d^2 Q_{dF_1, dF_2}}{dQ_{dF_1}} = \frac{\cos \varphi_1 \cos \varphi_2}{\pi r^2} dF_2. \quad (3.35)$$

Для углового коэффициента  $d\varphi_{dF_2, dF_1}$  имеем

$$d\varphi_{dF_2, dF_1} = \frac{\cos \varphi_1 \cos \varphi_2}{\pi r^2} dF_1. \quad (3.36)$$

Из (3.35) и (3.36) следует соотношение взаимности для дифференциальных угловых коэффициентов

$$d\varphi_{dF_1, dF_2} dF_1 = d\varphi_{dF_2, dF_1} dF_2. \quad (3.37)$$



Найдем теперь тепловой поток  $Q_{12}$ , посылаемый поверхностью  $F_1$  на поверхность  $F_2$ , и тепловой поток  $Q_{21}$ , посылаемый поверхностью  $F_2$  на поверхность  $F_1$ . Для этого проинтегрируем уравнения (3.32) по  $F_1$  и  $F_2$ :

$$Q_{12} = \int_{F_1} \int_{F_2} q_1 d^2 H_{dF_1 dF_2};$$

$$Q_{21} = \int_{F_2} \int_{F_1} q_2 d^2 H_{dF_2 dF_1}.$$

Пусть  $q_1$  и  $q_2$  постоянны по поверхностям  $F_1$  и  $F_2$ , тогда величины  $Q_{12}$  и  $Q_{21}$  примут вид:

$$Q_{12} = q_1 \int_{F_1} \int_{F_2} d^2 H_{dF_1 dF_2};$$

$$Q_{21} = q_2 \int_{F_2} \int_{F_1} d^2 H_{dF_2 dF_1}.$$

Так как  $d^2 H_{dF_1 dF_2} = d^2 H_{dF_2 dF_1}$ , то можно записать:

$$\left. \begin{aligned} Q_{12} &= q_1 H_{12}; \\ Q_{21} &= q_2 H_{21} = q_2 H_{12}, \end{aligned} \right\} \quad (3.38)$$

где величина  $H_{12}$  называется взаимной поверхностью излучения поверхностей  $F_1$  и  $F_2$  и определяется по формуле

$$H_{12} = \int_{F_1} \int_{F_2} \frac{\cos \varphi_1 \cos \varphi_2}{\pi r^2} dF_2 dF_1. \quad (3.39)$$

Эта величина имеет размерность площади и зависит только от геометрических характеристик рассматриваемой системы двух поверхностей.

Введем понятие об угловых коэффициентах, или коэффициентах облученности  $\varphi_{12}$  и  $\varphi_{21}$ , которые определим как долю излучения рассматриваемой поверхности, поступающую на другую поверхность:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_{12} &= \frac{Q_{12}}{Q_1}; \\ \varphi_{21} &= \frac{Q_{21}}{Q_2}, \end{aligned} \right\} \quad (3.40)$$

где  $Q_1$  и  $Q_2$  — полусферические потоки излучения поверхностей  $F_1$  и  $F_2$ .

Подставляя эти выражения в (3.38), получим

$$\varphi_{12} = \frac{H_{12}}{F_1}, \quad \varphi_{21} = \frac{H_{12}}{F_2}.$$

Отсюда приходим к уравнению взаимности для угловых коэффициентов

$$\varphi_{12}F_1 = \varphi_{21}F_2. \quad (3.41)$$

Если рассматривается система, состоящая из  $n$  поверхностей  $F_1, F_2, \dots, F_n$ , то аналогичные соотношения можно записать для каждой пары поверхностей. В результате получатся следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} H_{ik} &= H_{ki}; \\ \varphi_{ik}F_i &= \varphi_{ki}F_k; \\ i &= 1, 2, \dots, n; \\ k &= 1, 2, \dots, n. \end{aligned} \right\} \quad (3.42)$$

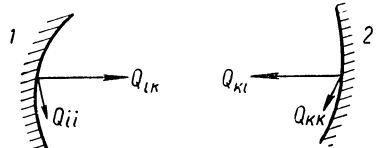


Рис. 3.20. Самооблучение поверхности

Отметим, что может иметь место случай самооблучения поверхности ( $i = k$ ), когда тело имеет вогнутость (рис. 3.20); при этом

$$\varphi_{ii} = \frac{Q_{ii}}{Q_i}.$$

Используя угловые коэффициенты, можно представить тепловые потоки, посылаемые поверхностями друг на друга, следующим образом:

$$Q_{ik} = \varphi_{ik}Q_i. \quad (3.43)$$

Таким образом, расчет лучистого теплообмена в системе излучающих поверхностей сводится к определению угловых коэффициентов системы

$$\varphi_{ik} = \frac{1}{F_i} \int_{F_i} \int_{F_k} \frac{\cos \varphi_i \cos \varphi_k}{\pi r_{ik}^2} dF_k dF_i. \quad (3.44)$$

Если тела образуют замкнутую систему, то очевидно,

$$\sum_{k=1}^n \varphi_{ik} = 1. \quad (3.45)$$

Вычисление угловых коэффициентов для поверхностей произвольной формы обычно связано с большими математическими трудностями. Поэтому часто используются графические и иные

способы определения угловых коэффициентов. В то же время для ряда приложений, имеющих большое практическое значение, определение угловых коэффициентов системы не представляет особых затруднений. Для иллюстрации некоторых методов определения угловых коэффициентов рассмотрим несколько примеров.

**Пример 1.** Тело, не имеющее вогнутостей, находится внутри другого тела (рис. 1, а к табл. П.4).

Полагая, что поверхности тел абсолютно черные и температуры их одинаковы, получим следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} Q_1 &= Q_{12}; \\ Q_2 &= Q_{21} + Q_{22}. \end{aligned} \right\} \quad (3.46)$$

Для абсолютно черных тел при  $T_1 = T_2$  обеспечивается равенство  $q_1 = q_2 = q$ . Тогда

$$Q_1 = qF_1, \quad Q_2 = qF_2, \quad Q_{12} = \varphi_{12}Q_1 = \varphi_{12}qF_1;$$

$$Q_{21} = \varphi_{21}Q_2 = \varphi_{21}qF_2, \quad Q_{22} = \varphi_{22}Q_2 = \varphi_{22}qF_2.$$

Подставляя эти значения в уравнение (3.46), получим

$$F_1 = \varphi_{12}F_1;$$

$$F_2 = \varphi_{21}F_2 + \varphi_{22}F_2.$$

Отсюда следует, что

$$\varphi_{12} = 1;$$

$$\varphi_{22} + \varphi_{21} = 1,$$

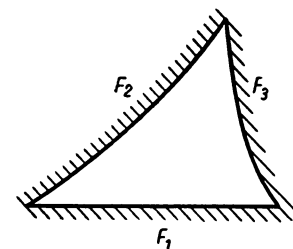


Рис. 3.21. Система трех невогнутых поверхностей

т. е. получаем уравнение замкнутости (3.45).

Условие взаимности дает

$$\varphi_{12}F_1 = \varphi_{21}F_2.$$

Таким образом, получаем следующие коэффициенты облученности:

$$\varphi_{12} = 1, \quad \varphi_{21} = \frac{F_1}{F_2}, \quad \varphi_{22} = 1 - \frac{F_1}{F_2}.$$

Взаимная поверхность

$$H_{12} = \varphi_{12}F_1 = F_1.$$

Полученные значения  $\varphi_{12}$ ,  $\varphi_{21}$ ,  $\varphi_{22}$  и  $H_{12}$  справедливы и в случае двух бесконечно длинных цилиндров.

**Пример 2.** Определим угловые коэффициенты для системы трех поверхностей, изображенных на рис. 3.21. Полагая поверхности абсолютно черными и имеющими одинаковую температуру, получаем следующую систему уравнений замкнутости:

$$\varphi_{12} + \varphi_{13} = 1;$$

$$\varphi_{21} + \varphi_{23} = 1;$$

$$\varphi_{31} + \varphi_{32} = 1.$$

Соотношения взаимности дают еще три уравнения:

$$\varphi_{12}F_1 = \varphi_{21}F_2;$$

$$\varphi_{13}F_1 = \varphi_{31}F_3;$$

$$\varphi_{23}F_2 = \varphi_{32}F_3.$$

Из этих шести уравнений с шестью неизвестными определяются угловые коэффициенты:

$$\varphi_{12} = \frac{1}{2F_1}(F_1 + F_2 - F_3), \quad \varphi_{21} = \frac{1}{2F_2}(F_1 + F_2 - F_3);$$

$$\varphi_{23} = \frac{1}{2F_2}(F_2 + F_3 - F_1), \quad \varphi_{32} = \frac{1}{2F_3}(F_2 + F_3 - F_1);$$

$$\varphi_{31} = \frac{1}{2F_3}(F_3 + F_1 - F_2), \quad \varphi_{13} = \frac{1}{2F_1}(F_3 + F_1 - F_2).$$

Соответствующие взаимные поверхности:

$$H_{12} = H_{21} = \frac{1}{2}(F_1 + F_2 - F_3);$$

$$H_{23} = H_{32} = \frac{1}{2}(F_2 + F_3 - F_1);$$

$$H_{31} = H_{13} = \frac{1}{2}(F_3 + F_1 - F_2).$$

Таким образом, в случае замкнутой системы расчет сводится к решению системы уравнений, состоящей из условия замкнутости (3.45) и соотношений взаимности (3.42):

$$\sum_{k=1}^n \varphi_{1k} = 1;$$

$$\sum_{k=1}^n \varphi_{2k} = 1;$$

.....

$$\sum_{k=1}^n \varphi_{nk} = 1;$$

$$\varphi_{ik}F_i = \varphi_{ki}F_k \quad (i \neq k; i = 1, 2, \dots, n; k = 1, 2, \dots, n).$$

Число неизвестных  $\varphi_{ik}$  равно  $n^2$ . Число уравнений замкнутости и взаимности равно  $n + \frac{n(n-1)}{2}$ . Кроме того, для конкретной системы могут быть известны некоторые угловые коэффициенты. Так, в примере 1 было известно, что внутреннее тело не имеет вогнутостей,

т. е.  $\varphi_{11} = 0$ . В примере 2 по условию  $\varphi_{11} = \varphi_{22} = \varphi_{33} = 0$ . Обозначив число дополнительных уравнений такого рода через  $x$ , получим, что для возможности нахождения угловых коэффициентов должно выполняться равенство

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

откуда

$$x = \frac{n(n-1)}{2}. \quad (3.47)$$

При  $n=2$  формула (3.47) дает  $x=1$ , при  $n=3$   $x=3$  в соответствии с примерами 1 и 2. Если число тел больше трех, то приходится прибегать к разбиению системы на ряд подсистем с тем, чтобы можно было определить все коэффициенты  $\varphi_{ik}$ . Во всяком случае для пло-

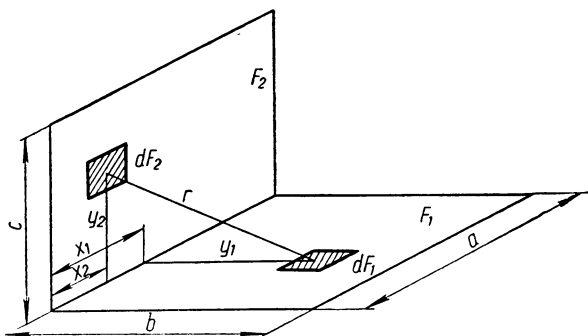


Рис. 3.22. Две прямоугольные пластины, расположенные в перпендикулярных поверхностях и имеющие общую грань

ской системы  $n$  тел задача определения угловых коэффициентов решается без необходимости прибегать к вычислению интегралов типа (3.44). Под плоской системой понимается система параллельных поверхностей бесконечной протяженности.

Для пространственных систем за исключением наиболее простого случая, рассмотренного в примере 1, приходится прибегать к интегрированию по формуле (3.44), а в более сложных случаях — к графическим и иным методам определения угловых коэффициентов.

В качестве примера расчета по формуле (3.44) рассмотрим задачу определения угловых коэффициентов для двух прямоугольных пластин, расположенных в перпендикулярных плоскостях и имеющих общую грань (рис. 3.22).

Величины  $r$ ,  $\cos \varphi_1$  и  $\cos \varphi_2$  легко вычисляются и имеют значения:

$$r = \sqrt{y_1^2 + y_2^2 + (x_1 - x_2)^2}, \quad \cos \varphi_1 = \frac{y_2}{r}, \quad \cos \varphi_2 = \frac{y_1}{r}.$$

Таким образом, определение  $\varphi_{12}$  сводится к вычислению интеграла

$$\varphi_{12} = \frac{1}{\pi ab} \int_{F_1} dx_1 dy_1 \int_{F_2} \frac{y_1 y_2}{[y_1^2 + y_2^2 + (x_1 - x_2)^2]^2} dx_2 dy_2.$$

В итоге получаем следующее выражение для  $\varphi_{12}$ :

$$\begin{aligned} \varphi_{12} = & \frac{1}{\pi} \left[ \operatorname{arctg} \frac{a}{b} + \frac{c}{b} \operatorname{arctg} \frac{a}{c} - \sqrt{1 + \frac{c^2}{b^2}} \operatorname{arctg} \frac{a}{\sqrt{b^2 + c^2}} - \right. \\ & - \frac{1}{4} \cdot \frac{a}{b} \ln \frac{(a^2 + b^2 + c^2) a^2}{(a^2 + b^2)(a^2 + c^2)} + \frac{1}{4} \cdot \frac{b}{a} \ln \frac{(a^2 + b^2 + c^2) b^2}{(b^2 + c^2)(a^2 + b^2)} + \\ & \left. + \frac{1}{4} \cdot \frac{c^2}{ab} \ln \frac{(a^2 + b^2 + c^2) c^2}{(a^2 + c^2)(b^2 + c^2)} \right]. \end{aligned}$$

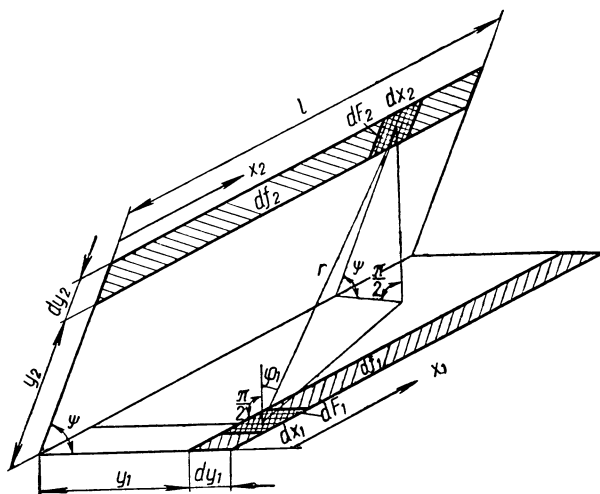


Рис. 3.23. Две бесконечно узкие параллельные полоски, расположенные в плоскостях, пересекающихся под углом  $\psi$

Рассмотрим задачу об определении углового коэффициента для двух бесконечно узких параллельных полосок, расположенных в плоскостях, пересекающихся под углом  $\psi$  и образующих плоско-параллельную систему (рис. 3.23).

Согласно (3.35) дифференциальный угловый коэффициент между площадками  $dF_1 = dx_1 dy_1$  и  $dF_2 = dx_2 dy_2$

$$d\varphi_{dF_1 dF_2} = \frac{\cos \varphi_1 \cos \varphi_2}{\pi r^2} dF_2.$$

Дифференциальный угловой коэффициент между полосками  $df_1$  и  $df_2$

$$d\varphi_{df_1, df_2} = \frac{1}{df_1} \int \int_{x_1, x_2} \frac{\cos \varphi_1 \cos \varphi_2}{\pi r^2} dF_1 dF_2. \quad (3.48)$$

Из рис. 3.23 находим

$$\cos \varphi_1 = \frac{y_2 \sin \psi}{r}, \quad \cos \varphi_2 = \frac{y_1 \sin \psi}{r},$$

$$r = \sqrt{y_2^2 \sin^2 \psi + (y_1 - y_2 \cos \psi)^2 + (x_2 - x_1)^2}.$$

Подставив полученные выражения в (3.48), найдем

$$d\varphi_{df_1, df_2} = \frac{y_1 y_2 \sin^2 \psi dy_2}{\pi l} \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} dx_1 \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \frac{dx_2}{[y_2^2 \sin^2 \psi + (y_2 - y_1 \cos \psi)^2 + (x_2 - x_1)^2]^2}.$$

Проведя интегрирование, приходим к следующей формуле для углового коэффициента между двумя узкими плоскопараллельными полосками длины  $l$ :

$$d\varphi_{df_1, df_2} = \frac{y_1 y_2 \sin^2 \psi dy_2}{2a^3} \cdot \frac{\operatorname{arctg} \frac{l}{a}}{\frac{\pi}{2}}, \quad (3.49)$$

где  $a$  — расстояние между полосками;

$$a = \sqrt{y_2^2 \sin^2 \psi + (y_1 - y_2 \cos \psi)^2}.$$

Угловой коэффициент между двумя бесконечно длинными полосками находим как предел выражения (3.49) при  $l \rightarrow \infty$ :

$$\lim_{l \rightarrow \infty} d\varphi_{df_1, df_2} = \frac{y_1 y_2 \sin^2 \psi dy_2}{2a^3}. \quad (3.50)$$

Полученные формулы (3.49) и (3.50) дают возможность произвести оценку условий, необходимых для того, чтобы систему можно было считать плоскопараллельной бесконечной протяженности. Для этого рассмотрим отношение угловых коэффициентов, полученных по (3.49) и (3.50):

$$\frac{d\varphi_{df_1, df_2}}{\lim_{l \rightarrow \infty} d\varphi_{df_1, df_2}} = \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{l}{a}. \quad (3.51)$$

Таким образом, отношение угловых коэффициентов для конечной и бесконечной плоскопараллельной систем зависит только от отно-

шения длины полосок  $l$  к расстоянию между ними  $a$ . График этого отношения приведен на рис. 3.24.

Как видно из графика на рис. 3.24, уже при  $\frac{l}{a} = 10$  отличие в угловых коэффициентах не превышает 6%, а при  $\frac{l}{a} = 25$  составляет при-

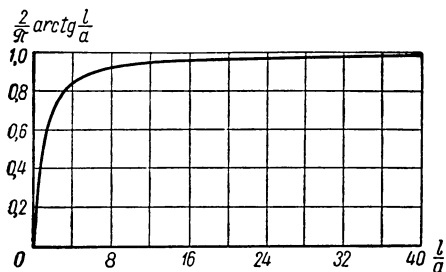


Рис. 3.24. Зависимость (3.51)

мерно 3%. В то же время при малых длинах полосок  $l$  различие может быть существенным. Например, при  $\frac{l}{a} = 1$  угловой коэффициент для бесконечной плоскопараллельной системы оказывается в два раза больше, чем для конечной. График на рис. 3.24 можно исполь-

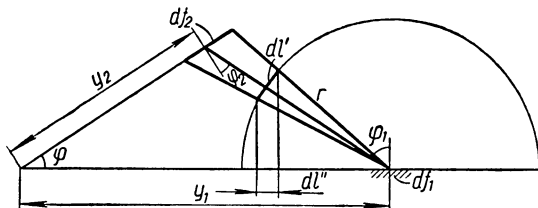


Рис. 3.25. Графическое определение угловых коэффициентов для плоскопараллельной системы

зовать для приближенной оценки и в других случаях взаимного облучения, вводя среднее расстояние между поверхностями и среднюю длину поверхностей.

Выведенная выше формула (3.50) положена в основу графического определения угловых коэффициентов для плоскопараллельной системы поверхностей бесконечной протяженности (рис. 3.25). Действительно,  $\cos \varphi_2 = \frac{y_1 \sin \psi}{r}$  и  $\cos \varphi_1 = \frac{y_2 \sin \psi}{r}$ . В то же время  $\cos \varphi_1 dy_2 = dl'$  и  $\cos \varphi_2 dl' = dl''$  (смысл отрезков  $dl'$  и  $dl''$  ясен из рис. 3.25). Таким образом, угловой коэффициент  $d\varphi_{df_1, df_2}$  равен отношению проекции  $dl''$  к диаметру окружности  $2r$ , т. е.

$$d\varphi_{df_1, df_2} = \frac{dl''}{2r}.$$



Практически следует проводить окружность единичного радиуса, тогда  $d\varphi_{df_1, df_2} = \frac{1}{2} dl''$ . Очевидно, что  $\varphi_{df_1, df_2} = \frac{l''}{2r}$ . Для пространственной системы, представленной на рис. 3.26, производится аналогичное построение. Угловым коэффициентом  $\varphi_{dF_1, F_2}$  определяется как отношение площади  $F_2''$ , представляющей собой проекцию поверхности  $F_2'$  на плоскость, в которой расположе-

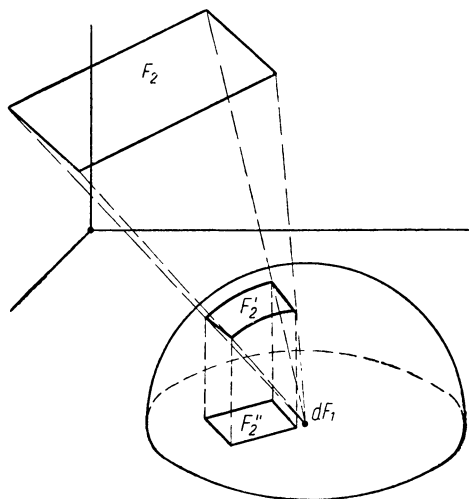


Рис. 3.26. Графическое определение угловых коэффициентов для пространственной системы

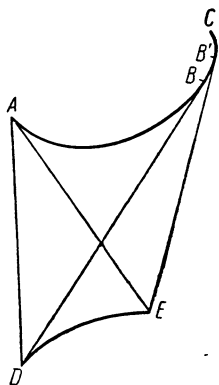


Рис. 3.27. Схема к методу «натянутых нитей»

на площадке  $dF_1$ , к площади круга единичного радиуса. Этот круг образуется путем пересечения сферы единичного радиуса с центром в площадке  $dF_1$  с плоскостью, в которой расположена площадка  $dF_1$ . Поверхность  $F_2'$  образуется при пересечении лучей, проведенных из центра сферы к границам поверхности  $F_2$ .

Для плоскопараллельной бесконечно длинной системы весьма эффективен метод «натянутых нитей». С помощью этого метода можно получить аналитические выражения угловых коэффициентов для простых геометрических систем.

Рассмотрим две невыпуклые поверхности (рис. 3.27). Разобьем систему на несколько фигур, проведя наружные нити  $AD$  и  $B'E$  и внутренние нити  $AE$  и  $BD$ . Точки  $B$  и  $B'$  представляют собой точки пересечения кривой  $AC$  с касательными, проведенными к ней из точек  $D$  и  $E$  кривой  $DE$ . Воспользуемся результатами, полученными в примере 2 данной главы.

По формулам замкнутости

$$\varphi_{DEAC} = 1 - \varphi_{DEDA} - \varphi_{DEB'E}.$$

Из треугольников  $AED$  и  $DBB'E$

$$\varphi_{DEDA} = \frac{1}{2DE} (DE + DA - AE);$$

$$\varphi_{DEB'E} = \frac{1}{2DE} (DE + B'E - DBB').$$

Таким образом,

$$\varphi_{DEAC} = \frac{AE + DBB' - (DA + B'E)}{2DE}.$$

Отсюда следует, что угловой коэффициент в рассматриваемой системе равен дроби, знаменателем которой является удвоенная длина данной кривой, а числителем — разность сумм длин внутренних и внешних нитей.

В качестве примера применения метода натянутых нитей рассмотрим угловой коэффициент для системы двух бесконечно длинных цилиндров (рис. 3.28).

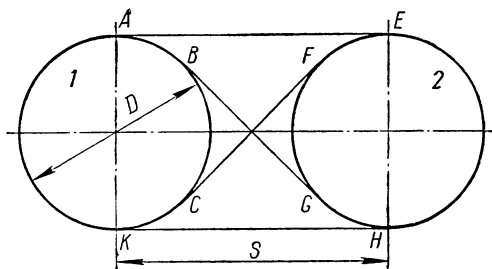


Рис. 3.28. Система двух параллельных бесконечно длинных цилиндров

$$\varphi_{12} = \frac{2ABGH - 2AE}{2ABCK}.$$

Из рис. 3.28 получаем

$$ABCK = \frac{\pi D}{2}, \quad AE = S, \quad BG = \sqrt{S^2 - D^2}, \quad AB = \frac{D}{2} \arcsin \frac{D}{S};$$

$$\varphi_{12} = \frac{2}{\pi} \left[ \arcsin \frac{D}{S} + \sqrt{\left(\frac{S}{D}\right)^2 - 1} - \frac{S}{D} \right].$$

Однако методы определения угловых коэффициентов не исчерпываются только аналитическими и графическими. Существуют также методы, основанные на электроанalogии. Механические методы основаны на рассмотренных графических методах. Оптические методы основаны на том, что законы распространения электромагнитных волн для видимой и инфракрасной областей спектра одинаковы. Поэтому можно по затенению некоторой поверхности опре-

делить взаимную облучаемость и в конечном счете угловые коэффициенты.

В табл. П.4 (см. Приложения) приведены формулы и графики для определения угловых коэффициентов в ряде случаев, часто встречающихся на практике.

#### § 4. Методы расчета лучистого теплообмена

Расчет тепловых потоков в системе серых поверхностей в общем случае связан с решением интегро-дифференциальных уравнений. В данном параграфе будет рассмотрена упрощенная задача, результаты решений которой, однако, имеют большое практическое значение.

Пусть система состоит из  $n$  тел с серыми диффузными поверхностями. Это означает, что излучаемые и отражаемые потоки распределены согласно закону Ламберта. Температуру каждой поверхности будем считать постоянной, а отраженные лучистые потоки — равномерно распределенными по каждой поверхности. Последнее обстоятельство чрезвычайно важно. Очевидно, что оно соблюдается либо при достаточном удалении поверхностей друг от друга, либо при достаточно малых поверхностях, либо при наличии симметрии. В общем же случае это предположение связано с получением приближенных решений. Однако при разумном выборе величин поверхностей полученные результаты оказываются достаточно точными.

Поскольку каждая из  $n$  поверхностей получает энергию, а также поглощает и отражает энергию, поступающую к ней со стороны других поверхностей, то непосредственный подсчет лучистых потоков оказывается чрезвычайно громоздким, если вообще выполнимым. Эффективный метод расчета основан на развитом Г. Л. Поляком методе так называемого «лучистого сальдо». В основу этого метода положен баланс лучистых потоков для каждой поверхности с одновременным введением эффективного лучистого потока, состоящего из излучаемого и отражаемого потоков.

Если излучаемый поверхностью поток обозначить  $Q_{\text{изл}}$ , а отраженный  $Q_{\text{отр}}$ , то эффективный лучистый поток  $Q_{\text{эф}}$  можно представить в виде

$$Q_{\text{эф}} = Q_{\text{изл}} + Q_{\text{отр}},$$

где

$$Q_{\text{изл}} = \varepsilon \sigma_0 F T^4.$$

Отраженный некоторой поверхностью поток  $Q_{\text{отр}}$  связан с падающим на него эффективным потоком от всех поверхностей системы  $Q_{\text{пад}}$  соотношением

$$Q_{\text{отр}} = (1 - \varepsilon) Q_{\text{пад}},$$



где определитель

$$\Delta = \begin{vmatrix} [1 - (1 - \varepsilon_1) \varphi_{11}] & -(1 - \varepsilon_1) \varphi_{21} & \dots & -(1 - \varepsilon_1) \varphi_{n1} \\ -(1 - \varepsilon_2) \varphi_{12} & [1 - (1 - \varepsilon_2) \varphi_{22}] & \dots & -(1 - \varepsilon_2) \varphi_{n2} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ -(1 - \varepsilon_n) \varphi_{1n} & -(1 - \varepsilon_n) \varphi_{2n} & \dots & [1 - (1 - \varepsilon_n) \varphi_{nn}] \end{vmatrix} \quad (3.57)$$

Определитель  $\Delta_i$  получается из определителя  $\Delta$  путем подстановки в  $i$ -й столбец правых частей системы уравнений (3.55). Например, определитель

$$\Delta_2 = \begin{vmatrix} [1 - (1 - \varepsilon_1) \varphi_{11}] & Q_{1изл} - (1 - \varepsilon_1) \varphi_{31} & \dots & -(1 - \varepsilon_1) \varphi_{n1} \\ -(1 - \varepsilon_2) \varphi_{12} & Q_{2изл} - (1 - \varepsilon_2) \varphi_{32} & \dots & -(1 - \varepsilon_2) \varphi_{n2} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ -(1 - \varepsilon_n) \varphi_{1n} & Q_{n изл} - (1 - \varepsilon_n) \varphi_{3n} & \dots & [1 - (1 - \varepsilon_n) \varphi_{nn}] \end{vmatrix} \quad (3.58)$$

Формулы (3.56), (3.57) и (3.58) позволяют найти все эффективные лучистые тепловые потоки  $Q_i$ . Для определения количества тепла, поглощенного  $i$ -й поверхностью, воспользуемся равенством

$$Q_{i \text{ погл}} = \varepsilon_i \sum_{k=1}^n Q_{ki}$$

или, вводя угловые коэффициенты, равенством

$$Q_{i \text{ погл}} = \varepsilon_i \sum_{k=1}^n \varphi_{ki} Q_k. \quad (3.59)$$

Потерю тепла  $Q_x$ , или, как говорят, количество рассеиваемого телом тепла, найдем как разность излучаемого и поглощаемого тепла

$$Q_{i x} = Q_{i \text{ изл}} - Q_{i \text{ погл}}.$$

Из уравнений (3.56) и (3.59) получаем

$$Q_{i x} = Q_{i \text{ изл}} - \frac{\varepsilon_i}{\Delta} \sum_{k=1}^n \varphi_{ki} \Delta_k. \quad (3.60)$$

Вся система рассеивает количество тепла, равное

$$Q_{\Sigma x} = \sum_{i=1}^n \left( Q_{i \text{ изл}} - \frac{\varepsilon_i}{\Delta} \sum_{k=1}^n \varphi_{ki} \Delta_k \right). \quad (3.61)$$

В качестве примера рассмотрим излучение системы, состоящей из двух поверхностей (рис. 3.20), степени черноты и температуры которых соответственно равны (полагая  $i=1$ ,  $k=2$ )  $\varepsilon_1$ ,  $T_1$  и  $\varepsilon_2$ ,  $T_2$ . Составим систему уравнений для определения эффективных

лучистых потоков. Эффективный лучистый поток  $Q_1$  складывается из собственного излучения поверхности  $Q_{1\text{изл}}$  и отраженного излучения. Поскольку на поверхность 1 поступают потоки как от самой поверхности 1 ( $Q_{11}$ ), так и от поверхности 2 ( $Q_{21}$ ), то отраженный поток равен  $(1-\varepsilon_1)(Q_{11}+Q_{21})$ . Поэтому

$$Q_1 = Q_{1\text{изл}} + (1 - \varepsilon_1)(Q_{11} + Q_{21}).$$

Аналогично для поверхности 2

$$Q_2 = Q_{2\text{изл}} + (1 - \varepsilon_2)(Q_{22} + Q_{12}).$$

Вводя угловые коэффициенты  $\varphi_{12}$ ,  $\varphi_{21}$ ,  $\varphi_{11}$  и  $\varphi_{22}$ , получим следующую систему уравнений для нахождения эффективных лучистых потоков  $Q_1$  и  $Q_2$ :

$$Q_1 = Q_{1\text{изл}} + (1 - \varepsilon_1)(\varphi_{11}Q_1 + \varphi_{21}Q_2);$$

$$Q_2 = Q_{2\text{изл}} + (1 - \varepsilon_2)(\varphi_{22}Q_2 + \varphi_{12}Q_1),$$

или

$$\left. \begin{aligned} [1 - (1 - \varepsilon_1)\varphi_{11}]Q_1 - (1 - \varepsilon_1)\varphi_{21}Q_2 &= Q_{1\text{изл}}; \\ - (1 - \varepsilon_2)\varphi_{12}Q_1 + [1 - (1 - \varepsilon_2)\varphi_{22}]Q_2 &= Q_{2\text{изл}}. \end{aligned} \right\} \quad (3.62)$$

Из системы (3.62) определяем  $Q_1$  и  $Q_2$  по формулам:

$$Q_1 = \frac{\Delta_1}{\Delta}, \quad Q_2 = \frac{\Delta_2}{\Delta},$$

где

$$\left. \begin{aligned} \Delta &= [1 - (1 - \varepsilon_1)\varphi_{11}][1 - (1 - \varepsilon_2)\varphi_{22}] - \\ &\quad - (1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_2)\varphi_{12}\varphi_{21}; \\ \Delta_1 &= [1 - (1 - \varepsilon_2)\varphi_{22}]Q_{1\text{изл}} + (1 - \varepsilon_1)\varphi_{21}Q_{2\text{изл}}; \\ \Delta_2 &= (1 - \varepsilon_2)\varphi_{12}Q_{1\text{изл}} + [1 - (1 - \varepsilon_1)\varphi_{11}]Q_{2\text{изл}}. \end{aligned} \right\} \quad (3.63)$$

Найдем теперь количество тепла, которое поверхность 1 передает поверхности 2 в результате теплообмена излучением. Для этого определим количества тепла, поглощаемые поверхностями 1 и 2:

$$Q_{1\text{погл}} = \varepsilon_1(Q_{11} + Q_{21});$$

$$Q_{2\text{погл}} = \varepsilon_2(Q_{22} + Q_{12}),$$

или

$$\left. \begin{aligned} Q_{1\text{погл}} &= \frac{\varepsilon_1}{\Delta}(\varphi_{11}\Delta_1 + \varphi_{21}\Delta_2); \\ Q_{2\text{погл}} &= \frac{\varepsilon_2}{\Delta}(\varphi_{22}\Delta_2 + \varphi_{12}\Delta_1). \end{aligned} \right\} \quad (3.64)$$

Подставляя выражения для  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  из (3.63) в (3.64), получим:

$$\left. \begin{aligned} Q_{1 \text{ погл}} &= \varepsilon_1 \frac{\{\varphi_{11} [1 - (1 - \varepsilon_2) \varphi_{22}] + (1 - \varepsilon_2) \varphi_{12} \varphi_{21}\} Q_{1 \text{ изл}} + \varphi_{21} Q_{2 \text{ изл}}}{\Delta}; \\ Q_{2 \text{ погл}} &= \varepsilon_2 \frac{\{\varphi_{22} [1 - (1 - \varepsilon_1) \varphi_{11}] + (1 - \varepsilon_1) \varphi_{21} \varphi_{12}\} Q_{2 \text{ изл}} + \varphi_{12} Q_{1 \text{ изл}}}{\Delta}. \end{aligned} \right\} (3.65)$$

Рассмотрим более подробно структуру формул (3.65). В величину поглощенного поверхностью 1 тепла входит сумма двух величин в соответствии с  $Q_{1 \text{ изл}}$  и  $Q_{2 \text{ изл}}$ . Очевидно, и это можно проверить непосредственным подсчетом тепловых потоков, что член с  $Q_{1 \text{ изл}}$  отвечает такому количеству тепла, поглощаемому поверхностью 1, которое обусловлено излучением этой поверхности и после бесконечного числа отражений поглощается вновь этой же поверхностью. Член же с  $Q_{2 \text{ изл}}$  отвечает тому количеству тепла, которое поверхность 1 после бесконечного числа отражений поглощает из излучения поверхности 2. Таким образом, из излучения поверхности 2 поверхность 1 поглощает количество тепла, равное

$$Q'_{1 \text{ погл}} = \frac{\varepsilon_1 \varphi_{21} Q_{2 \text{ изл}}}{\Delta}. \quad (3.66)$$

Аналогично из излучения поверхности 1 поверхность 2 поглощает количество тепла, равное

$$Q'_{2 \text{ погл}} = \frac{\varepsilon_2 \varphi_{12} Q_{1 \text{ изл}}}{\Delta}. \quad (3.66')$$

Таким образом, поверхности 1 и 2 обмениваются в итоге количеством тепла  $Q'_{12}$ :

$$Q'_{12} = \frac{1}{\Delta} (\varepsilon_2 \varphi_{12} Q_{1 \text{ изл}} - \varepsilon_1 \varphi_{21} Q_{2 \text{ изл}}). \quad (3.67)$$

По определению собственного излучения имеем:

$$Q_{1 \text{ изл}} = \varepsilon_1 \sigma_0 F_1 T_1^4;$$

$$Q_{2 \text{ изл}} = \varepsilon_2 \sigma_0 F_2 T_2^4.$$

Подставляя эти выражения в формулу (3.67) и учитывая соотношение взаимности, которое в данном случае имеет вид

$$\varphi_{12} F_1 = \varphi_{21} F_2,$$

и выражение для  $\Delta$  из (3.63), получаем формулу для лучистого теплообмена между двумя серыми диффузными поверхностями

$$Q'_{12} = \frac{\sigma_0 \varepsilon_1 \varepsilon_2 (T_1^4 - T_2^4) H_{12}}{[1 - (-\varepsilon_1) \varphi_{11}][1 - (1 - \varepsilon_2) \varphi_{22}] - (1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_2) \varphi_{12} \varphi_{21}}. \quad (3.68)$$

Формулу (3.68) можно представить в виде

$$Q'_{12} = \varepsilon_{\text{пр}} \sigma_0 (T_1^4 - T_2^4) H_{12}, \quad (3.69)$$

где введена так называемая приведенная степень черноты  $\varepsilon_{\text{пр}}$ ,

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{[1 - (1 - \varepsilon_1) \varphi_{11}] [1 - (1 - \varepsilon_2) \varphi_{22}] - (1 - \varepsilon_1) (1 - \varepsilon_2) \varphi_{12} \varphi_{21}}. \quad (3.70)$$

Из приведенных формул получается ряд случаев, часто встречающихся в практике расчетов лучистого теплообмена. Рассмотрим некоторые частные случаи.

#### а. Лучистый теплообмен в замкнутой системе

Количество тепла, рассеиваемое поверхностью 1 системы, состоящей из двух поверхностей 1 и 2, можно определить по формуле (3.60). В результате получим

$$Q_{1x} = \frac{1}{\Delta} \{ \varepsilon_2 \varphi_{12} Q_{1 \text{ изл}} - \varepsilon_1 \varphi_{21} Q_{2 \text{ изл}} + [1 - \varphi_{11} - \varepsilon_2 \varphi_{12} - \\ - (1 - \varepsilon_2) (1 - \varphi_{11}) \varphi_{22} - (1 - \varepsilon_2) \varphi_{12} \varphi_{21}] Q_{1 \text{ изл}} \}.$$

Для замкнутой системы  $\varphi_{11} + \varphi_{12} = 1$  и  $\varphi_{22} + \varphi_{21} = 1$ . Поэтому член в квадратной скобке обращается в нуль и величина  $Q_{1x}$  совпадает с величиной  $Q'_{12}$ . Приведенная степень черноты  $\varepsilon_{\text{пр}}$  в данном случае равна

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{1 + \left( \frac{1}{\varepsilon_1} - 1 \right) \varphi_{12} + \left( \frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right) \varphi_{21}}. \quad (3.71)$$

При теплообмене между двумя достаточно большими параллельными плоскостями, т. е. при  $\varphi_{12} = \varphi_{21} = 1$ , получаем известную формулу

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}. \quad (3.72)$$

Если одно невогнутое тело с поверхностью  $F_1$  находится внутри замкнутой поверхности  $F_2$ , то  $\varphi_{11} = 0$ ,  $\varphi_{12} = 1$ ,  $\varphi_{21} = \frac{F_1}{F_2}$ ,  $\varphi_{22} = 1 - \frac{F_1}{F_2}$  и приведенная степень черноты

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \left( \frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right) \frac{F_1}{F_2}}. \quad (3.73)$$



## 6. Излучение полости

Рассмотрим излучение внутренней поверхности полости, изображенной на рис. 3.29. Форма полости, вообще говоря, может быть произвольной, хотя на рис. 3.29 для конкретности изображена сферическая полость диаметра  $D$ . Положим, что внутренняя поверхность полости  $F_1$  имеет степень черноты  $\varepsilon_1$  и постоянную температуру  $T_1$ . Сечение отверстия  $F_2$  в стенке полости предполагает плоским. Отверстие можно рассматривать как поверхность со степенью черноты  $\varepsilon_2=1,0$  и температурой  $T_2=0$ . Приведенную степень черноты и тепловой поток, выходящий наружу из отверстия, можно определить по формулам (3.71) и (3.69):

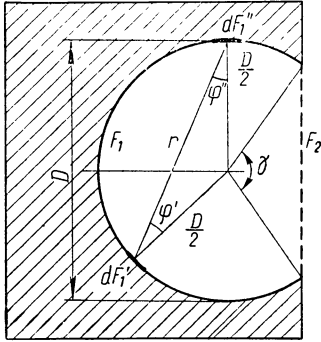


Рис. 3.29. Излучающая полость

Приведенную степень черноты и тепловой поток, выходящий наружу из отверстия, можно определить по формулам (3.71) и (3.69):

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1\right) \varphi_{12}} ;$$

$$Q_x = Q'_{12} = \varepsilon_{\text{пр}} \sigma_0 T_1^4 \varphi_{21} F_2.$$

Угловой коэффициент  $\varphi_{12}$  определяется из условий

$$\varphi_{12} = \frac{F_2}{F_1} \varphi_{21} \text{ и } \varphi_{21} = 1.$$

Таким образом, получаем

$$Q_x = \frac{\sigma_0 T_1^4 F_2}{1 + \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1\right) \frac{F_2}{F_1}}. \quad (3.74)$$

Если ввести величину эффективной степени черноты  $\varepsilon_{\text{эф}}$  для излучения поверхности  $F_2$ , имеющей температуру стенок полости  $T_1$  и дающей такой же тепловой поток, что и полость, то получим

$$\varepsilon_{\text{эф}} \sigma_0 T_1^4 F_2 = \frac{\sigma_0 T_1^4 F_2}{1 + \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1\right) \frac{F_2}{F_1}},$$

откуда

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1\right) \frac{F_2}{F_1}}. \quad (3.75)$$

На рис. 3.30 представлена зависимость  $\varepsilon_{\text{эф}}$  от  $\varepsilon_1$  для различных отношений площадей отверстия и полости  $\frac{F_2}{F_1}$ . Из рис. 3.30 видно,

что уменьшение отверстия приводит к увеличению черноты полости. Так, при степени черноты стенок полости  $\varepsilon_1=0,9$  и  $\frac{F_2}{F_1}=0,1$  чернота полости равна 0,99, т. е. полость излучает практически как абсолютно черное тепло. На этом принципе основаны конструкции различных моделей абсолютно черного тела.

Рассмотренный пример имеет прямое отношение к расчету приемников солнечной энергии в схемах космических аппаратов, использующих солнечную энергию для нагревания рабочего тела. Энергия солнечного излучения от концентратора поступает в приемник через отверстие, где частично поглощается, а частично выходит через отверстие наружу. Количество солнечной радиации, поглощенной стенками приемника, можно определить, используя формулы (3.65).

Действительно, поступающий в отверстие поток от концентратора  $Q$  можно считать исходящим от поверхности  $F_2$ , имеющей степень черноты  $\varepsilon_2=1$ . Учитывая, что  $\varphi_{21}=1$ , а  $\varphi_{11}=1-\frac{F_2}{F_1}$ , получим, что количество солнечной радиации, поглощаемой приемником,

$$Q_{\text{погл}} = \frac{Q}{1 - \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1\right) \frac{F_2}{F_1}}.$$

Необходимо подчеркнуть, что в данном случае величину  $\varepsilon_1$  следует рассматривать как поглощательную способность стенок приемника по отношению к солнечному излучению. Обозначив эту поглощательную способность через  $\beta$ , перепишем последнюю формулу в виде

$$Q_{\text{погл}} = \frac{Q}{1 + \left(\frac{1}{\beta} - 1\right) \frac{F_2}{F_1}}.$$

Если приемник нагрет до температуры  $T_1$ , то он излучает через отверстие энергию  $Q_x$ , определяемую по формуле (3.74). Поэтому в итоге рабочее тело в приемнике (отвлекаясь от утечек тепла) получит количество тепла, равное разности  $Q_{\text{погл}} - Q_x$ , и к. п. д. приемника будет равен

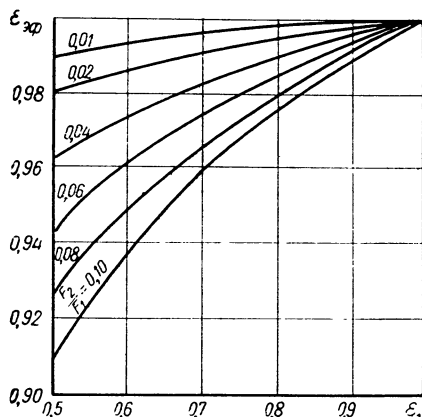


Рис. 3.30. Зависимость  $\varepsilon_{\text{эф}}$  от  $\varepsilon_1$  для полости

( $F_2$  — площадь отверстия полости,  $F_1$  — площадь внутренней поверхности полости)

$$\eta = \frac{Q_{\text{погл}} - Q_v}{Q} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1\right) \frac{F_2}{F_1}} - \frac{\varepsilon T_1^4 F_2}{Q} \times$$

$$\times \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1\right) \frac{F_2}{F_1}}. \quad (3.76)$$

Из формулы (3.76) следует, что для увеличения к. п. д. приемника его степень черноты должна быть как можно меньше, а поглощательная способность по отношению к солнечной радиации как можно больше. Эти требования диаметрально противоположны требованиям к материалу поверхности холодильника-излучателя.

Отметим, что формулу (3.75) для эффективной степени черноты полости можно получить из следующих простых рассуждений. Положим, что в отверстие полости извне падает поток излучения  $Q$ . Из этого потока поглощается часть  $\varepsilon_1 Q$  и отражается часть  $(1 - \varepsilon_1)Q$ , из которой поток  $(1 - \varepsilon_1)Q\varphi_{11}$  вновь падает на стенки полости. В результате второго поглощения полость поглощает поток  $\varepsilon_1(1 - \varepsilon_1)Q\varphi_{11}$  и отражает поток  $(1 - \varepsilon_1)^2 Q\varphi_{11}$ , из которого часть  $\varepsilon_1(1 - \varepsilon_1)^2 Q\varphi_{11}^2$  вновь поглощается, и т. д. В итоге получаем следующее выражение для поглощенного потока:

$$Q_{\text{погл}} = \varepsilon_1 Q + \varepsilon_1(1 - \varepsilon_1)Q\varphi_{11} + \varepsilon_1(1 - \varepsilon_1)^2 Q\varphi_{11}^2 + \dots =$$

$$= \varepsilon_1 Q \left[ 1 + (1 - \varepsilon_1)\varphi_{11} + (1 - \varepsilon_1)^2 \varphi_{11}^2 + \dots \right] =$$

$$= \varepsilon_1 Q \sum_{n=0}^{\infty} (1 - \varepsilon_1)^n \varphi_{11}^n = \frac{\varepsilon_1 Q}{1 - (1 - \varepsilon_1)\varphi_{11}}.$$

Таким образом, поглощательная способность полости, или ее эффективная степень черноты, равна

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \frac{Q_{\text{погл}}}{Q} = \frac{\varepsilon_1}{1 - (1 - \varepsilon_1)\varphi_{11}},$$

откуда следует соотношение (3.75), поскольку  $\varphi_{11} = 1 - \frac{F_2}{F_1}$ .

Очевидно, что формула (3.75), строго говоря, справедлива в случае, когда дифференциальный угловой коэффициент  $d\varphi_{dF_1' dF_1''}$  одинаков по всей поверхности полости. Именно это имеет место для сферы, как следует из рис. 3.29.

Действительно, в этом случае  $\cos\varphi' = \cos\varphi'' = \frac{r}{D}$  и угловой коэффициент согласно формуле (3.35) равен

$$d\varphi_{dF_1' dF_1''} = \frac{dF_1''}{\pi D^2},$$

т. е. не зависит от положения площадок  $dF_1'$  и  $dF_1''$ .

Для сферической полости угловой коэффициент

$$\psi_{11} = 1 - \frac{F_2}{F_1} = \frac{1}{2} \left( 1 \pm \sqrt{1 - \left( \frac{d}{D} \right)^2} \right),$$

где знак «минус» перед корнем берется при  $\gamma > \pi$ , а знак «плюс» — при  $\gamma \leq \pi$  ( $d$  — диаметр отверстия).

В табл. П.5 приведены рассчитанные по формуле (3.75) значения  $\varepsilon_{эф}$  для сферической полости в зависимости от  $\varepsilon$  и  $\frac{d}{D}$  (кроме того, приведены значения  $\frac{F_2}{F_1}$ , соответствующие величине  $\frac{d}{D}$ ). Для полости произвольной формы формула (3.75) справедлива лишь приближенно. В § 5 гл. III дано сравнение результатов расчета для цилиндрической и треугольной полостей по формуле (3.75) и с учетом переменности дифференциальных угловых коэффициентов по поверхности полости.

### в. Переизлучающие поверхности

Переизлучающие поверхности в излучающей системе являются специальным типом поверхностей. Это адиабатические поверхности, через которые не проникает тепловой поток. К таким поверхностям относятся, например, стенки отверстий в печах и односторонние экраны, отражающие излучение.

Из определения переизлучающей поверхности следует, что падающий на нее лучистый поток равен эффективному лучистому потоку рассматриваемой поверхности, а поглощаемый лучистый поток — излучаемому. Это дает следующие равенства для переизлучающей серой поверхности  $j$  в системе  $n$  серых поверхностей:

$$Q_j = \sum_{k=1}^n \varphi_{kj} Q_k; \quad (3.77)$$

$$Q_j_{изл} = \varepsilon_j \sum_{k=1}^n \varphi_{kj} Q_k. \quad (3.78)$$

Для неадиабатических серых поверхностей остаются в силе уравнения (3.54)

$$Q_i = Q_{i_{изл}} + (1 - \varepsilon_i) \sum_{k=1}^n \varphi_{ki} Q_k.$$

Заметим, что если для неадиабатических поверхностей задана температура поверхности, то для адиабатической поверхности температура не задается, а определяется по уравнению (3.78). Из уравнений (3.77) и (3.54) следует, что в систему уравнений (3.55)

степень черноты переизлучающей поверхности не войдет. Следовательно, все эффективные лучистые потоки  $Q_k$ , включая и поток  $Q_j$  для переизлучающей поверхности, не зависят от степени черноты этой поверхности.

Количество тепла, рассеиваемое всеми поверхностями излучающей системы, определяется по формуле (3.61), которую можно представить в виде

$$Q_{\Sigma x} = \sum_{i=1}^{j-1} \left( Q_{i \text{ изл}} - \frac{\varepsilon_i}{\Delta} \sum_{k=1}^n \varphi_{ki} \Delta_k \right) + \\ + \sum_{i=j+1}^n \left( Q_{i \text{ изл}} - \frac{\varepsilon_i}{\Delta} \sum_{k=1}^n \varphi_{ki} \Delta_k \right) + Q_{j \text{ изл}} - Q_{j \text{ погл}}$$

Очевидно, что ни в величину  $\Delta$ , ни в величины  $\Delta_k$  степень черноты  $\varepsilon_j$  не входит, а

$$Q_{j \text{ изл}} - Q_{j \text{ погл}} = 0.$$

Следовательно, степень черноты переизлучающей поверхности не оказывает влияния и на количество рассеиваемого системой тепла.

Температура переизлучающей поверхности также не зависит от степени черноты этой поверхности согласно формуле (3.78). Действительно,

$$Q_{j \text{ изл}} = \varepsilon_j \sigma_0 F_j T_j^4,$$

и поэтому из формулы (3.78) получаем

$$T_j = \left( \frac{1}{\sigma_0 F_j \Delta} \sum_{k=1}^n \varphi_{kj} \Delta_k \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (3.79)$$

Изложенные выводы не изменяются, если имеется несколько переизлучающих поверхностей, поскольку в систему уравнений для определения  $Q_k$  не войдут степени черноты переизлучающих поверхностей. Таким образом, приходим к выводу, что количество рассеиваемого всей системой тепла и температура переизлучающих поверхностей не зависят от степени черноты переизлучающих поверхностей.

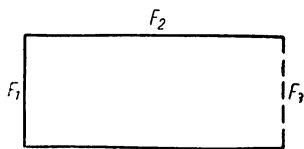


Рис. 3.31. Цилиндр с адиабатической боковой поверхностью

Рассмотрим в качестве примера излучение дна цилиндра с адиабатической боковой поверхностью (рис. 3.31). Система уравнений для эффективных лучистых потоков в этом случае имеет вид:

$$Q_1 = Q_{1 \text{ изл}} + (1 - \varepsilon_1) Q_{21};$$

$$Q_2 = Q_{12} + Q_{22},$$

или

$$Q_1 = Q_{1 \text{ изл}} + (1 - \varepsilon_1) Q_2 \varphi_{21};$$

$$Q_2 = \varphi_{12} Q_1 + \varphi_{22} Q_2.$$

Отсюда получаем

$$Q_1 = \frac{(1 - \varphi_{22}) Q_{1 \text{ изл}}}{1 - \varphi_{22} - \varphi_{12} \varphi_{21} (1 - \varepsilon_1)}.$$

Рассматриваемая система рассеивает количество тепла

$$Q_x = Q_1 - Q_{21},$$

или

$$Q_x = \frac{1 - \varphi_{22} - \varphi_{12} \varphi_{21}}{1 - \varphi_{22} - (1 - \varepsilon_1) \varphi_{12} \varphi_{21}} Q_{1 \text{ изл}}.$$

#### г. Экраны

Рассмотрим влияние экранов на количество рассеиваемого поверхностью тепла.

Экранирование излучающих тел применяется с целью уменьшения ими потерь тепла излучением в окружающую среду. Рас-

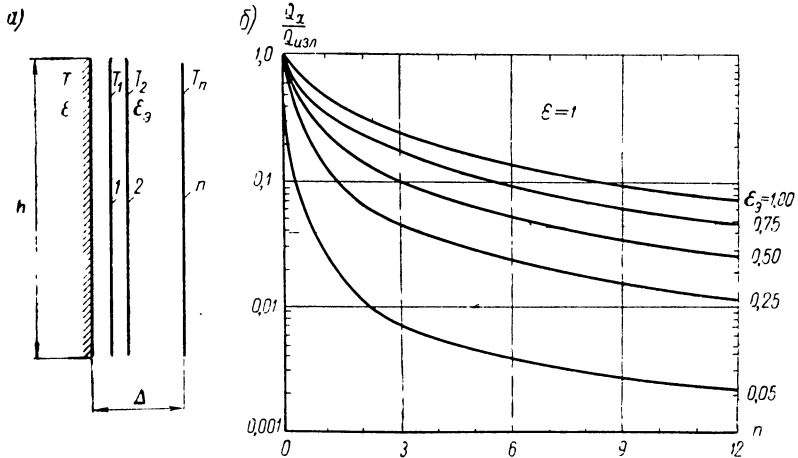


Рис. 3.32.

а) Схема плоской системы экранов; б) зависимость  $\frac{Q_x}{Q_{\text{изл}}}$  от числа экранов  $n$  и их степени черноты  $\varepsilon_3$

смотрим плоские, цилиндрические и сферические экраны. Положим, что поверхность излучающего тела имеет температуру  $T$  и степень черноты  $\varepsilon$ , а экраны имеют одинаковую степень черноты

$\varepsilon_3$ . Экраны будем считать достаточно тонкими и теплопроводными с тем, чтобы можно было пренебречь изменением температуры экрана по его толщине.

На рис. 3.32, а представлена схема для расчета плоской системы с экранами, причем предполагается, что толщина  $\Delta$  мала по сравнению с  $h$ , и поэтому систему можно заменить системой бесконечных плоскостей. Количество тепла, поступающее от поверхности тела к первому экрану, равно количеству тепла, поступающему от одного экрана к другому и излучаемому последним экраном. Согласно (3.69) и (3.72) имеем

$$Q_x = \varepsilon_{\text{пр}} \sigma_0 F (T^4 - T_1^4) = \varepsilon_{\text{пр} \cdot 3} \varepsilon_0 F (T_i^4 - T_{i+1}^4) = \varepsilon_3 \sigma_0 F T_n^4,$$

где 
$$\varepsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon} + \frac{1}{\varepsilon_3} - 1};$$

$$\varepsilon_{\text{пр} \cdot 3} = \frac{\varepsilon_3}{2 - \varepsilon_3};$$

$n$  — число экранов.

В итоге получаем следующую формулу, дающую отношение количества тепла, теряемого телом, к количеству тепла, теряемого телом без экранов,

$$\frac{Q_x}{Q_{\text{пз.1}}} = \frac{1}{1 + n\varepsilon \left( \frac{2}{\varepsilon_3} - 1 \right)}, \quad (3.80)$$

где  $Q_{\text{пз.1}} = \varepsilon \sigma_0 F T^4$ .

На рис. 3.32, б представлен график зависимости  $\frac{Q_x}{Q_{\text{пз.1}}}$  при  $\varepsilon = 1$  в зависимости от степени черноты экранов  $\varepsilon_3$  и их числа  $n$ .

В случае цилиндрических или сферических экранов расчетная формула, полученная из аналогичных соображений, имеет вид

$$\frac{Q_x}{Q_{\text{пз.1}}} = \frac{1}{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{\text{пр}}} + \frac{\varepsilon}{\varepsilon_3} \frac{F}{F_n} + \sum_{i=1}^{n-1} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{\text{пр} \cdot i}} \cdot \frac{F}{F_i}}, \quad (3.81)$$

где

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon} + \frac{F}{F_1} \left( \frac{1}{\varepsilon_3} - 1 \right)};$$

$$\varepsilon_{\text{пр} \cdot i} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_3} + \frac{F_i}{F_{i+1}} \left( \frac{1}{\varepsilon_3} - 1 \right)};$$

$i$  — номер экрана;

$n$  — число экранов.

## § 5. Точные методы расчета лучистого теплообмена

Изложенный в § 4 метод расчета лучистого теплообмена в системе серых диффузных поверхностей справедлив, строго говоря, если температуры поверхностей постоянны и отраженные лучистые потоки равномерно распределены по поверхности. При более точном расчете необходимо учитывать неравномерность интенсивности отраженного потока даже для изотермической поверхности. Для этого следует от средних угловых коэффициентов перейти к дифференциальным, что приводит к системе интегро-дифференциальных уравнений. Рассмотрим два конкретных примера, которые достаточно полно поясняют принцип и методы, используемые при решении подобных задач.

### а. Излучение бесконечно длинной треугольной выемки

Рассмотрим баланс энергии для полоски шириной  $dx$  (рис. 3.33). Эффективный тепловой поток  $dQ$  этой полоски складывается из собственного излучения  $dQ_{\text{изл}}$  и отраженного излучения  $(1-\varepsilon)dQ_{\text{пад}}$ :

$$dQ = dQ_{\text{изл}} + (1 - \varepsilon) dQ_{\text{пад}}. \quad (3.82)$$

Падающий на полоску  $dx$  тепловой поток  $dQ_{\text{пад}}$  связан с эффективным тепловым потоком противоположной стороны выемки очевидным соотношением

$$dQ_{\text{пад}} dx = \int_0^l d^2 Q_{dy dx}.$$

-Вводя угловой коэффициент

$$d\varphi_{dy dx} = \frac{d^2 Q_{dy dx}}{dQ_{dy}},$$

получим

$$dQ_{\text{пад}} dx = \int_0^l d\varphi_{dy dx} dQ_{dy}.$$

Выражение  $d\varphi_{dy dx} dQ_{dy}$  можно преобразовать, используя соотношение взаимности

$$d\varphi_{dy dx} dy = d\varphi_{dx dy} dx;$$

и, переходя к удельным тепловым потокам

$$q(x)_{\text{пад}} = \frac{dQ_{\text{пад}} dx}{dx}, \quad q(y) = \frac{dQ_{dy}}{dy},$$

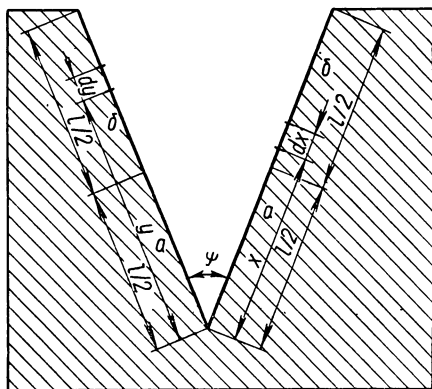


Рис. 3.33. Схема к расчету излучения бесконечно длинной треугольной выемки



получим

$$q(x)_{\text{пад}} = \int_0^l q(y) d\varphi_{dx dy}. \quad (3.83)$$

Подставляя угловой коэффициент  $d\varphi_{dx dy}$  согласно формуле (3.50) и приведя уравнение (3.82) к удельным тепловым потокам, получим следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} q(x) &= q_{\text{изл}}(x) + (1 - \varepsilon) q_{\text{пад}}(x); \\ q_{\text{пад}}(x) &= \frac{1}{2} \int_0^l q(y) \frac{xy \sin^2 \psi dy}{(x^2 + y^2 - 2xy \cos \psi)^{3/2}}. \end{aligned} \right\} \quad (3.84)$$

Напомним, что собственное излучение

$$q_{\text{изл}}(x) = \varepsilon \sigma_0 T^4.$$

Для решения системы уравнений (3.84) необходимо использовать численные методы. Рассеиваемое выемкой количество тепла (на единицу длины выемки)

$$Q_x = 2 \int_0^l [q(x) - q_{\text{пад}}(x)] dx. \quad (3.85)$$

Если поверхность выемки абсолютно черная, то она рассеивает тепло, которое излучала бы поверхность, закрывающая выемку,

$$Q_{x_{\varepsilon=1}} = 2\sigma_0 T^4 l \sin \frac{\psi}{2}. \quad (3.86)$$

Эффективная степень черноты

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \frac{Q_x}{Q_{x_{\varepsilon=1}}},$$

или, с использованием уравнений (3.85) и (3.86),

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \frac{\int_0^l [q(x) - q_{\text{пад}}(x)] dx}{\sigma_0 T^4 l \sin \frac{\psi}{2}}. \quad (3.87)$$

При расчете по средним угловым коэффициентам можно воспользоваться формулой (3.75) для  $\varepsilon_{\text{эф}}$  (см. рис. 3.29):

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right) \frac{F_2}{F_1}}.$$

В данном случае  $F_1 = 2l$  и  $F_2 = 2l \sin \frac{\psi}{2}$ . Следовательно,

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right) \sin \frac{\psi}{2}}. \quad (3.88)$$

На рис. 3.34 приведено сравнение результатов расчетов по формулам (3.87) и (3.88). Как видно, в рассматриваемом случае в диапазоне изменения  $\varepsilon$  от 1,0 до 0,5 и  $\psi$  от 45 до 180° расхождение в значениях  $\varepsilon_{\text{эф}}$  не превосходит 3%. При этом расчет по средним коэффициентам дает несколько заниженные значения  $\varepsilon_{\text{эф}}$ .

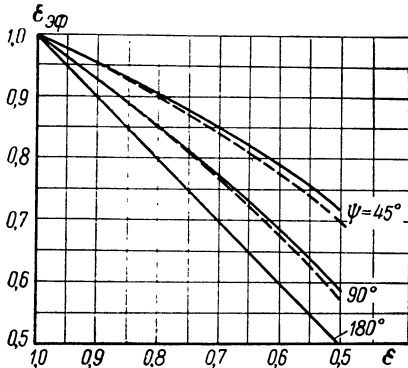


Рис. 3.34. Зависимость  $\varepsilon_{\text{эф}}$  от  $\varepsilon$  и  $\psi$  для бесконечно длинной треугольной выемки

[— по формуле (3.87) [15], ---- по формуле (3.88)]

Если расчет по средним коэффициентам вести, разделив поверхности пополам, как пока-

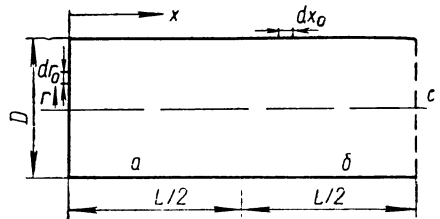


Рис. 3.35. Схема к расчету излучения цилиндрической полости

зано на рис. 3.33, то соответствующая формула для  $\varepsilon_{\text{эф}}$  принимает вид

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \varepsilon \frac{[1 + (1 - \varepsilon)(\varphi_{a\delta} - \varphi_{\delta\delta})][1 + (1 - \varepsilon)(\varphi_{a\delta} - \varphi_{aa})]}{[1 - (1 - \varepsilon)(\varphi_{a\delta} - \varphi_{\delta\delta})] \{ [1 - (1 - \varepsilon)\varphi_{aa}] [1 - (1 - \varepsilon)\varphi_{\delta\delta}] - (1 - \varepsilon)^2 \varphi_{a\delta}^2 \}}, \quad (3.89)$$

где  $\varphi_{aa} = 1 - \sin \frac{\psi}{2}$ ;

$$\varphi_{a\delta} = \frac{1}{2} \left( 1 + 2 \sin \frac{\psi}{2} - \sqrt{1 + 8 \sin^2 \frac{\psi}{2}} \right);$$

$$\varphi_{\delta\delta} = \sqrt{1 + 8 \sin^2 \frac{\psi}{2}} - 3 \sin \frac{\psi}{2}.$$

Значения  $\varepsilon_{\text{эф}}$ , рассчитанные по формуле (3.89), более близки к значениям  $\varepsilon_{\text{эф}}$ , полученным по формуле (3.87) в указанном диапазоне изменения  $\varepsilon$  и  $\psi$ , чем по формуле (3.88).

## 6. Излучение цилиндрической полости

Рассмотрим излучение цилиндрической полости (трубки), стенки которой имеют постоянную температуру (рис. 3.35). Предполагаем, что излучаемые и отраженные потоки распределены согласно закону Ламберта. Баланс энергии для полоски шириной  $dx_0$  при  $x = x_0$  имеет вид

$$q(x_0) = \varepsilon \sigma_0 T^4 + (1 - \varepsilon) q_{\text{пад}}(x_0).$$

Величину падающего теплового потока  $q_{\text{пад}}(x_0)$  можно представить в виде суммы двух потоков, поступающих от цилиндрической части и от дна полости,

$$q_{\text{пад}}(x_0) dF_{x_0} = \int_{x=0}^L q(x) dF_{x_0} d\varphi_{dx_0 dx_0} + \int_{r=0}^{\frac{1}{2}D} q(r) dF_r d\varphi_{dr dx_0}.$$

Соотношение взаимности позволяет перейти от угловых коэффициентов  $d\varphi_{dx_0 dx_0}$ ,  $d\varphi_{dr dx_0}$  к  $d\varphi_{dx_0 dx}$ ,  $d\varphi_{dx_0 dr}$ . Тогда получим

$$q_{\text{пад}}(x_0) = \int_{x=0}^L q(x) d\varphi_{dx_0 dx} + \int_{r=0}^{\frac{1}{2}D} q(r) d\varphi_{dx_0 dr}.$$

Аналогично для излучения дна полости будем иметь:

$$q(r_0) = \varepsilon \sigma_0 T^4 + (1 - \varepsilon) q_{\text{пад}}(r_0);$$

$$q_{\text{пад}}(r_0) = \int_{x=0}^L q(x) d\varphi_{dr_0 dx}.$$

Подставляя значения  $q_{\text{пад}}(x_0)$  и  $q_{\text{пад}}(r_0)$  в уравнение теплового баланса, получаем систему двух уравнений с двумя неизвестными.

$$q(x_0) = \varepsilon \sigma_0 T^4 + (1 - \varepsilon) \left[ \int_{x=0}^L q(x) d\varphi_{dx_0 dx} + \int_{r=0}^{\frac{1}{2}D} q(r) d\varphi_{dx_0 dr} \right];$$

$$q(r_0) = \varepsilon \sigma_0 T^4 + (1 - \varepsilon) \int_{x=0}^L q(x) d\varphi_{dr_0 dx}.$$

Угловые коэффициенты равны [15]:

$$d\varphi_{dx_0 dx} = \left\{ 1 - \left| \bar{x}_0 - \bar{x} \right| \frac{2(\bar{x} - \bar{x}_0)^2 + 3}{2[(\bar{x} - \bar{x}_0)^2 + 1]^{\frac{3}{2}}} \right\} d\bar{x},$$

$$d\varphi_{dr, dx} = 8 \left( \frac{L}{D} - \bar{x} \right) \frac{4 \left( \frac{L}{D} - \bar{x} \right)^2 + 1 - \bar{r}^2}{\left[ 4 \left( \frac{L}{D} - \bar{x} \right)^2 + 1 + \bar{r}^2 \right]^{3/2}} d\bar{x},$$

где  $\bar{x} = \frac{x}{D}$ ,  $\bar{r} = \frac{2r}{D}$ .

Количество рассеиваемого цилиндрической полостью тепла определяется как разность эффективных и падающих тепловых потоков

$$Q_x = \pi D \int_0^L [q(x) - q_{\text{пад}}(x)] dx + 2\pi \int_0^{\frac{1}{2}D} [q(r) - q_{\text{пад}}(r)] r dr. \quad (3.90)$$

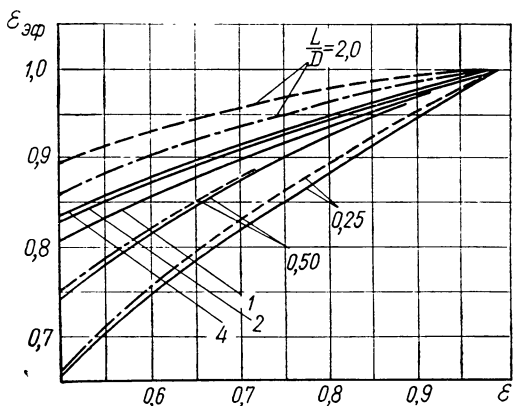


Рис. 3.36. Зависимость  $\varepsilon_{\text{эф}}$  от  $\varepsilon$  и  $\frac{L}{D}$  для цилиндрической полости  
[— по формуле (3.90) [15], - - - по формуле (3.90'), - · - · - по формуле (3.91)]

Результаты расчета по формуле (3.90) приведены на рис. 3.36, где представлена зависимость  $\varepsilon_{\text{эф}} = \frac{4Q_x}{\pi D^2 \sigma_0 T^4}$  от  $\varepsilon$  и  $\frac{L}{D}$  в диапазоне изменения  $\varepsilon$  от 0,5 до 1,0 и  $\frac{L}{D}$  от 0,25 до 4,0. Пунктирные кривые на этом рисунке отвечают расчетам по формуле (3.75), которая в данном случае принимает вид

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \frac{1}{1 + \left( \frac{1}{\varepsilon} - 1 \right) \frac{D}{D + 4L}}. \quad (3.90')$$

Из сравнения сплошных и пунктирных кривых следует, что в данном случае расчет по формуле (3.90') дает завышенные результаты. При сравнительно больших значениях  $\frac{L}{D}$  и малых  $\varepsilon$  расхождение в результатах расчета по формулам (3.90) и (3.90') оказывается значительным. Более того, если согласно формуле (3.90) излучение полости не достигает излучения черной полости, то по формуле (3.90') оно оказывается практически равным излучению черной полости при  $\frac{L}{D} \approx 4$ .

Естественно, что при разбиении поверхности полости на ряд частей, расчеты по средним угловым коэффициентам будут давать результаты в пределе, стремящиеся к результатам по формуле (3.90). Однако уже разделение поверхности полости на 2 части (см. рис. 3.35) одинаковой длины дает хорошие результаты. Соответствующая формула имеет вид

$$\varepsilon_{\Phi} = \frac{\varepsilon}{[1 - (1 - \varepsilon) \varphi_{\delta\delta}] [1 - (1 - \varepsilon) \varphi_{aa}] - (1 - \varepsilon)^2 \varphi_{a\delta} \varphi_{\delta a}} \times$$

$$\times \left\{ \varphi_{ac} \left( 1 + \frac{4L_a}{D} \right) \left[ 1 - (1 - \varepsilon) \left( \varphi_{\delta\delta} - \varphi_{\delta a} \frac{\frac{4L_\delta}{D}}{1 + \frac{4L_a}{D}} \right) \right] + \right.$$

$$\left. + \varphi_{\delta c} \frac{4L_\delta}{D} \left[ 1 - (1 - \varepsilon) \left( \varphi_{aa} - \varphi_{a\delta} \frac{1 + \frac{4L_a}{D}}{\frac{4L_\delta}{D}} \right) \right] \right\}, \quad (3.91)$$

где

$$\varphi_{aa} = \frac{\frac{4L_a}{D}}{1 + \frac{4L_a}{D}};$$

$$\varphi_{\delta\delta} = 1 - 2 \frac{1 - \left[ \sqrt{1 + \left( \frac{L_\delta}{D} \right)^2} - \frac{L_\delta}{D} \right]^2}{\frac{4L_\delta}{D}};$$

$$\varphi_{a\delta} = \frac{1 - \left[ \sqrt{1 + \left( \frac{L_\delta}{D} \right)^2} - \frac{L_\delta}{D} \right]^2}{1 + \frac{4L_a}{D}};$$

$$\varphi_{\delta a} = \varphi_{\delta c} = \frac{1 - \left[ \sqrt{1 + \left( \frac{L_\delta}{D} \right)^2} - \frac{L_\delta}{D} \right]^2}{\frac{4L_\delta}{D}};$$

$$\varphi_{ac} = \frac{\left[ \sqrt{1 + \left(\frac{L_0}{D}\right)^2} - \frac{L_0}{D} \right]^2}{1 + \frac{4L_0}{D}}.$$

Результаты расчетов по формуле (3.91) нанесены на рис. 3.36 штрих-пунктирными линиями.

## § 6. Вопросы моделирования при испытаниях в вакуумной камере

Для исследования различных объектов в условиях, близких к космическим, применяются так называемые вакуумные камеры, в которых создается достаточно глубокое разрежение. Размеры вакуумных камер колеблются от небольших, предназначенных, например, для исследования степени черноты образцов, до очень больших, в которых можно проводить испытания полноразмерных космических объектов.

На рис. 3.37 представлена схема вакуумной камеры, построенной в США для испытания объектов больших размеров. В этой камере проводились испытания полноразмерной модели аппарата «Маринер» высотой более 3 м и шириной более 4 м. В цилиндрической вакуумной камере высотой 14 м и диаметром 8 м вакуумными насосами 3 создается вакуум порядка  $10^{-6}$  мм рт. ст. Стенки камеры 2 охлаждаются до  $-193^\circ\text{C}$ , а солнечное облучение имитируется излучением 131 дуговой ртутно-ксеноновой лампы 5, которое с помощью оптической отражательной системы 4 направляется на объект 1 в виде параллельного пучка лучей.

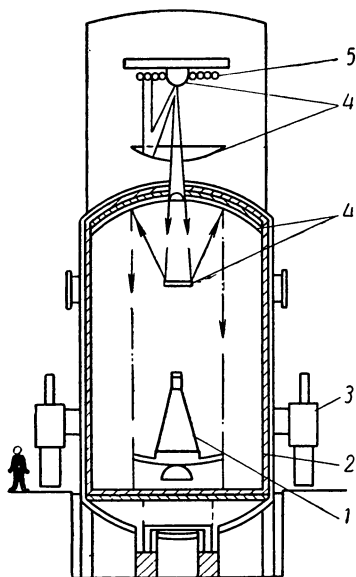


Рис. 3.37. Схема вакуумной камеры

Рассмотрим те условия, которые необходимо выдержать, чтобы имитировать в вакуумной камере условия космического пространства. Примем, что исследуемый объект с характерным диаметром  $d$ , температурой  $T_1$  и степенью черноты поверхности  $\epsilon_1$  помещен в вакуумную камеру диаметром  $D$ , температурой стенок  $T_2$  и степенью их черноты  $\epsilon_2$ .

Полное тепло, отдаваемое единицей поверхности тела в земных условиях  $q$ , определяется тремя составляющими

$$q = q_k + q_T + q_{\text{л}}, \quad (3.92)$$

где  $q_k$  — тепло, обусловленное естественной конвекцией;

$q_T$  — тепло, обусловленное теплопроводностью;

$q_{\text{л}}$  — тепло, обусловленное излучением.

В абсолютном вакууме конвективный тепловой поток  $q_k$  и отвод тепла посредством молекулярной теплопроводности  $q_T$  равны нулю. В связи с этим при экспериментах в вакуумных камерах прежде всего возникает необходимость создания условий  $q_k \ll q_{\text{л}}$  и  $q_T \ll q_{\text{л}}$ .

Рассмотрим тепловые потоки  $q_k$  и  $q_T$ , но прежде отметим, что эти потоки определяются главным образом давлением среды, окружающей рассматриваемое тело. В случае указанного на рис. 3.37 расположения нагревателя (объекта) и холодильника (стенок вакуумной камеры) влиянием естественной конвекции на теплоотдачу можно пренебречь, если выполняется условие

$$\text{PrGr} \left( \frac{\pi r + R - r}{2r + R - r} \right)^3 \leq 1000, \quad (3.93)$$

где  $R$  — радиус вакуумной камеры;

$r$  — радиус объекта.

Поскольку величина  $\left( \frac{\pi r + R - r}{2r + R - r} \right)^3$  всегда больше единицы и ее максимальное значение равно 3,85 (при  $r = R$ ), то условие (3.93) примет вид

$$\text{PrGr} \leq 260. \quad (3.94)$$

Это значение  $\text{PrGr}$  отвечает горизонтальному расположению объекта и камеры. В случае вертикального расположения объекта и камеры справедливо следующее условие:

$$\text{PrGr} \leq 1000. \quad (3.95)$$

В приводимых ниже оценках принято, что  $\text{PrGr} = 1000$ . Произведение  $\text{PrGr}$  для рассматриваемого случая можно представить в виде

$$\text{PrGr} = \frac{g_0 l^3}{\nu a} \Delta T, \quad (3.96)$$

где  $g$  — ускорение силы тяжести;

$\beta$  — коэффициент объемного расширения  $\left( \beta = \frac{1}{273} \right)$  среды;

$l$  — характерный размер;

$\Delta T$  — разность температур объекта и камеры;

$\nu$  — кинематический коэффициент вязкости среды;

$a$  — коэффициент температуропроводности среды.

Характерный размер  $l$  определяется по формуле  $l = R - r$ .  
Поскольку

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}, \quad a = \frac{\lambda}{c_V \rho g},$$

где  $\rho$  — плотность;

$\lambda$  — коэффициент теплопроводности;

$\mu$  — динамический коэффициент вязкости,

то произведение  $\text{PrGr}$  прямо пропорционально квадрату давления, так как  $\mu$ ,  $\lambda$  и  $c_V$  не зависят от давления в достаточно широкой области его изменения.

В табл. П. 6 (см. Приложение) приведены значения комплекса  $\frac{g^3}{\nu a}$  для воздуха при  $p = 98066,5 \text{ н/м}^2$  (1 атм) и различных температурах. Определим для вакуумной камеры при представляющихся разумными значениях температур объекта и камеры давление воздуха, при котором  $q_k = 0$ . Пусть  $T_2 = 300^\circ\text{К}$ , тогда средняя температура  $T_{\text{ср}} = \frac{\Delta T}{2} + 300$ . Примем, что температура объекта изме-

няется в пределах от 400 до  $1000^\circ\text{С}$ . При этом получаем зависимость предельного давления в вакуумной камере от характерного размера  $l$ , представленную на рис. 3.38, для  $\text{PrGr} = 1000$ . Линия на рис. 3.38 показывает нижнюю границу давлений, при которой уже нет естественной конвекции. Как показывают расчеты, при значениях  $l$  порядка 1 м уже давление в камере, равное примерно  $0,1 \div 0,01 \text{ мм рт. ст.}$ , является заведомо достаточным. Создание такого разрежения не является проблемой, и поэтому задача снижения конвективной теплоотдачи до нуля решается сравнительно просто.

Тепловой поток  $q_t$ , обусловленный молекулярной теплопроводностью, выражается различным образом в зависимости от соотношения между длиной свободного пробега молекул в рассматриваемом объеме газа и характерным размером этого объема. Для определения длины свободного пробега молекулы  $\Lambda$  можно воспользоваться уравнением Сюзерленда

$$\Lambda = \frac{kT}{\left(1 + \frac{c}{T}\right) \pi \sqrt{2} \sigma^2 p}, \quad (3.97)$$

где  $k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град}$  (постоянная Больцмана);

$c$  — константа (см. табл. П.7);

$\sigma$  — диаметр молекулы;

$p$  — давление газа.

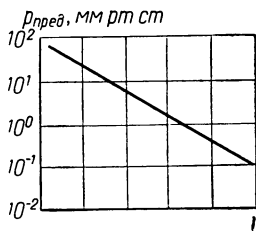


Рис. 3.38. Зависимость предельного давления в вакуумной камере от характерного размера  $l$  при  $\text{PrGr} = 1000$  в диапазоне  $l$  от  $10^{-2}$  до 1



Основные данные для расчета  $\Lambda$  газов приведены в табл. П. 7 приложения.

Тепловой поток за счет молекулярной теплопроводности в условиях, когда длина свободного пробега молекулы много меньше характерного размера системы (т. е. при сравнительно высоких давлениях), для системы двух параллельных плоскостей определяется выражением

$$q_{\tau} = \lambda \frac{\Delta T}{l}, \quad (3.98)$$

а для соосных цилиндров

$$q_{\tau} = \lambda \frac{\Delta T}{1,15 d \lg \frac{D}{d}}, \quad (3.99)$$

где  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности среды;

$\Delta T$  — разность температур между пластинами или цилиндрами;

$l$  — расстояние между пластинами;

$d$  — диаметр внутреннего цилиндра;

$D$  — диаметр наружного цилиндра.

Величина  $q_{\tau}$  в формуле (3.98) отнесена к единице площади пластины, а в формуле (3.99) — к единице длины внутреннего цилиндра.

В табл. П. 8 приложения приведены значения  $\lambda$  для различных газов.

С уменьшением давления длина свободного пробега  $\Lambda$  резко растет и при давлениях порядка  $10^{-3} \div 10^{-4}$  мм рт. ст. может достигать десятков сантиметров, сравниваясь с размерами системы. При этом формулы (3.98) и (3.99) заменяются следующей:

$$q_{\tau} = \frac{\alpha}{2-\alpha} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left( \frac{c_V}{2R} + \frac{1}{4} \right) \sqrt{\frac{R}{M}} \frac{\rho}{\sqrt{T}} \Delta T, \quad (3.100)$$

где  $R$  — газовая постоянная;

$M$  — молекулярный вес;

$\alpha$  — коэффициент аккомодации.

Формулу (3.100) можно представить в виде

$$q_{\tau} = A \frac{\rho}{\sqrt{T}} \Delta T,$$

где  $A$  — константа, зависящая от типа газа и коэффициента аккомодации  $\alpha$ ; значения константы  $A$  для некоторых газов приведены в табл. П. 8.

Использование формулы (3.100) для цилиндрической системы возможно уже при давлении, обеспечивающем условие  $\Lambda \geq d$ . Величина коэффициента аккомодации зависит от состояния поверх-

ности и находится в пределах 0,1—0,9. Уравнение (3.100) показывает, что в условиях, когда длина свободного пробега больше размеров системы, тепловой поток  $q_T$  пропорционален давлению газа  $p$ . Кроме того, тепловой поток пропорционален не градиенту температуры  $\Delta T/l$ , а просто разности температур  $\Delta T$ , т. е. размер системы  $l$  не влияет на тепловой поток.

Условно можно определить то давление  $p$ , при котором тепловые потоки по формулам (3.98) и (3.100) равны друг другу (рис.3.39). В действительности, конечно, тепловой поток в указанной точке будет меньше, поскольку в этой области совершается переход от сплошной среды ( $\Lambda \ll l$ ) к разреженному газу ( $\Lambda \gg l$ ). В качестве примера в табл. 3.1 приведены данные расчета для  $\Delta T = 700^\circ\text{C}$  и  $l = 70 \text{ см}$  в предположении, что коэффициент аккомодации  $\alpha = 1$ , а температура стенки камеры  $T_2 = 300^\circ\text{K}$ .

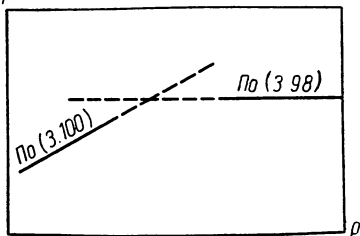


Рис. 3.39. Качественная зависимость  $q_T$  от давления в вакуумной камере  $p$  по формулам (3.98) и (3.100)

Таблица 3.1

Газ	$q_T, \frac{\text{квт}}{\text{м}^2}$	$p \cdot 10^3, \text{мм рт. ст.}$	$\frac{\Lambda}{l}$
Водород . . . . .	0,35	1,1	2,2
Гелий . . . . .	0,29	2,0	2,65
Азот . . . . .	0,05	0,61	2,0
Воздух . . . . .	0,048	0,59	2,0
Аргон . . . . .	0,032	0,67	2,0
Углекислый газ . .	0,028	0,32	1,23
Пары ртути . . . .	0,010	0,48	1,12

Таким образом, в рассматриваемом примере отношение  $\frac{\Lambda}{l}$  колеблется в пределах от 1,12 до 2,65. Заметим, что из формул (3.98), (3.100) и (3.97) следует, что при  $q_T = \lambda \frac{\Delta T}{l} = A \frac{p}{VT} \Delta T$  отношение  $\frac{\Lambda}{l}$  зависит только от температуры, если считать, что газокинетический диаметр молекулы  $\sigma$  также зависит только от температуры.

Можно полагать, что реальные значения  $l$  будут отличаться от принятых в примере не более чем на порядок, а величина  $\Delta T$  изменится не более чем в 2÷3 раза. Тогда с учетом возможного перехода к формуле (3.99) вместо формулы (3.98) можно ожидать, что приведенные в табл. 3.1 значения  $p$  изменятся не более чем в 20÷30 раз.

При испытаниях в вакуумной камере имеет значение не абсолютная величина теплового потока  $q_T$ , а его доля по отношению к лучистому тепловому потоку  $q_L$ .

Рассмотрим величины лучистых потоков в исследуемой системе. Поток тепла, рассеиваемый поверхностью объекта при постоянной температуре и при условии диффузного излучения и отражения, определяется формулой (3.69), которую можно представить в виде

$$q_L = \varepsilon_{\text{пр}} \sigma_0 (T_1^4 - T_2^4), \quad (3.101)$$

где

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1\right) \frac{F_1}{F_2}}.$$

Отношение тепла, теряемого объектом в камере, к теплу, теряемому им в абсолютном безграничном вакууме, можно определить как

$$\frac{q_L}{q_{L, \text{ид}}} = \frac{\varepsilon_{\text{пр}}}{\varepsilon_1} \left[ 1 - \left( \frac{T_2}{T_1} \right)^4 \right]. \quad (3.102)$$

На рис. 2.3 были показаны величины лучистых потоков, излучаемых телом при различных значениях  $\varepsilon_1$  и  $T_1$ , полученные по формуле (3.101) при  $\varepsilon_{\text{пр}} = \varepsilon_1$  и  $T_2 = 0$ , т. е. при отсутствии влияния вакуумной камеры. Хорошее моделирование требует выполнения условия малого отличия  $q_L$  от  $q_{L, \text{ид}}$ . Это условие, как можно видеть из (3.102), выполняется при малом отношении температур  $\frac{T_2}{T_1}$  и при малом отличии в значениях  $\varepsilon_{\text{пр}}$  и  $\varepsilon_1$ . Так, при  $\varepsilon_{\text{пр}} = \varepsilon_1$  и  $\frac{T_2}{T_1} < 0,32$   $q_L$  будет отличаться от  $q_{L, \text{ид}}$  не более чем на 1%. Это условие в камерах, охлаждаемых водой, соответствует  $T_1 \approx 1000^\circ\text{K}$ . Если же  $T_1 < 1000^\circ\text{K}$ , то для выполнения условия моделирования требуется охлаждение камеры низкокипящей жидкостью. Например, охлаждение азотом позволяет добиться 1% отклонения уже при  $T_1 \approx 400^\circ\text{K}$ .

Влияние камеры на величину  $q_L$  определяется также приведенной степенью черноты  $\varepsilon_{\text{пр}}$ . На рис. 3.40 показано влияние степени черноты камеры  $\varepsilon_2$  на отношение  $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_{\text{пр}}}$  для ряда значений геометрического параметра  $\frac{F_1}{F_2}$  и  $\varepsilon_1 = 1,0$ . На рис. 3.41 показано, какое отношение площадей  $\frac{F_2}{F_1}$  нужно обеспечить при заданной степени черноты камеры  $\varepsilon_1$ , чтобы  $\varepsilon_{\text{пр}}$  отличалось от  $\varepsilon_1$  на 1%.

Из рассмотрения рис. 3.40 следует, что если ведется испытание в малой камере сравнительно большого объекта ( $\frac{F_1}{F_2} = 0,5 \div 1,0$ ),

то требования к степени черноты внутренней поверхности вакуумной камеры очень велики. Так, при  $\frac{F_1}{F_2} = 0,5$  и высокой степени черноты  $\varepsilon_2 = 0,9$  отношение  $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_{пр}} = 1,055$ .

Совместное влияние  $T_2$  и  $\varepsilon_2$  усиливает отличие  $q_1$  от  $q_{1,ид}$ . Например, испытывая в охлаждаемой водой камере ( $T_2 = 290^\circ\text{K}$ ) при  $D = 1$  м и  $\varepsilon_2 = 0,8$  объект, диаметр которого равен 0,1 м,  $\varepsilon_1 = 0,9$  и  $T_1 = 700$  К, получим  $\varepsilon_{пр} = 0,88$  и  $\frac{q_1}{q_{1,ид}} = 0,95$ . Таким образом, объект будет на 5% меньше рассеивать тепла, чем в абсолютном безграничном вакууме.

Указанная особенность излучения тепла испытываемым объектом в вакуумных камерах в ряде случаев может быть использо-

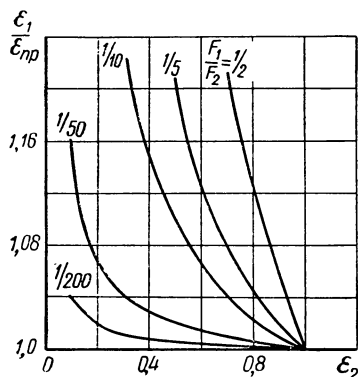


Рис. 3.40. Зависимость отношения степени черноты объекта к приведенной степени черноты  $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_{пр}}$  от степени черноты камеры для различных отношений  $\frac{F_1}{F_2}$

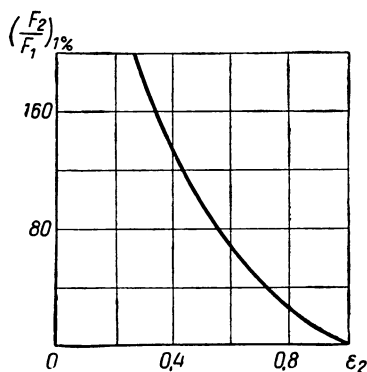


Рис. 3.41. Зависимость  $\frac{F_2}{F_1}$  от  $\varepsilon_2$  для вакуумной камеры при условии, что  $\varepsilon_{пр}$  отличается от  $\varepsilon_1$  на 1%

вана. Так, если в рабочих условиях исследуемый объект будет подвергаться облучению, например солнечному, то можно так подобрать соотношение величин  $\frac{F_1}{F_2}, T_2$  и  $\varepsilon_2$ , чтобы на исследуемом режиме обеспечить нужное отношение  $\frac{q_1}{q_{1,ид}}$ . Поскольку  $q_c = 1,4 \text{ квт} \cdot \text{м}^2$ , то это возможно лишь при сравнительно невысоких значениях температуры объекта (не более  $700 \div 800^\circ\text{C}$ ). Если же учесть, что объект может излучать тепло во все стороны, а солнечное излучение падает на одну сторону объекта, то указанные температуры снижаются, например, для цилиндра на 24% и для шара на 30%.

Возвращаясь к тепловому потоку, обусловленному молекулярной теплопроводностью, оценим, в каких условиях им можно пренебречь. Поскольку  $q_{\tau}$  пропорционально давлению  $p$ , то, как следует из табл. 3.1, можно установить, что при  $t_1 > 400^{\circ}\text{C}$  условие  $\Lambda > 10D$  обеспечивает  $\frac{q_{\tau}}{q_{\lambda}} < 0,01$ . Если же вакуум в камере сравнительно невысок ( $\Lambda < D$ ), то ошибка в отводимом от объекта тепле может быть оценена по приведенным в настоящем параграфе формулам. Вакуум  $p = 10^{-4} \div 10^{-5}$  мм рт. ст. можно считать практически хорошо освоенным, поэтому величиной  $q_1$ , как и  $q_k$ , можно пренебречь.

Таким образом, главным обстоятельством, которое следует учитывать при проведении тепловых испытаний в вакуумных камерах с полным моделированием условий безграничного абсолютного вакуума, является обеспечение высокой степени черноты поверхности камеры. При невысокой температуре исследуемых объектов и отсутствии в рабочих условиях дополнительного облучения высокие требования к точности соблюдения тепловых режимов требуют охлаждения камер сжиженными газами.

# 4

## СХЕМЫ

### ХОЛОДИЛЬНИКОВ-ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

#### И ИХ ОСОБЕННОСТИ.

#### ПРИМЕНЯЕМЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Прежде чем от общетеоретического рассмотрения вопросов теплового излучения тел в космосе перейти к изложению методов расчета различных конкретных типов холодильников-излучателей, необходимо проанализировать, какие схемы излучателей могут быть принципиально возможными, оценить их достоинства, недостатки и возможные области использования. При этом, поскольку сравнение разных схем в большой мере зависит от вопросов, не связанных с теплотехнической эффективностью, необходимо хотя бы коротко рассмотреть еще проблему метеоритной опасности в космосе и связанные с ней задачи: выбор типа и толщины материала стенок, пробитие которых недопустимо по соображениям потери работоспособности энергетической установки или самого летательного аппарата, оценку надежности и выбор возможных мер защиты метеороопасных участков, а также выбор типа материала холодильников-излучателей с учетом стойкости против испарения в высоком вакууме.

## § 1. Возможные схемы и формы холодильников-излучателей

Развитие космической техники привело к разработке большого числа разнообразных холодильников-излучателей. Однако так как сброс тепла излучением связан с определенной излучающей поверхностью, то, несмотря на появление все новых и новых конструкций холодильников-излучателей, сейчас уже возможно дать некоторую принципиальную их классификацию (рис. 4.1). Не описывая ее полностью, так как ниже будут рассмотрены практически все схемы и типы излучателей, отметим лишь некоторые важные конструкции.

Прежде всего все излучатели делят на 2 группы по временному характеру теплового потока, испускаемого каждой частью поверхности излучателя:

**стационарные**, т. е. такие, у которых температура (а следовательно, и тепловой поток) по времени не изменяется и масса излучателя в секунду «пропускает через себя» одно и то же количество тепла;

**нестационарные**, т. е. такие, у которых температура (и поток) у любой части излучателя испытывает циклические изменения и масса излучателя то «впитывает» в себя тепло (в особом нагревателе), то «выделяет» его излучением (в космосе).

В связи с рядом особенностей нестационарных излучателей, которые будут отмечены далее при их описании, об их практическом применении еще нельзя говорить. Поэтому в настоящей работе главное внимание будет уделено излучателям стационарного типа. Рассмотрению возможных схем и форм таких излучателей и посвящен данный параграф.

Главными отличиями, определяющими конструкцию и особенности расчета излучателя, являются его форма, наличие и тип теплоносителя. Очевидно, что эффективным в весовом отношении излучателем, а именно достижение этой задачи и является главным в тепловом расчете, будет считаться излучатель, имеющий наименьший вес при заданном отводимом тепле.

Выше (см. гл. 2 и 3) отмечалось, что плоская поверхность, излучающая с обеих сторон, будет наиболее эффективной по удельному теплоотводу с каждого квадратного метра, особенно если теплоноситель, проходящий внутри ее, выравнивает температуру. Однако конструкторско-компоновочные решения (с учетом общего решения по компоновке установки или даже космического корабля в целом) часто приводят к целесообразности создания излучателей в виде цилиндра или ряда лепестков-перьев.

В установках с ядерным реактором условия облегчения задачи защиты от радиации, создаваемой реактором (чтобы избежать отражения радиации на защищаемый объект поверхностью излучателя), часто приводят к выбору конической или треугольной (трапециевидной) формы излучателя. Метеорная опасность диктует

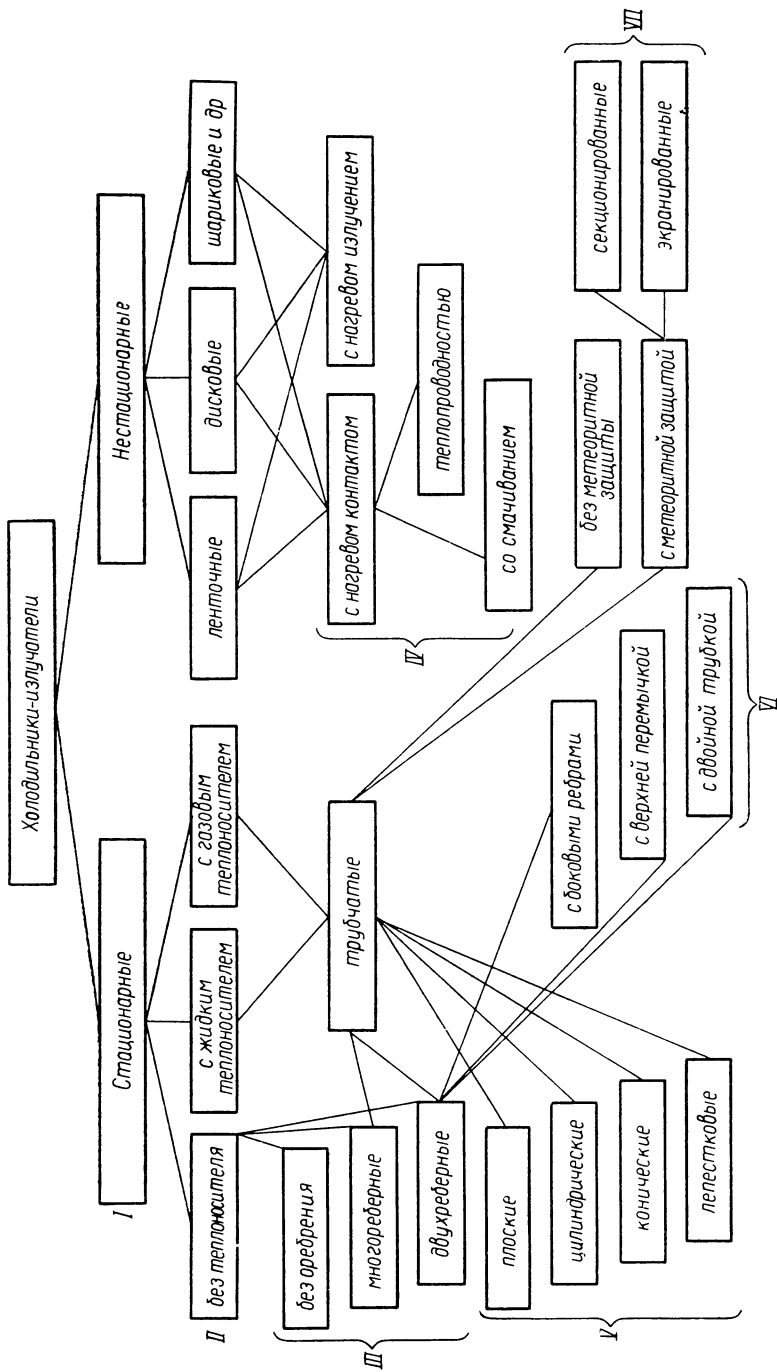


Рис. 4.1. Классификация холодильников-излучателей:

I — по тепловому потоку в излучающем элементе; II — по теплоносителю; III — по орерации; IV — по типу нагрева; V — по внешней общей форме; VI — по типу ребер и трубки; VII — по наличию метеоритной защиты



целесообразность всемерного снижения поверхности, занимаемой теплоносителем. Введение оребрения каналов, по которым течет теплоноситель, высокотеплопроводными излучающими ребрами или перемычками позволяет резко уменьшить опасную в смысле пробоя метеоритами поверхность, а также снизить вес (см. гл. 5).

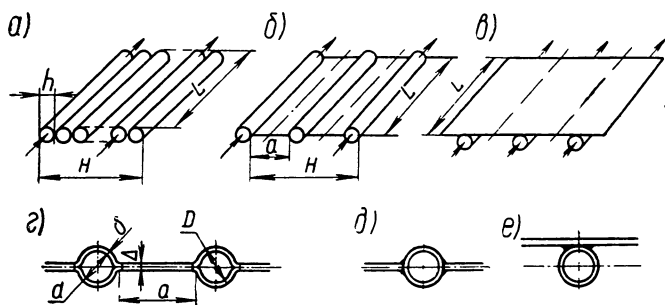


Рис. 4.2. Схемы элементов излучателей стационарного типа

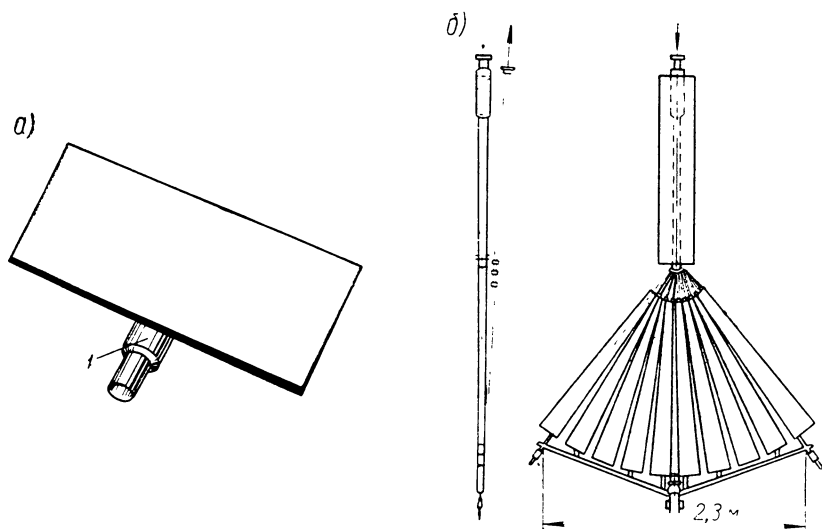


Рис. 4.3. Конкретные схемы трубчато-оробренных излучателей:  
а) элемент излучателя установки SNAP-2; б) излучатель установки Санфлауэр

Очевидно, что вид оребрения, а также наличие или отсутствие специальной метеоритной защиты на каналах с теплоносителем позволяют разделить излучатели на соответствующие типы (рис. 4.1).

Для иллюстрации классификации приведем ряд схем и конкретных конструкций холодильников-излучателей. Рисунок 4.2 по-

казывает ряд возможных типов чисто трубчатых (*а*) и трубчато-оробренных элементов излучателей как по виду ребра (*б*) или перемычки (*в*), так и по их образованию (*з*) или приварке (*д* и *е*).

На рис. 4.3, *а* показан элемент излучателя американской установки SNAP-2, в котором введена противометеоритная защита

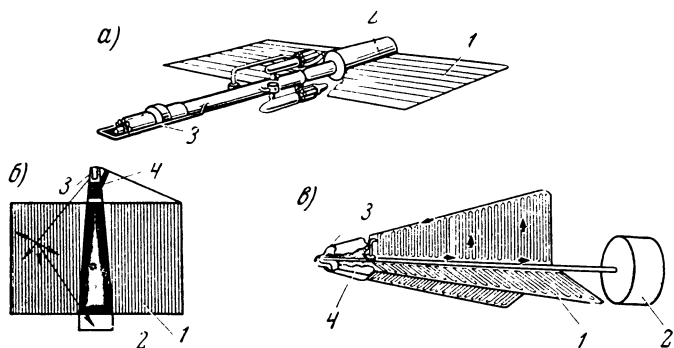


Рис. 4.4. Конструктивные схемы излучателей:

*а*) установка SNAP-50; *б*) к выбору формы излучателя в плане; *в*) термоэлектронная установка фирмы Эроджет и Радио Корпорейшн; 1 — излучатель; 2 — полезный груз; 3 — реактор; 4 — защита

1. На рис. 4.3, *б* показан общий вид излучателя установки Сан-флауэр также трубчато-оробренного типа.

На рис. 4.4, *а* показан внешний вид излучателя установки SNAP-50 в виде двух развернутых «крыльев» из трубчато-оробренных поверхностей. Рисунки 4.4, *б* и *в* иллюстрируют отмеченную выше целесообразность создания излучателей треугольной, а не

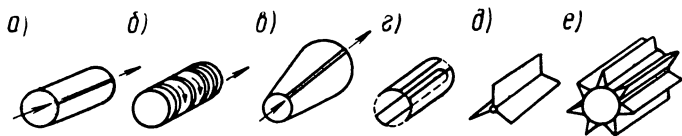


Рис. 4.5. Формы излучателей:

*а*) и *б*) цилиндрические (сплошные); *в*) конический; *г*) цилиндрический с вырезами; *д*) трехреберный; *е*) многореберный

прямоугольной формы в плане. Так, на левой части излучателя (рис. 4.4, *б*) показано рассеяние им радиации реактора, а на правой — дополнительная защита, необходимая для предотвращения радиации при прямоугольном излучателе.

Рисунком 4.5 иллюстрируется ряд принципиально возможных внешних форм излучателей — цилиндрические с разным расположением каналов с теплоносителем (*а*, *б*), коническая (*в*), лепестковые с расположением по окружности (*г*) или по радиусу (*д*). На этом же рисунке показано толстостенное оребрение массивного

излучающего тела (е), характерное для случая отсутствия в системе теплоносителя.

Из приведенных примеров можно видеть, что в практике используются излучатели разной геометрической формы. Они, конечно, существенно отличаются по выходным данным. В заданном объеме, например, при ограниченном его внешнем диаметре и длине, наиболее эффективным, в смысле использования поверхности, будет цилиндрический излучатель. При отсутствии такого ограничения излучатель в виде плоскости будет не только наиболее эффективным в весовом смысле, но и в тепловом, ибо в нем отсутствует взаимное облучение одних участков другими. Цилиндрический же излучатель в тепловом смысле наименее эффективен,

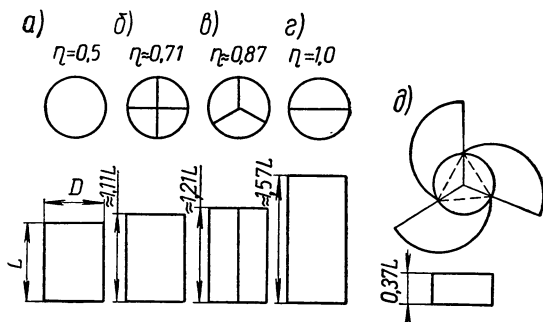


Рис. 4.6. Внешняя форма излучателей:

а) цилиндрический; б) крестообразный; в) трехперый; г) плоский; д) разворачивающийся

ибо вся внутренняя его часть тепла во вне не отводит (конечно, при закрытых для теплового потока торцах).

В гл. 3 и в приложении приводятся соотношения для расчета взаимного облучения большого числа конфигураций излучателей. Здесь же мы ограничимся лишь примером сравнения некоторых наиболее характерных форм излучателей. На рис. 4.6 показаны пять форм излучателей, имеющих одинаковый габаритный диаметр (ограниченный ракетой из условий сопротивления при проходе космическим аппаратом плотных слоев атмосферы). Так, замена цилиндрического излучателя (а) крестообразным (б), уменьшая взаимное облучение (эффективный к. п. д. излучения  $\eta=0,71$  вместо 0,5), одновременно снижает при сохранении длины  $L$  эффективную поверхность. В связи с этим для сброса заданного количества тепла крестообразный излучатель должен быть длиннее цилиндрического примерно на 11%. Кроме трехперого (в) и плоского (г) на рис. 4.6 показан разворачивающийся излучатель (д). Естественно, что длина последнего может быть существенно меньше, чем цилиндрического. Однако при анализе его применения следует учитывать и увеличение веса защиты от излучения

реактора, о чем уже говорилось выше. Все это позволяет подчеркнуть существенную зависимость выбора формы излучателя от условий его применения на космическом аппарате.

Естественно, возможны и некоторые комбинации типов излучателей. Для примера на рис. 4.7, а показан сложный излучатель энергетической установки SPUR, а на рис. 4.7, б — простейший излучатель — алюминиевые ребра для охлаждения насоса в установке SNAP-10A. На рис. 4.7, в можно видеть подобные же излучающие ребра 1 в одной специальной радиоизотопной термоэлектрической установке.

При необходимости интенсивного теплоотвода с небольшой плоской поверхности без введения теплоносителя излучатель может быть и более сложной формы. На рис. 4.8, а и б показан чашевидный излучатель в двух конструкциях американских термоэлектронных генераторов электроэнергии.

В ряде схем высокотемпературных устройств для сброса тепла оказывается достаточным отводить его прямо с внешней поверхности тела. Например, в установке STAR (рис. 4.8, в) отвод тепла осуществляется прямо с анодов, образующих внешнюю поверхность.

Приведенные схемы, конеч-

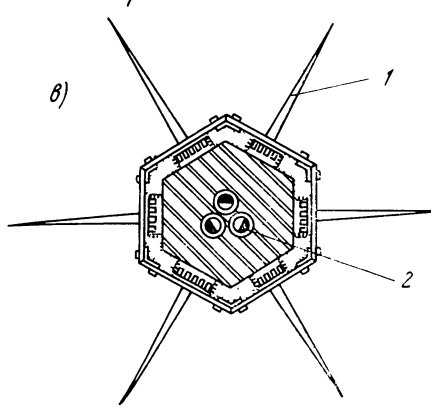
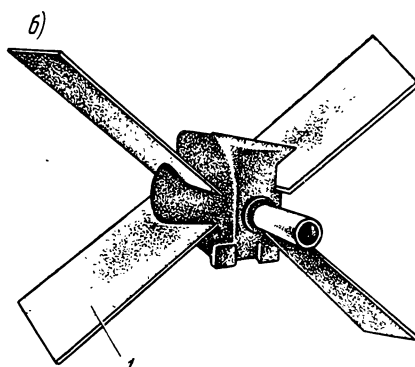
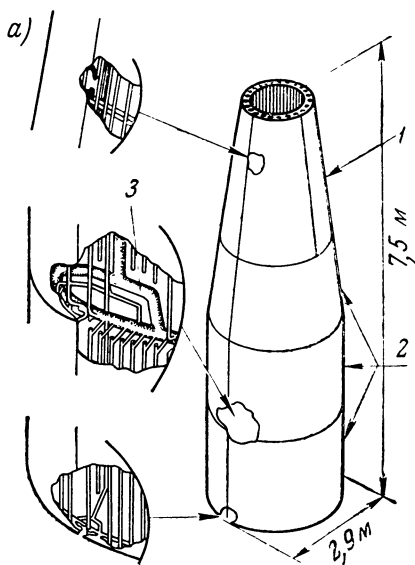


Рис. 4.7. Конструкция некоторых излучателей:

а) установка SPUR; б) насос установки SNAP-10A; в) американская термоэлектрическая установка с радиоизотопом;

1 — излучающие поверхности; 2 — секции; 3 — магистральные трубопроводы

но, не охватывают все возможные разновидности излучателей, а лишь показывают наиболее определившиеся на сегодняшний день типы. При этом очевидным недостатком холодильников-излучателей стационарного типа, рассеивающих значительную мощность (т. е. с достаточно большой поверхностью, во всяком случае в десятки и сотни квадратных метров), является существенная

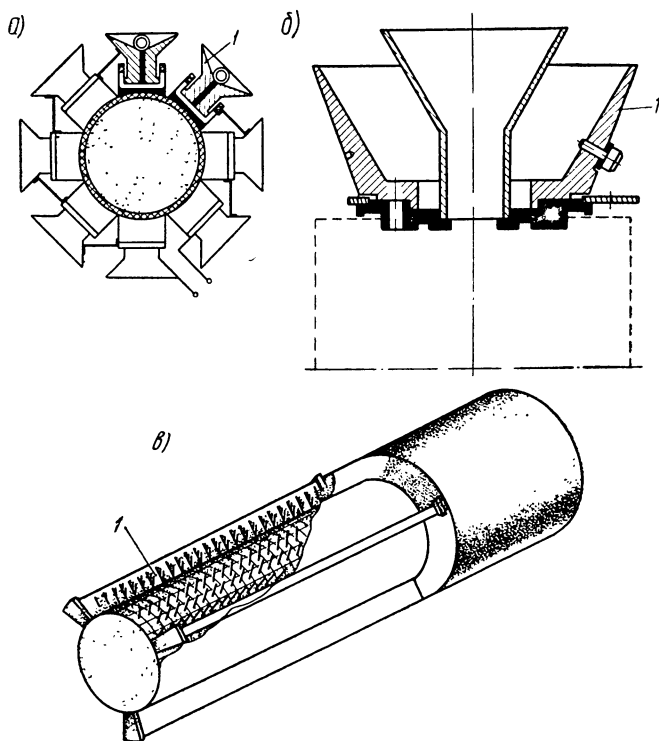


Рис. 4.8. Особые схемы излучателей:

а) термоэлектронная установка Хатсопулоса; б) термоэлектронная установка SET; в) термоэлектронная установка STAR; 1 — излучающие поверхности

опасность метеоритного их повреждения. Даже в излучателях со значительным оребрением площадь, занимаемая каналами с теплоносителем и пробивание которой метеоритами недопустимо, достаточно велика. В связи с этим был выдвинут нестационарный тип излучателей.

В этих излучателях тепло от исходного жидкого или газового теплоносителя воспринимается за счет теплоемкости некоторым телом — лентой, диском, шариками и т. п. в определенном малогабаритном нагревательном устройстве. Затем воспринявшее теп-

Рис. 4.9. Ленточный излучатель с барабаном:

1 — лента; 2 — прижимные ролики;  
3 — барабан

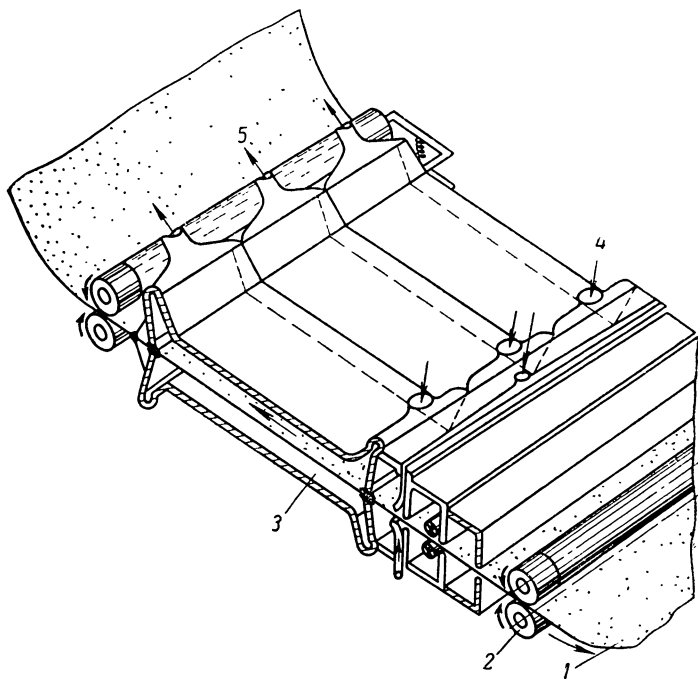
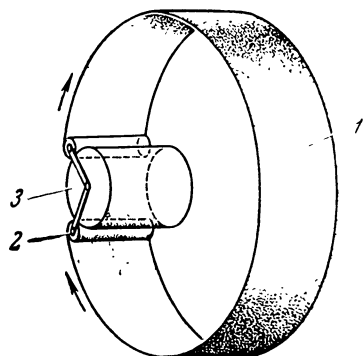


Рис. 4.10. Тепловоспринимающая часть ленточного излучателя с жидкостной или паровой камерой:

1 — лента; 2 — движущие ролики; 3 — камера с теплоносителем;  
4 и 5 — вход и выход теплоносителя

ло тело удаляют на некоторое расстояние в космос, где оно, излучая тепло, охлаждается, и цикл повторяется вновь. Очевидно, что опасность метеоритного повреждения такого холодильника-излучателя будет существенно меньшей. Однако так как при той же температуре охлаждаемого объекта тело, воспринимающее тепло, будет более холодным, да к тому же оно будет все время снижать свою температуру, то полная поверхность всех излучающих тел будет намного больше, чем полная поверхность стационарного излучателя.

Потери температуры на участке «исходный теплоноситель — тепловоспринимающее тело» являются общим недостатком таких излучателей. Если этот процесс осуществляется излучением, то

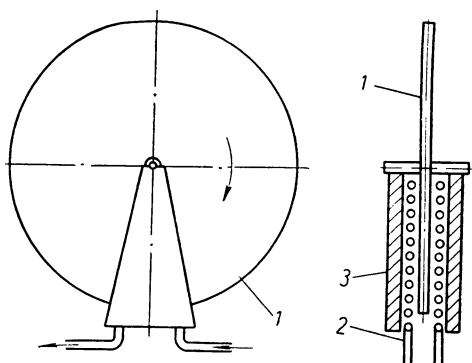


Рис. 4.11. Дискový излучатель:

1 — диск; 2 — трубки с теплоносителем; 3 — противометеорная защита

общий вес нестационарного излучателя может стать больше, чем стационарного, даже если, например, сама излучающая лента будет весьма тонкой.

Если же обеспечивается контакт обоих теплоносителей, то возникают иные затруднения. На рис. 4.9 показана схема ленточного теплоносителя с восприятием тепла лентой от барабана за счет прижима при взаимной обкатке. Реализация такой вращающейся схемы затруднена не только сложностью обеспечения надежной работы в космосе подшипниковых и уплотнительных устройств, но и большой вероятностью «схватывания» (т. е. сваривания) ленты с барабаном или роликами. Очевидно, значительной будет и мощность, необходимая на преодоление сил трения.

Другая схема ленточного излучателя показана на рис. 4.10. Здесь лента протягивается с помощью специальных валиков непосредственно через жидкий теплоноситель. В этой схеме наиболее сложным является обеспечение уплотнения на участках входа и выхода ленты из полости с жидким металлом.

Еще одна схема нестационарного излучателя, так называемый дисковый излучатель, показана на рис. 4.11. Очевидно, что именно последний излучатель будет иметь наибольшую из всех рассмотренных площадь излучения.

Для каждого охлаждаемого агрегата или каждой энергетической установки выбор наиболее рационального излучателя обычно делается отдельно. На этот выбор влияет ряд факторов: температура охлаждаемого объекта; величина отводимого тепла; допустимые площадь, форма и вес излучателя; время работы; конструкторские и технолого-производственные решения и др. В связи с этим нельзя заранее, на все случаи жизни, рекомендовать один какой-либо тип излучателя. Часто в ущерб весу, размерам или другим факторам принимаются схемы излучателей, выгодные из каких-то других, в данном случае более важных соображений.

## **§ 2. Основные соображения по выбору материалов для излучателей**

При проектировании излучателей космических установок весьма важным является выбор материала. Требования к материалу излучающей поверхности очень разнообразны. Кроме обычных технологических и прочностных требований, а тем более прочностных с учетом радиоактивного облучения в ядерных установках, возникает требование необходимости сохранения прочности в вакууме, а известно, что ряд специфических материалов в вакууме может изменять свои прочностные свойства. Особо стоит вопрос о сваривании материалов при их контактировании в вакууме.

Главные требования к излучателям: 1) достаточно высокий коэффициент черноты самой поверхности излучателя или специального покрытия, но в последнем случае, конечно, при очень хорошем и надежном сцеплении покрытия с основным материалом; 2) минимальный вес излучателя, т. е. сочетание высокой теплопроводности с малым удельным весом и большим сопротивлением метеорным ударам; 3) жаровакуумостойкость материала.

Рассмотрение степени черноты материалов и покрытий проводилось в гл. 3. Выбор материала по весовым соображениям с учетом метеоритной опасности кратко дан в §3 данной главы. Здесь остановимся пока на третьем требовании — на оценке жаровакуумостойкости материалов применительно к излучателям, ибо это требование является важнейшим, определяющим принципиальную работоспособность того или иного материала в вакууме.

Испарение в вакууме качественно отличается от испарения материала в обычных условиях (при наличии атмосферы). Если при наличии внешней среды скорость испарения (а точнее, потеря массы испаряющегося вещества в единицу времени с единицы площади) определяется процессом диффузии вещества, то в вакууме



она обуславливается только вероятностью отрыва атомов от поверхности. Решающим в расчетах потери массы на испарение является величина давления насыщенного пара данного материала  $p_{н}$  при рассматриваемой температуре. Значение  $p_{н}$  обычно определяют по уравнению вида

$$\lg p_{н} = A - \frac{B}{T} + CT + D \lg T, \quad (4.1)$$

где  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$  — константы для каждого вещества.

Уравнение (4.1) носит теоретический характер и выводится в курсах термодинамики или вакуумной техники с использованием

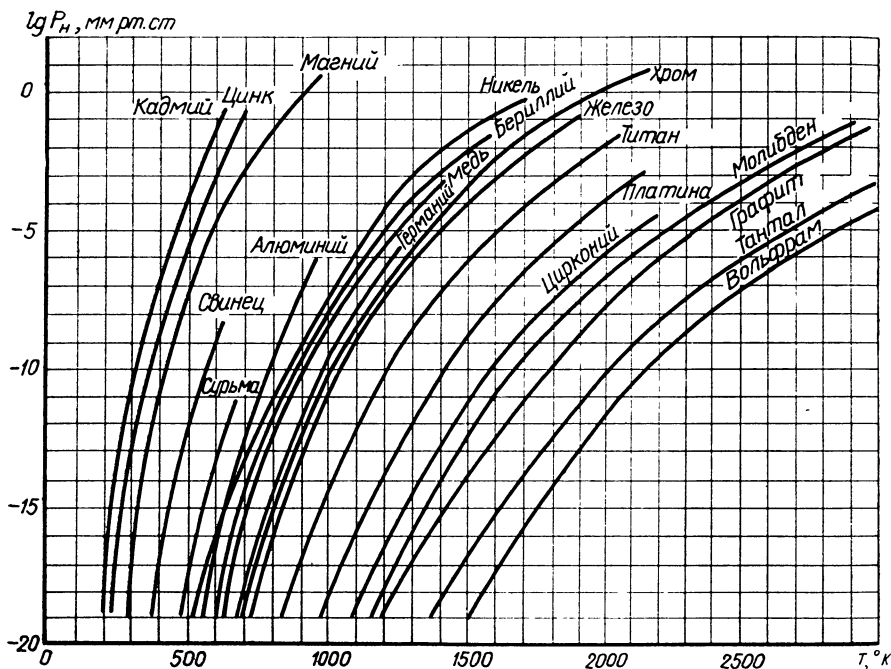


Рис. 4.12. Зависимость давления насыщенного пара ряда веществ от температуры

двух основных законов термодинамики. Константы же обычно принимают эмпирические, получаемые в специальных экспериментальных исследованиях.

На рис. 4.12 для примера приведены зависимости  $p_{н} = f(T)$  для 19 наиболее часто рассматриваемых материалов. Экспоненциальный характер изменения  $p_{н} = f(T)$  позволяет довольно четко отличать области температур с пренебрежимо малыми давлениями (примерно, меньше  $p = 10^{-15} \div 10^{-8}$  мм рт.ст.) и области существенных  $p_{н}$ .

Очевидно, что при нахождении вещества в вакууме непосредственно у его поверхности будет существовать паровой слой с давлением насыщенного пара. По мере удаления от поверхности концентрация атомов вещества или давление его будет резко падать вследствие быстрого уменьшения числа столкновений атомов друг с другом. На основании кинетической теории можно определить число испаряющихся атомов, обладающих достаточными скоростями для ухода от поверхности. Так же можно найти и число

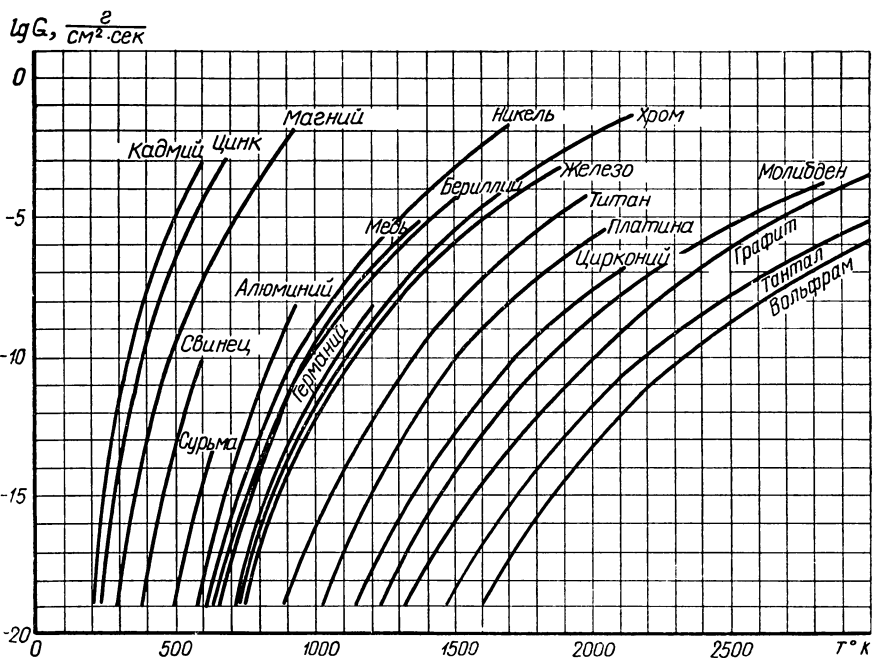


Рис. 4.13. Зависимость уноса массы в вакууме ряда веществ от температуры

атомов, возвращающихся из парового пространства и реконденсирующихся на поверхности  $N$ . Это выражение имеет вид

$$N = n \sqrt{\frac{kT}{2\pi M}}, \quad (4.2)$$

где  $n$  — плотность атомов в паровом пространстве;  
 $k$  — постоянная Больцмана, вводимая в уравнение закона состояния;

$M$  — молекулярный вес вещества.

С учетом того, что испаряющееся количество вещества опреде-

ляется как  $G=MN$ , для расчета уносимой массы с единицы поверхности получают формулу вида

$$G = \alpha p_n \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}}, \quad (4.3)$$

где  $R$  — универсальная газовая постоянная;

$\alpha$  — коэффициент аккомодации.

Коэффициент аккомодации, введенный в уравнение 4.3, оценивает долю атомов, попадающих из парового пространства на поверхность, но не рекондендирующихся, а упруго рассеивающихся. Его значение, конечно,  $\alpha < 1$ . Отметим, что если давление насыщенного пара, используемое в соотношении (4.3), определено методом Лэнгмюра (изложение последнего не представляется целесообразным в данной работе), то величина  $\alpha$  может быть принята равной 1,0, ибо она как бы уже учтена в  $p_n$ .

Таблица 4.1

Элемент	$t_{\text{плав.}}, ^\circ\text{C}$	$t_{\text{испар.}}, ^\circ\text{C}$ , при уносе:		
		$10^{-1} \frac{\text{см}}{\text{год}}$	$10^{-3} \frac{\text{см}}{\text{год}}$	$10^{-5} \frac{\text{см}}{\text{год}}$
Cd	320	120	80	40
Se	220	120	80	50
Zn	420	180	130	70
Mg	650	240	170	110
Li	180	280	210	150
Sb	630	300	270	210
Bi	270	400	320	240
Pb	330	430	330	270
Ag	960	700	590	480
Al	660	810	680	550
Be	1280	840	700	620
Cu	1080	900	760	630
Ge	940	950	800	660
Fe	1510	1050	900	770
Si	1410	1080	920	790
Ni	1450	1090	940	800
Ti	1670	1250	1070	920
Pt	1770	1560	1340	1160
Zr	1850	1740	1500	1280
Mo	2610	1900	1630	1380
C	3700	1880	1680	1530
W	3400	2500	2150	1880
MgO	2800	1090	730	540
ZrO <sub>2</sub>	2700	1480	1320	1070
BeO	2550	1700	1480	1340

При использовании значений  $p_n$  в мм рт. ст.,  $T$  в °К и  $M$  в г/моль соотношение (4.3) принимает вид ( $G$  в г/см<sup>2</sup>·сек)

$$G = 0,0583 \alpha p_n \sqrt{\frac{M}{T}}. \quad (4.3')$$

На рис. 4.13 для тех же веществ, что и на рис. 4.12, дано изменение уносимой в вакууме массы вещества в зависимости от температуры. Из этого рисунка, да и прямо из формулы (4.3') видно, что решающее значение имеет давление насыщенного пара.

Кроме значения уноса массы (в г/см<sup>2</sup>·сек) часто пользуются более наглядной величиной — глубиной испарившегося слоя. В табл. 4.1 приведены температуры различных наиболее часто употребляющихся веществ, при которых в вакууме испаряется определенный слой вещества.

С помощью табл. 4.1 можно установить, до каких температур может быть использовано то или иное вещество. Надежность получаемых таким способом сведений, естественно, в первую очередь определяется надежностью данных по давлению насыщенного пара.

### **§ 3. Метеоритная опасность в космосе и ее влияние на параметры холодильников-излучателей**

При расчете и проектировании холодильников-излучателей одним из наиболее важных моментов, определяющих вес излучателя, является выбор потребной толщины каналов (обычно трубок), по которым течет теплоноситель. Рассмотрим существующие сейчас представления о метеоритной опасности и выборе толщины стенок каналов, а также пути защиты от метеоров и повышения противометеоритной надежности.

#### **а. Основные данные по метеоритной опасности в космосе**

Развитие техники космических полетов привело к необходимости исследования метеоров не только астрономами, но и представителями технических наук.

Метеорами обычно называют тела внеземного происхождения. Нас, как будет показано ниже, наиболее интересуют тела, обладающие массой порядка миллиграммов — дециграммов. Попадая в атмосферу, они при движении в ней нагреваются и сгорают. Если же масса их достаточно велика (иногда до нескольких тонн), то они достигают поверхности Земли, не успевая сгорать, и называются метеоритами.

Метеоры делятся на два класса — входящие в метеорные потоки и не входящие в эти потоки, или спорадические. Считается, что основная часть метеорных потоков возникает в результате распада

комет, поэтому их относят к семействам породивших их комет. Меньшую часть метеоров полагают астероидного происхождения. Когда Земля в своем движении по орбите пересекает орбиту метеорного потока, он четко наблюдается в атмосфере.

Для примера в табл. 4.2 показаны характеристики некоторых метеорных потоков у Земли.

Таблица 4.2

Дата максимума	Название потока	Радант, град		Нормальная продолжительность, ч
		прямое восхождение	склонение	
3 января	Квадрантиды	230	+52	30÷40
21 апреля	Лириды	270	+33	7÷10
10÷13 августа	Персеиды	47	+58	40÷60
20÷23 октября	Ориониды	96	+15	11÷20
16÷17 ноября	Леониды	152	+22	10÷15
11÷13 декабря	Геминиды	113	+32	60

Знание метеорных потоков позволяет их учитывать и избегать (во всяком случае на ближайшие годы для полетов вблизи Земли).

Изучение метеорных потоков ведется уже давно. Известно, что на Землю в день падает несколько тысяч тонн метеоритов, причем в основном в виде мелких частиц. При этом, кроме визуального и фотографического методов исследования метеоров, используются и другие методы — радиолокационный, акустический, на космических аппаратах и др. Определенные сведения о метеорах дает изучение зодиакального света\*.

Метеорные потоки (их иногда называют ливнями) на несколько порядков выше, чем спорадические. Их, как уже говорилось, безусловно следует избегать, поэтому все рассмотрение будем вести относительно спорадических метеоров.

Природа спорадических метеоров остается еще неясной, хотя преобладает мнение, что они почти всегда (с точностью до 1%) принадлежат к солнечной системе. При этом их скорость по орбите около Солнца должна бы была составлять 42 км/сек. Так как нас интересует скорость таких метеоров относительно Земли, а последняя движется вокруг Солнца со скоростью  $\approx 29$  км/сек, то тогда метеоры могли бы иметь скорости от 13 до 71 км/сек. Средние их скорости большинством исследователей определяются в 30÷40 км/сек. Оказывается, что максимум спорадических метеоров достигается в 6 ч местного времени и в осенние месяцы. Это гово-

\* Зодиакальным светом называют наблюдаемое над горизонтом на западе после заката в виде языка (шириной 30÷40° и высотой 50÷60°). Большая часть его лежит в Поясе Зодиака. Это рассеяние солнечных лучей на частицах вещества пылевого облака, дающее вклад до 15% в общее свечение ночного неба.

рит об их неизотропном характере. Плоскость основного их движения близка к плоскости эклиптики. 50% метеоров находятся в угле  $\pm 15^\circ$  от этой плоскости.

Для определения опасности повреждения летательных аппаратов в космосе метеорами надо знать их частоту наблюдения ( $шт/м^2 \cdot сек$ ), скорость и массу.

Основанные на указанных выше способах исследования данные позволяют дать оценку частоты появления метеоров, имеющих определенную кинетическую энергию, с точностью всего в 3 порядка. Непосредственные измерения на ракетах и спутниках так-

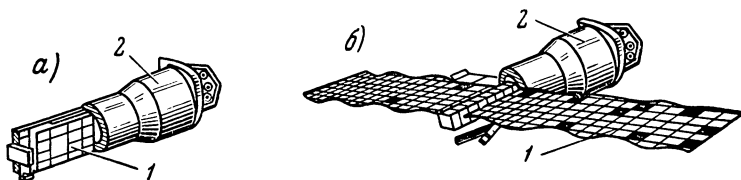


Рис. 4.14. Внешний вид спутника «Пегас», предназначенного для исследования метеоров:

а) в сборе; б) с развернутыми панелями; 1 — панели; 2 — корпус спутника

же дают значительный разброс, поэтому эти исследования широко продолжают. Например, в феврале и мае 1965 г. в США были запущены два специальных спутника Земли типа «Пегас». В них имеются две разворачиваемые панели размерами по  $15 \times 4,5$  м, до выхода на орбиту сложенные в виде ширмы (рис. 4.14). Эти панели состоят из 6, 5 секций, а каждая из секций, в свою очередь, — из 16 детекторов с размерами  $0,5 \times 1,03$  м, представляющими собой конденсатор из слоя алюминиевого сплава и слоя майларовой пленки с алюминиевым покрытием. При пробое метеоритом конденсатор разряжается, регистрируется импульс, а затем, когда плазма (в месте пробоя) рассеется, конденсатор вновь зарядится. Кроме такого характера регистрации метеоров, спутник «Пегас» должен быть через определенное время обследован космонавтами с целью визуального определения воздействия метеоров.

До конца июля 1965 г., по сообщениям в печати, в первом из спутников «Пегас» было зарегистрировано 104 пробоины в самых тонких пластинах ( $\approx 0,04$  мм), во втором зарегистрирована 61 пробоина в самых тонких, 14 — в средних ( $\approx 0,2$  мм) и 30 в самых толстых пластинах (0,4 мм). Предполагается, что второй спутник попадал в метеоритные ливни.

Сводные данные по большому числу методов и авторов приведены на рис. 4.15, из которого виден и разброс величин, упоминавшийся выше. На этом рисунке показаны также диапазоны измерений, охватываемые различными методами.

Отметим, что, как легко установить из этого рисунка, зависимость числа метеоров, попадающих на определенную поверхность, от их массы может быть аналитически записана выражением

$$n = \frac{\alpha}{m^{\beta}}. \quad (4.4)$$

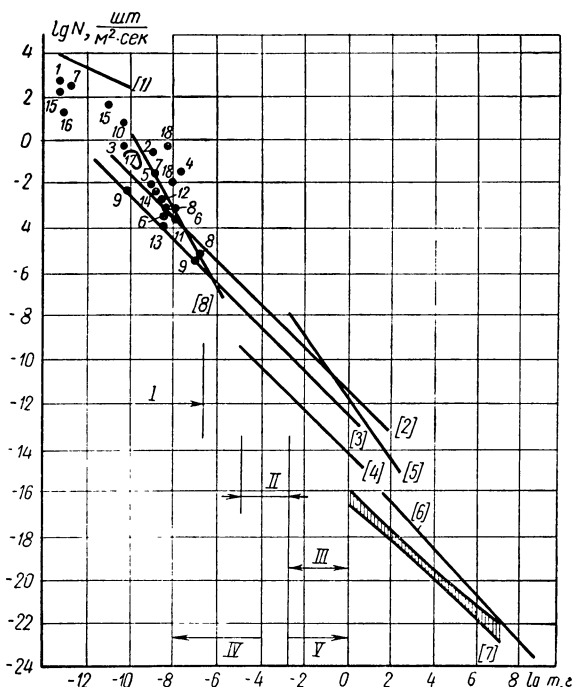


Рис. 4.15. Плотность метеорного потока у Земли в зависимости от массы метеоров:

*I* — измерение на спутниках и ракетах; *II* — измерение радаром; *III* — фотографические оценки; *IV* — эрозия; *V* — пробой;  
*1* — Аэробы NRL № 25; *2* — Аэробы № 80; *3* — Аэробы; *4* — Авангард-1; *5* — Эксплорер-1; *6* — Эксплорер-3; *7* — Эксплорер-8; *8* — Авангард-3; *9* — Пионер-1; *10* — Пионер-3; *11* — Спутник-3; *12* — Луна-1; *13* — Луна-2; *14* — Луна-3; *15* — Ренджер-1; *16* — Юпитер AM-28; *17* — Ракеты OSU; *18* — Ракеты SLU-1. [*1*] — Hemeny; Astr. j.; 67.1962; [*2*] — Whipple; VIII Congrè; 1957; [*3*] — Whipple; 1961; [*4*] — Watson; «Between the Planets»; 1956; [*5*] — Hawkins; Astr. j.; 128. 1958, [*6*] — Hawkins; Astr. j.; 64.1959; [*7*] — Brown; J. Geoph. Res; 65.66. 1960, 1961; [*8*] — Mc. Cracken; Nature; 192.1961

Очевидно, что число метеоров, попадающее на заданную поверхность  $F$  за время  $\tau$ ,

$$N = F\tau n = \alpha F\tau \frac{1}{m^{\beta}}. \quad (4.5)$$

При этом так как опасными (в смысле пробоя поверхности) являются лишь метеоры с массой, большей некоторой предельной  $m_{\text{пред}}$ , то, задавая «допустимое» (из соображений, рассматриваемых ниже, в п. б) число пробоев  $N$ , можно определить предельную массу в виде

$$m_{\text{пред}} = \left( \frac{\alpha F \tau}{N} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (4.6)$$

Подчеркнем, что на рис. 4.15 приведена масса метеора. Переход же от массы к его размерам не прост, ибо известно, что плотность крупных каменных метеоритов астероидного происхождения составляет  $\approx 3,5 \text{ г/см}^3$ , а железных  $\approx 8 \text{ г/см}^3$ . Однако такие метеориты составляют всего 3%, а из них железных только 6%. Плотность основной массы метеоров неизвестна, в расчетах же разных авторов оценки ее меняются очень широко ( $\rho = 0,05 \div 3,5 \text{ г/см}^3$ ) с указанием, что чем меньше размер метеора, тем обычно больше его плотность. Так, в одной из американских работ плотность  $\rho$ , массу  $m$  и радиус  $r$  метеора связывают соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \lg \rho [\text{г/см}^3] &= 1,03 - 0,214 \lg m [\text{г}]; \\ \lg r [\text{см}] &= 0,14 - 0,405 \lg m [\text{г}]. \end{aligned} \right\} \quad (4.7)$$

#### **6. Некоторые сведения о воздействии метеоров с преградой и о выборе толщины стенки излучателя**

При взаимодействии метеора с поверхностью излучателя возможны либо эрозия, либо пробой поверхности. Исследования показывают, что эрозию создают метеоры с массой менее  $10^{-3} \div 10^{-4} \text{ г}$ , причем наибольшую часть материала распыляют метеоры массой порядка  $10^{-7} \text{ г}$ . При  $m > 10^{-4} \div 10^{-3} \text{ г}$  возможен пробой сравнительно тонких металлических поверхностей.

В настоящее время очень широко изучаются процессы столкновения быстро движущихся частиц с метеорами. На рис. 4.16 для примера показана одна из американских установок для разгона твердых частиц, а также полученные на ней скорости для частиц разной массы. Установки такого типа представляют собой обычно гиперзвуковое струйное орудие, работающее на легком газе. В камере сгорания такого орудия порох приводит в движение полиэтиленовый поршень, который сжимает водород до давления  $\approx 3 \cdot 10^7 \text{ н/м}^2$ . Затем, после открытия клапана, водород разгоняет в трубе модель с постоянным давлением в течение всего времени движения.

Результаты экспериментов с разными моделями и на разных установках весьма интересны. Оказывается, что если при хорошо известных нам скоростях  $\approx 1 \text{ км/сек}$  (скорость пули) размер кратера примерно равен размеру атакующей мишень частицы, то с ростом скорости относительная глубина кратера резко растёт.



На рис. 4.17 показаны полученные разными авторами зависимости относительной глубины кратера, образованного ударившейся о преграду частицей, от скорости частиц. При этом эксперименталь-

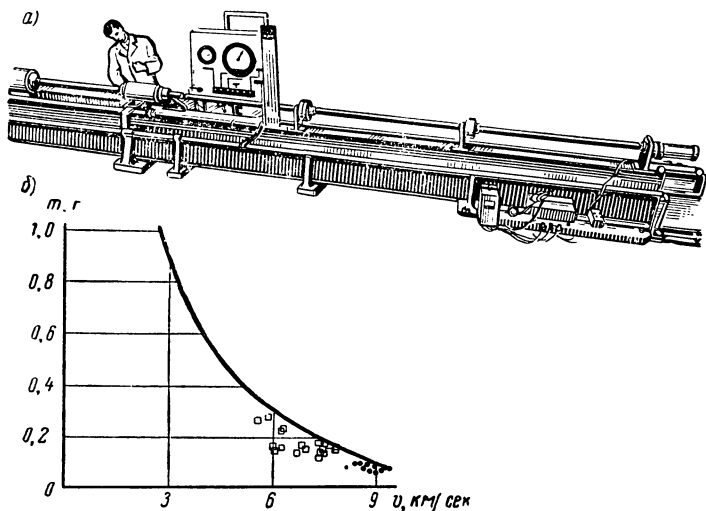


Рис. 4.16. Установка для разгона частиц до скорости  $\approx 9$  км/сек:

а) вид установки; б) зависимость скорости от массы ускоренных частиц

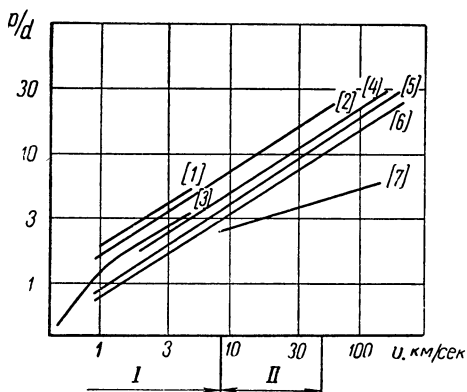


Рис. 4.17. Зависимость относительной глубины кратера от скорости частицы:

I — эксперименты; II — нужная область; [1] — Stephenson (удар Cu об Al); 1962; [2] — Summers (Cu—Al); 1962; [3] — Humes (Cu—Al); 1963; [4] — Kornhouson (Al — Al); 1960; [5] — Whipple (Al—Al); 1957; [6] — Stephenson (Al—Al); 1962; [6] — Summers (Al — Al); 1962; [7] — Bjork (Al—Al); 1959, 1961

но обследованная область пока не превышает скоростей  $9 \div 10$  км/сек, т. е. значительно меньших, чем нужные, поэтому значения отношения глубины кратера к диаметру частицы при скоростях, характерных для метеоров (т. е.  $30 \div 40$  км/сек), могут быть пока определены лишь экстраполяцией. Однако уже и этот рисунок позволяет ожидать, что для технически реальных стенок толщиной порядка 1 мм) метеоры размером порядка даже 0,1 мм

будут весьма опасны. С помощью соотношений типа (4.7) легко оценить массу таких метеоров, выражающуюся миллиграммами. Это значение позволяет с использованием рис. 4.15 говорить о необходимости учета метеоритной опасности для излучателей с произведением площади на ресурс более  $10^2 \div 10^3 \text{ м}^2 \cdot \text{сут}$ .

Обычно выбор толщины стенки ведут, исходя из условия обеспечения определенного коэффициента надежности или вероятности отсутствия пробоя, обозначаемой  $P_0$ , для определенной площади поверхности  $F$  в течение заданного времени  $\tau$ . Не анализируя детально процесс столкновения метеора со стенкой и пробивания ее в связи с ограниченным объемом настоящего пособия, лишь кратко укажем принятый сейчас подход к расчету толщины стенки.

Экспериментами установлено (см., например, рис. 4.17), что относительная глубина кратера, образованного взрывом снаряда (метеора), налетающим на пластину из какого-то вещества, зависит от плотности  $\rho_M$  и скорости  $v_M$  снаряда, плотности пластины  $\rho_B$  и так называемого модуля скорости звука вещества пластины

$$c = \sqrt{\frac{E_B}{\rho_B \cdot 10^4}}; \quad \frac{\Delta}{d} = \gamma \left( \frac{\rho_M}{\rho_B} \right)^\Phi \left( \frac{v_M}{c} \right)^\theta, \quad (4.8)$$

где  $\gamma$  — коэффициент пропорциональности;

$\Phi$  и  $\theta$  — степенные показатели;

$E_B$  — модуль упругости вещества при соответствующей температуре,  $\text{н/м}^2$ ;

$\rho$  — плотность,  $\text{г/см}^3$ .

Заменив размер частицы (принимая ее сферической) массой и плотностью

$$d^3 = \frac{6m}{\pi\rho}$$

и считая, что для того, чтобы пробоя не было, нужно ввести некоторый коэффициент запаса  $a$ , можно получить следующее выражение для толщины неповреждаемой пластины:

$$\Delta = ap = a\gamma \left( \frac{6}{\pi} \right)^{\frac{1}{3}} \rho_M^{-\frac{1}{3}} m^{\frac{1}{3}} \left( \frac{\rho_M}{\rho_B} \right)^\Phi \left( \frac{v_M}{c} \right)^\theta. \quad (4.9)$$

Число возможных соударений поверхности излучателя с метеорами  $N$  связывают с коэффициентом вероятности отсутствия пробоя  $P_0$  формулой

$$P_0 = e^{-N}, \text{ или } N = -\ln P_0. \quad (4.10)$$

Подставив это выражение в уравнение для предельной массы метеора и затем в (4.9), можно получить соотношение для расчета толщины излучателя.

В большинстве американских работ сейчас для определения толщины стенки  $\Delta$  (см) рекомендуется формула, в которой также учитывается анизотропность метеоритов. Тогда

$$\Delta = a\gamma \left(\frac{6}{\pi}\right)^{\frac{1}{3}} \rho_M^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{\rho_M}{\rho_B}\right)^\Phi \left(\frac{v_M}{c}\right)^\theta \left(\frac{\alpha F \tau}{-\ln P_0}\right)^{\frac{1}{3}} \beta^{\frac{1}{3}} \left(\frac{2}{3n\theta\beta + 2}\right)^{\frac{1}{3}}. \quad (4.11)$$

Здесь коэффициенты (по данным Уиппла, 1963 г.) равны:  $a=1,75$ ;  $\gamma=2$ ;  $\Phi=1/2$ ;  $\theta=2/3$ ;  $n=1$ ;  $\alpha=5,7 \cdot 10^{-9}$ ;  $\beta=1,34$  при плотности метеоров, принятой равной  $\rho_M=0,44$  г/см<sup>3</sup>. Последний член (в круглых скобках) в формуле (4.11) введен для учета анизотропности метеоров. Среднюю скорость метеоров при этом рекомендуется брать равной 30 км/сек.

После подстановки приведенных выше постоянных уравнение (4.11) примет более простой вид:

$$\Delta = \frac{1410}{(\rho_B)^{\frac{1}{6}} E_B^{\frac{1}{3}}} \left(\frac{F \tau}{-\ln P_0}\right)^{\frac{1}{4}}, \quad (4.11')$$

где  $\Delta$ , мм;  $\rho_B$ , г/см<sup>3</sup>;  $E_B$ , н/м<sup>2</sup>;  $F$ , м<sup>2</sup>;  $\tau$ , сутки.

Приведем пример расчета толщины излучателя по формуле (4.11'). Примем, что излучатель выполнен из стали и имеет температуру  $t \approx 500^\circ \text{C}$ . Тогда  $\rho_B \approx 8$  г/см<sup>3</sup>;  $E_B \approx 1,7 \cdot 10^{11}$  н/м<sup>2</sup> и уравнение (4.11') запишется как

$$\Delta = 0,184 \left(\frac{F \tau}{-\ln P_0}\right)^{\frac{1}{4}}. \quad (4.11'')$$

Если этот излучатель при площади  $F = 100$  м<sup>2</sup> в течение 400 суток должен иметь надежность 99% ( $P_0=0,99$ ), то величина  $\Delta$  окажется равной:

$$\Delta = 0,185 \left(\frac{100 \cdot 400}{0,01}\right)^{\frac{1}{4}} = 8,2 \text{ мм.}$$

Из этого примера видно, что потребная толщина стенок крупноразмерного излучателя должна быть значительной. На рис. 4.18 показано изменение толщины стенки для данного примера в зави-

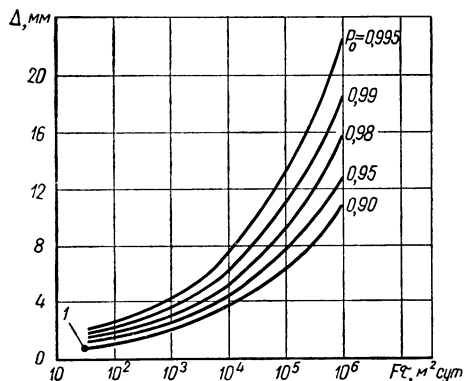


Рис. 4.18. Изменение толщины стенки  $\Delta$  в зависимости от ее площади  $F$ , времени  $\tau$  и надежности работы  $P_0$ :  
1 — пример (см. текст)

симости от произведения  $F\tau$  и надежности. Графики такого типа позволяют легко оценивать надежность излучателя. Так, например, надо узнать надежность излучателя площадью  $1 \text{ м}^2$  с толщиной стенки  $0,5 \text{ мм}$  за время  $\tau=30 \text{ сут.}$  Из рис. 4.18 (см. точку 1) можно легко найти  $P_0 \approx 0,9$ .

Поскольку свойства материала стенки ( $\rho_v$  и  $E_v$ ) вносят существенный вклад в величину  $\Delta$ , представляет интерес выяснить влияние материала на толщину стенки  $\Delta$  и тем самым на вес излучателя в условиях обеспечения определенной надежности и, конечно, нужного тепловода.

На рис. 4.19 представлено изменение модуля упругости  $E_v$  для ряда материалов, а на рис. 4.20 — относительные  $\bar{G}_u$  веса излучателей  $\bar{G}_u$  (по отношению к самому легкому, бериллиевому) в зависимости от температуры излучателя и типа материала, полученные в одной из американских работ, для паротурбинной установки с температурой  $t \approx 630^\circ \text{ С.}$

На рис. 4.20 нас интересует не зависимость  $\bar{G}_u = f(t)$ , ясная из материалов гл. 2, а влияние типа материала на вес излучателя. Оказывается, что в этих условиях лучшими материалами являются бериллий, пиролитический графит и алюминий. Излучатель же из стали будет в 6 раз, а из меди в 4 раза тяжелее бериллиевого.

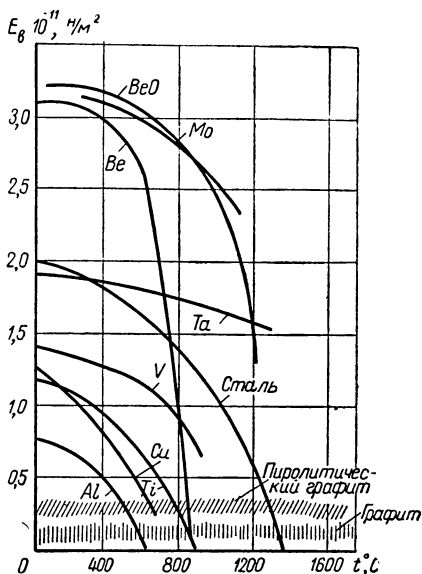


Рис. 4.19. Изменение модуля упругости ряда материалов в зависимости от температуры

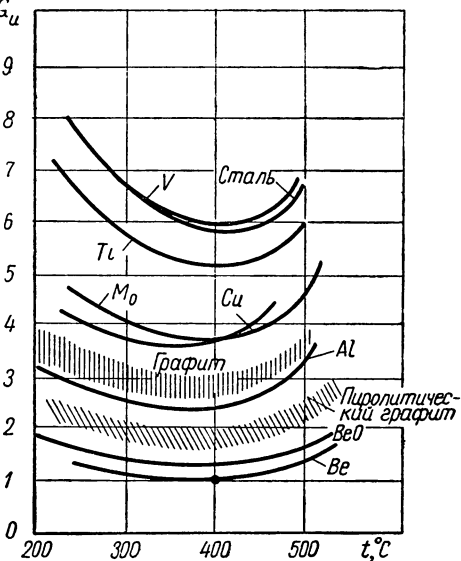


Рис. 4.20. Относительные веса излучающих поверхностей из различных материалов для паротурбинной установки с  $t \approx 630^\circ \text{ С}$

Естественно, что результаты такого анализа нельзя переносить на все температуры. Это связано не только с изменением по температуре модуля упругости, но, и это наиболее важно, с испаряемостью материалов. Как уже отмечалось в § 2 данной главы для каждого материала имеется вполне определенный предел по температуре, при которой он может быть использован в космосе. С учетом этого обстоятельства обычно и выбираются материалы для последующего весового анализа. В приведенном примере температуры невелики и применение всех рассмотренных материалов не ограничено условием их испаряемости.

В заключение отметим, что все рассмотрение расчета пробоя относилось к излучателям в виде плоскости. Если же излучатель представляет собой трубчатую конструкцию, наполненную жидкостью, то может произойти разрушение ее и без пробоя стенок трубы, а при некотором их вмятии из-за возникновения при этом гидравлического удара. Вероятность такого процесса пока еще недостаточно исследована и поэтому здесь не рассматривается, тем более что кривизна поверхности трубы действует в обратном направлении, снижая вероятность пробоя.

#### **в. Пути уменьшения опасности пробоя излучателей метеорами**

Для повышения надежности излучателей в отношении метеоритного пробоя может быть использован ряд мероприятий. Наиболее простым мероприятием является, естественно, увеличение толщины стенок. Однако этот путь самый невыгодный в весовом отношении и поэтому наименее желательный.

Из других способов снижения метеорной опасности следует отметить три:

- 1) уменьшение метеороопасной поверхности;
- 2) введение защитных экранов;
- 3) секционирование излучателя.

Первый способ может быть использован при увеличении температуры в излучателе и снижении количества отводимого тепла (т. е. при повышении к. п. д. охлаждаемого агрегата), что уже рассматривалось в гл. 2, не требует дополнительных пояснений и, как правило, к началу проектирования излучателя уже выполнено. Этот же способ используется при оребрении каналов с теплоносителем (см. § 1 данной главы).

В ряде случаев (при отсутствии ограничения в общей поверхности излучателя) оребрение целесообразно делать даже несколько большим, чем оптимальное по весу, с тем чтобы снизить площадь, занимаемую каналами с теплоносителем (этот вопрос разбирается в теплотехническом отношении весьма подробно в гл. 5).

Второй способ снижения метеорной опасности на первый взгляд кажется аналогичным простому увеличению толщины стенки, од-

нако это не так. При столкновении метеора со сравнительно тонкой преградой (1 на рис. 4.21, а) и пробивании ее испарение (полностью или частично) метеора и испарение части материала преграды приводит к резкому снижению кинетической энергии полученных продуктов и увеличению площади их воздействия на стенку излучателя 2. Очевидно при этом, чем больше толщина первой стенки экрана и чем больше расстояние между экраном и основной стенкой, тем меньше воздействие метеора на последнюю.

Результаты расчета толщины стенки излучателя при наличии экрана, взятые в качестве примера из одной американской работы, даны на рис. 4.21, б. С помощью этого графика можно выбрать

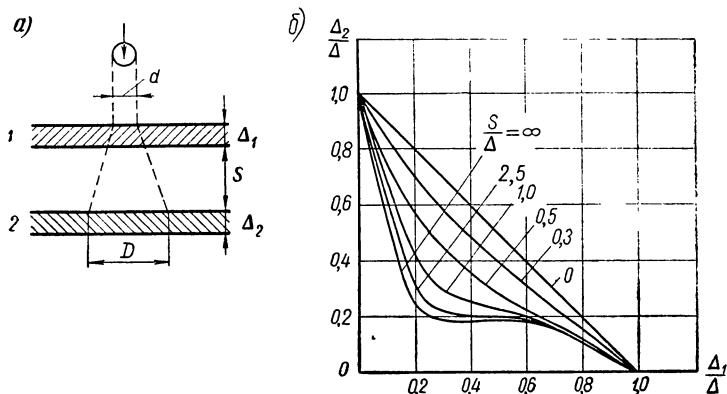


Рис. 4.21. К рассмотрению пробоя двойной стенки метеором: а) схема; б) влияние варьирования междустеночного промежутка и толщины защитной стенки на толщину излучателя

целесообразные значения всех относительных величин (по отношению к толщине стенки без защиты  $\Delta$ ). Так, наиболее целесообразный вариант с зазором  $\approx$  в 2,5 калибра оказывается при относительных толщинах экрана и стенки примерно равных  $\frac{\Delta_1}{\Delta} = \frac{\Delta_2}{\Delta} = 0,25$ . Следовательно, применение экрана приводит к двукратному снижению суммарной толщины, а следовательно, и к такому же снижению веса каждого квадратного метра поверхности.

Однако введение экранирования для холодильника-излучателя дает, как в данном примере, двукратный выигрыш, только если экран полностью прозрачен по отношению к тепловым лучам. Если же экран абсолютно черный, то, согласно законам экранирования (см. гл. 3), он снижает вдвое тепловой поток, излучаемый с каждого квадратного метра основной стенки. Следовательно, экранируемую площадь излучателя надо вдвое увеличить, и тогда возможный выигрыш в суммарном весе излучателя будет существенно меньше двукратного. При этом выигрыш будет тем больше, чем мень-

ше доля метеороопасных участков в излучателе (например, чем больше оребрение). Тем не менее очевидно, что в ряде случаев использование защитной стенки может быть целесообразным.

Третий способ повышения надежности излучателя — это его секционирование. Под этим термином понимают разделение излучателя на ряд отдельных (по тракту теплоносителя) секций, снабженных системой выключения при повреждении из общей сети, и введение некоторого числа запасных секций, включаемых при повреждении основных (рис. 4.22, в). При этом толщину стенок сек-

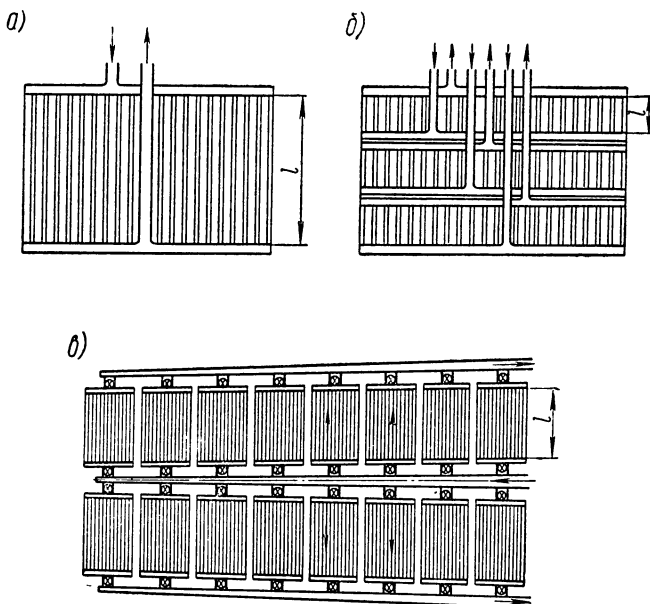


Рис. 4.22. Секционирование излучателей:  
 а) несекционированный; б) трехсекционный; в) многосекционный

ций такого излучателя можно сделать значительно меньшей, чем у исходного, а следовательно, как бы при сохранении той же надежности снизить вес. Выигрыш в весе, конечно, не будет пропорционален уменьшению толщины стенок, ибо кроме весовых затрат на введение запасных секций еще требуются затраты на запорное оборудование во всех секциях. Однако все же выигрыш в весе при секционировании излучателя должен быть заметным.

Чтобы получить соотношение для расчета значения надежности излучателя, состоящего из  $z$  секций (элементов), причем  $z - z_0$  — запасные, и у которого допускается выход из строя (пробивание)

не более  $z-z_0$  секций, используем основные правила теории вероятности.

Одно из правил гласит, что при вероятности двух независимых событий  $P(A)$  и  $P(B)$  вероятность их совмещения равна произведению

$$P(A, B) = P(A) \cdot P(B).$$

В нашем случае, используя это правило и приняв обозначения для вероятности сохранения одной секции  $P$ , а вероятности ее пробоя  $q$ , можно записать вероятность выхода из строя определенных  $l$  секций из общего числа секций  $z$  выражением  $P^{z-l} \cdot q^l$ .

Другое правило определяет из условия несовместимости событий, т. е. когда при совершении одного события другое исключается, выражение вероятности одного из этих событий в виде

$$P(A \text{ или } B) = P(A) + P(B).$$

В нашем примере, естественно, не имеет значения, какие конкретно секции выйдут из строя. Следовательно, складывая все возможные случаи выхода из строя некоторого числа секций  $l$ , получим число сочетаний по  $l$  элементам из  $z$ :

$$C_z^l = \frac{z!}{l!(z-l)!}.$$

Следовательно, вероятность того, что из общего числа  $z$  секций  $z-l$  останутся целыми, а  $l$  будут повреждены, запишется как

$$C_z^l P^{z-l} q^l.$$

Можно заметить, что это выражение является общим членом биномиального распределения

$$(P + q)^z = P^z + zP^{z-1}q + \frac{z(z-1)}{2!} P^{z-2}q^2 + \dots + q^z,$$

которое обычно используется в теории вероятности для выборки элементов. В этом распределении первый член  $P^z$  обозначает вероятность того, что все  $z$  элементов окажутся целыми; второй член  $zP^{z-1}q$  означает вероятность сохранения  $(z-1)$  элементов и отказ одного; третий —  $(z-2)$  целых и 2 поврежденных и т. д. При этом так как для секции ее сохранение означает исключение пробоя, т. е.  $q=1-P$ , то для секционированного излучателя сумма всех вероятностей должна равняться единице, т. е.  $(P+q)^z=1$ , ибо этим условием исчерпываются все возможные варианты при составлении выборки из  $z$  элементов.



В итоге можно записать надежность секционированного излучателя суммой

$$P_z = \sum_{l=0}^{z-z_0} C_z^l P^{z-l} q^l = \sum_{l=0}^{z-z_0} \frac{z!}{l!(z-l)!} (1-P)^l P^{z-l},$$

или в другом виде, введя обозначение числа запасных секций  $a = z - l$ , получим окончательно

$$P_z = \sum_{a=z_0}^{a=z} \frac{z!}{a!(z-a)!} (1-P)^{z-a} P^a, \quad (4.12)$$

где  $z$  — общее число элементов (в нашем случае секций излучателя);

$z_0$  — число неповрежденных элементов (т. е. секций, не пробитых за ресурс);

$a$  — ряд чисел ( $a_0 = z_0, a_1 = z_0 + 1, \dots, a_n = z$ ).

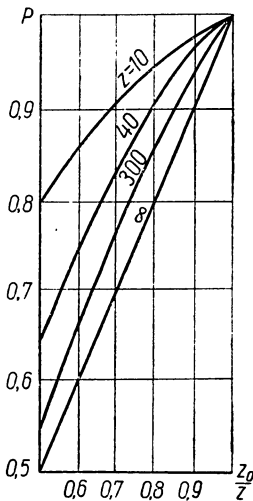


Рис. 4.23. Зависимость коэффициента надежности  $P$  секции излучателя от числа секций  $z$  и отношения  $z_0/z$  при общем коэффициенте надежности  $P_z = 0,99$

Следует указать, что если в случае отсутствия запасных секций надежность многоэлементного агрегата меньше, чем надежность одноэлементного (что очевидно), то при наличии запасных элементов надежность агрегата значительно растет. Так, для примера на рис. 4.23 приведены данные расчета по формуле (4.12) допустимой надежности одного элемента при разном их числе, разном числе запасных элементов и заданной надежности агрегата  $P_z = 0,99$ .

Сравнивая толщину стенок секционированного  $\Delta_c$  и несекционированного  $\Delta_n$  излучателей с помощью соотношений

$$\Delta_c^4 \approx \frac{F_c}{-\ln P_c}, \quad \Delta_n^4 \approx \frac{F_n}{-\ln P_n},$$

надо учитывать, что площади излучателя  $F_n$  и одной секции  $F_c$  связаны условием  $F_n = z_0 F_c$ . Кроме того, надежность несекционированного излучателя  $P_n$  должна быть равна надежности секционированного  $P_c = P_z$ . Тогда можно записать отношение толщин следующим образом:

$$\frac{\Delta_c}{\Delta_n} = \left( \frac{\ln P_z}{z_0 \ln P} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (4.13)$$

где  $P$  — надежность одной секции, определяемая с помощью уравнения (4.12) при заданном числе секций  $z_0$  и  $z - z_0$  запасных.

Для примера на рис. 4.24 показаны итоговые данные расчета снижения веса излучающих поверхностей (т. е. без вспомогательной аппаратуры, коммуникаций и т. п.) в зависимости от числа вводимых секций. Из этого рисунка видно, что с увеличением числа секций вес излучающих поверхностей (в относительном виде, т. е. по отношению к весу несекционированного излучателя)

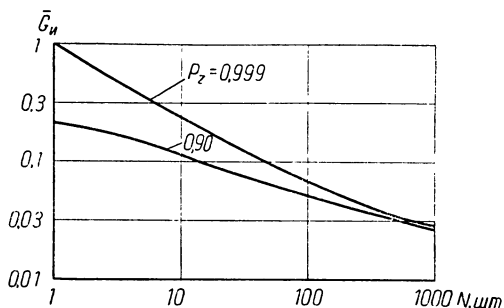


Рис. 4.24. Снижение веса излучающих поверхностей в зависимости от числа секций

$$\frac{N_{\text{раб}}}{N_{\text{общ}}} = 0,75$$

значительно снижается. При этом естественно, что такое снижение веса будет тем больше, чем выше требование к надежности излучателя (чем больше  $P_z$ ). Это также видно из рис. 4.24.

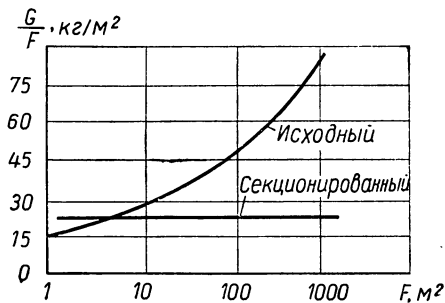


Рис. 4.25. Влияние площади излучателя на его вес

При увеличении числа секций, как уже отмечалось выше, будет возрастать вес запорной аппаратуры, а также вес системы трубопроводов для теплоносителя, вес конструктивных деталей, аппаратуры обнаружения пробоя отдельных секций. В связи с этим в зависимости полного веса излучателя (с учетом весов указанных узлов) от числа секций следует ожидать появления оптимума. Коли-

чественные оценки требуют значительных конструкторских работ. Рациональное число секций будет, конечно, находиться левее оптимального.

В заключение следует отметить все большую необходимость секционирования с увеличением площади излучателя, т. е. с увеличением отводимой тепловой мощности. Так как с увеличением площади излучателя потребная толщина его поверхности возрастает в степени  $\frac{1}{4}$ , то для больших излучателей при отсутствии секционирования веса будут становиться технически совершенно недопустимыми (см., например, график рис. 4.25, полученный при  $P_z=0,99$ ). Введение секционирования позволяет ограничиться реальными величинами веса. Кроме того, так как до сих пор данные по плотности метеорного потока, как уже указывалось выше, в значительной мере условны, введение секционирования для больших излучателей может оказаться единственным способом обеспечения их надежности.

# 5

**МЕТОДЫ**

**РАСЧЕТА**

**ОСНОВНЫХ**

**ЭЛЕМЕНТОВ**

## **ХОЛОДИЛЬНИКОВ-ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ**

Для рассеивания тепла в космических установках применяются специальные холодильники-излучатели, поскольку единственным способом отвода тепла в космосе является излучение. В зависимости от конкретной установки определяется целесообразное выполнение холодильника-излучателя. В некоторых случаях это могут быть ребра, отводящие тепло от охлаждаемых элементов установки. В других случаях это может быть система трубок, по которым циркулирует теплоноситель, а трубки соединены между собой перемычками. В так называемом ленточном излучателе движущаяся бесконечная лента (или несколько лент) аккумулирует тепло от теплоносителя, а затем излучает его в космическое пространство.

Использование тонких и легких излучающих ребер позволяет снизить вес холодильника-излучателя как за счет уменьшения длины трубок в случае трубчатого излучателя, так и за счет уменьшения вероятности метеоритного повреждения.

Принципиальные и конструктивные схемы разных холодильников-излучателей были рассмотрены в гл. 4. В гл. 2 был изложен частный элементарный случай расчета трубчатого холодильника-излучателя с переменной по длине температурой, солнечным облучением и учетом температурных напоров на участке теплоноситель — стенка и в стенке.

### § 1. Расчет излучающих ребер

Рассмотрим прямоугольное излучающее ребро, схематически изображенное на рис. 5.1. Предположим, что ребро достаточно тонкое, т. е. отношение толщины ребра у его основания  $\delta_0$  к ширине ребра  $l$  мало, и поэтому изменением температуры по толщине

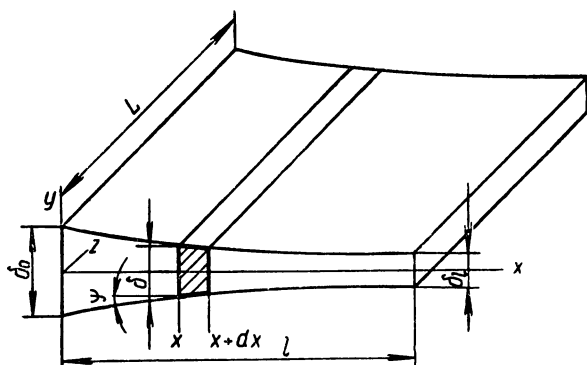


Рис. 5.1. Схема прямоугольного излучающего ребра

ребра можно пренебречь. Кроме того, предположим, что градиент температуры по длине ребра  $\frac{\partial T}{\partial z}$  пренебрежимо мал по сравнению с градиентом температуры по ширине ребра  $\frac{\partial T}{\partial x}$ . Степень черноты поверхности ребра и все физические свойства материала ребра считаем постоянными и не зависящими от температуры. Контур ребра будем считать достаточно пологим и пренебрегать отливом угла  $\psi$  от нуля.

Рассмотрим участок ребра единичной длины, ограниченный абсциссами  $x$  и  $x+dx$  (рис. 5.1). За счет теплопроводности в выделенный участок поступает количество тепла

$$Q_x = -\lambda \delta \left. \frac{dT}{dx} \right|_x$$

и отводится количество тепла

$$Q_{x+dx} = -\lambda \delta \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x+dx}.$$

Разность этих величин составляет количество тепла

$$dQ = \frac{d}{dx} \left( \lambda \delta \frac{dT}{dx} \right) dx.$$

Наружная поверхность рассматриваемого участка излучает энергию

$$dQ_\varepsilon = 2\varepsilon\sigma_0 T^4 dx,$$

где  $2\varepsilon = \varepsilon' + \varepsilon''$  ( $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$  — степени черноты соответственно двух сторон ребра).

Кроме того, к участку за счет внутренних источников тепла, а также вследствие облучения от посторонних источников, например от Солнца или различных элементов самой установки, подводится тепло, которое можно представить в виде

$$dQ_c = q_c dx.$$

При установившемся тепловом состоянии величина  $dQ$  должна быть равна разности  $dQ_\varepsilon - dQ_c$ . Таким образом, получаем следующее уравнение энергии:

$$\frac{d}{dx} \left( \lambda \delta \frac{dT}{dx} \right) - 2\varepsilon\sigma_0 T^4 + q_c = 0. \quad (5.1)$$

Введем безразмерные величины по формулам

$$\left. \begin{aligned} \bar{x} &= \frac{x}{l}, & \bar{\delta} &= \frac{\delta}{\delta_0}, & \bar{T} &= \frac{T}{T_0}; \\ N &= \frac{2\varepsilon\sigma_0 T_0^3 l^2}{\lambda \delta_0}, & \omega &= \frac{q_c}{2\varepsilon\sigma_0 T_0^4} \end{aligned} \right\} \quad (5.2)$$

и приведем уравнение (5.1) к безразмерному виду

$$\frac{d}{d\bar{x}} \left( \bar{\delta} \frac{d\bar{T}}{d\bar{x}} \right) - N (\bar{T}^4 - \omega) = 0. \quad (5.3)$$

В уравнениях (5.1) и (5.3) не использовано условие постоянства  $\varepsilon$ , а величина  $\omega$  может быть произвольной функцией  $x$ .

Для получения однозначного решения уравнения (5.3), которое представляет собой обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка, необходимо задать два граничных условия. Обыч-

но задана температура у основания ребра  $T_0$  (при  $\bar{x}=0$ ) и условие на конце ребра (при  $\bar{x}=1,0$ ). Ввиду малой толщины ребра можно принять, что при  $x=l$  тепловой поток равен нулю. Если ребро составляет половину перемычки и температуры при  $x=l$  и  $x=2l$  одинаковы, то тепловой поток при  $x=l$  будет в точности равен нулю, как это следует из соображений симметрии. Однако в общем случае граничные условия зависят от характера задачи и могут быть различными.

В дальнейшем будем исходить из рассмотренных граничных условий, а именно

$$\left. \begin{array}{l} \text{при } x = 0 \quad T = T_0; \\ \text{при } x = l \quad -\lambda \delta \frac{dT}{dx} = 0. \end{array} \right\} \quad (5.4)$$

#### а. Ребро минимального веса

Для излучающих ребер можно поставить задачу об определении профиля ребра, имеющего минимальный вес при заданном количестве отводимого им тепла. Вообще говоря, можно найти ребро минимального веса в любом заданном классе профилей, например для ребер постоянной толщины. Но в данном случае речь идет о нахождении наивыгоднейшего профиля. Поскольку удельный вес материала ребра считается постоянным, то задача сводится к отысканию профиля ребра, имеющего минимальную площадь поперечного сечения  $F$ . Величина

$$F = \int_0^l \delta dx. \quad (5.5)$$

Перейдем от переменных  $\bar{T}$  и  $\bar{x}$  к переменным  $\bar{T}$  и  $\bar{Q}$ , где безразмерная величина

$$\bar{Q} = \frac{Q}{Q_0} \quad \left( Q = -\lambda \delta \frac{dT}{dx} \right).$$

Для этого заменим  $dx$ ,  $\frac{dT}{dx}$  и  $\delta$  по следующим формулам:

$$\begin{aligned} dx &= -\frac{dQ}{2\varepsilon\sigma_0 T^4 - q_c}; \\ \frac{dT}{dx} &= -(2\varepsilon\sigma_0 T^4 - q_c) \frac{dT}{dQ}; \\ \delta &= \frac{Q}{\lambda (2\varepsilon\sigma_0 T^4 - q_c)} \frac{dT}{dQ}. \end{aligned}$$

Подставляя в формулу (5.5) написанные выражения для  $\delta$  и  $dx$  и переходя к безразмерным величинам  $\bar{Q}$ ,  $\bar{T}$  и  $\omega$ , получим

$$F = \frac{Q_0^3}{4\lambda \varepsilon^2 \sigma_0^2 T_0^9} \int_0^1 \frac{\bar{Q} d\bar{Q}}{(\bar{T}^4 - \omega)^2 \frac{d\bar{T}}{d\bar{Q}}}. \quad (5.6)$$

Для нахождения минимума функционала  $F$  при заданных значениях функции на концах, т. е. при условиях

$$\begin{aligned} \bar{Q} &= 1, \quad \bar{T} = 1; \\ \bar{Q} &= 0, \quad \bar{T} = \bar{T}_l, \end{aligned}$$

необходимо решить вариационную задачу. Уравнение Эйлера для этой задачи имеет вид

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \left(\frac{d\bar{T}}{d\bar{Q}}\right)^2} \cdot \frac{d^2 \bar{T}}{d\bar{Q}^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial \bar{T} \partial \left(\frac{d\bar{T}}{d\bar{Q}}\right)} \frac{d\bar{T}}{d\bar{Q}} + \frac{\partial^2 f}{\partial \bar{Q} \partial \left(\frac{d\bar{T}}{d\bar{Q}}\right)} - \frac{\partial f}{\partial \bar{T}} = 0, \quad (5.7)$$

где

$$f = \frac{\bar{Q}}{(\bar{T}^4 - \omega)^2 \frac{d\bar{T}}{d\bar{Q}}}.$$

Уравнение (5.7) приводит к следующему дифференциальному уравнению при  $\omega = \text{const}$ :

$$2\bar{Q}(\bar{T}^4 - \omega) \frac{d^2 \bar{T}}{d\bar{Q}^2} + 16\bar{Q} \bar{T}^3 \left(\frac{d\bar{T}}{d\bar{Q}}\right)^2 - (\bar{T}^4 - \omega) \frac{d\bar{T}}{d\bar{Q}} = 0. \quad (5.8)$$

Рассмотрим случай  $\omega = 0$ , отвечающий отсутствию источников тепла и дополнительного облучения. При этом уравнение (5.8) упрощается и его общее решение имеет вид [11]

$$\bar{T} = c_2 \left( \bar{Q}^{\frac{3}{2}} + c_1 \right)^{\frac{1}{9}}. \quad (5.9)$$

Подставляя полученное значение  $\bar{T}$  по формуле (5.9) в формулу (5.6), полагая  $\omega = 0$  и произведя интегрирование, получим

$$F = \frac{Q_0^3}{\lambda \varepsilon^2 \sigma_0^2 T_0^9} \cdot \frac{1}{c_2^9}. \quad (5.10)$$



Константы  $c_1$  и  $c_2$  найдем, используя граничные условия

$$c_1 = \frac{\bar{T}_l^9}{1 - \bar{T}_l^9};$$

$$c_2 = (1 - \bar{T}_l^9)^{\frac{1}{9}}.$$

Подставляя значение  $c_2$  в формулу (5.10), найдем

$$F = \frac{Q_0^3}{\lambda \varepsilon^2 \sigma_0^2 T_0^9} \cdot \frac{1}{1 - \bar{T}_l^9}. \quad (5.11)$$

Поскольку температура на конце ребра  $T_l$  всегда меньше, чем температура у его основания  $T_0$ , то величина  $\bar{T}_l$  находится в пределах от 0 до 1,0. Следовательно, наивыгоднейшему по весу ребру отвечает значение  $\bar{T}_l = 0$ , так как при этом площадь поперечного сечения  $F$  согласно формуле (5.11) будет наименьшей. Введя безразмерные величины

$$\bar{x} = \frac{2\varepsilon\sigma_0 T_0^4 l}{3Q_0} x, \quad \bar{\delta} = \frac{\lambda\varepsilon\sigma_0 T_0^5 \delta_0}{3Q_0^2} \delta, \quad \bar{F} = \frac{\lambda\varepsilon^2 \sigma_0^2 T_0^9}{Q_0^3} F, \quad (5.12)$$

получим следующие формулы для наивыгоднейшего профиля ребра при  $\omega = 0$  и  $\bar{T}_l = 0$ :

$$\left. \begin{aligned} \bar{Q} &= (1 - \bar{x})^3, \quad \bar{T} = (1 - \bar{x})^{\frac{1}{2}}, \quad \bar{\delta} = (1 - \bar{x})^{3,5}, \\ \bar{\delta}_0 &= 1, \quad \bar{l} = 1, \quad \bar{F} = 1. \end{aligned} \right\} \quad (5.13)$$

Таким образом, переходя к размерным величинам, имеем следующие выражения для толщины ребра  $\delta_0$ , ширины ребра  $l$  и площади поперечного сечения  $F$ :

$$\left. \begin{aligned} \delta_0 &= \frac{3Q_0^2}{\lambda\varepsilon\sigma_0 T_0^5}; \\ l &= \frac{3Q_0}{2\varepsilon\sigma_0 T_0^4}; \\ F &= \frac{Q_0^3}{\lambda\varepsilon^2 \sigma_0^2 T_0^9}. \end{aligned} \right\} \quad (5.14)$$

На рис. 5.2 представлен профиль наивыгоднейшего ребра при  $\omega = 0$  и  $\bar{T}_l = 0$ . Недостатком такого ребра является очень острая кромка. Действительно, на конце ребра обращается в нуль не толь-

ко толщина ребра  $\delta$ , но и первые три ее производные по  $x$ . В то же время градиент температуры  $\frac{dT}{dx}$  обращается на конце ребра в бесконечность. Если толщина ребра ограничена некоторой минимальной величиной  $\bar{\delta}_{\min}$ , то можно показать, что оптимальный профиль будет состоять из двух участков. На первом из них при  $0 \leq x \leq \bar{x}_*$  профиль ребра соответствует профилю наивыгоднейшего ребра для  $\bar{\delta}_l = 0$ , а на втором  $\bar{\delta} = \bar{\delta}_{\min} = \text{const}$ . При этом параметры второго участка рассчитываются по формулам [11]:

$$\bar{T}^5 - \bar{T}_*^5 = \frac{5}{12 \bar{\delta}_{\min}} (\bar{Q}^2 - Q_*^2);$$

$$\bar{x} - \bar{x}_* = \frac{1}{3} \int_{\bar{Q}}^{\bar{Q}_*} \frac{d\bar{Q}}{\left[ \frac{5}{12 \bar{\delta}_{\min}} (\bar{Q}^2 - \bar{Q}_*^2) + \bar{T}_*^5 \right]^{3,5}}.$$

На рис. 5.2 представлен профиль ребра при  $\bar{\delta}_{\min} = 0$  и  $\bar{\delta}_{\min} = 0,3$ ; увеличение площади ребра при  $\bar{\delta}_{\min} = 0,3$  составляет при этом  $\approx 20\%$ .

Эффективность ребра определяется как отношение отводимого ребром от его основания потока тепла  $Q_0$  к тепловому потоку, отводимому ребром при постоянной его температуре, т. е. при бесконечно большой теплопроводности. Этот тепловой поток

$$Q_{\text{ид}} = 2\varepsilon\sigma_0 T_0^4 l. \quad (5.15)$$

Таким образом, эффективность ребра

$$\eta = \frac{Q_0}{2\varepsilon\sigma_0 T_0^4 l}. \quad (5.16)$$

Для наивыгоднейшего ребра при  $\omega = 0$  и  $\bar{T}_l = 0$  получаем

$$\bar{x} = \frac{1}{3\eta} \bar{x}, \quad \bar{\delta} = \frac{1}{6N\eta^2} \bar{\delta}.$$

Поскольку для рассматриваемого ребра  $\bar{l} = 1$  и  $\bar{\delta}_0 = 1$ , то  $N_{\text{опт}} = 1,5$  и  $\eta_{\text{опт}} = \frac{1}{3}$ .

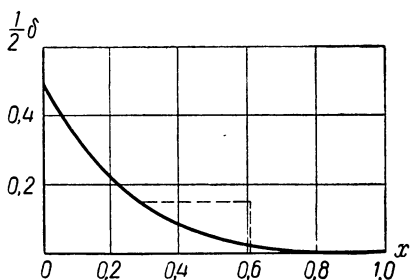


Рис. 5.2. Профиль наивыгоднейшего ребра при  $\omega = 0$  и  $\bar{T}_l = 0$  [11] (—  $\bar{\delta}_{\min} = 0$ ; - - -  $\bar{\delta}_{\min} = 0,3$ )

## 6. Ребро с постоянным температурным градиентом

Аналогично изложенному в п. «а» выводу можно показать, что в случае отвода тепла от ребра конвекцией с постоянным коэффициентом теплоотдачи  $\alpha$  наивыгоднейшему по весу ребру отвечает ребро с постоянным температурным градиентом. Действительно, уравнение энергии (5.1) при этом принимает вид

$$\frac{d}{dx} \left( \lambda \delta \frac{dT}{dx} \right) - 2\alpha (T - T_c) + q_c = 0,$$

где  $T_c$  — температура окружающей среды.

Площадь поперечного сечения ребра выразится интегралом

$$F = \int_0^l \delta dx = \frac{1}{4\alpha^2 \lambda} \int_0^{Q_0} \frac{Q dQ}{\left( T - T_c - \frac{1}{2\alpha} q_c \right)^2 \frac{dT}{dQ}}.$$

Уравнение Эйлера в данном случае имеет вид

$$2Q \left( T - T_c - \frac{q_c}{2\alpha} \right) \frac{d^2 T}{dQ^2} + 4Q \left( \frac{dT}{dQ} \right)^2 - \left( T - T_c - \frac{q_c}{2\alpha} \right) \frac{dT}{dQ} = 0.$$

Решением этого уравнения является следующая функция:

$$T = T_c + \frac{q_c}{2\alpha} + c_2 \left( Q^{\frac{3}{2}} + c_1 \right)^{\frac{1}{3}}.$$

Константы  $c_1$  и  $c_2$  определяются из граничных условий, что дает

$$c_1 = Q_0^{\frac{3}{2}} \frac{\theta_l^3}{1 - \theta_l^3}, \quad c_2 = \frac{T_0 - T_c - \frac{q_c}{2\alpha}}{Q_0^{\frac{1}{2}}} (1 - \theta_l^3)^{\frac{1}{3}},$$

где

$$\theta = \frac{T - T_c - \frac{q_c}{2\alpha}}{T_0 - T_c - \frac{q_c}{2\alpha}}.$$

В результате получаем следующее выражение для  $F$ :

$$F = \frac{Q_0^3}{3\alpha^2 \lambda} \left( T_0 - T_c - \frac{q_c}{2\alpha} \right)^{-3} (1 - \theta_l^3)^{-1}.$$

Так как рассматривается случай теплоотводящего ребра, то  $\theta_l \leq 1,0$ . Следовательно, для наивыгоднейшего ребра  $\theta_l = 0$ ,

откуда следует, что  $c_1 = 0$  и  $c_2 = \frac{T_0 - T_c - \frac{q_c}{2\alpha}}{\frac{1}{Q_0^2}}$ . В итоге по-

лучаем следующее выражение для температуры ребра:

$$T = T_c + \frac{q_c}{2\alpha} + \frac{T_0 - T_c - \frac{q_c}{2\alpha}}{\frac{1}{Q_0^2}} Q^{\frac{1}{2}}.$$

Градиент температуры можно представить в виде

$$\frac{dT}{dx} = -2\alpha \left( T - T_c - \frac{q_c}{2\alpha} \right) \frac{dT}{dQ}.$$

Окончательно получаем для наивыгоднейшего профиля условие постоянства температурного градиента по ширине ребра

$$\frac{dT}{dx} = -\frac{\alpha}{Q_0} \left( T_0 - T_c - \frac{q_c}{2\alpha} \right)^2 = \text{const.}$$

Ниже будет показано, что излучающее ребро, спрофилированное по закону

$$\frac{d\bar{T}}{dx} = -c, \quad (5.17)$$

по весовым данным незначительно отличается от ребра, исследованного в п. «а». Вместе с тем расчет такого ребра достаточно прост.

Из граничного условия

$$\text{при } x=l \quad Q = -\lambda \delta \frac{dT}{dx} = 0$$

следует, что толщина ребра при  $x=l$  равна нулю, т. е.

$$\text{при } x=l \quad \delta=0.$$

Из уравнения (5.17) после его интегрирования получим следующую зависимость  $\bar{T}$  от  $x$ :

$$\bar{T} = 1 - cx. \quad (5.18)$$

Из уравнения (5.18) находим связь между безразмерной температурой на конце ребра  $\bar{T}_l$  и  $c$ :

$$\bar{T}_l = 1 - c. \quad (5.19)$$

Подставляя выражения для  $\bar{T}$  и  $\frac{d\bar{T}}{dx}$  из формул (5.18) и (5.17) в уравнение (5.3), получим следующее уравнение относительно безразмерной толщины ребра  $\bar{\delta}$ :

$$\frac{d\bar{\delta}}{dx} = -\frac{N}{c} [(1 - cx)^4 - \omega]. \quad (5.20)$$

Из уравнения (5.20) следует, что предельное значение  $c$

$$c_{\text{пред}} = 1 - \omega^{1/4},$$

откуда предельное значение  $\bar{T}_l$

$$\bar{T}_{l\text{пред}} = \omega^{1/4}. \quad (5.21)$$

Действительно, если  $\bar{T}_l < \omega^{1/4}$ , то при  $\bar{x} < 1$  производная  $\frac{d\bar{\delta}}{d\bar{x}}$  изменит знак и станет положительной, т. е. толщина ребра начнет увеличиваться.

Условие (5.21) означает, что предельное значение температуры на конце ребра не может быть меньше температуры, соответствующей тепловому равновесию излучающей поверхности. Действительно, условие (5.21) равносильно равенству

$$T_l^4 = \frac{q_c}{2\varepsilon\sigma_0}.$$

Таким образом, величине  $\left(\frac{q_c}{2\varepsilon\sigma_0}\right)^{1/4}$  можно приписать смысл температуры окружающей среды, ниже которой, естественно, не может быть температура охлаждающегося ребра.

Интегрируя уравнение (5.20) по  $\bar{\delta}$  в пределах от 1 до  $\bar{\delta}$  и по  $\bar{x}$  в пределах от 0 до  $\bar{x}$ , найдем следующую зависимость  $\bar{\delta}$  от  $\bar{x}$ :

$$\bar{\delta} = 1 + \frac{N}{c} \left[ \frac{(1 - c\bar{x})^5 - 1}{5c} + \omega\bar{x} \right]. \quad (5.22)$$

Используя условие

$$\bar{\delta} = 0 \quad \text{при} \quad \bar{x} = 1$$

и учитывая формулу (5.19), получим следующую связь между безразмерными параметрами  $N$ ,  $\omega$  и  $\bar{T}_l$ :

$$N = \frac{1 - \bar{T}_l}{\frac{1 - \bar{T}_l^5}{5(1 - \bar{T}_l)} - \omega}. \quad (5.23)$$

Из определения эффективности ребра и условия (5.17) находим простое соотношение между  $\gamma_l$ ,  $N$  и  $\bar{T}_l$ :

$$\gamma_l = \frac{1 - \bar{T}_l}{N}. \quad (5.24)$$

В результате можно следующим образом выразить  $\eta$  через  $\bar{T}_l$  и  $\omega$ :

$$\eta = \frac{1 - \bar{T}_l^5}{5(1 - \bar{T}_l)} - \omega. \quad (5.25)$$

Уравнения (5.23) и (5.25) в параметрической форме дают зависимость эффективности  $\eta$  от параметров  $N$  и  $\omega$ , представленную на рис. 5.3. На этом же рисунке звездочкой отмечена точка, соответствующая наивыгоднейшему ребру при  $\bar{T}_l = 0$  ( $\omega = 0$ ). Пунктирными линиями показаны предельные значения  $N$ , ограничивающие кривые в соответствии с условием (5.21). Эффективность ребра уменьшается с увеличением  $N$ , поскольку это соответствует, например, переходу к менее теплопроводному ребру, и уменьшается также с увеличением  $\omega$ , т. е. с увеличением облученности посторонними источниками.

Площадь поперечного сечения ребра

$$F = \delta_0 l \int_0^1 \bar{\delta} d\bar{x}. \quad (5.26)$$

Толщину ребра  $\delta_0$  и его ширину  $l$  можно выразить через безразмерный параметр  $N$  и количество рассеиваемого ребром тепла  $Q_0$ :

$$\left. \begin{aligned} l &= \frac{NQ_0}{2\varepsilon\sigma_0 T_0^4 c}; \\ \delta_0 &= \frac{NQ_0^2}{2\lambda\varepsilon\sigma_0 T_0^5 c^2}. \end{aligned} \right\} \quad (5.27)$$

Подставив полученные для  $l$  и  $\delta_0$  выражения в формулу (5.26) и проведя интегрирование согласно зависимости  $\bar{\delta}$  от  $\bar{x}$  по формуле (5.22), получим следующую зависимость безразмерной площади ребра  $\bar{F}$  от параметров  $N$  и  $\bar{T}_l$ :

$$\bar{F} = \frac{N^2}{4(1 - \bar{T}_l)^3} \left\{ 1 + \frac{N}{2(1 - \bar{T}_l)} \left[ \frac{1 - \bar{T}_l^6 - 6(1 - \bar{T}_l)}{15(1 - \bar{T}_l)^2} + \omega \right] \right\}. \quad (5.28)$$

Поскольку  $\bar{T}_l$  является функцией  $N$  и  $\omega$ , то формула (5.28) определяет зависимость  $\bar{F}$  от  $N$  и  $\omega$ . На рис. 5.4 приведена зави-

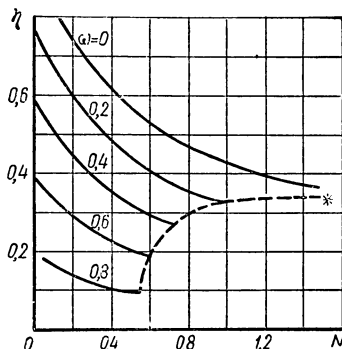


Рис. 5.3. Зависимость эффективности  $\eta$  ребра с постоянным температурным градиентом от параметров  $N$  и  $\omega$

симось безразмерной площади ребра  $\bar{F}$  от параметра  $N$  при  $\omega=0$ , построенная по формулам (5.28) и (5.23). Здесь же звездочкой показана оптимальная точка, соответствующая наивыгоднейшему ребру:  $\bar{F}_{\text{опт}}=1,0$ ;  $N_{\text{опт}}=1,5$  ( $\omega=0$ ). Оптимальная величина  $\bar{F}$  для ребра с постоянным температурным градиентом при  $\omega=0$  равна примерно 1,017, т. е. по весу исследуемое ребро всего на 1,7% тяжелее наивыгоднейшего. Оптимальное значение  $\bar{l}$  равно 0,763. Тогда из формул (5.27) и (5.14) следует, что отношение оптимальных значений  $l$  и  $\delta$  для ребра с постоянным температурным

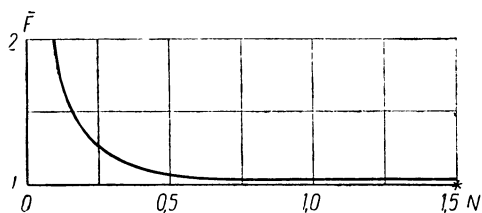


Рис. 5.4. Зависимость безразмерной площади поперечного сечения ребра  $\bar{F}$  с постоянным температурным градиентом от параметра  $N$  при  $\omega = 0$

градиентом и наивыгоднейшего ребра равны соответственно 0,763 и 0,887. Таким образом, переход к ребру с постоянным температурным градиентом позволяет существенно уменьшить ширину ребра при незначительном увеличении его веса. Как видно из рис. 5.4, кривая зависимости  $\bar{F}$  от  $N$  в области минимума пологая и поэтому оптимум носит достаточно условный характер, ибо уменьшение  $N$  по сравнению с оптимальным значением, что соответствует переходу к менее широкому ребру, незначительно влияет на его вес, т. е. в ряде случаев может оказаться выгодным.

### в. Трапециевидное ребро

Трапециевидные ребра образуют широкий класс профилей от ребра постоянной толщины до треугольного ребра. Толщина ребра линейно зависит от  $\bar{x}$ :

$$\bar{\delta} = 1 - (1 - \bar{\delta}_l) \bar{x},$$

и поэтому уравнение (5.3) принимает вид

$$\frac{d}{d\bar{x}} \left\{ \left[ 1 - (1 - \bar{\delta}_l) \bar{x} \right] \frac{d\bar{T}}{d\bar{x}} \right\} - N (\bar{T}^4 - \omega) = 0.$$

В качестве граничных условий полагаем:

$$\begin{aligned} &\text{при } \bar{x} = 0 \quad \bar{T} = 1,0; \\ &\text{при } \bar{x} = 1,0 \quad -\lambda\delta \frac{d\bar{T}}{dx} = 0. \end{aligned}$$

Для треугольного ребра  $\bar{\delta}_l = 0$ , для ребра постоянной толщины  $\bar{\delta}_l = 1$ . Трапециевидные ребра имеют более простой профиль, чем ребра, рассмотренные в п. «а» и «б», и обладают определенными преимуществами, несмотря на больший вес.

Остановимся подробнее на наиболее простом ребре постоянной толщины. Уравнение (5.3) при этом интегрируется, в результате чего получаем следующее выражение для температурного градиента при  $\omega = \text{const}$

$$\frac{d\bar{T}}{dx} = -\sqrt{\frac{2N}{5}} \sqrt{\bar{T}^5 - \bar{T}_l^5 - 5\omega(\bar{T} - \bar{T}_l)}. \quad (5.29)$$

Количество тепла, отводимое ребром,

$$Q_0 = -\frac{\lambda\delta T_0}{l} \cdot \left. \frac{d\bar{T}}{dx} \right|_{\bar{x}=0}.$$

Подставляя сюда выражение (5.29) для  $\frac{d\bar{T}}{dx}$ , получаем

$$Q_0 = \frac{\lambda\delta T_0}{l} \sqrt{\frac{2N}{5}} \sqrt{1 - \bar{T}_l^5 - 5\omega(1 - \bar{T}_l)}. \quad (5.30)$$

Интегрируя уравнение (5.29), находим зависимость безразмерной температуры на конце ребра  $\bar{T}_l$  от параметров  $N$  и  $\omega$ :

$$N = \frac{5}{2} \left[ (1 - \bar{T}_l) \int_0^1 \frac{dz}{\sqrt{[\bar{T}_l + (1 - \bar{T}_l)z]^5 - \bar{T}_l^5 - 5\omega(1 - \bar{T}_l)z}} \right], \quad (5.31)$$

где  $z$  — переменная интегрирования.

Определенный интеграл в формуле (5.31) вычисляется при помощи численных методов. Однако при значениях  $\bar{T}_l$ , близких к единице, этот интеграл можно получить в конечном виде, если в подкоренном выражении ограничиться членами с  $z$  и  $z^2$ , отбросив члены, содержащие  $z^3$ ,  $z^4$  и  $z^5$ . При  $\bar{T}_l \geq 0,9$  это дает ничтожную ошибку в величине интеграла. В результате формула (5.31) при  $1 - \bar{T}_l \ll 1,0$  приводится к виду



$$N = \frac{1}{\bar{T}_l^3} \ln^2 \left[ \sqrt{\frac{2\bar{T}_l^3(1-\bar{T}_l)}{\bar{T}_l^4 - \omega}} + \sqrt{1 + \frac{2\bar{T}_l^3(1-\bar{T}_l)}{\bar{T}_l^4 - \omega}} \right]. \quad (5.32)$$

На рис. 5.5 приведена зависимость  $\bar{T}_l$  от  $N$  и  $\omega$ , рассчитанная по формулам (5.31) и (5.32). Тангенс угла наклона кривых при  $N = 0$  зависит от  $\omega$  и определяется по формуле

$$\frac{d\bar{T}_l}{dN} = \frac{\omega - 1}{2}.$$

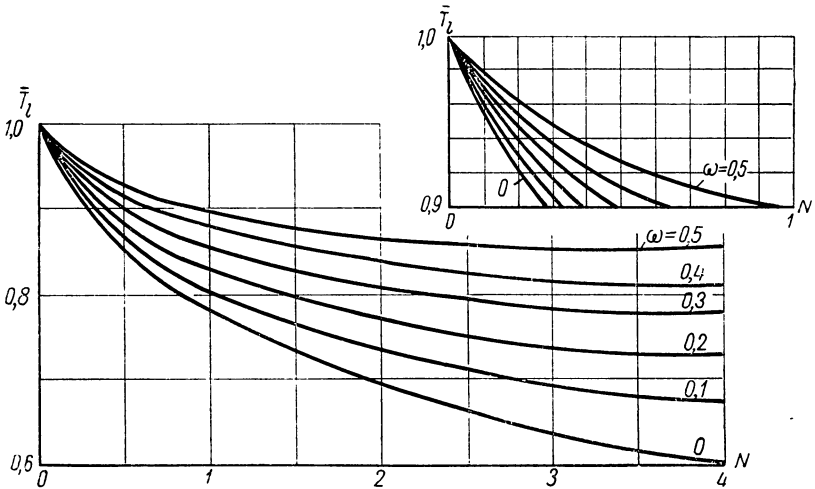


Рис. 5.5 Зависимость  $\bar{T}_l = \frac{T_l}{T_0}$  от параметров  $N$  и  $\omega$  для ребра постоянной толщины

Из рассмотрения уравнения (5.1) следует, что существует предельное значение  $\bar{T}_l$  для бесконечно широкого ребра. Действительно, в этом случае при  $\delta = 1$  вторая производная  $\frac{d^2\bar{T}}{dx^2}$  должна стремиться к нулю при  $x \rightarrow \infty$ , и, следовательно, предельное минимальное значение

$$\bar{T}_l \text{ пред} = \omega^{\frac{1}{4}},$$

что, как и для ребра с постоянным температурным градиентом, является выражением теплового равновесия излучающей поверхности при наличии подвода к ней тепла  $q_c$ . Из формулы (5.30) при этом следует, что существует максимально-возможная величина

отводимого ребром тепла, соответствующая предельному значению  $\bar{T}_l$ ,

$$Q_{0 \text{ макс}} = \sqrt{\frac{4}{5} \varepsilon \sigma_0 \lambda \delta T_0^5} \sqrt{1 - \omega^{\frac{5}{4}} - 5\omega \left(1 - \omega^{\frac{1}{4}}\right)}.$$

Эффективность  $\eta$  определяется по формуле (5.16), подставляя в которую значение  $Q_0$  из соотношения (5.30), получим

$$\eta = \sqrt{\frac{2}{5N}} \sqrt{1 - \bar{T}_l^5 - 5\omega \left(1 - \bar{T}_l\right)}. \quad (5.33)$$

Если считать заданным количество рассеиваемого тепла  $Q_0$ , то, переходя к безразмерным величинам по формулам (5.12), будем иметь:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\delta} &= \frac{5}{12} \cdot \frac{1}{1 - \bar{T}_l^5 - 5\omega \left(1 - \bar{T}_l\right)}; \\ \bar{l} &= \frac{5}{6} \cdot \sqrt{\frac{2N}{5}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \bar{T}_l^5 - 5\omega \left(1 - \bar{T}_l\right)}}. \end{aligned} \right\} \quad (5.34)$$

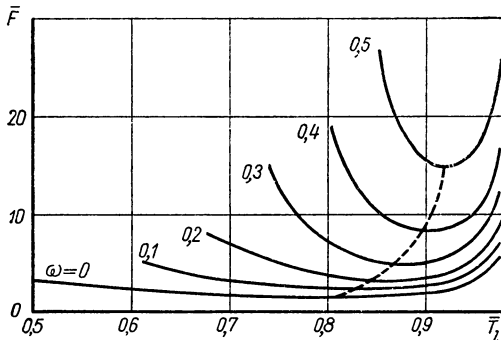


Рис. 5.6. Зависимость безразмерной площади поперечного сечения  $\bar{F}$  для ребра постоянной толщины от  $\bar{l}$  при различных значениях  $\omega$  (---- — линия, соединяющая точки минимумов)

Из формул (5.33) и (5.34) следует, что эффективность связана с  $\bar{l}$  простым соотношением

$$\eta = \frac{1}{3\bar{l}}.$$

Безразмерная площадь поперечного сечения ребра для рассматриваемого случая

$$\bar{F} = \frac{9}{2} \bar{\delta} \bar{l}.$$

На рис. 5.6 приведена зависимость  $\bar{F}$  от  $\bar{T}_l$  при различных значениях  $\omega$ . Отчетливо виден пологий характер кривых в области минимумов. С увеличением параметра  $\omega$  увеличивается потребная площадь ребра, а точка оптимума сдвигается в сторону больших значений  $\bar{T}_l$ . С увеличением  $N$  эффективность ребра уменьшается. Параметр  $N = \frac{2\varepsilon\sigma_0 T_0^3 l^2}{\lambda\delta}$  представляет собой безразмерный комплекс, характеризующий влияние различных величин на процесс излучения ребром тепла. При заданных значениях  $\varepsilon$ ,  $l$  и  $\delta$  увеличение  $N$  связано с увеличением температуры у основания ребра  $T_0$  или уменьшением теплопроводности. Таким образом, увеличение температуры  $T_0$ , как и уменьшение тепло-

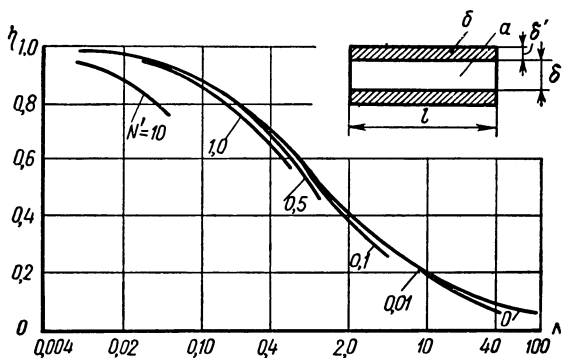


Рис. 5.7. Зависимость эффективности ребра постоянной толщины  $\eta$  от параметров  $N$  и  $N'$  при  $\omega = 0$  [18]:

а) ребро; б) покрытие

проводности, приводит к уменьшению эффективности оребрения. Для оптимальной точки  $N_{\text{опт}} = 0,844$ ,  $\eta_{\text{опт}} = 0,568$ ,  $\bar{l}_{\text{опт}} = 0,587$ ,  $\bar{\delta}_{\text{опт}} = 0,616$ ,  $\bar{F}_{\text{опт}} = 1,635$ . Таким образом, оптимальное ребро постоянной толщины на 63,5% тяжелее наивыгоднейшего ребра. Вместе с тем оно значительно короче (на 41%) и тоньше у основания (на 38%), чем наивыгоднейшее ребро.

Для увеличения степени черноты ребра на него может быть нанесено специальное покрытие, имеющее сравнительно низкую теплопроводность. На рис. 5.7 показана схема ребра с покрытием. Если сделать естественное предположение о том, что теплопроводность ребра во много раз больше, чем теплопроводность покрытия, и что одновременно удовлетворяется условие  $\frac{\delta\lambda}{\delta'\lambda'} \gg 1$  ( $\delta'\lambda'$  — толщина покрытия и его теплопроводность), то можно пренебречь градиентом температуры вдоль покрытия по сравнению с градиентом температуры по толщине и получить следующую связь

между температурой поверхности покрытия  $T_n$  и температурой ребра  $T$  в данном сечении

$$T = T_n + \frac{\varepsilon \sigma_0 \delta'}{\lambda'} T_n^4.$$

На рис. 5.7 приведена зависимость эффективности  $\eta$  от параметра  $N$  при различных значениях безразмерного комплекса  $N' = 4 \frac{\lambda}{\lambda'} \cdot \frac{\delta \delta'}{l^2}$ . Из рассмотрения кривых на рис. 5.7 видно, что наличие покрытия снижает эффективность ребра, однако это снижение незначительно при  $N' < 0,1$ .

Если для ребра постоянной толщины уравнение (5.1) один раз интегрируется, то в общем случае трапециевидного ребра этого сделать нельзя, и уравнение (5.1) необходимо решать сразу численными методами. Результаты такого численного расчета приведены на рис. (5.8, а, б, в, г, д) в виде зависимости эффективности  $\eta$  от параметра  $N$  при различных значениях  $\omega$  для трех значений  $\bar{\delta}_l$  от 1,0 до 0,01. Пунктирной линией показаны оптимальные значения  $N$  и  $\eta$ , соответствующие ребрам минимального веса. Заметим, что для получения полных данных по всем характеристикам ребра достаточно знать зависимость эффективности  $\eta$  от  $N$ , поскольку ширина ребра и его толщина могут быть определены по следующим формулам:

$$l = \frac{Q_0}{2\varepsilon\sigma_0 T_0^4} \cdot \frac{1}{\eta};$$

$$\delta_0 = \frac{Q_0^2}{2\lambda\varepsilon\sigma_0 T_0^5} \cdot \frac{1}{N\eta^2}.$$

В табл. 5.1 приведены значения параметров оптимальных ребер для всех рассмотренных типов при  $\omega=0$ .

Таблица 5.1

Профиль ребра	$\bar{T}_l$	$\bar{F}$	$\bar{T}$	$\bar{\delta}$	$\eta$	$N$
Наивыгоднейшее ребро . . . . .	0	1,00	1,00	1,00	0,33	1,50
Ребро с постоянным температурным градиентом . . . . .	0,570	1,017	0,763	0,887	0,437	0,992
Треугольное ребро . . . . .	0,71	1,103	0,639	0,766	0,525	0,791
Ребро постоянной толщины ( $\bar{\delta}=1$ )	0,800	1,635	0,587	0,616	0,568	0,844

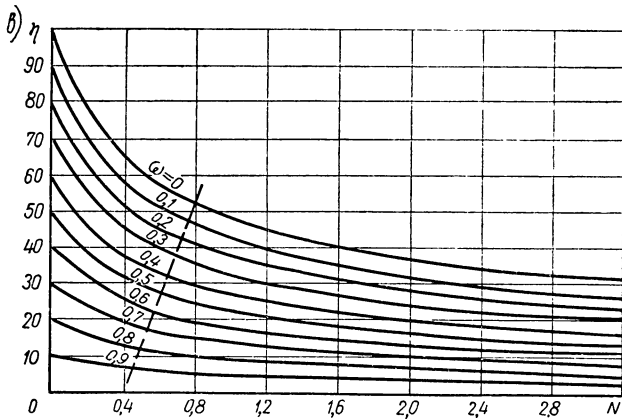
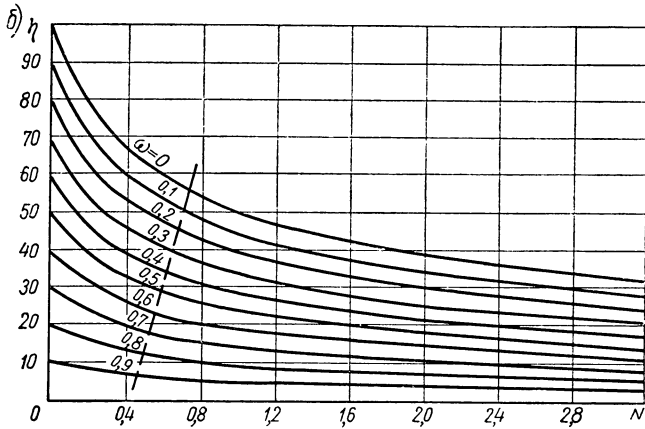
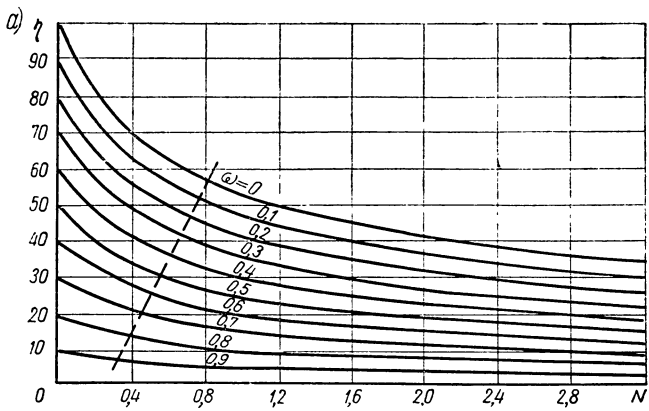


Рис. 5.8. Зависимость эффективности  $\eta$  (%) трапецевидных ребер от параметра  $N$  при различных значениях параметра  $\omega$  [14]:

а)  $\bar{\delta}_l = 1$  (ребро постоянной толщины); б)  $\bar{\delta}_l = 0,50$ ; в)  $\bar{\delta}_l = 0,01$

### г. Круглое ребро

Распределение температур в круглом ребре (рис. 5.9) с двухсторонним излучением описывается следующим дифференциальным уравнением, вывод которого аналогичен выводу уравнения (5.3),

$$\frac{d}{d\bar{r}} \left( \bar{\delta} \bar{r} \frac{d\bar{T}}{d\bar{r}} \right) - N_r \bar{r} (\bar{T}^4 - \omega) = 0, \quad (5.35)$$

где  $\bar{r} = \frac{r}{r_H - r_B}$ ;

$$N_r = \frac{2\varepsilon\sigma_0 T_0^3 (r_H - r_B)^2}{\lambda \bar{\delta}_0};$$

$$\omega = \frac{q_c}{2\varepsilon\sigma_0 T_0^4};$$

$r_H$  — наружный радиус ребра;

$r_B$  — внутренний радиус ребра.

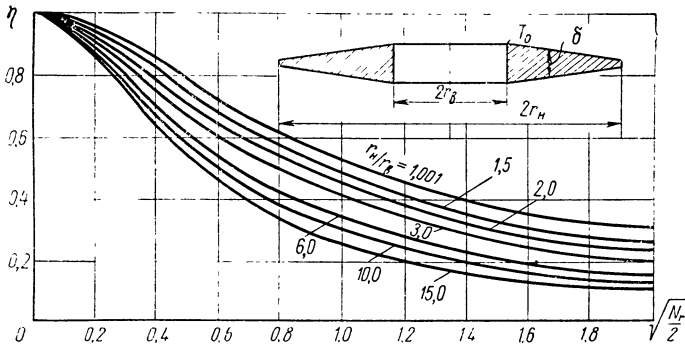


Рис. 5.9. Зависимость эффективности  $\eta$  круглого ребра постоянной толщины при  $\omega=0$  от параметра  $\sqrt{\frac{N_r}{2}}$  при различных значениях  $\frac{r_H}{r_B}$  [25]

На рис. 5.9 представлена зависимость эффективности круглого ребра постоянной толщины ( $\bar{\delta}=1$ ) при  $\omega=0$  от безразмерного параметра  $\sqrt{\frac{N_r}{2}}$  при различных значениях  $\frac{r_H}{r_B}$ . Случай  $\frac{r_H}{r_B}=1,0$  отвечает ребру, рассмотренному выше в п. «в», причем параметр  $N_r$  переходит в параметр  $N$ . Эффективность в данном случае определяется как отношение действительно отводимого ребром теп-

ла, равного  $Q_0 2\pi r_b = -2\pi r_b \lambda_0 \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=r_b}$ , к количеству тепла, рассеиваемого ребром с бесконечно большой теплопроводностью  $Q_{нд} 2\pi r_b = \pi \varepsilon \sigma_0 T_0^4 (r_n^2 - r_b^2)$ .

График на рис. 5.9 соответствует граничным условиям:

$$\text{при } \bar{r} = \frac{r_b}{r_n - r_b} \quad T = 1,0;$$

$$\text{при } \bar{r} = \frac{r_n}{r_n - r_b} \quad \frac{dT}{d\bar{r}} = 0.$$

## § 2. Расчет элементов холодильников-излучателей с ребрами и перемычками

### а. Расчет элемента трубчатого холодильника-излучателя с перемычками

Элемент трубчатого холодильника-излучателя, схема которого представлена на рис. 5.10, состоит из двух трубок, соединенных перемычкой. Предположим, что тепловой контакт в месте соединения перемычки с трубками идеальный и можно пренебречь из-

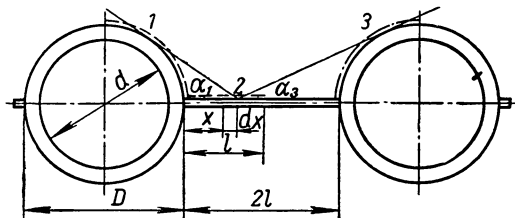


Рис. 5.10. Схема элемента трубчатого излучателя с перемычками

(— — — рассматриваемый элемент; - - - - - поверхность  $F_3$ )

менением температуры трубки в азимутальном направлении. Таким образом, будем считать, что температура наружной поверхности трубки постоянна и равна температуре у основания перемычки. Перемычку будем считать достаточно тонкой и не учитывать связанного с наличием перемычки уменьшения наружной поверхности трубки. Напишем уравнение теплового баланса для выделенного элемента, контур которого показан пунктиром на рис. 5.10,

$$Q_x = Q_{1 \text{ изл}} + \frac{1}{2} Q_\lambda - \varepsilon_1 (Q_{21} + Q_{31}). \quad (5.36)$$

Физический смысл уравнения (5.36) следующий: количество тепла, рассеиваемого рассматриваемым элементом, складывается

из собственного излучения поверхности трубки  $Q_{1\text{изл}}$  и количества тепла, отводимого от трубки перемычкой,  $\frac{1}{2} Q_\lambda$  (коэффициент  $\frac{1}{2}$  учитывает, что перемычка отводит тепло от всей трубки в целом); в то же время вследствие взаимного облучения поверхность трубки поглощает тепло, посылаемое на нее перемычкой  $\varepsilon_1 Q_{21}$  и соседней трубкой  $\varepsilon_1 Q_{31}$ . Тепло, отводимое всей трубкой  $Q_{\text{тх}}$ , равно, очевидно, учетверенному значению  $Q_\lambda$ , т. е.

$$Q_{\text{тх}} = 4Q_\lambda. \quad (5.37)$$

Если элемент излучателя подвергается облучению от постороннего источника, то в уравнении теплового баланса (5.36) справа появляется еще один член со знаком «минус» вида  $Q_{c1}$ .

В общем случае серых диффузных поверхностей при расчете по дифференциальным угловым коэффициентам уравнение (5.36) преобразуется к интегро-дифференциальному уравнению, которое необходимо решать совместно с уравнением, описывающим распределение температур по перемычке. Это последнее уравнение можно представить в следующем виде, если не учитывать облучения перемычки от посторонних источников,

$$\frac{d}{dx} \left( \lambda \delta \frac{dT}{dx} \right) - 2\varepsilon \sigma_0 T^4 + q_{c1} + q_{c3} = 0, \quad (5.38)$$

где  $q_{c1}$  и  $q_{c3}$  — поглощаемые тепловые потоки, поступающие соответственно от трубки слева ( $q_{c1}$ ) и справа ( $q_{c3}$ ).

В величины  $q_{c1}$ ,  $q_{c3}$ ,  $Q_{31}$ ,  $Q_{21}$  входят как излучаемые, так и отражаемые тепловые потоки, если поверхности не абсолютно черные.

Рассмотрим простейший случай диффузных абсолютно черных поверхностей. В этом случае величины  $Q_{31}$ ,  $Q_{21}$ ,  $q_{c1}$  и  $q_{c3}$  можно записать в виде:

$$\begin{aligned} Q_{31} &= \varphi_{13} Q_1; \\ Q_{21} &= \int_0^{2l} \varphi_{dx1} dQ_{dx}; \\ q_{c1} &= 2 \frac{dQ_{1dx}}{dx} = 2 \frac{d\varphi_{1dx}}{dx} Q_1; \\ q_{c3} &= 2 \frac{dQ_{3dx}}{dx} = 2 \frac{d\varphi_{3dx}}{dx} Q_3. \end{aligned}$$

Из соотношений взаимности получаем:

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi_{1dx}}{dx} &= \frac{\varphi_{dx1}}{\pi D/4}; \\ \frac{d\varphi_{3dx}}{dx} &= \frac{\varphi_{dx3}}{\pi D/4}. \end{aligned}$$



Таким образом,

$$q_{c1} = 2\varphi_{dx1} \frac{Q_1}{F_1}, \quad q_{c3} = 2\varphi_{dx3} \frac{Q_3}{F_3}.$$

Поскольку

$$F_1 = F_3 \text{ и } Q_1 = Q_3 = \sigma_0 T_0^4 F_1,$$

то

$$q_{c1} = 2\varphi_{dx1} \sigma_0 T_0^4 \text{ и } q_{c3} = 2\varphi_{dx3} \sigma_0 T_0^4.$$

Угловые коэффициенты, согласно рис. 13 к табл. П 4, равны

$$\varphi_{dx1} = \frac{1}{2} (1 - \cos \alpha_1);$$

$$\varphi_{dx3} = \frac{1}{2} (1 - \cos \alpha_3).$$

Из схемы, представленной на рис. 5.10, получаем окончательно:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_{dx1} &= \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{\sqrt{\left(\frac{D}{2l} + \bar{x}\right)^2 - \left(\frac{D}{2l}\right)^2}}{\frac{D}{2l} + \bar{x}} \right]; \\ \varphi_{dx3} &= \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{\sqrt{\left(\frac{D}{2l} + 2 - \bar{x}\right)^2 - \left(\frac{D}{2l}\right)^2}}{\frac{D}{2l} + 2 - \bar{x}} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (5.39)$$

Переходя в уравнении (5.38) к безразмерным величинам, получим

$$\frac{d}{d\bar{x}} \left( \bar{\delta} \frac{d\bar{T}}{d\bar{x}} \right) - N [\bar{T}^4 - (\varphi_{dx1} + \varphi_{dx3})] = 0, \quad (5.40)$$

где  $\varphi_{dx1}$  и  $\varphi_{dx3}$  определяются по формулам (5.39) как функции  $\bar{x}$  и  $\frac{D}{2l}$ .

Граничные условия к уравнению (5.40)

$$\left. \begin{aligned} \text{при } \bar{x} = 0 \quad \bar{T} &= 1; \\ \text{при } \bar{x} = 1 \quad \bar{\delta} \frac{d\bar{T}}{d\bar{x}} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (5.41)$$

Величина  $Q_\lambda$ , входящая в уравнение (5.36), определяется из решения уравнения (5.40) по формуле

$$Q_\lambda = -\lambda \delta_0 \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} = -\frac{\lambda \delta_0 T_0}{l} \cdot \left. \frac{d\bar{T}}{d\bar{x}} \right|_{\bar{x}=0}. \quad (5.42)$$

Результаты численного решения уравнения (5.40) при  $\bar{\delta} = 1,0$ , т. е. для ребра постоянной толщины, приведены на рис. 5.11 [15] в виде зависимости относительной эффективности  $\bar{\eta} = \frac{\eta}{\eta_0}$  от  $\frac{D}{2l}$

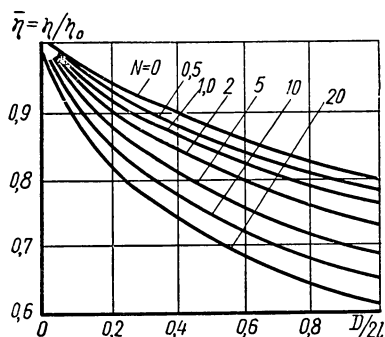


Рис. 5.11. Зависимость относительной эффективности  $\bar{\eta} = \frac{\eta}{\eta_0}$  от  $\frac{D}{2l}$  для перемычки постоянной толщины в элементе трубчатого излучателя при различных значениях параметра  $N$  при  $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = 1$

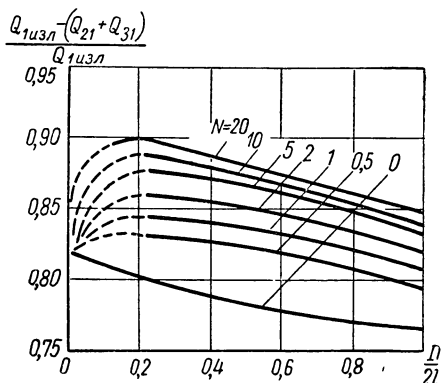


Рис. 5.12. Зависимость  $\frac{Q_{1изл} - (Q_{21} + Q_{31})}{Q_{1изл}}$  от  $\frac{D}{2l}$  для элемента трубчатого излучателя при различных значениях параметра  $N$  и  $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = 1$  [15]

при различных значениях параметра  $N$ . Эффективность  $\eta_0$  относится к случаю ребра без облучения трубкой ( $D = 0$ ), и ее зависимость от параметра  $N$  была приведена выше, на рис. 5.8, а. Как видно из рис. 5.11, эффективность ребра уменьшается с увеличением отношения  $\frac{D}{2l}$  и увеличением параметра  $N$ . Это объясняется тем, что с увеличением  $\frac{D}{2l}$  увеличивается облучаемость перемычки, что соответствует увеличению  $\omega$  (см. § 1 гл. 5).

В правую часть уравнения (5.36) входят еще три члена кроме  $Q_\lambda$ . В результате можно получить следующую формулу для количества тепла, рассеиваемого элементом излучателя,

$$\frac{Q_x}{\pi D_0 T_0^4} = -\frac{l}{\pi D N} \cdot \left. \frac{d\bar{T}}{d\bar{x}} \right|_{\bar{x}=0} + \frac{1}{2\pi} \left[ 1 + \frac{2l}{D} \int_0^1 (\varphi_{dx1} + \right.$$

$$+ \varphi_{dx3} (2 - \bar{T}^4) dx \Big]. \quad (5.43)$$

На рис. 5.12 представлена зависимость величины  $\frac{Q_{1\text{изл}} - (Q_{21} + Q_{31})}{Q_{1\text{изл}}}$  от  $\frac{D}{2l}$  при различных значениях  $N$ . Из этого рисунка следует, что уменьшение температуры по ширине ребра приводит к увеличению количества тепла, рассеиваемого наружной поверхностью трубки. Правда, это увеличение невелико и, например, при  $N = 1,0$  в диапазоне  $\frac{D}{2l}$ , равном  $0 \div 1,0$ , не превышает 5%. С помощью графиков, приведенных на рис. 5.11 и 5.12, можно рассчитать количество рассеиваемого тепла по формуле

$$\frac{Q_{Tx}}{Q_{T\text{изл}}} = \frac{4l}{\pi D} \eta_1 + 4 \frac{Q_{1\text{изл}} - (Q_{21} + Q_{31})}{Q_{T\text{изл}}}. \quad (5.44)$$

График функции  $\frac{Q_{Tx}}{Q_{T\text{изл}}}$  в зависимости от  $\frac{2l}{D}$  для различных  $N$  представлен на рис. 5.13.

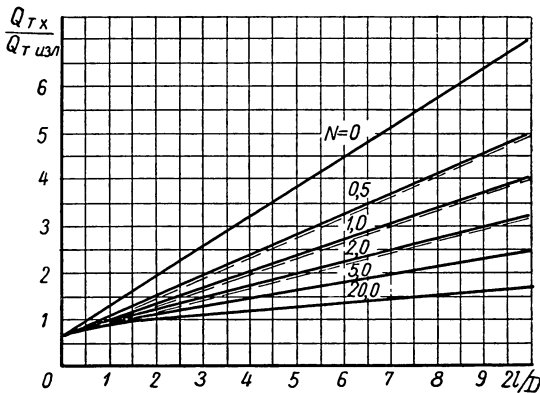


Рис. 5.13. Зависимость отношения  $\frac{Q_{Tx}}{Q_{T\text{изл}}}$  от  $\frac{2l}{D}$  при различных значениях параметра  $N$  для элемента трубчатого излучателя при  $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = 1$

[ — по (5.43) и (5.44); --- по средним угловым коэффициентам ]

Если расчет элемента излучателя проводить по средним угловым коэффициентам, то получим следующую систему уравнений для серых диффузных поверхностей:

$$\begin{aligned} Q_1 &= Q_{1\text{изл}} + (1 - \epsilon_1)(Q_{31} + Q_{21}); \\ Q_2 &= Q_{2\text{изл}} + (1 - \epsilon_2)(Q_{12} + Q_{32}). \end{aligned}$$

Учитывая, что  $Q_1=Q_3$ , получим в результате решения этой системы уравнений:

$$\frac{Q_1}{Q_{1 \text{ изл}}} = \frac{1 + \varphi_{21} (1 - \varepsilon_1) \frac{Q_2 \text{ изл}}{Q_{1 \text{ изл}}}}{1 - (1 - \varepsilon_1) [\varphi_{13} + 2(1 - \varepsilon_2) \varphi_{12} \varphi_{21}]} ;$$

$$\frac{Q_2}{Q_2 \text{ изл}} = 1 + 2(1 - \varepsilon_2) \varphi_{12} \frac{Q_1}{Q_{1 \text{ изл}}} \cdot \frac{Q_{1 \text{ изл}}}{Q_2 \text{ изл}} .$$

Отношение собственных излучений

$$\frac{Q_{1 \text{ изл}}}{Q_2 \text{ изл}} = \frac{\pi D}{8l} \cdot \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \left( \frac{T_0}{T_{2 \text{ ср}}} \right)^4 ,$$

где  $T_{2 \text{ ср}}$  — средняя температура перемычки.

Примем, что  $T_{2 \text{ ср}}=T_0$ , тогда величина  $Q_{21}$  будет несколько завышена. Как уже отмечалось, это может привести к уменьшению количества тепла, рассеиваемого наружной поверхностью трубки, примерно на 5% (кривые  $N=0$  и  $N=1$  на рис. 5.12). Количество тепла, отводимое перемычкой за счет теплопроводности, найдем по формуле (5.30), где величина  $\omega$  является осредненным облучением перемычки трубками и равна

$$\omega = \frac{\pi D}{4l} \varepsilon_1 \varphi_{12} \frac{1 + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} (1 - \varepsilon_1) \varphi_{21} \frac{8l}{\pi D}}{1 - (1 - \varepsilon_1) [\varphi_{13} + 2(1 - \varepsilon_2) \varphi_{12} \varphi_{21}]} . \quad (5.45)$$

По формулам (5.33), (5.44) и (5.45) можно найти эффективность  $\bar{\eta}$  и отношение  $\frac{Q_{T \text{ х}}}{Q_{T \text{ изл}}}$  как функции  $\frac{l}{D}$  и  $N$ . Сравнение сплошных и пунктирных кривых на рис. 5.13 показывает, что в диапазоне изменения  $\frac{2l}{D}$  от 0 до 10 и  $N$  от 0 до 2,0 расчет по средним коэффициентам всего на несколько процентов занижает количество тепла, рассеиваемое излучателем по сравнению с точным расчетом, учитывающим изменение облученности по ширине ребра и отличие средней температуры перемычки от температуры трубки. Эффективность же ребра, полученная расчетом по средним коэффициентам, оказывается несколько выше истинной эффективности.

Логично поставить задачу о нахождении оптимальных характеристик элемента излучателя, т. е. такого элемента, вес которого будет минимальным при заданном количестве рассеиваемого излучателем тепла. Если длина элемента равна  $L$  и на единице длины рассеивается количество тепла, равное  $Q_{T \text{ х}}$ , то полное количество тепла, рассеиваемое элементом,

$$Q_{x\Sigma} = L Q_{T \text{ х}} . \quad (5.46)$$

Полный вес элемента складывается из веса перемычки и веса трубки. Вес перемычки (на единицу длины)

$$P_{\text{п}} = \gamma_{\text{п}} 2l\delta, \quad (5.47)$$

где  $\gamma_{\text{п}}$  — удельный вес материала перемычки.

Вес единицы длины трубки с теплоносителем обозначим через  $P_{\text{т}}$ . Тогда полный вес перемычки и трубки длиной  $L$  запишется в виде

$$P_{\Sigma} = L (P_{\text{т}} + \gamma_{\text{п}} 2l\delta). \quad (5.48)$$

Переходя к безразмерной величине  $\bar{P}_{\Sigma}$ , определенной по формуле

$$\bar{P}_{\Sigma} = \frac{Q_{\text{т изл}}}{Q_{\text{х } \Sigma}} \cdot \frac{P_{\Sigma}}{P_{\text{т}}}, \quad (5.49)$$

и воспользовавшись соотношениями (5.48), (5.36) и (5.37), получим выражение

$$\bar{P}_{\Sigma} = \frac{1 + \frac{2\gamma_{\text{п}}D^2}{P_{\text{т}}} \cdot \frac{l}{D} \cdot \frac{\delta}{D}}{1 + 2 \left[ \frac{Q_{\lambda}}{Q_{\text{т изл}}} - 2\varepsilon_1 \left( \frac{Q_{31}}{Q_{\text{т изл}}} + \frac{Q_{21}}{Q_{\text{т изл}}} \right) \right]}. \quad (5.50)$$

Введем безразмерный параметр

$$\Phi = \frac{4\gamma_{\text{п}}D^2}{5P_{\text{т}}} \cdot \frac{2\varepsilon\sigma_0 T_0^3 D}{\lambda} \quad (5.51)$$

и приведем формулу (5.50) к виду

$$\bar{P}_{\Sigma} = \frac{1 + \frac{5}{2} \Phi \frac{1}{N} \left( \frac{l}{D} \right)^3}{1 + \frac{8}{5\varepsilon} \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \frac{l}{D} \sqrt{\frac{5}{2N} \sqrt{1 - \bar{T}_l^5 - 5\omega (1 - \bar{T}_l)} - \varepsilon_1 (\varphi_{13} + \varphi_{12})}}. \quad (5.52)$$

В формуле (5.52) принято условие  $T_{2\text{ср}} = T_0$  при определении величины  $Q_{21}$ . Если положить постоянными  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$  и  $\Phi$ , то безразмерный вес элемента  $\bar{P}_{\Sigma}$  является функцией только  $\frac{l}{D}$  и  $N$ , так как  $\omega$  и  $\bar{T}_l$  зависят в свою очередь от  $\frac{l}{D}$  и  $N$  согласно формулам (5.45) и (5.31). Следовательно, оптимальные значения  $\frac{l}{D}$  и  $N$  будут зависеть от степеней черноты трубки  $\varepsilon_1$  и перемычки  $\varepsilon_2$  и безразмерного параметра  $\Phi$ , характеризующего весовую долю трубки с теплоносителем в общем весе элемента излучателя.

Введем безразмерные параметры  $N_P$  и  $N_D$ , определив их следующим образом:

$$N_P = \frac{\pi}{4} \frac{\gamma_n D^2}{P_T}, \quad N_D = \frac{2\varepsilon_0 T_0^3 D}{\lambda}. \quad (5.53)$$

Тогда безразмерный параметр

$$\Phi = \frac{16}{5\pi} N_P N_D. \quad (5.54)$$

Смысл параметров  $N_P$  и  $N_D$ , как видно из формул (5.53), сводится к тому, что параметр  $N_P$  характеризует влияние удельного веса материала перемычки, материала трубки и теплоносителя,

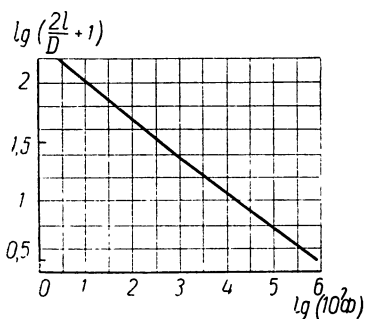


Рис. 5.14. Зависимость относительной оптимальной ширины перемычки  $\frac{2l}{D} + 1$  от параметра  $\Phi$  при  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 1,0$

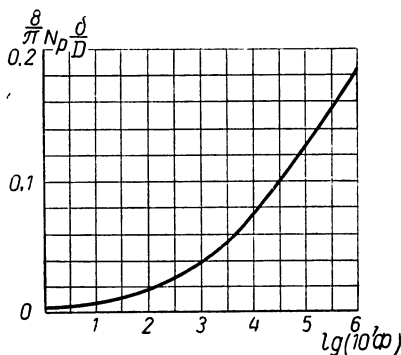


Рис. 5.15. Зависимость относительной оптимальной толщины перемычки  $\frac{8}{\pi} N_P \frac{\delta}{D}$  от параметра  $\Phi$  при  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 1,0$

а параметр  $N_D$ , построенный по аналогии с параметром  $N$ , характеризует влияние температуры, теплопроводности и степени черноты.

На рис. 5.14 и 5.15 приведены зависимости оптимальных величин  $\frac{2l}{D} + 1$  и  $\frac{8}{\pi} N_P \frac{\delta}{D}$  от  $\Phi$  при  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 1$  в диапазоне изменения  $\Phi$  от  $10^{-1}$  до  $10^{-7}$ . При этом оказывается, что оптимальные значения  $\bar{T}_l$  и  $N$  близки соответственно к 0,8 и 1,0, т. е. практически мало отличаются от оптимальных значений для изолированного ребра. Это объясняется тем, что в указанном диапазоне  $\Phi$  оптимальная величина  $\frac{l}{D} > 1,0$  и поэтому величина  $\omega$  невелика.

На рис. 5.16 представлена зависимость относительного уменьшения веса излучателя  $P_{\Sigma} / P_{\Sigma, l=0}$  с оптимальными перемычками

от параметра  $\Phi$  при  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 1$ . Величина  $P_{\Sigma l=0}$  означает суммарный вес элемента излучателя длиной  $L$ , когда переключки нет и трубки сомкнуты вплотную ( $l=0$ ). Очевидно, что при этом безразмерный вес

$$\bar{P}_{\Sigma l=0} = \frac{\pi}{2}.$$

Из рис. 5.16 следует, что уменьшение  $\Phi$  приводит к снижению веса оптимального излучателя. Это объясняется тем, что уменьшение  $\Phi$  связано, например, с переходом при прочих равных условиях к переключке из более легкого материала или с увеличением теплопроводности и уменьшением температуры. Ясно, что переключку из более легкого материала можно сделать более широкой, увеличение же теплопроводности и уменьшение температуры  $T_0$  увеличивает эффективность оребрения и тоже позволяет использовать более широкую переключку. Подчеркнем еще раз, что оптимальные значения  $l$  и  $\delta$  носят в известной мере условный характер, ибо кривые зависимости веса от  $l$  в области оптимума пологие. Поэтому изменения  $l$  и  $\delta$  мало сказываются на весе и могут быть значительными.

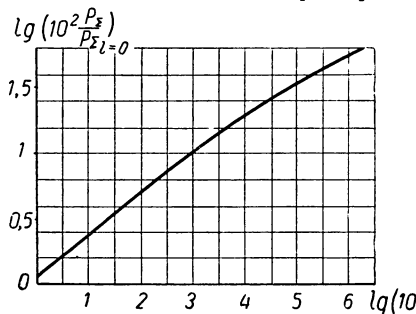


Рис. 5.16. Зависимость относительно уменьшения веса трубчатого излучателя  $\frac{P_{\Sigma}}{P_{\Sigma a=0}}$  от параметра  $\Phi$  при  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 1,0$

увеличение теплопроводности и уменьшением температуры. Ясно, что переключку из более легкого материала можно сделать более широкой, увеличение же теплопроводности и уменьшение температуры  $T_0$  увеличивает эффективность оребрения и тоже позволяет использовать более широкую переключку. Подчеркнем еще раз, что оптимальные значения  $l$  и  $\delta$  носят в известной мере условный характер, ибо кривые зависимости веса от  $l$  в области оптимума пологие. Поэтому изменения

$l$  и  $\delta$  мало сказываются на весе и могут быть значительными.

Приведенные на рис. 5.14÷5.16 графики достаточны для расчета таких характеристик излучателя, как его длина и площадь в плане. Относя эти величины к случаю  $l = 0$ , получим

$$\frac{L}{L_{l=0}} = (1 - P'_n) \frac{P_{\Sigma}}{P_{\Sigma l=0}}, \quad \frac{F}{F_{l=0}} = \left( \frac{2l}{D} + 1 \right) \frac{L}{L_{l=0}}, \quad (5.55)$$

где  $L_{l=0}$  и  $F_{l=0}$  соответственно длина и площадь поперечного сечения в плане излучателя при  $l = 0$ ;

$P'_n$  — относительная весовая доля переключки, определяемая по формуле

$$P'_n = \frac{P_n}{P_n + P_T} = \frac{\frac{8}{\pi} N_P \frac{l}{D} \cdot \frac{\delta}{D}}{1 + \frac{8}{\pi} N_P \frac{l}{D} \cdot \frac{\delta}{D}}. \quad (5.56)$$

Из данных, приведенных на рис. 5.14 и 5.15, можно получить что величина  $P_n'$  при изменении  $\Phi$  от  $10^{-1}$  до  $10^{-4}$  находится в пределах  $0,15 \div 0,30$ .

Для того чтобы проиллюстрировать ход расчета элемента трубчатого излучателя с перемычками, рассмотрим пример.

**Пример.** Определить оптимальные размеры элемента трубчатого излучателя при следующих данных: наружный диаметр трубки  $D = 10$  мм, внутренний диаметр трубки  $d = 8$  мм, трубка стальная, теплоноситель — натрий. Температуру трубки  $T_0$  примем равной  $647^\circ$  К, а поверхности трубки и перемычки — абсолютно черными.

Рассмотрим случай стальной перемычки. Удельный вес стали  $\gamma_{ст} = 7,8 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>, теплопроводность стали  $\lambda_{ст} = 18 \frac{вт}{м \cdot град}$ , удельный вес натрия  $\gamma_{Na} = 0,76 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>.

Определим массу единицы длины трубки с теплоносителем  $P_T$

$$\begin{aligned}
 P_T &= \frac{\pi}{4} (D^2 - d^2) \gamma_{ст} + \frac{\pi}{4} d^2 \gamma_{Na} = \\
 &= \frac{3,14 (10^{-4} - 0,64 \cdot 10^{-4})}{4} 7,8 \cdot 10^3 + \frac{3,14 \cdot 0,64 \cdot 10^{-4}}{4} 0,76 \cdot 10^3 = \\
 &= 0,258 \text{ кг/м.}
 \end{aligned}$$

Определим безразмерные параметры:

$$\begin{aligned}
 N_P &= \frac{\frac{\pi}{4} \gamma_n D^2}{P_T} = \frac{3,14 \cdot 7,8 \cdot 10^3 \cdot 10^{-4}}{4 \cdot 0,258} = 2,37; \\
 N_D &= \frac{2\varepsilon\tau_0 T_0^3 D}{\lambda} = \frac{2 \cdot 5,68 \cdot 647^3 \cdot 10^{-10}}{18} = 0,017; \\
 \Phi &= \frac{16}{5\pi} N_P N_D = \frac{16}{5 \cdot 3,14} \cdot 2,37 \cdot 0,017 = 0,041.
 \end{aligned}$$

По графику на рис. 5.14 находим при  $\Phi = 0,041$  значение  $\frac{2l}{D} + 1$ , равное 3,8. Следовательно,

$$\frac{l}{D} = 1,4 \text{ и } l = 14 \text{ мм.}$$

Величину  $\frac{\delta}{D}$  определяем с помощью графика на рис. 5.15:

$$\frac{8}{\pi} N_P \frac{\delta}{D} = 0,164,$$

откуда

$$\frac{\delta}{D} = \frac{0,164}{\frac{8}{3,14} N_P} = \frac{0,164 \cdot 3,14}{8 \cdot 2,37} = 0,027 \text{ и } \delta = 0,27 \text{ мм.}$$



Определим теперь значение параметра

$$N = N_D \frac{\left(\frac{l}{D}\right)^2}{\frac{\delta}{D}} = 0,017 \quad \frac{1,4^2}{0,027} = 1,23.$$

Уменьшение веса излучателя находим из рис. 5.16:

$$\frac{P_{\Sigma}}{P_{\Sigma_{l=0}}} = 0,48.$$

Таким образом, применение даже стальной перемычки, имеющей сравнительно низкую теплопроводность, позволяет вдвое уменьшить вес излучателя. Относительную весовую долю перемычек находим по формуле

$$P'_n = \frac{\frac{8}{\pi} N_P \frac{l}{D} \cdot \frac{\delta}{D}}{1 + \frac{8}{\pi} N_P \frac{l}{D} \frac{\delta}{D}} = \frac{\frac{8}{3,14} \cdot 2,37 \cdot 1,4 \cdot 0,027}{1 + \frac{8}{3,14} \cdot 2,37 \cdot 1,4 \cdot 0,027} = 0,19.$$

Соответствующее уменьшение длины излучателя

$$\frac{L}{L_{l=0}} = (1 - P'_n) \frac{P_{\Sigma}}{P_{\Sigma_{l=0}}} = (1 - 0,19) 0,48 = 0,385.$$

Изменение площади поверхности излучателя в плане

$$\frac{F}{F_{l=0}} = \left(\frac{2l}{D} + 1\right) \frac{L}{L_{l=0}} = 4 \cdot 0,385 = 1,54.$$

Таким образом, поверхность излучателя увеличивается на 54% при уменьшении длины примерно на 60%. Аналогично можно найти оптимальные размеры перемычек и в других случаях.

## б. Системы со взаимным облучением ребер

Рассмотрим систему звездообразно расположенных излучающих ребер (рис. 5.17). Если теплопроводность ребер бесконечно велика, то приходим к задаче об излучении треугольной выемки (см. гл. 3, § 5). В случае конечной теплопроводности ребер температура будет падать от основания ребра к его концу и эффективность всей системы будет уменьшаться. В данном случае к системе уравнений (3.83) необходимо добавить уравнение теплопроводности для ребра и учесть, что  $q_{н\cdot л}(x) = \varepsilon \sigma_0 T^4$ , где температура  $T$  — величина переменная. Таким образом, получаем следующую систему интегро-дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned}
 q(x) &= q_{\text{пад.}}(x) - (1 - \varepsilon) q_{\text{пад.}}(x); \\
 q_{\text{пад.}}(x) &= \frac{1}{2} \int_0^l q(y) \frac{xy \sin^2 \psi}{[x^2 + y^2 - 2xy \cos \psi]^{\frac{3}{2}}} dy; \\
 \frac{d}{dx} \left[ \lambda \delta \frac{dT(x)}{dx} \right] &= 2 [q_{\text{пад.}}(x) - \varepsilon q_{\text{пад.}}(x)]; \\
 q_{\text{пад.}}(x) &= \varepsilon \sigma_0 T^4(x).
 \end{aligned}
 \tag{5.57}$$

Напомним, что величина  $q(x)$  — эффективный удельный тепловой поток, а  $q_{\text{пад.}}(x)$  — падающий удельный тепловой поток. Под эффективностью рассматриваемой системы будем понимать отношение рассеиваемого ею тепла к количеству тепла, которое рассеивает система при бесконечно большой теплопроводности ребер, когда  $T(x) = T(y) = T_0$ .

Система интегро-дифференциальных уравнений (5.57) решается численными методами. Результаты такого решения для ребер постоянной толщины при четырех значениях угла  $\psi$  и двух значениях  $\varepsilon$  приведены на рис. 5.18 в виде зависимостей эффективности  $\eta$  от параметра  $N$ . Кривые для  $\psi = 180^\circ$  соответствуют эффективности одиночного ребра при  $\omega = 0$ . Из кривых, приведенных на рис. 5.18, следует, что степень черноты  $\varepsilon$  слабо влияет на эффективность. Если при  $\psi = 45^\circ$ ,  $N = 2$  и  $\varepsilon = 1$   $\eta = 0,515$ , то при  $\psi = 45^\circ$ ,  $N = 2$  и  $\varepsilon = 0,5$   $\eta = 0,475$ , т. е. уменьшение  $\eta$  составляет всего 8% при двукратном уменьшении  $\varepsilon$ . Отметим, что если ребра расположены на цилиндре некоторого радиуса, то необходимо уже учитывать взаимное облучение трех поверхностей. Поэтому графики на рис. 5.18 относятся только к случаю достаточно большого отношения ширины ребра  $l$  к радиусу цилиндра.

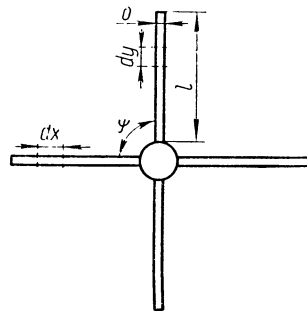


Рис. 5.17. Схема звездообразного излучателя

Рассмотрим теперь другую излучающую систему, в которой необходимо учитывать взаимное облучение трех поверхностей. Такой системой является цилиндр с ребрами, насаженными на него в виде дисков (рис. 5.19). При этом полагаем, что поверхность цилиндра имеет постоянную температуру  $T_0$  и степени черноты ребер и цилиндра равны единице. Для случая бесконечно большой теплопроводности ребер получим следующее выражение для количества тепла, рассеиваемого участком системы, ограниченном соседними ребрами,

$$Q_{x\sigma} = \sigma_0 T_0^4 (\varphi_{13} F_1 + 2\varphi_{23} F_2).$$

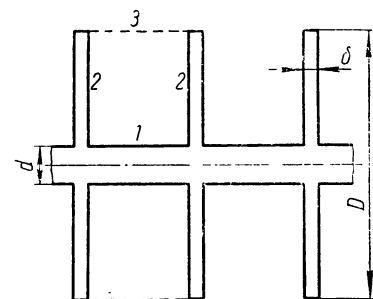
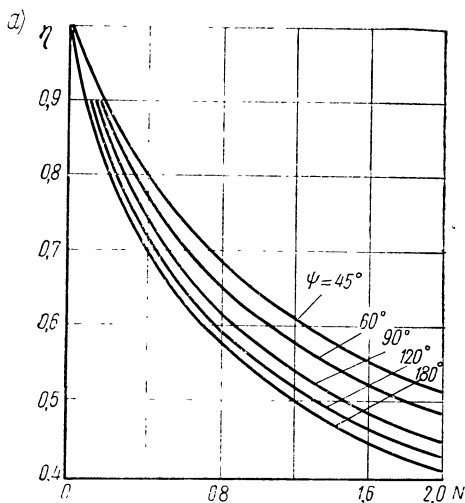


Рис. 5.19. Схема излучателя в виде цилиндра с дискообразными ребрами

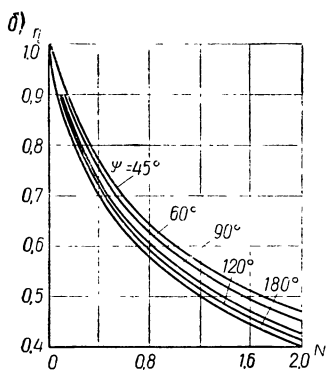


Рис. 5.18. Зависимость эффективности  $\eta$  от параметра  $N$  для звездообразного излучателя с ребрами постоянной толщины:

а)  $\varepsilon = 1,0$ ; б)  $\varepsilon = 0,5$  [15]

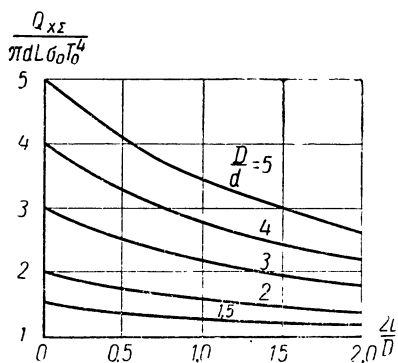


Рис. 5.20. Зависимость  $\frac{Q_{x\sigma}}{\pi d L \sigma_0 T_0^4}$

от  $\frac{2L}{D}$  при различных значениях  $\frac{D}{d}$  для цилиндрического излучателя с дисковыми ребрами при постоянной температуре ребер и абсолютно черных поверхностях цилиндра и ребер [15]

Из условия замкнутости имеем

$$\varphi_{31} + 2\varphi_{32} = 1 - \varphi_{33}$$

Используя соотношения взаимности, получим

$$\varphi_{13}F_1 + 2\varphi_{23}F_2 = (1 - \varphi_{33})F_3$$

Таким образом, получаем следующее выражение для количества рассеиваемого тепла:

$$Q_{x\Sigma} = \sigma_0 T_0^4 (1 - \varphi_{33}) \pi DL. \quad (5.58)$$

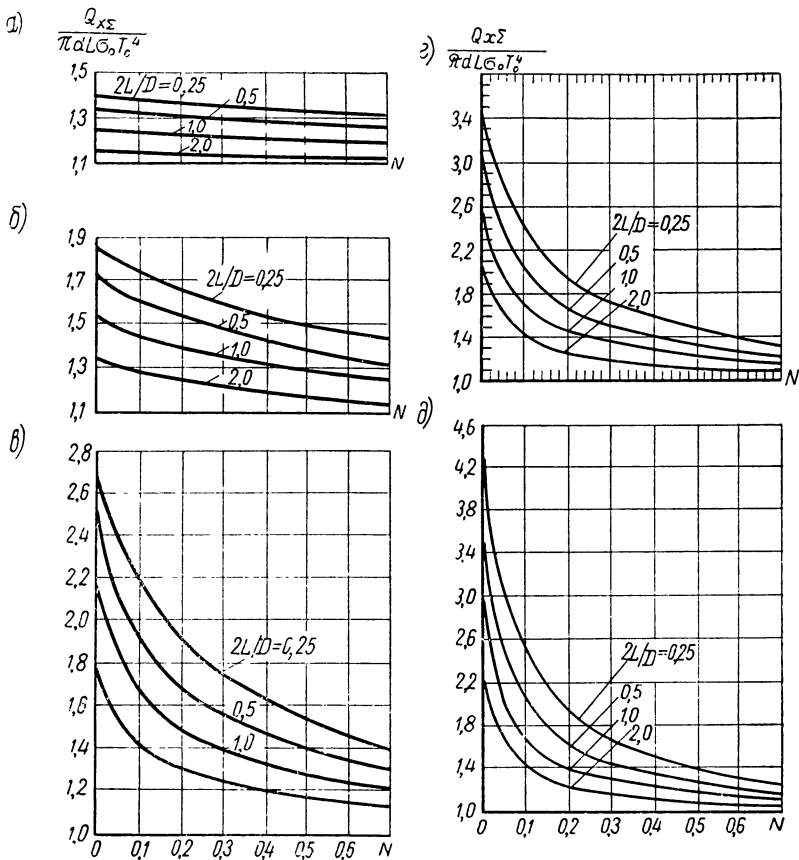


Рис. 5.21. Зависимость  $\frac{Q_{x\Sigma}}{\sigma_0 T_0^4 \pi d L}$  от параметра  $N$  при различных

отношениях  $\frac{D}{d}$  для цилиндрического излучателя с дисковыми ребрами ( $\varepsilon = 1,0$ )

$$N = \frac{\sigma_0 T_0^3 d^2}{2\lambda\delta} \quad [15]:$$

а)  $\frac{D}{d} = 1,5$ ; б)  $\frac{D}{d} = 2$ ; в)  $\frac{D}{d} = 3$ ; г)  $\frac{D}{d} = 4$ ; д)  $\frac{D}{d} = 5$

Разделив полученное выражение для  $Q_{x\Sigma}$  на величину  $\sigma_0 T_0^4 dL$ , получим зависимость относительного увеличения количества рассеиваемого системой тепла по сравнению с цилиндром без ребер

$$\frac{Q_{x\Sigma}}{\sigma_0 T_0^4 \pi dL} = (1 - \varphi_{33}) \frac{D}{d}. \quad (5.59)$$

На рис. 5.20 представлена зависимость  $\frac{Q_{x\Sigma}}{\sigma_0 T_0^4 \pi dL}$  от  $\frac{2L}{D}$  при различных значениях  $\frac{D}{d}$  от 1,0 до 5,0.

В случае ребер с конечной теплопроводностью необходимо решать систему интегро-дифференциальных уравнений, вывод которых аналогичен выводу системы уравнений (5.57) с учетом облучения ребер поверхностью цилиндра. На рис. 5.21 даны зависимости  $\frac{Q_{x\Sigma}}{\sigma_0 T_0^4 \pi dL}$  от безразмерного параметра  $N$  при различных значениях отношения  $\frac{D}{d}$ .

### § 3. Расчет ленточного излучателя

В § 1 гл. 4 были описаны некоторые конструкции ленточных излучателей. Вне зависимости от конкретного выполнения движущая лента имеет два участка, выполняющие различные функции. На рис. 5.22 схематически представлена лента и показаны участки

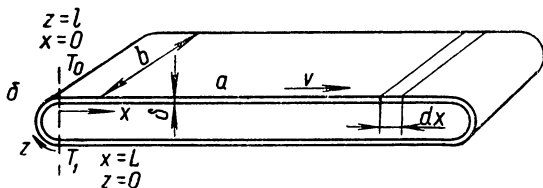


Рис. 5.22. Схема ленточного излучателя:  
а) участок отвода тепла; б) участок подвода тепла

$a$  и  $b$ . На участке  $a$  длиной  $L$  лента со скоростью  $v$  движется в космическом пространстве, излучая тепловую энергию и охлаждаясь от температуры  $T_0$  до температуры  $T_1$ . На участке  $b$  длиной  $l$  лента получает тепло от теплового источника, например от барабана, нагреваясь от температуры  $T_1$  до температуры  $T_0$ . Для получения достаточно ясных закономерностей будем решать задачу о расчете такого излучателя в простейшем случае. Именно, предположим, что лента достаточно тонкая и можно пренебречь изменением температуры по ее поперечному сечению и растеканием тепла вследствие теплопроводности. Все физические свойства материала ленты будем считать постоянными и не зависящими от температуры.

### а. Участок отвода тепла

Запишем уравнение энергии для движущейся ленты. Вследствие принятых допущений уравнение энергии будет одномерным. В качестве переменной выберем длину ленты  $x$ , отсчитывая ее от точки схода ленты с барабана. Если движущуюся ленту рассматривать как стационарный поток вещества с постоянной скоростью  $v$  и «массовым расходом»  $\dot{M}$ , то уравнение энергии будет иметь вид

$$c\dot{M} \frac{dT}{dx} = -(\varepsilon' + \varepsilon'') \sigma_0 b T^4 + bq_c, \quad (5.60)$$

где  $c$  — теплоемкость материала ленты;

$\dot{M}$  — «массовый расход» ( $\dot{M} = \rho b \delta v$ , где  $\rho$  — плотность материала ленты;  $b$  — ширина ленты;  $\delta$  — толщина ленты);

$\varepsilon'$ ,  $\varepsilon''$  — степени черноты соответственно наружной и внутренней поверхности ленты (предполагается, что лента непрерывная);

$q_c$  — тепло, поглощаемое единицей поверхности ленты от каких-либо источников.

Рассмотрим случай, когда дополнительное облучение  $q_c$  отсутствует, т. е. случай отсутствия самооблучения внутренней поверхности ленты. Приведем уравнение (5.60) к безразмерному виду, приняв следующие обозначения:

$$\bar{T} = \frac{T}{T_0}, \quad \bar{x} = \frac{x}{L}, \quad N_1 = \frac{(\varepsilon' + \varepsilon'') \sigma_0 b L T_0^3}{c \dot{M}}. \quad (5.61)$$

Подставив выражения (5.61) в уравнение (5.60), будем иметь

$$\frac{d\bar{T}}{d\bar{x}} + N_1 \bar{T}^4 = 0. \quad (5.62)$$

Заметим, что вид уравнения (5.62) совершенно аналогичен виду уравнения, описывающего изменение температуры по длине трубы, в которой протекает теплоноситель.

Решая обыкновенное дифференциальное уравнение (5.62) при граничном условии  $\bar{x} = 0$   $\bar{T} = 1$ , получим

$$\bar{T} = (1 + 3N_1 \bar{x})^{-\frac{1}{3}}. \quad (5.63)$$

Из формулы (5.63) находим относительную температуру в конце участка  $a$  (при  $\bar{x} = 1$ )

$$\bar{T}_1 = (1 + 3N_1)^{-\frac{1}{3}}. \quad (5.64)$$

Количество тепла, рассеиваемое системой,  $Q_x$  определяется из очевидного равенства

$$Q_x = c\dot{M}(T_0 - T_1). \quad (5.65)$$

Будем считать заданными массу ленты

$$M = \rho \delta b L, \quad (5.66)$$

ширину ленты  $b$  и количество рассеиваемого тепла  $Q_x$ .

Введем безразмерные величины массы ленты  $\bar{M}$  и длины ленты  $\bar{L}$ , определив их следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \bar{M} &= \frac{(\varepsilon' + \varepsilon'') c \tau_0 b v T_0^5}{Q_x^2} M; \\ \bar{L} &= \frac{(\varepsilon' + \varepsilon'') \tau_0 b T_0^4}{Q_x} L. \end{aligned} \right\} \quad (5.67)$$

Тогда, комбинируя уравнения (5.67), (5.66), (5.64) и (5.61), получим

$$\left. \begin{aligned} \bar{M} &= \frac{1 - \bar{T}_1^3}{3\bar{T}_1^3(1 - \bar{T}_1)^2}; \\ \bar{L} &= \frac{1 - \bar{T}_1^3}{3\bar{T}_1^3(1 - \bar{T}_1)}. \end{aligned} \right\} \quad (5.68)$$

Из выражения (5.68) для безразмерной массы ленты можно получить оптимальное значение  $\bar{T}_1$ , соответствующее минимуму  $\bar{M}$ , т. е. при заданных значениях  $Q_x$ ,  $v_0$  и  $b$  минимуму  $M$ . Для этого приравняем нулю производную  $\frac{d\bar{M}}{d\bar{T}_1}$ . В результате получаем следующее уравнение, определяющее оптимальное значение  $\bar{T}_1$ :

$$\bar{T}_{1 \text{ опт}} + \bar{T}_{1 \text{ опт}}^2 + \bar{T}_{1 \text{ опт}}^3 = \frac{3}{2},$$

откуда

$$\bar{T}_{1 \text{ опт}} = 0,691.$$

Соответствующие оптимальные значения  $\bar{M}_{\text{опт}}$ ,  $\bar{L}_{\text{опт}}$  и  $N_{\cdot \text{ опт}}$  получим, подставляя значение  $\bar{T}_1 = \bar{T}_{1 \text{ опт}}$  в формулы (5.68) и (5.64). В результате будем иметь

$$\bar{M}_{\text{опт}} = 7,09, \quad \bar{L}_{\text{опт}} = 2,19, \quad N_{\cdot \text{ опт}} = 0,677.$$

Рассмотрим второй предельный случай, когда внутренняя поверхность ленты полностью облучает сама себя, т. е. случай

«сплющенной» ленты (рис. 5.22). При этом процесс отвода тепла будет затруднен и, очевидно, характеристики ленточного излучателя окажутся хуже, чем в случае отсутствия самооблучения.

Обозначив через  $\theta$  температуру ленты в точке  $(1-\bar{x})$ , получим следующее уравнение энергии:

$$c\dot{M} \frac{dT}{dx} = -\sigma_0 \varepsilon' b T^4 - \sigma_0 \varepsilon'' b (T^4 - \theta^4)$$

или, объединяя в правой части члены с  $T^4$ , получим

$$c\dot{M} \frac{dT}{dx} = -\sigma_0 b (\varepsilon' + \varepsilon''_{пр}) T^4 + \varepsilon''_{пр} \theta^4 \sigma_0 b, \quad (5.69)$$

где  $\varepsilon''_{пр}$  — приведенная степень черноты для «сплющенной» ленты, равная приведенной степени черноты для двух параллельных плоскостей,

$$\varepsilon''_{пр} = \frac{\varepsilon''}{2 - \varepsilon''}.$$

Для односторонне излучающей ленты  $\varepsilon'' = 0$  и задача сводится к предыдущей, так как член с  $\theta^4$  обращается в нуль. При этом масса ленты и ее длина оказываются

для оптимального случая вдвое больше, чем для двусторонне излучающей ленты, что следует из выражений (5.67) для  $\bar{M}$  и  $\bar{L}$ , поскольку  $\bar{M}_{опт}$  и  $\bar{L}_{опт}$  являются постоянными. В случае  $\varepsilon' = \varepsilon'' = \varepsilon$  решение уравнения (5.69) находится численными методами. Результаты решения этого уравнения в виде зависимости оптимальной величины  $\bar{M}'_{опт}$  от  $\varepsilon$  приведены на рис. 5.23. Пунктирной линией показана зависимость  $\bar{M}'_{опт}$  от  $\varepsilon$  в случае отсутствия самооблучения.

Отношение оптимальных значений  $\bar{M}'_{опт}$  для этих двух случаев больше двух и изменяется в пределах от 2,33 до 2,57 при  $0,1 \leq \varepsilon \leq 1,0$ . Заметим, что, как следует из формулы (5.67), для уменьшения массы ленты выгодно увеличивать скорость  $v$ . Однако увеличение скорости ограничивается допустимыми напряжениями на разрыв ленты вследствие больших центробежных усилий.

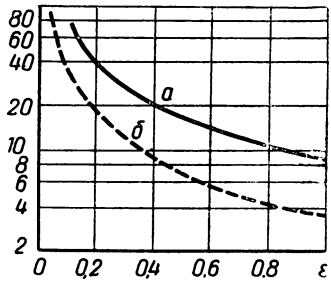


Рис. 5.23. Зависимость безразмерной массы ленты излучателя  $\bar{M}'$  от степени черноты  $\varepsilon$  при  $\varepsilon' = \varepsilon'' = \varepsilon$ : а) для «сплющенной» ленты; б) без учета самооблучения [19]

$$\left( M' = \frac{\bar{M}}{2\varepsilon} \right)$$



## 6. Участок подвода тепла

На участке подвода тепла лента нагревается или путем контакта с поверхностью барабана, или каким-либо иным способом. Рассмотрим случай, когда подвод тепла к ленте осуществляется путем контакта между лентой и поверхностью барабана, причем утечками тепла с наружной стороны ленты будем пренебрегать, тем более что должна предусматриваться противометеоритная защита барабана, которая будет экранировать ленту.

Если температуру наружной поверхности барабана обозначить через  $T_6$ , а контактную проводимость через  $\alpha_k$ , то уравнение энергии для ленты примет вид

$$c\dot{M} \frac{dT}{dz} = \alpha_k b (T_6 - T) \quad (5.70)$$

с граничным условием

$$\text{при } z=0 \quad T = T_1. \quad (5.71)$$

Решением обыкновенного дифференциального уравнения (5.70) с граничным условием (5.71) является функция

$$T = T_6 - (T_6 - T_1) e^{-\frac{\alpha_k b}{c\dot{M}} z} \quad (5.72)$$

Поскольку при  $z=l$   $x=0$ , то температура  $T_l = T_0$ . Следовательно, из формулы (5.72)

$$\frac{T_6 - T_0}{T_6 - T_1} = e^{-\frac{\alpha_k b l}{c\dot{M}}} \quad (5.73)$$

Формула (5.73) при заданных значениях температур и  $\alpha_k$  устанавливает связь между скоростью ленты  $v$ , длиной участка подвода тепла  $l$  и толщиной ленты  $\delta$ , так как

$$\frac{\alpha_k b l}{c\dot{M}} = \frac{\alpha_k l}{\rho c \delta v}.$$

Из этого выражения следует, что контактная проводимость оказывает существенное влияние на характеристики ленточного излучателя.

В общем случае тепловой поток, отводимый с помощью двух контактирующих тел (1 и 2), определяется имеющейся разностью температур на внешних поверхностях этих тел и полным терми-

ческим сопротивлением  $\Sigma R_i$ . Выражение для удельного теплового потока записывается в виде

$$q = \frac{1}{\Sigma R_i} \Delta t,$$

где 
$$\Sigma R_i = \frac{\delta_1}{\lambda_1} + R_k + \frac{\delta_2}{\lambda_2},$$

а  $\delta$  и  $\lambda$  — толщины и коэффициенты теплопроводности материалов 1 и 2.

Выражение  $\frac{\delta}{\lambda}$  — термическое сопротивление тела.

Термическое сопротивление контакта записывают в виде

$$R_k = \frac{1}{\alpha_k},$$

где  $\alpha_k$  — проводимость контакта.

Для определения  $\alpha_k$  можно использовать полученное из обобщения экспериментальных данных в вакууме выражение [26]

$$\alpha_k = 8 \cdot 10^3 \bar{\lambda} \left( \frac{p}{3_B} k \right)^{0,86},$$

где  $\bar{\lambda} = \frac{2\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}$  — приведенный коэффициент теплопроводности контактирующих материалов;

$p$  — контактное давление;

$\sigma_B$  — предел прочности менее твердого материала при температуре контакта;

$k$  — коэффициент, зависящий от высоты бугорков шероховатости поверхности контактирующих материалов ( $h_{cp1}$  и  $h_{cp2}$ ):

при  $h_{cp1} + h_{cp2} > 30$  мкм  $k = 1$ ;

при  $10$  мкм  $\leq h_{cp1} + h_{cp2} \leq 30$  мкм  $k = \left( \frac{30}{h_{cp1} + h_{cp2}} \right)^{\frac{1}{3}}$ ;

при  $h_{cp1} + h_{cp2} < 10$  мкм  $k = \frac{15}{h_{cp1} + h_{cp2}}$ .

**Пример.** Определим тепловой поток, проходящий через пакет из листа стали 30ХГСА толщиной 1 см с чистой поверхности  $\nabla 7$  ( $h_{cp1} = 6,3$  мкм),

когда  $\lambda = 39,2 \frac{вт}{м \cdot град}$ , сжатого с листом той же толщины из алюминиевого сплава

ДТ16, имеющим  $\nabla 11$  ( $h_{cp2} = 0,4$  мкм),  $\sigma_B = 4 \cdot 10^8$  н/м<sup>2</sup> и  $\lambda = 130 \frac{вт}{м \cdot град}$

с давлением  $47 \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup>, если температуры их наружных поверхностей 135 и 80°С.

Тогда

$$k = \frac{15}{6,3 + 0,4} = 2,24; \quad \bar{\lambda} = \frac{2 \cdot 39,2 \cdot 130}{39 \cdot 2 + 130} = 60 \frac{вт}{м \cdot град};$$

$$\alpha_k = 8 \cdot 10^3 \cdot 60 \left( \frac{47 \cdot 10^5}{3 \cdot 4 \cdot 10^8} \cdot 2,24 \right)^{0,86} = 8400 \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}};$$

$$R_k = 1,2 \cdot 10^4 \frac{\text{м}^2 \cdot \text{град}}{\text{вт}};$$

$$\Sigma R_i = \frac{10^{-2}}{39,2} + 1,2 \cdot 10^{-4} + \frac{10^{-2}}{130} = 4,52 \cdot 10^{-4} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}};$$

$$q = \frac{55}{4,52 \cdot 10^{-4}} = 1,22 \cdot 10^5 \frac{\text{вт}}{\text{м}^2}.$$

Изменение температуры составит в стали  $55 \cdot \frac{2,55}{4,52} = 31^\circ\text{C}$ ; в алюминиевом сплаве  $55 \cdot \frac{0,77}{4,52} = 9^\circ\text{C}$  и на контакте  $15^\circ\text{C}$ .

## ПРИЛОЖЕНИЯ

Таблица П.1

**Зависимость излучаемой удельной мощности  $Q_T$  и  $\lambda_{\text{макс}}$  от температуры для абсолютно черного тела согласно закону Кирхгофа**  
 ( $\sigma_0 = 5,68 \cdot 10^{-8}$  вт/м<sup>2</sup>·град<sup>4</sup> =  $4,88 \cdot 10^{-8}$  ккал/м<sup>2</sup>·град<sup>4</sup>)

T, К	t, °C	$Q_T$ , вт/см <sup>2</sup>	$Q_T$ , ккал/м <sup>2</sup> ·ч	$\lambda_{\text{макс}}$ , мкм
100	—173	$5,680 \cdot 10^{-4}$	$4,880 \cdot 10^0$	28,96
200	—73	$9,088 \cdot 10^{-3}$	$7,808 \cdot 10^1$	14,48
273	0	$3,155 \cdot 10^{-2}$	$2,711 \cdot 10^2$	10,608
300	27	4,601	3,953	9,655
310	37	5,246	4,507	9,342
320	47	5,956	5,117	9,050
330	57	6,736	5,787	8,766
340	67	7,590	6,521	8,518
350	77	8,524	7,323	8,274
360	87	9,540	8,196	8,044
370	97	1,065	9,146	7,827
380	107	$1,184 \cdot 10^{-1}$	$1,018 \cdot 10^3$	7,621
390	117	1,314	1,128	7,426
400	127	1,454	1,249	7,270
410	137	1,605	1,379	7,053
420	147	1,767	1,519	6,865
430	157	1,942	1,668	6,735
440	167	2,129	1,829	6,562
450	177	2,329	2,001	6,436
460	187	2,543	2,185	6,266
470	197	2,772	2,381	6,162
480	207	3,015	2,591	6,033
490	217	3,274	2,813	5,910
500	227	3,550	3,05	5,792
510	237	3,843	3,301	5,668
520	247	4,153	3,568	5,559
530	257	4,482	3,851	5,454
540	267	4,830	4,150	5,363
550	277	5,198		5,255
560	287	5,586	4,799	5,161
570	297	5,996	5,151	5,061
580	307	6,428	5,522	4,963
590	317	6,883	5,913	4,908
600	327	7,361	6,324	4,827
610	337	7,864	6,757	4,748
620	347	8,393	7,211	4,671
630	357	8,948	7,687	4,597
640	367	9,529	8,187	4,525
650	377	$1,014 \cdot 10^0$	8,711	4,455
660	387	1,078	9,260	4,388
670	397	1,145	9,834	4,322
680	407	1,214	$1,043 \cdot 10^1$	4,259
690	417	1,287	1,106	4,197
700	427	1,364	1,172	4,137
710	437	1,443	1,240	4,069
720	447	1,526	1,311	4,022

$T, ^\circ K$	$t, ^\circ C$	$Q_T, \text{вт/см}^2$	$Q_T, \text{ккал/м}^2 \cdot \text{ч}$	$\lambda_{\text{макс}}, \text{мкм}$
730	457	$1,613 \cdot 10^0$	$1,386 \cdot 10^4$	3,957
740	467	1,703	1,463	3,914
750	477	1,797	1,544	3,861
760	487	1,895	1,628	3,811
770	497	1,997	1,715	3,761
780	507	2,102	1,806	3,713
790	517	2,212	1,901	3,666
800	527	2,327	1,999	3,620
810	537	2,445	2,101	3,565
820	547	2,568	2,206	3,532
830	557	2,696	2,316	3,489
840	567	2,828	2,430	3,448
850	577	2,965	2,547	3,407
860	587	3,107	2,670	3,367
870	597	3,254	2,796	3,329
880	607	3,406	2,927	3,291
890	617	3,564	3,062	3,254
900	627	3,727	3,202	3,218
910	637	3,895	3,346	3,162
920	647	4,069	3,496	3,148
930	657	4,249	3,650	3,114
940	667	4,435	3,810	3,081
950	677	4,626	3,975	3,048
960	687	4,824	4,145	3,017
970	697	5,028	4,320	2,986
980	707	5,239	4,501	2,955
990	717	5,456	4,688	2,925
1000	727	5,680	4,880	2,896
1010	737	5,909	5,07	2,866
1020	747	6,143	5,278	2,836
1030	757	6,394	5,494	2,812
1040	767	6,645	5,709	2,785
1050	777	6,904	5,932	2,758
1060	787	7,171	6,161	2,732
1070	797	7,445	6,397	2,707
1080	807	7,728	6,640	2,681
1090	817	8,018	6,888	2,657
1100	827	8,316	7,145	2,633
1110	837	8,623	7,408	2,609
1120	847	8,937	7,679	2,586
1130	857	9,261	7,956	2,563
1140	867	9,593	8,242	2,540
1150	877	9,934	8,535	2,516
1160	887	$1,028 \cdot 10^1$	8,836	2,497
1170	897	1,064	9,145	2,475
1180	907	1,101	9,461	2,454
1190	917	1,139	9,786	2,434
1200	927	1,178	$1,012 \cdot 10^5$	2,413
1210	937	1,218	1,046	2,393
1220	947	1,258	1,081	2,374
1230	957	1,300	1,117	2,354
1240	967	1,343	1,154	2,335

$T, ^\circ\text{K}$	$t, ^\circ\text{C}$	$Q_T, \text{вт./см}^2$	$Q_T, \text{ккал./м}^2\cdot\text{ч}$	$\lambda_{\text{макс}}, \text{мкм}$
1250	977	$1,387 \cdot 10^1$	$1,191 \cdot 10^5$	2,317
1260	987	1,431	1,230	2,298
1270	997	1,478	1,270	2,280
1280	1007	1,525	1,310	2,263
1290	1017	1,573	1,351	2,245
1300	1027	1,622	1,394	2,227
1310	1037	1,673	1,437	2,211
1320	1047	1,724	1,482	2,194
1330	1057	1,777	1,527	2,177
1340	1067	1,831	1,573	2,161
1350	1077	1,887	1,621	2,145
1360	1087	1,943	1,669	2,129
1370	1097	2,001	1,719	2,114
1380	1107	2,058	1,768	2,099
1390	1117	2,120	1,822	2,083
1400	1127	2,182	1,875	2,067
1410	1137	2,245	1,929	2,054
1420	1147	2,309	1,984	2,036
1430	1157	2,375	2,041	2,025
1440	1167	2,442	2,098	2,011
1450	1177	2,511	2,157	1,997
1460	1187	2,581	2,217	1,984
1470	1197	2,652	2,279	1,970
1480	1207	2,725	2,341	1,957
1490	1217	2,800	2,405	1,944
1500	1227	2,876	2,471	1,931
1510	1237	2,953	2,537	1,917
1520	1247	3,032	2,605	1,905
1530	1257	3,113	2,674	1,893
1540	1267	3,195	2,745	1,881
1550	1277	3,278	2,817	1,866
1560	1287	3,363	2,890	1,856
1570	1297	3,451	2,965	1,845
1580	1307	3,540	3,041	1,833
1590	1317	3,630	3,198	1,821
1600	1327	3,722		1,810
1610	1337	3,816	3,279	1,797
1620	1347	3,912	3,361	1,787
1630	1357	4,010	3,445	1,777
1640	1367	4,109	3,530	1,766
1650	1377	4,210	3,617	1,755
1660	1387	4,313	3,706	1,745
1670	1397	4,418	3,796	1,734
1680	1407	4,525	3,887	1,724
1690	1417	4,633	3,981	1,714
1700	1427	4,744	4,076	1,704
1710	1437	4,858	4,183	1,694
1720	1447	4,971	4,271	1,684
1730	1457	5,088	4,371	1,674
1740	1467	5,206	4,473	1,664
1750	1477	5,327	4,577	1,655
1760	1487	5,450	4,682	1,645

$T, ^\circ K$	$t, ^\circ C$	$Q_T, \text{вт./см}^2$	$Q_T, \text{ккал./м}^2 \cdot \text{ч}$	$\lambda_{\text{макс}}, \text{мкм}$
1770	1497	$5,575 \cdot 10^1$	$4,790 \cdot 10^5$	1,636
1780	1507	5,703	4,900	1,627
1790	1517	5,831	5,010	1,617
1800	1527	5,963	5,123	1,607
1810	1537	6,096	5,238	1,600
1820	1547	6,232	5,354	1,591
1830	1557	6,370	5,473	1,583
1840	1567	6,511	5,594	1,574
1850	1577	6,653	5,717	1,565
1860	1587	6,798	5,841	1,557
1870	1597	6,946	5,967	1,549
1880	1607	7,095	6,096	1,540
1890	1617	7,248	6,227	1,532
1900	1627	7,402	6,360	1,524
1910	1637	7,559	6,495	1,516
1920	1647	7,720	6,632	1,509
1930	1657	7,881	6,771	1,501
1940	1667	8,046	6,912	1,493
1950	1677	8,213	7,056	1,485
1960	1687	8,382	7,202	1,478
1970	1697	8,555	7,350	1,470
1980	1707	8,730	7,500	1,463
1990	1717	8,907	7,653	1,455
2000	1727	9,088	7,808	1,448
2500	2227	$2,219 \cdot 10^2$	$1,906 \cdot 10^6$	1,156
3000	2727	4,601	3,953	0,965
3500	3227	8,524	7,323	0,826
4000	3727	$1,454 \cdot 10^3$	$1,249 \cdot 10^7$	0,722
4500	4227	2,329	2,001	0,644
5000	4727	3,550	3,050	0,579
5500	5227	5,198	4,465	0,527
6000	5727	7,361	6,324	0,483

Таблица П.2

Степени черноты полного нормального излучения  $\epsilon_n$  и полусферического излучения  $\epsilon$  для некоторых материалов [16]

Материал	$t, ^\circ C$	$\epsilon_n$	$\epsilon$
Медь окисленная . . . . .	130	0,76	0,725
Алюминий вальцованный и полированный . . . . .	170	0,039	0,049
Никель с матовым блеском . . . . .	100	0,041	0,046
Никель полированный . . . . .	100	0,045	0,053
Хром полированный . . . . .	150	0,058	0,071
Корундовый наждак грубый . . . . .	80	0,855	0,84
Глина обожженная . . . . .	70	0,91	0,86
Стекло . . . . .	90	0,94	0,876
Лед гладкий, вода . . . . .	0	0,966	0,918
Бумага . . . . .	95	0,92	0,89
Дерево (бук) . . . . .	70	0,935	0,91

Степень черноты полного нормального излучения  $\epsilon_{\Pi}$  для различных материалов [6]

Материал	$t, ^\circ\text{C}$	$\epsilon_{\Pi}$
Алюминий полированный . . . . .	50÷500	0,04÷0,06
Алюминий с шероховатой поверхностью . . . . .	20÷50	0,06÷0,07
Алюминий, сильно окисленный . . . . .	50÷500	0,2 ÷ 0,3
Бронза полированная . . . . .	50	0,1
Вольфрам . . . . .	200	0,05
Вольфрам . . . . .	600÷1000	0,1 ÷ 0,16
Вольфрам . . . . .	1500÷2200	0,24 ÷ 0,31
Графит . . . . .	0÷3600	0,7 ÷ 0,8
Золото, тщательно полированное . . . . .	200÷600	0,02÷0,03
Латунь полированная . . . . .	200	0,03
Латунь матовая тусклая . . . . .	20÷350	0,22
Латунь листовая прокатанная . . . . .	20	0,06
Латунь, окисленная при 600°С . . . . .	200÷600	0,59÷0,61
Медь полированная . . . . .	50÷100	0,02
Медь торговая, шабренная до блеска . . . . .	20	0,07
Медь окисленная . . . . .	50	0,6÷0,7
Медь окисленная . . . . .	500	0,88
Молибден . . . . .	600÷1000	0,08÷0,13
Молибден . . . . .	1500÷2200	0,19÷0,26
Никель технический чистый полированный . . . . .	200÷400	0,07÷0,09
Никель, окисленный при 600°С . . . . .	200÷600	0,37÷0,48
Нихромовая проволока чистая . . . . .	50	0,65
Нихромовая проволока чистая . . . . .	500÷1000	0,71÷0,79
Нихромовая проволока окисленная . . . . .	50÷500	0,95÷0,98
Платина чистая полированная . . . . .	200÷600	0,05÷0,1
Платина . . . . .	1000÷1500	0,14÷0,18
Платиновая проволока . . . . .	50÷200	0,06÷0,07
Платиновая проволока . . . . .	500÷1000	0,1—0,16
Платиновая проволока . . . . .	1400	0,18
Серебро чистое полированное . . . . .	200÷600	0,02÷0,03
Сталь листовая шлифованная . . . . .	950÷1100	0,55÷0,61
Стальное литье полированное . . . . .	750÷1050	0,52÷0,56
Сталь—листовой прокат . . . . .	50	0,56
Сталь с шероховатой плоской поверхностью . . . . .	50	0,95÷0,98
Сталь окисленная . . . . .	200÷600	0,8
Сталь листовая с блестящим слоем окиси . . . . .	20	0,82
Сталь, сильно окисленная . . . . .	50	0,88
Сталь, сильно окисленная . . . . .	500	0,98
Сталь алитированная . . . . .	50÷500	0,79
Сталь никелированная матовая . . . . .	20	0,11
Сталь легированная (8% Ni, 18% Cr) . . . . .	500	0,35
Хром полированный . . . . .	50	0,1
Хром полированный . . . . .	500÷1000	0,28÷0,38
Цинк полированный . . . . .	200÷300	0,04÷0,05
Асбестовый картон . . . . .	20	0,96
Гипс . . . . .	20	0,8 ÷ 0,9
Кварц плавленный шероховатый . . . . .	20	0,93
Лак черный матовый . . . . .	40÷100	0,96÷0,98



Материал	$t, ^\circ\text{C}$	$\epsilon_n$
Лак черный блестящий, распыленный на железе	20	0,87
Лак белый . . . . .	40÷100	0,8÷0,95
Резина твердая . . . . .	20	0,95
Резина мягкая серая шероховатая . . . . .	20	0,86
Сажа ламповая . . . . .	20÷400	0,96
Сажа с жидким стеклом . . . . .	20÷200	0,96
Сажа, нанесенная на твердую поверхность . . . . .	50÷1000	0,96
Стекло . . . . .	20÷100	0,94÷0,91
Стекло . . . . .	250÷1000	0,87÷0,72
Стекло . . . . .	1100÷1500	0,7 ÷0,67
Угольная нить . . . . .	1000÷1400	0,53
Фарфор глазурованный . . . . .	20	0,92

## Угловые коэффициенты для некоторых систем поверхностей

Наименование	Схемы и графики	Угловые коэффициенты
<p>Рис. 1.</p> <p>а) одно тело, не имеющее вогнутостей, находится внутри другого тела;</p> <p>б) две параллельные плоскости, размеры которых значительно больше расстояния между ними;</p> <p>в) две поверхности, образующие замкнутую систему, причем одна из поверхностей не имеет вогнутостей</p>		$\varphi_{11} = 0, \quad \varphi_{12} = 1;$ $\varphi_{21} = \frac{F_1}{F_2}, \quad H_{12} = F_1$
<p>Рис. 2.</p> <p>Два одинаковых прямоугольника, расположенных в параллельных плоскостях друг против друга</p>		$\varphi_{12} = \frac{2}{\pi xy} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{(1+x^2)(1+y^2)}{1+x^2+y^2} + \right.$ $\left. + y \sqrt{1-x^2} \operatorname{arctg} \frac{y}{\sqrt{1+x^2}} + \right.$ $\left. + x \sqrt{1+y^2} \operatorname{arctg} \frac{x}{\sqrt{1+y^2}} - y \operatorname{arctg} y - \right.$ $\left. - x \operatorname{arctg} x \right];$ $\lim_{x \rightarrow \infty} \varphi_{12} = \frac{\sqrt{1+y^2}-1}{y}, \quad \lim_{y \rightarrow \infty} \varphi_{12} = \frac{\sqrt{1+x^2}-1}{x};$ $x = \frac{b}{c}, \quad y = \frac{a}{c}$

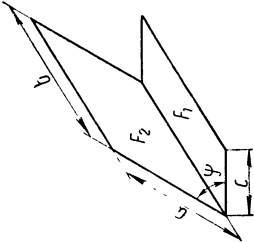
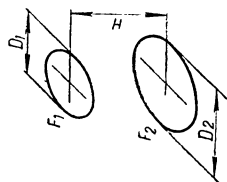
Наименование	Схемы и графики	Угловые коэффициенты
<p>Рис. 3.            Два прямоугольника, имеющих общую грань</p>		<p>Для <math>\psi = 90^\circ</math></p> $\varphi_{12} = \frac{1}{\pi x} \left[ x \operatorname{arctg} \frac{1}{x} + y \operatorname{arctg} \frac{1}{y} - \right.$ $\left. - \sqrt{x^2 + y^2} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}} + \right.$ $\left. + \frac{1}{4} \ln \frac{(1+x^2)(1+y^2)}{1+x^2+y^2} + \frac{x^2}{4} \ln \frac{x^2(1+x^2+y^2)}{(1+x^2)(x^2+y^2)} + \right.$ $\left. + \frac{y^2}{4} \ln \frac{y^2(1+x^2+y^2)}{(1+y^2)(x^2+y^2)} \right];$ $\lim_{y \rightarrow \infty} \varphi_{12} = \frac{1}{\pi} \left[ \operatorname{arctg} \frac{1}{x} + \frac{1}{4x} \ln(1+x^2) - \right.$ $\left. - \frac{x}{4} \ln \frac{1+x^2}{x^2} \right];$ $x = \frac{c}{b}, \quad y = \frac{a}{b}$

Рис. 4.  
Два параллельных круга с центрами на общей нормали

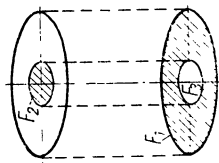


$$\varphi_{12} = \left[ \sqrt{\frac{1}{4}(x+1)^2 + y^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(x-1)^2 + y^2} \right]^2;$$

при  $x = 1 \quad \varphi_{12} = (\sqrt{1+y^2} - y)^2;$

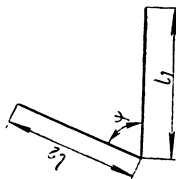
$$x = \frac{D_2}{D_1}, \quad y = \frac{H}{D_1}$$

Рис. 5.  
Параллельные кольцо и диск с центрами на общей нормали



$$\varphi_{12} = \left( 1 + \frac{F_2}{F_1} \right) \varphi_{(1,3)2} - \frac{F_2}{F_1} \varphi_{32}$$

Рис. 6.  
Две бесконечно длинные пластины, пересекающиеся под углом  $\psi$



$$\varphi_{12} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{l_2}{l_1} - \sqrt{\left( \frac{l_2}{l_1} \sin \psi \right)^2 + \left( 1 - \frac{l_2}{l_1} \cos \psi \right)^2} \right]$$

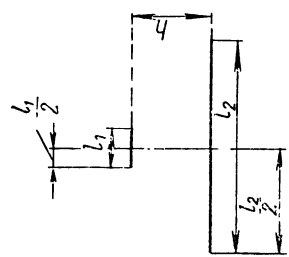
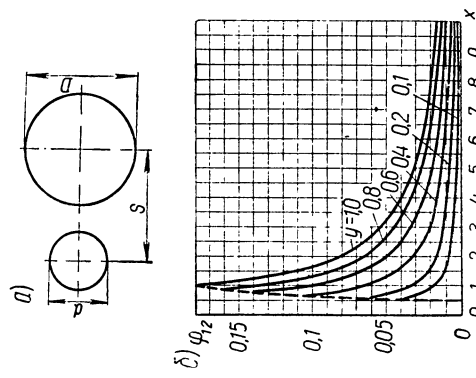
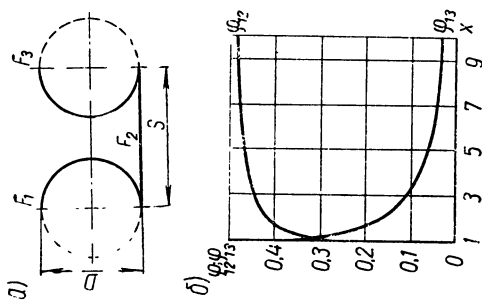
Наименование	Схемы и графики	Угловые коэффициенты
<p>Рис. 7.                      Две бесконечно длинные пластины, расположенные в параллельных плоскостях друг против друга</p>		$\varphi_{12} = \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{l_2}{l_1} + 1 \right)^2 + \left( \frac{h}{l_1} \right)^2} - \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{l_2}{l_1} - 1 \right)^2 + \left( \frac{h}{l_1} \right)^2}$
<p>Рис. 8.                      Два параллельных бесконечно длинных цилиндра: а) схема; б) зависимость <math>\varphi_{12}</math> от <math>x = \frac{D}{S}</math> и <math>y = \frac{d}{D}</math>  <math>\frac{F_1}{F_2} = \frac{D}{d}</math></p>		$\varphi_{12} = \frac{1}{\pi} \left[ 1 + y \arcsin \frac{1+y}{2x} - \frac{y-1}{2} \arcsin \frac{y-1}{2x} + \sqrt{x^2 - \left( \frac{1+y}{2} \right)^2} - \sqrt{x^2 - \left( \frac{y-1}{2} \right)^2} \right];$ <p>при <math>y = 1</math> <math>\varphi_{12} = \frac{1}{\pi} \left[ \arcsin \frac{1}{x} + \sqrt{x^2 - 1} - x \right];</math>  <math>x = \frac{S}{D}, \quad y = \frac{d}{D}</math></p>

Рис. 9.  
 Два параллельных полуцилиндра одинакового диаметра и касательная плоскость:  
 а) схема;  
 б) зависимость  $\varphi_{12}$  и  $\varphi_{13}$  от  $x = \frac{S}{D}$

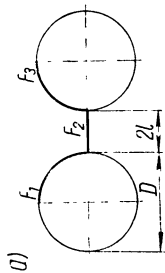


$$\varphi_{12} = \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \left[ \arcsin \frac{1}{x} + \sqrt{x^2 - 1} - x \right];$$

$$\varphi_{13} = \frac{2}{\pi} \left[ \arcsin \frac{1}{x} + \sqrt{x^2 - 1} - x \right];$$

$$x = \frac{S}{D}$$

Рис. 10.  
 Два бесконечно длинных цилиндра одинакового диаметра и перемычка:  
 а) схема;



$$\varphi_{12} = \frac{2x}{\pi} \left[ 1 - \sqrt{1 + \frac{1}{x}} + \frac{1}{2x} \arctg \sqrt{4x(1+x)} \right];$$

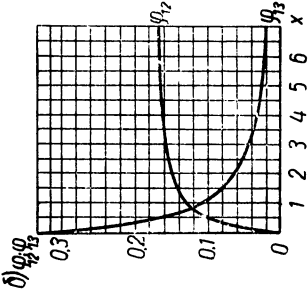
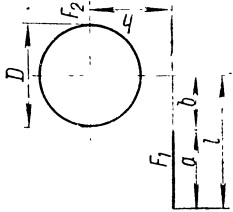
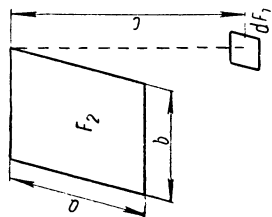
Наименование	Схемы и графики	Угловые коэффициенты
б) зависимость $\varphi_{12}$ и $\varphi_{13}$ от $x = \frac{2l}{D}$	д) 	$\varphi_{13} = 1 - \frac{2}{x} - 2\varphi_{12};$ $x = \frac{2l}{D}$
Рис. 11. Бесконечно длинные цилиндр и прямоугольная пластина		$\varphi_{12} = \frac{D}{2a} \left( \arctg \frac{l}{h} - \arctg \frac{b}{h} \right)$

Рис. 12.  
Элементарная площадка и прямоугольная пластина, расположенные в параллельных плоскостях  
( $C$  — нормаль к  $dF_1$ )

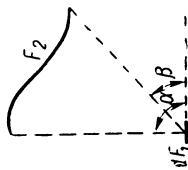


$$\varphi_{dF_1 F_2} = \frac{1}{2\pi} \left[ \frac{x}{\sqrt{1+x^2}} \operatorname{arctg} \frac{y}{\sqrt{1+x^2}} + \frac{y}{\sqrt{1+y^2}} \operatorname{arctg} \frac{x}{\sqrt{1+y^2}} \right];$$

$$\lim_{y \rightarrow \infty} \varphi_{dF_1 F_2} = \frac{x}{4\sqrt{1+x^2}}; \quad \lim_{x \rightarrow \infty} \varphi_{dF_1 F_2} = \frac{y}{4\sqrt{1+y^2}};$$

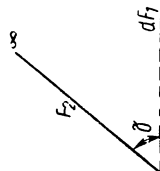
$$x = \frac{a}{c}, \quad y = \frac{b}{c}$$

Рис. 13.  
Бесконечно длинные элементарная полоска  $dF_1$  и поверхность  $F_2$ , образующие плоскопараллельную систему



$$\varphi_{dF_1 F_2} = \frac{1}{2} (\cos \beta - \cos \alpha)$$

Рис. 14.  
Бесконечно длинные элементарная полоска  $dF_1$  и плоскость  $F_2$ , образующие плоскопараллельную систему



$$\varphi_{dF_1 F_2} = \frac{1}{2} (1 + \cos \gamma)$$



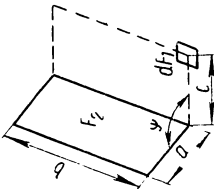
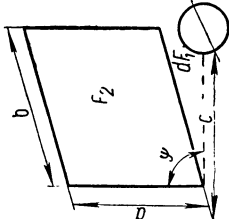
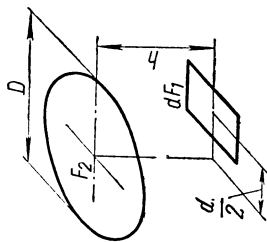
Наименование	Схемы и графики	Угловые коэффициенты
<p>Рис. 15.                      Элементарная площадка <math>dF_1</math> и прямоугольная пластина <math>F_2</math>, расположенные в плоскостях, пересекающихся под углом <math>\psi = 90^\circ</math> (<math>c</math> — нормаль к <math>F_2</math>)</p>		$\varphi_{dF_1, F_2} = \frac{1}{2\pi} \left[ \arcsin \frac{1}{\sqrt{1+y^2}} - \frac{y}{\sqrt{x^2+y^2}} \arcsin \frac{1}{\sqrt{1+x^2+y^2}} \right]$
<p>Рис. 16.                      Бесконечно малая сфера <math>dF_1</math> и прямоугольная пластина <math>F_2</math> (<math>c</math> — нормаль к пластине; <math>\psi = 90^\circ</math>)</p>		$\varphi_{dF_1, F_2} = \frac{1}{4\pi} \arctg \frac{xy}{\sqrt{1+x^2+y^2}};$ $x = \frac{b}{c}, \quad y = \frac{a}{c}$

Рис. 17.

Элементарная площадка  $dF_1$  и плоский диск диаметром  $D$ , расположенные в параллельных плоскостях

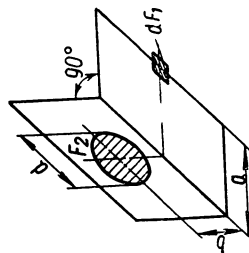


$$\varphi_{dF_1, F_2} = \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{4 + y^2 - x^2}{\sqrt{(4 + y^2 + x^2)^2 - 4x^2y^2}} \right];$$

$$x = \frac{D}{h}, \quad y = \frac{d}{h}$$

Рис. 18.

Элементарная площадка  $dF_1$  и диск  $F_2$  диаметром  $d$ , расположенные в перпендикулярных плоскостях



$$\varphi_{dF_1, F_2} = \frac{y}{2} \left[ \frac{1}{\sqrt{(1 + x^2 + y^2)^2 - 4x^2y^2}} - 1 \right];$$

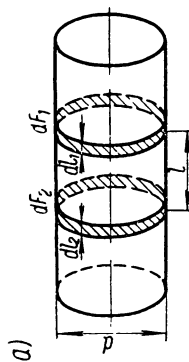
Для  $x = 1$

$$x = \frac{d}{2b}, \quad y = \frac{a}{b}$$

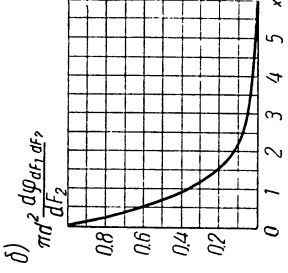
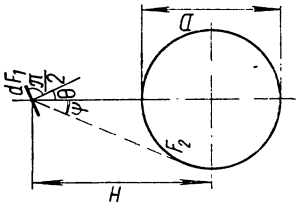
Рис. 19.

Две полосы на внутренней поверхности цилиндра:

а) схема;



$$d\varphi_{dF_1, dF_2} = \left\{ 1 - \frac{l}{d} \cdot \frac{2 \left( \frac{l}{d} \right)^2 + 3}{2 \left[ \left( \frac{l}{d} \right)^2 + 1 \right]^{3/2}} \right\} d \left( \frac{l_2}{d} \right)$$

Наименование	Схемы и графики	Угловые коэффициенты
<p>б) зависимость <math>\pi d^2 \frac{d\varphi_{dF_1 dF_2}}{dF_2}</math> от <math>x = \frac{2l}{d}</math></p>	<p>б) <math>\pi d^2 \frac{d\varphi_{dF_1 dF_2}}{dF_2}</math></p> 	
<p>Рис. 20. Плоская площадка <math>dF_1</math> и сфера радиусом <math>D</math></p>		<p>При <math>\psi + 0 \leq \frac{\pi}{2}</math></p> $\varphi_{dF_1 F_2} = \cos \theta \left( \frac{D^2}{4H^2} \right)$

## Эффективная степень черноты для сферической полости

$\frac{F_2}{F_1}$	$\frac{d}{D}$	$\alpha$								
		0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
$\gamma < \pi$										
0,0025	0,1	0,990	0,995	0,997	0,998	0,998	0,999	0,999	0,999	0,999
0,0101	0,2	0,920	0,961	0,975	0,984	0,990	0,995	0,996	0,998	0,999
0,0230	0,3	0,834	0,914	0,950	0,970	0,975	0,985	0,990	0,995	0,998
0,0417	0,4	0,714	0,850	0,909	0,943	0,966	0,974	0,980	0,990	0,996
0,0670	0,5	0,625	0,784	0,863	0,910	0,936	0,955	0,973	0,985	0,993
0,100	0,6	0,526	0,715	0,810	0,871	0,910	0,936	0,960	0,976	0,990
0,143	0,7	0,435	0,635	0,750	0,822	0,874	0,912	0,941	0,966	0,986
0,200	0,8	0,357	0,556	0,682	0,770	0,834	0,882	0,920	0,952	0,979
$\gamma \geq \pi$										
0,500	1,0	0,182	0,333	0,461	0,572	0,667	0,750	0,825	0,890	0,950
0,718	0,9	0,134	0,258	0,374	0,481	0,582	0,676	0,765	0,848	0,926
0,800	0,8	0,122	0,238	0,349	0,454	0,556	0,652	0,745	0,833	0,918
0,857	0,7	0,115	0,226	0,333	0,438	0,539	0,637	0,731	0,824	0,913
0,900	0,6	0,110	0,217	0,323	0,426	0,526	0,625	0,722	0,816	0,909
0,933	0,5	0,106	0,211	0,315	0,417	0,517	0,616	0,714	0,811	0,907
0,958	0,4	0,104	0,207	0,309	0,410	0,511	0,610	0,709	0,807	0,904
0,977	0,3	0,102	0,204	0,305	0,406	0,506	0,606	0,705	0,804	0,902
0,990	0,2	0,101	0,202	0,302	0,402	0,502	0,602	0,702	0,802	0,901
0,998	0,1	0,100	0,201	0,301	0,401	0,501	0,601	0,701	0,800	0,900

Таблица П.6

Значения комплекса  $\frac{g_1^3}{\nu a}$  для воздуха при  $p = 98066,5 \text{ н/м}^2$  (1 атм)

$t, ^\circ\text{C}$	0	100	200	300	400	500
$\frac{g_1^3}{\nu a} 10^{-8}$	1,4	0,338	0,17	0,0408	0,025	0,0142

Таблица П.7

Значения  $\sigma^2$ ,  $c$  и  $\Delta\rho$  для некоторых газов

Газ	$\sigma^2 \cdot 10^8$ , см	$c$ , °C	$\Delta\rho \cdot 10^3$ , см·мл рт., см. при $t = 20^\circ\text{C}$
Водород . . . . .	2,74	72	8,42
Гелий . . . . .	2,14	20	15,0
Азот . . . . .	3,72	104	4,50
Воздух . . . . .	3,70	113	4,46
Аргон . . . . .	3,40	152	4,60
Углекислый газ .	3,80	273	2,96
Пары ртути . . .	5,76	—	2,20

Таблица П.8

 $\lambda \cdot 10^4$  для некоторых газов в кал/см·сек·град

Газ	$\lambda \cdot 10^{-4}$ при $\alpha = 1$	Температура, °C						
		0	100	200	400	600	800	1000
Водород . . . . .	0,78	4,11	5,25	6,3	8,3	10,2	11,95	13,64
Гелий . . . . .	0,36	3,42	4,28	5,08	6,58	7,95	9,52	10,8
Азот . . . . .	0,204	0,581	0,753	0,919	1,21	1,44	1,61	1,73
Воздух . . . . .	0,20	0,583	0,767	0,939	1,245	1,49	1,713	1,93
Аргон . . . . .	0,113	0,394	0,506	0,611	0,812	0,941	1,082	1,20
Углекислый газ . .	0,208	0,35	0,544	0,739	1,128	1,483	1,795	2,06

Сводная таблица основных единиц тепловых потоков

	квт'м <sup>2</sup>	вт'см <sup>2</sup>	кал'сек·см <sup>2</sup>	ккал'ч·м <sup>2</sup>	эрг/сек·см <sup>2</sup>	Btu/ft <sup>2</sup> h	Pcu/ft <sup>2</sup> h
квт'м <sup>2</sup> . . . . .	1	0,1	$2,39 \cdot 10^{-2}$	$0,86 \cdot 10^3$	$10^6$	0,369	0,205
вт'см <sup>2</sup> . . . . .	10	1	0,239	$0,86 \cdot 10^4$	$10^7$	3,69	2,05
кал'сек·см <sup>2</sup> . . .	41,8	4,18	1	$3,6 \cdot 10^4$	$4,18 \cdot 10^7$	15,4	8,58
ккал'ч·м <sup>2</sup> . . . .	$1,16 \cdot 10^{-3}$	$1,16 \cdot 10^{-4}$	$0,278 \cdot 10^{-1}$	1	$1,16 \cdot 10^3$	$4,28 \cdot 10^{-4}$	$2,38 \cdot 10^{-4}$
эрг/сек·см <sup>2</sup> . . .	$10^{-6}$	$10^{-7}$	$0,239 \cdot 10^{-7}$	$0,86 \cdot 10^{-3}$	1	$0,369 \cdot 10^{-6}$	$0,205 \cdot 10^{-6}$
Btu/ft <sup>2</sup> h* . . . .	2,71	0,271	$0,65 \cdot 10^{-1}$	$0,233 \cdot 10^4$	$2,71 \cdot 10^6$	1	1,8
Pcu/ft <sup>2</sup> h** . . .	4,88	0,488	0,117	$0,42 \cdot 10^4$	$4,88 \cdot 10^6$	0,555	1

\* 1 Btu (British thermal unit) = 0,252 ккал.

\*\* 1 Pcu (Pound centigrad unit) = 1,8 Btu.

Таблица П.10

Переводные соотношения для величин температуры и разности температур в разных шкалах\*

$T^{\circ}\text{C} = T^{\circ}\text{K} - 273,13$	$T^{\circ}\text{K} = T^{\circ}\text{C} + 273,13$	$\Delta T^{\circ}\text{C} = \Delta T^{\circ}\text{K}$
$T^{\circ}\text{C} = 5/9 (T^{\circ}\text{F} - 32)$	$T^{\circ}\text{K} = 5/9 T^{\circ}\text{F} + 256,4$	$\Delta T^{\circ}\text{F} = 1,8 \cdot \Delta T^{\circ}\text{K}$
$T^{\circ}\text{C} = 5/9 (T^{\circ}\text{R}' - 492)$	$T^{\circ}\text{K} = 5/9 T^{\circ}\text{R}'$	$\Delta T^{\circ}\text{R}' = 1,8 \cdot \Delta T^{\circ}\text{K}$
$T^{\circ}\text{C} = 5/4 T^{\circ}\text{R}$	$T^{\circ}\text{K} = 5/4 T^{\circ}\text{R} + 273,13$	$\Delta T^{\circ}\text{R} = 0,8 \cdot \Delta T^{\circ}\text{K}$

\* С — Цельсия; К — Кельвина (абсолютная шкала); F — Фаренгейта; R' — Ренкина; R — Реомюра

## ЛИТЕРАТУРА

1. С. К. Митра. Верхняя атмосфера. ИЛ, 1955.
2. К. Я. Кондратьев. Лучистый теплообмен в атмосфере. Гидрометеоздат, 1956.
3. Ультрафиолетовое излучение Солнца и межпланетная среда. ИЛ, 1962.
4. Экспериментальное исследование околоземного космического пространства. ИЛ, 1961.
5. Использование солнечной энергии при космических исследованиях. Сб. переводов, «Мир», 1964.
6. А. Г. Блох. Основы теплообмена излучением. Госэнергоиздат, 1962.
7. Г. Л. Поляк. Алгебра однородных потоков. Изв. ЭНИН, т. 3, № 1, 2, 1935.
8. И. И. Дракин. Аэродинамический и лучистый нагрев в полете. Оборонгиз, 1960.
9. В. С. Авдеевский [и др.]. Основы теплопередачи в авиационной и ракетной технике. Оборонгиз, 1960.
10. Ю. А. Суринов. Статьи в журналах. Изв. АН СССР ОТН, № 7, 1948; № 4, 1950; Докл. АН СССР, т. 72, № 3, 1950.
11. Г. Л. Гродзовский. Оптимальная форма теплопроводящих ребер, охлаждаемых излучением. Изв. АН СССР, ЭиА, № 6, 1962.
12. Б. И. Королев. Основы вакуумной техники. Госэнергоиздат, 1957.
13. Kreith F. «Radiation Heat Transfer». Int. Textb. Co, 1962.
14. Маккей Д. Б. Конструирование космических силовых установок. «Машиностроение», 1966.
15. Е. Спэрроу [и др.]. Статьи в журнале «Теплопередача»: С 83, № 2 и № 4, 1961; С 84 № 1, 1962; С 85 № 2 и № 3, 1963.
16. Г. Гребер, С. Эрк, У. Григуль. Основы учения о теплообмене. ИЛ, 1958.
17. П. Круз, Л. Макпаулин, Р. Макквистан. Основы инфракрасной техники. Воениздат МО СССР, 1964.
18. J. A. Platopop. «Теплопередача». Сер. С, т. 84, № 4, 1962.
19. А. Л. Стасенко. Изв. АН СССР, ЭиТ, № 1, 1965.
20. Г. А. Жоров. «Заводская лаборатория», № 4, 1963.
21. В. А. Осипова. Экспериментальное исследование процессов теплообмена. «Энергия», 1964.
22. М. А. Брамсон. Инфракрасное излучение нагретых тел. «Наука», 1964.
23. V. Gebhart. Heat Transfer. Mc. Graw-Hill Book Company, Inc., 1961.
24. А. Р. Гордон, Г. Ф. Мучник. Теплофизика высоких температур. Т. 2, № 2, 1964.
25. R. L. Chambers, E. V. Somers. Trans ASME, С 81, 1959.
26. Ю. П. Шлыков. «Теплоэнергетика», № 10, 1965.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Термины, используемые в пособии . . . . .	3
Предисловие . . . . .	5

### **1. Тепловые режимы летательных аппаратов в космосе**

§ 1. О переходе от атмосферы к космосу. Понятие «космос» . . . . .	7
§ 2. Об источниках внешнего теплового облучения в космосе . . . . .	13
§ 3. Некоторые примеры определения теплового облучения летательных аппаратов планетами . . . . .	20
§ 4. Возможные тепловые режимы космического летательного аппарата (без внутреннего энерговыделения) . . . . .	25

### **2. Возможные параметры холодильников-излучателей для различных задач и их особенности**

§ 1. О количестве тепла, отводимого от летательного аппарата в космосе . . . . .	38
§ 2. Основные положения расчета простейшего холодильника-излучателя . . . . .	45
§ 3. Параметры излучателей космических энергетических установок различных типов . . . . .	55
§ 4. Об использовании в космосе холодильных установок и их параметрах . . . . .	78
§ 5. О выборе типа теплоносителя в контуре холодильника-излучателя . . . . .	88

### **3. Общие законы теплового излучения**

§ 1. Основные закономерности теплового излучения . . . . .	94
§ 2. Степень черноты и ее возможные значения . . . . .	101
§ 3. Угловые коэффициенты . . . . .	110
§ 4. Методы расчета лучистого теплообмена . . . . .	122



§ 5. Точные методы расчета лучистого теплообмена . . . . .	135
§ 6. Вопросы моделирования при испытаниях в вакуумной камере . . . . .	141
 <b>4. Схемы холодильников-излучателей и их особенности. Применяемые материалы</b>	
§ 1. Возможные схемы и формы холодильников-излучателей . . . . .	150
§ 2. Основные соображения по выбору материалов для излучателей . . . . .	159
§ 3. Метеоритная опасность в космосе и ее влияние на параметры холодильников-излучателей . . . . .	163
 <b>5. Методы расчета основных элементов холодильников-излучателей</b>	
§ 1. Расчет излучающих ребер . . . . .	180
§ 2. Расчет элементов холодильников-излучателей с ребрами и перемычками . . . . .	198
§ 3. Расчет ленточного излучателя . . . . .	212
Приложения . . . . .	219
Литература . . . . .	238

Олег Николаевич Фаворский  
Яков Соломонович Каданер

#### Вопросы теплообмена в космосе

Редактор В. А. Титова  
Художеств. редактор Н. К. Гуторов  
Художник В. З. Казакевич  
Технический редактор Т. Д. Гарина  
Корректор Е. К. Штурм

Т-11074. Сдано в набор 18/XI-66 г. Подп. к печати 23/VIII-67 г. Формат 60×90<sup>1/16</sup>. Объем 15 печ. л. 12,05 уч.-изд. л. Изд. № стд/32. Тираж 4000 экз. Заказ 891.  
Цена 67 коп.

Тематический план издательства «Высшая школа» (вузы и техникумы) на 1967 г. Позиция 110.

Москва, К-51, Неглинная ул., 29/14,  
издательство «Высшая школа»

Ярославский полиграфкомбинат Главполиграфпрома Комитета по печати при Совете Министров СССР  
Ярославль, ул. Свободы, 97.