

**УСТАНОВКИ  
ДЛЯ НЕПОСРЕДСТВЕННОГО  
ПРЕОБРАЗОВАНИЯ  
ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ  
В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ**

**О. Н. ШАВОРСКИЙ**



О. Н. ФАВОРСКИЙ

# УСТАНОВКИ ДЛЯ НЕПОСРЕДСТВЕННОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ

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



ИЗДАТЕЛЬСТВО «ВЫСШАЯ ШКОЛА»  
МОСКВА—1965

*Рецензенты:*

Кафедра ТОТ ЛПИ им. Калинина,  
чл.-корр. АН СССР **А. М. Люлька**,  
канд. техн. наук **М. И. Перловский**,  
докт. техн. наук **Г. А. Варшавский**,  
инж. **И. М. Вишнепольский**.

*Олег Николаевич Фаворский*

**Установки для непосредственного преобразования  
тепловой энергии в электрическую**

*Художник А. И. Осминин*

*Редактор М. Ф. Бурлак*

*Художественный редактор Н. К. Гуторов*

*Технический редактор Э. М. Чижевский*

*Корректор А. Н. Видревич*

---

Т-10893. Сдано в набор 6/IV 1965 г. Подп. к печати 22/X 1965 г. Формат 60×90<sup>1/16</sup>. Объем 18 печ. л.  
Уч.-изд. л. 16.31. Изд. № стел-28. Тираж 5000 экз. Зак. 2062. Цена 67 коп.

Москва, И-51, Неглинная ул., д. 29/14,  
Издательство «Высшая школа»

Сводный тематический план 1965 г. учебников  
для вузов и техникумов  
позиция № 458

---

Типография им. Анохина  
Управления по печати при Совете Министров Карельской АССР  
г. Петрозаводск, ул. «Правды», 4.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящее время уже не только в научно-исследовательских организациях, но и в отдельных отраслях промышленности ряда стран начаты работы по исследованию возможностей использования и по применению разных типов установок, позволяющих превращать тепловую энергию непосредственно в электрическую. Однако разработка установок непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую (УНП) находится пока в начальной стадии развития. Ясны лишь основные направления предстоящих работ, созданы немногочисленные, главным образом экспериментальные маломощные установки.

Тем не менее в силу больших перспектив новое направление развития энергетики требует подготовки соответствующих кадров. Причем подготовки не только исследователей, разрабатывающих отдельные вопросы физики применительно к установкам непосредственного преобразования, но и значительного числа инженерно-технических работников, которые должны проектировать, изготовлять и доводить в первую очередь разнообразные экспериментальные стенды, а затем опытные и серийные агрегаты.

Задачей настоящего курса является введение студентов старших курсов соответствующих специальностей и инженерно-технических работников, осваивающих эту область техники и не имеющих специальной подготовки, в круг большого числа проблем, возникающих в установках непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую. При этом как объем курса, определенный программой в 42 лекционных часа, так и уровень разработок ряда вопросов привели к необходимости лишь сравнительно поверхностного, вводного изложения ряда рассматриваемых вопросов. Данная дисциплина складывается из отдельных разделов, по части которых нет специальных учебников или пособий, а имеются лишь отдельные статьи и заметки, требующие достаточно глубоких знаний, трудные для широкого круга студентов и технических работников. В задачи курса входит не только изложение основ работы главного узла разных

типов установок для непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую (преобразователя — генератора), но и рассмотрение особенностей установок в целом.

В связи с широким кругом вопросов, приведенных в пособии, а главным образом ввиду его учебного характера, ряд положений рассматривается весьма упрощенно.

Работа любого типа установок с непосредственным преобразованием тепловой энергии в электрическую осуществляется в соответствии с основными законами термодинамики. Это определяет наличие следующих основных частей — агрегатов: источника энергии (тепла), генератора (преобразователя) и холодильника (устройства для отвода отработанного тепла). В установках достаточно большой мощности в качестве дополнительного агрегата вводится система одного или нескольких теплоносителей. Последняя необходима для интенсификации передачи тепла между перечисленными выше агрегатами по сравнению с простейшим случаем — передачей тепла путем теплопроводности. Эта система, естественно, должна быть снабжена насосами (или компрессорами) для прокачки теплоносителя. Взаимодействие всех указанных агрегатов и определяет свойства установки в целом.

В настоящей работе основное внимание обращено на рассмотрение преобразователей энергии (тепла), их влияния на параметры и свойства установок, возможных схем установок и их особенностей, а также выбора теплоносителя в замкнутых контурах. В обзорном виде рассмотрены источники энергии и насосы для перекачки теплоносителя. Совершенно не приводятся вопросы, связанные с расчетом и созданием холодильников. Это связано с тем, что в установках с разомкнутым (открытым) рабочим циклом, т. е. использующих внешнюю среду (например, воздух), холодильник как бы исчезает из схемы установки, ибо его заменяет сама внешняя среда. В установках же с замкнутым циклом и отводом тепла из цикла с помощью внешней жидкой или газообразной среды используются теплообменники, обычно детально рассматриваемые в специальных курсах по теплообмену. Для установок, в которых отвод тепла из цикла осуществляется излучением (это специфика космических установок), должны быть использованы специальные холодильники-излучатели. Такие излучатели до сих пор в учебной литературе не рассматривались, ибо практический интерес к ним возник лишь с развитием техники космических полетов. Изучение излучателей является более узкой задачей, чем поставленная в данном курсе, ей посвящено отдельное, подготавливаемое в настоящее время учебное пособие, и поэтому в настоящей работе этот вопрос не рассматривается.

Необходимость использования во всех основных разделах курса некоторых общих положений отдельных разделов физики

(строение веществ, электротехника и др.) говорит о целесообразности введения в пособие специальной главы, посвященной изложению основных физических положений.

Настоящее учебное пособие, насколько известно автору, является первым пособием подобного рода и, конечно, не лишено ряда недостатков. На некоторые из них указывали рецензенты, и их автор старался устранить. Ввиду того что накопленный опыт в данной отрасли техники еще невелик и непрерывно пополняется и расширяется, содержание и объем курса нельзя считать установившимися. Автор просит все замечания, которые возникнут у читателя, направлять в адрес издательства, чтобы учесть их в дальнейшей работе над курсом.

Автор приносит благодарность рецензентам: чл.-корр. АН СССР А. М. Люльке и канд. техн. наук М. И. Перловскому; докт. техн. наук Г. А. Варшавскому и ведущему конструктору И. М. Вишнепольскому; проф. докт. техн. наук К. И. Страховичу и возглавляемому им коллективу кафедры теоретических основ теплотехники ЛПИ им. Калинина, а также прорецензировавшим отдельные главы рукописи и сделавшим ряд ценных замечаний канд. техн. наук Е. И. Янтовскому, А. П. Ландсману, И. Б. Рубашеву и другим и инженерам В. С. Романычеву и М. И. Иващенко. Автор выражает признательность чл.-корр. АН СССР А. Е. Шейндлину, проф. докт. техн. наук И. И. Палееву и канд. техн. наук А. В. Губареву за замечания по плану-проспекту книги.

Данное пособие подготовлено автором на основании части материалов курса, который он читает в МФТИ с 1960 г., и главным образом на основе специального курса, прочитанного в МВТУ им. Баумана в 1962 г.

Кроме работ, приведенных в списках литературы по главам, в пособии использованы большое число статей, заметок или отдельных данных из отечественной и зарубежной периодической технической литературы.

---

## ГЛАВА I

### ВВЕДЕНИЕ

Вопросы развития энергетики, которые имеют определяющее значение в создании материально-технической базы коммунизма, всегда стояли в центре внимания Коммунистической партии Советского Союза и Советского государства. Так, например, XX съезд КПСС в решениях фиксировал внимание на проблеме непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую как наиболее перспективном пути развития энергетики. XXII съезд КПСС выдвинул грандиозную программу увеличения производства электроэнергии в нашей стране. В связи с этим открытие новых источников энергии и способов прямого преобразования тепловой, ядерной, солнечной и химической энергии в электрическую наряду с необходимостью решения проблемы управления термоядерными реакциями отнесено к определяющим областям технического прогресса и в Программе КПСС (Программа КПСС. Изд-во «Правда», 1961, стр. 126).

Подобного типа работы имеют не только самостоятельное значение (они дают новые, простые и надежные источники энергии для решения большого числа проблем, из которых немало имеют задачи успешного освоения космоса), но и чисто экономическое. Так, например, в статье «Наука и коммунизм» («Правда» от 1 ноября 1963 г.) вице-президент АН СССР М. В. Миллионщиков, отмечая большую важность установок непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую, пишет: «При успешном решении проблемы МГД генераторов коэффициент полезного действия тепловых станций может быть повышен до 50% и даже несколько выше».

Исторически направление развития энергетики неразрывно связано с используемым рабочим телом. Действительно, воду, явившуюся первым источником механической энергии, заменил водяной пар. Развитие теплотехники позволило с ростом реализуемого уровня температур перейти от водяного пара к газу.

А на смену газу с введением установок непосредственного преобразования приходит электронный газ, являющийся или составной частью рабочего тела (плазменного потока) в магнитогазодинамических генераторах, или непосредственным носителем тока в термоэлектронных или полупроводниковых (термо- и фотоэлектрических) генераторах электроэнергии. Можно считать, что электронный газ является рабочим телом для всех видов установок непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую (под широким термином «тепловой» понимается и лучистая энергия).

На современном этапе развития техники установки для непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую пока еще не очень высокоэффективны, дороги, и их применение наиболее существенно в космической технике. Однако нет сомнений, что по мере развития установки непосредственного преобразования прочно войдут в жизнь не только в виде солнечных генераторов, установок, утилизирующих тепло других энергетических устройств с помощью полупроводниковых генераторов, но и в виде разного рода стационарных и транспортных установок.

#### **§ 1.1. ВОЗМОЖНЫЕ СХЕМЫ ГЕНЕРАТОРОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ**

Рассмотрим известные принципиально возможные схемы генераторов электрической энергии. И для большей наглядности и преемственности начнем с хорошо известных машинных электрогенераторов, использующих механическую энергию.

1. При пересечении проводником электрического тока магнитных силовых линий (рис. 1, 1,а) свободные электроны  $e$  в нем под действием возникающей при этом силы получают общее упорядоченное движение вдоль проводника, образуя тем самым электрический ток. На этом принципе можно создать простейший генератор электрической энергии, превращающий механическую энергию движения в электрическую.

2. Это явление можно рассматривать обращенным так, чтобы вращающееся магнитное поле пересекало неподвижные проводники (рис. 1, 1,б), что также наводит в них ток. Данный принцип создания электрогенератора является в практике наиболее распространенным.

3. Движение проводника или магнитного поля может быть прерывистым. Так, известны способы получения электроэнергии в результате колебательного движения проводника (в виде мембраны или одного из наконечников замкнутого магнитопровода, рис. 1.1,в). В последнем случае при колебаниях меняется вели-



чина магнитного зазора, и в обмотке возникает ток (это схема применяемого на практике генератора низкой частоты).

4. В технике известен пьезоэлектрический генератор (рис. 1.1, з). Принцип его действия основан на следующем. Кристаллы часто состоят из чередующихся положительных и отрицательных ионов. При отсутствии магнитных полей внутренняя структура

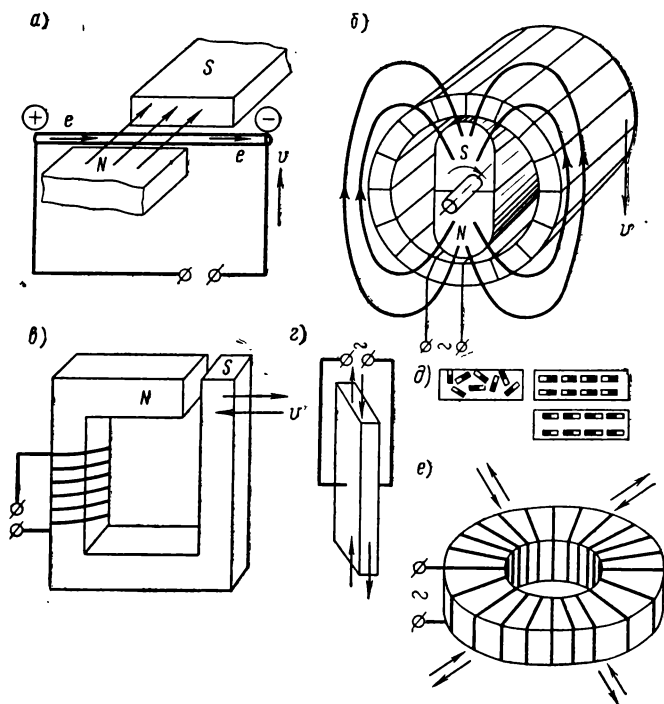


Рис. 1.1. Схемы механических генераторов электрической энергии

вещества характеризуется отсутствием направленной ориентации диполей, образованных ионами (рис. 1.1, д, слева). При деформации в некоторых кристаллах (например, кварца, сегнетовой соли, турмалина и др.) возникает ориентированная структура диполей (см. рис. 1.1, д, справа), а вместе с тем — и разность потенциалов. При частоте сжатий от 10 до 100 тыс. колебаний в секунду с  $1 \text{ см}^2$  можно получить ток мощностью до 10 вт при очень высоком к. п. д. (до 90%).

5. Еще один тип генератора основан на интересном эффекте, названном магнитострикцией. При намагничивании некото-

рые металлы (например, никель, кобальт, их сплавы) изменяют свои размеры. Рассматривая это явление обращенным в кольцевом куске металла (см. рис. 1.1,е), можно пульсирующим воздействием получить электрический ток. Следует отметить, что этим методом, как и методом, описанным в пункте 3, тоже получают ультразвук.

Все приведенные выше схемы генераторов основаны на превращении механической энергии в электрическую. Они требуют создания специальных движущихся механических устройств со всеми присущими им недостатками (необходимость смазки

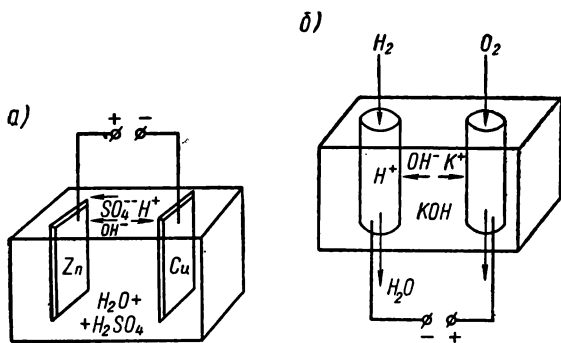


Рис. 1.2. Схемы химических генераторов электрической энергии

и уплотнения подшипников, их охлаждения, большие механические нагрузки в машинах малого удельного веса и др.).

Возможны и другие схемы генераторов электроэнергии, основанные на превращении иных видов энергии в электрическую. Прежде всего вспомним такой широко известный источник энергии, как электрохимические батареи или аккумуляторы.

6. Наиболее известный пример ячейки электрохимической батареи — это медно-цинковый элемент, состоящий из медной и цинковой пластин, помещенных в воду, подкисленную серной кислотой. На них создаются разные потенциалы ( $Zn^+$  и  $Cu^-$ ), и в замкнутой цепи возникает ток. Он переносится в растворе ионами  $H^+$  и  $SO_4^{--}$  (из кислоты),  $H^+$  и  $OH^-$  (из воды),  $Zn^{++}$  и др. (рис. 1.2,а). Постепенно серная кислота электролита замещается сульфитом цинка, и напряжение элемента падает. В батареях обычно применяются другие соединения: свинец, серебро — кадмий и т. п.

Известны два типа батарей: так называемые сухие, которые после выработки электроэнергии выбрасываются, и «мокрые»

(их обычно и называют аккумуляторами), которые можно восстановить, сменив электроды и электролит. Аккумуляторы можно заряжать, пропуская через них ток, с помощью обратимых реакций. Однако накапливают они все же химическую, а не электрическую энергию.

7. В последние годы получены интересные данные по источнику энергии, являющемуся как бы преемником, усовершенствованием и дальнейшим развитием техники аккумуляторных элементов и названному топливным элементом. Схематически устройство одного из возможных типов топливного элемента показано на рис. 1.2,б. При прохождении водорода через пористый электрод, расположенный в баке с раствором КОН, водород реагирует с ионами едкого кали  $\text{OH}^-$ , образуя воду. Электрод при этом заряжается отрицательно. Через второй, тоже пористый электрод пропускается кислород, который восстанавливает ионы  $\text{K}^+$  до КОН, и электрод при этом заряжается положительно. Возникает разность потенциалов, и в замкнутой цепи создается электрический ток. В процессе работы элемента непрерывно расходуются водород и кислород. Известны и другие типы растворов и рабочих тел, дающие подобный эффект. В технической литературе есть сведения, что к. п. д. таких элементов достигает 60% и выше.

В задачу данного курса входит анализ устройств для превращения тепловой энергии в электрическую без промежуточных стадий (в виде механической, химической или каких-либо других видов энергии). Рассмотрим, какие генераторы можно создать при таком подходе.

1. Наиболее простым из подобных генераторов электроэнергии является радиоизотопный, схематически показанный на рис. 1.3,а. Он представляет собой сферу, в центре которой расположено радиоактивное вещество, непрерывно излучающее заряженные частицы, называемые  $\alpha$ -частицами (т. е. ионы гелия  $\text{He}^{++}$ ) или  $\beta$ -частицами (т. е. электроны  $e^-$ ). В зависимости от типа частиц поверхность сферы заряжается либо положительно, либо отрицательно. Этот тип генератора, вообще говоря, нельзя отнести к устройствам непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую. Ведь в нем заряженные частицы возникают за счет внутриядерных сил при распаде ядер. Но это устройство как бы воплощает в себе идеал генератора электрической энергии в смысле простоты ее получения. Его отличительными особенностями являются большие сроки работы, определяемые периодом полураспада радиоактивного изотопа и достигающие многих лет. При этом создается весьма слабый ток высокого напряжения (до 1 млн. в при силе тока  $10^{-10} \div 10^{-6}$  а). Так, например, излучатель стронций-90 дает напряжение  $5 \cdot 10^5$  в при силе тока  $6 \cdot 10^{-9}$  а с источника радиоактивностью в 1 *кюри*, т. е. его мощность составляет  $3 \cdot 10^{-3}$  вт при массе

$5 \cdot 10^{-3}$  г. Его период полураспада 28 лет. Поскольку изотоп излучает  $\beta$ -частицы равномерно во всех направлениях, то, чтобы малая доля электронов поглощалась самим изотопом, толщину слоя изотопа следует ограничивать. Так, для упомянутого выше случая целесообразна толщина слоя около 2,5 мм, позволяющая получать максимальную мощность 0,4 Вт/см<sup>2</sup>. Следует отметить, что для некоторых других изотопов (например, полония-210, кобальта-60 и других, см. далее) удельная мощность может быть более высокой.

Такой же принцип получения энергии может быть применен и при использовании продуктов деления ядра. Осколки деления, несущие, как известно, около 80% всей энергии деления и имеющие средний заряд порядка 20 зарядов электрона, могли бы теоретически создавать разность потенциалов до 4 млн. в. Практически они в оптимальных условиях создают разность потенциалов 1 млн. в при расстоянии между электродами 10 см. Однако создание такого реактора невероятно сложно как по нейтронно-физическим соображениям, так и по организации электрической изоляции с целью предотвращения пробоев, по решению проблемы коммутации и т. п. Тем не менее известен проект установки большой мощности (200 тыс. кВт) с реактором, имеющим активную зону диаметром 3,6 м, с тяжеловодным замедлителем массой 40 000 кг и графитовым отражателем массой 100 000 кг. При малых загрузках урана (порядка 8 кг) и температуре активной зоны 120° С обеспечивается к. п. д. порядка 4 ÷ 5%.

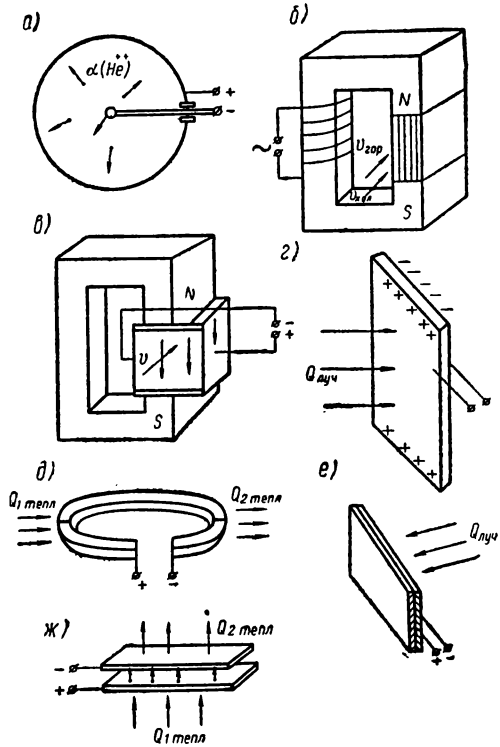


Рис. 1.3. Схемы генераторов электрической энергии, основанных на непосредственном преобразовании тепловой энергии в электрическую

Другими существенными недостатками такого реактора являются: а) необходимость очень частой загрузки делящегося вещества, ибо из-за малой толщины слоев его на пластинах-электродах он быстро расходуется; б) необходимость обеспечения во всем объеме реактора весьма высокого вакуума — порядка  $1 \text{ н/м}^2$ . Однако работы над таким реактором-генератором, как известно из литературы, все-таки ведутся.

Генератор с радиоизотопным реактором обладает двумя существенными недостатками. Во-первых, он, как и реактор деления, является источником биологически вредного излучения и должен быть снабжен специальной и довольно тяжелой защитой, тем большей, чем выше его мощность и чем более  $\gamma$ -радиоактивен изотоп. Во-вторых, мощность такого генератора определяется количеством радиоактивного изотопа, образующегося в основном как побочный продукт в реакторах деления. Было подсчитано, например, что во всех реакторах США можно было бы получать таким путем около 100 квт энергии в день, что, конечно, очень мало. Естественно, что в связи с этим стоимость такого генератора будет очень высокой и ни о каком широком промышленном применении (т. е. в наземной энергетике) этого типа генератора речи быть не может.

2. Постоянные магниты могут менять свое поле под воздействием температуры. На этом свойстве основан генератор, схема которого показана на рис. 1.3,б. Пропуская между полюсами магнита поочередно то горячий, то холодный газ, можно навести электрический ток в обмотке.

3. Гораздо более интересен другой генератор, похожий на предыдущий по схеме. Этот тип генератора, называемый магнитогидродинамическим (МГДГ) подробно разбирается в данной книге (рис. 1.3,в). В нем по каналу между полюсами магнита либо постоянного, либо переменного тока пропускают поток горячего газа (плазмы), имеющего достаточно высокую электропроводность. Воздействие магнитного поля на заряженные частицы плазмы создает перенос частиц к боковым стенкам канала, и тем самым на стенках возникает разность потенциалов. В этой установке уже осуществляется непосредственное преобразование энергии потока в электрическую, однако при этом все же необходимо поддерживать механическое движение в виде струи газа большой скорости. Такой тип генератора, строго говоря, тоже нельзя отнести к устройствам непосредственного превращения тепловой энергии в электрическую. В нем преобразуется в электрическую кинетическая энергия струи. А последняя получается за счет предварительного расширения рабочего тела в специальном разгонном устройстве — сопле — с использованием тепловой энергии газа.

4. Электрическую энергию можно получать в установке по схеме, аналогичной рассмотренной в пункте 3, но с заменой дви-

жущейся плазмы электропроводной жидкостью (например, жидким металлом). В этом случае важно только обеспечить в замкнутом контуре, по которому движется жидкий металл, очень эффективное устройство для его разгона перед генератором. Схема самого генератора имеет вид, представленный на рис. 1.3,в.

5. Переориентация внутренней структуры кристаллов (см. механический генератор, пункт 4) может происходить в некоторых веществах и под влиянием тепловых лучей. Так, кристаллы упоминавшегося выше турмалина реагируют на изменение температуры в миллионную долю градуса. Схема генератора, основанного на этом принципе, приведена на рис. 1.3,г и не требует особых пояснений.

6. Другая схема генератора, использующего тепловую энергию, основана на термоэлектрическом эффекте. Если в замкнутой цепи из разнородных проводников нагреть один их спай и охладить другой (рис. 1.3,д), то между ними возникает разность потенциалов. Такие генераторы будут подробно рассмотрены в книге. Они сейчас уже нашли применение не только в промышленности, но и в быту: например, использование тепла от керосиновой лампы для питания радиоприемника.

7. Явление возникновения тока в полупроводнике при подводе энергии в виде световых квантов используется в так называемых солнечных, или, более правильно, фотоэлектрических, генераторах, схематически показанных на рис. 1.3,е. Под воздействием квантов света (например, солнечного) возникает разность потенциалов между позитивной и негативной частями полупроводника, что обусловлено выбиванием фотонами некоторого количества свободных электронов. Подобные солнечные генераторы стояли на советских спутниках Земли и космических кораблях. Принципы и особенности работы таких генераторов также более подробно будут рассмотрены ниже.

8. Наиболее интересным и по литературным сведениям наиболее перспективным считается термоэлектронный генератор. Другое его название — термоионный, или термоэмиссионный. Такой генератор образуется горячим катодом (эмиттером) и холодным анодом (коллектором), расположенными друг против друга с небольшим зазором в специальном вакуумируемом объеме (рис. 1.3,ж). С ростом температуры эмиттера растет кинетическая энергия его электронов. Они преодолевают силы притяжения их ядрами атомов, вылетают с поверхности и образуют вокруг катода электронное облако. Этот процесс называют термоэмиссией. Пролетев межэлектродный зазор и попав на холодный анод, электроны создают на нем отрицательный потенциал, в то же время катод заряжается положительно. Замыкая цепь, получают электрический ток.

Итак, можно видеть, что из всех рассмотренных схем генераторов, непосредственно преобразующих тепловую энергию

в электрическую, наибольший интерес в настоящее время представляют магнитогазодинамическая, термоэлектронная, термо- и фотоэлектрическая схемы, которые и рассматриваются в данном пособии.

## **§ 1.2. КЛАССИФИКАЦИЯ И ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ УСТАНОВОК НЕПОСРЕДСТВЕННОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ (УНП)**

Наиболее удобно классифицировать возможные схемы УНП прежде всего по источнику тепловой энергии (рис. 1.7,а) и принципу действия преобразователя (рис. 1.4,б). Отметим, что в этой общей схеме каждая подгруппа установок еще дополнительно разбита на отдельные типы по числу контуров, виду теплоносителя и т. п. Из источников энергии ниже будут кратко рассмотрены солнечные и ядерные источники. Очевидно, что эти два типа источников энергии, позволяющие получать электроэнергию практически без расхода топлива (по сравнению с химическими источниками), наиболее заманчивы. Особенно это относится к таким установкам, для которых важны вопросы веса и длительности работы, т. е. в первую очередь к транспортным и космическим установкам. Здесь не будет описываться каждый тип установок. Такое описание приводится для каждой схемы преобразователя в соответствующей главе пособия.

Отметим возможные области применения УНП с указанными выше (как наиболее интересными) преобразователями. Обоснование этому будет вытекать из возможных параметров преобразователей, рассматриваемых в курсе.

1. УНП с МГДГ. Такие установки на газообразном и двухфазном рабочих телах принципиально требуют для высокой эффективности большой полезной мощности (сотни тысяч и миллионы киловатт). Они могут применяться как на наземных станциях большой мощности, так в перспективе и на космических электростанциях. На рис. 1.5 показан график эффективности применения УНП с МГДГ в промышленных электростанциях. Сравнивая возможные к. п. д. УНП с МГДГ с к. п. д. установок других типов, можно видеть, что УНП с МГДГ открывают перспективы получения более высоких, чем в современных электростанциях, к. п. д., хотя и не достигают к. п. д. паротурбинной установки. Долгое время температура пара и газа в энергетических станциях ограничивалась качеством материалов на уровне 400—800° С. Однако сейчас имеются жаропрочные материалы, выдерживающие большие температуры, а это расширяет возможности энергетики. В обычных энергетических установках форсирование температуры лимитирует вращающийся агрегат — турбина. В то же время температура, получаемая в камерах сгорания, весьма велика, а температура, получаемая в ядерных реакторах, из года в год возрастает. Так, из литературы известно, например,



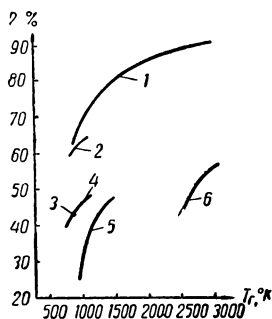


что уже сейчас Дрезденский реактор имеет температуру в центре активной зоны до  $2000^{\circ}\text{C}$ . Следовательно, нужно рассматривать возможность использования таких и даже более высоких температур. Как следует из рис. 1.5, введение МГДГ в дополнение к установке с обычным турбинным циклом дает возможность поднять к. п. д. на  $10 \div 12\%$ . При этом, однако, экономический выигрыш не будет, очевидно, пропорционален к. п. д. Это связано с тем, что затраты на создание электростанции с МГДГ должны быть большими, чем затраты на создание станции с паровой базой. Кроме того, затраты на топливо не являются единственными при эксплуатации. Финансовый баланс для тепловых станций, по данным одной из американских фирм, в тысячных долях доллара на  $1 \text{ кВт} \cdot \text{ч}$  составляет:

топливо — 2,8	налог — 4
зарплата — 3	амортизация — 1,7
эксплуатационные расходы — 1,7	доход — 3,7
Всего — 16,9	

Экономия в топливе от введения МГДГ можно ожидать  $10 \div 12\%$ . Следовательно, фактический экономический выигрыш от применения МГДГ невелик и составляет всего несколько процентов. Вместе с тем рабочие температуры в УНП с МГДГ весьма высокие, и сложность создания таких станций очевидна. Однако для установок очень большой мощности и вероятнее всего для установок, основанных на термоядерном источнике энергии, УНП с МГДГ могут стать незаменимыми, ибо малая плотность плазмы, нужная в термоядерном реакторе, целесообразна и в МГДГ (см. гл. IV).

2. УНП с термоэлектрическим генератором наиболее рациональны при малой и средней мощности (до тысяч киловатт и менее). Они могут широко использоваться в народном хозяйстве и сейчас уже применяются, правда, еще при очень малой



мощности (сотни ватт), например, как источники энергии на космических кораблях. В перспективе же такие установки могут быть использованы и на промышленных, наиболее вероятно, вспомогательных, транспортабельных электростанциях в комбинации (путем введения так называемых последова-

Рис. 1.5. Графики полных к. п. д. мощных электростанций:

1 — цикл Карно; 2 — паротурбинный цикл; 3 — современные станции; 4 — паровой цикл; 5 — газовый замкнутый цикл; 6 — МГД — паровой цикл

тельных каскадов) с другими устройствами, ибо собственный возможный их к. п. д. невелик (см. гл. IV).

3. УНП с термоэлектронным генератором наиболее перспективны. Они могут создаваться для любых мощностей и применяться во всевозможных условиях. Хотя они требуют довольно высоких температур — порядка  $1500^{\circ}\text{K}$  и выше, их быстрое развитие несомненно.

4. УНП фотоэлектрического типа уже сейчас применяются в народном хозяйстве в южных районах нашей страны и за рубежом, хотя и при небольшой мощности (до одного киловатта), но их дальнейшее развитие несомненно. Такие установки хорошо себя зарекомендовали на искусственных спутниках Земли, где они надежно работали в течение  $1 \div 1,5$  года.

Итак, из изложенного можно установить, что космическая энергетика сейчас является основной эффективной областью применения установок непосредственного преобразования. Это связано с очень большой стоимостью каждого киловатт-часа в условиях работы спутников и космических кораблей. Так, например, стоимость подъема одного килограмма груза на орбиту над Землей на высоту  $500\text{ км}$  составляет  $30$  тыс. долларов, а на высоту  $35$  тыс.  $\text{км}$  —  $180$  тыс. долларов. В то же время вес энергетических установок весьма велик даже при применении ядерных источников энергии. В случае использования химических источников энергии обеспечение длительной работы энергетических станций требует чудовищного веса аккумуляторов или топлива. Для примера укажем, что обычный транспортабельный энергетический агрегат (поршневой двигатель — электрогенератор) с к. п. д.  $30\%$ , мощностью  $1\text{ кВт}$  расходует около  $5\text{ кг}$  топлива и воздуха в час, т. е. для работы такой станции на спутнике Земли в течение месяца понадобится  $3,5\text{ т}$  топлива и воздуха. Поэтому решение даже ряда исследовательских и практических задач, требующих не очень мощных энергетических станций на орбитах около Земли (например, осуществление телевизионной трансляции, всемирной радиосвязи и т. п.), с помощью обычных химических источников энергии недопустимо дорого, тем более, что такие установки должны работать весьма длительное время (год и более). Вместе с тем задачи космической энергетике даже на ближайшие годы требуют значительных мощностей. Для примера укажем данные двух планируемых в США Комитетом NASA станций, запускаемых на орбиту высотой  $250 \div 500\text{ км}$  с помощью ракеты «Сатурн»:

1) станция 1967 г. с экипажем  $3 \div 6$  человек, имеющая размеры  $10 \times 7\text{ м}$ , должна иметь энергоустановку мощностью  $2 \div 5\text{ кВт}$ ;

2) станция 1969—1970 гг. с экипажем  $12 \div 30$  человек, имеющая размеры  $45 \times 6\text{ м}$ , должна иметь энергоустановку мощностью  $12 \div 35\text{ кВт}$ .

Для станций такой мощности использование химических источников энергии будет еще более дорогим.

В связи с изложенным очевидно, что при оценке применения разного рода УНП в качестве источника энергии для космических аппаратов удобно пользоваться понятием не абсолютной, а удельной массы, т. е. массы, приходящейся на 1 кВт полезной мощности. На рис. 1.6 сравниваются массовые данные некоторых типов энергетических космических установок в координатах удельная масса — мощность, что позволяет установить целесообразные области применения различных типов установок. Показанное соотношение между установками разных типов в значительной мере определяется возможной величиной их к. п. д.

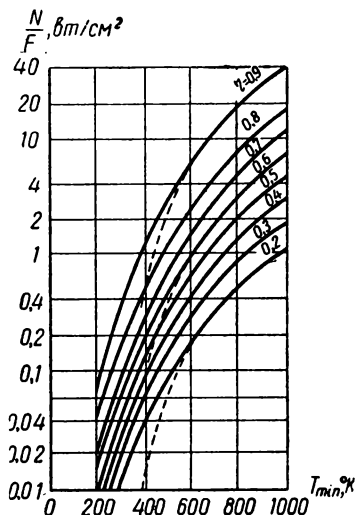


Рис. 1.7. Удельная полезная мощность, обеспечиваемая в установке единицей поверхности излучателя:

— без учета солнечного облучения,  
 --- с учетом солнечного облучения

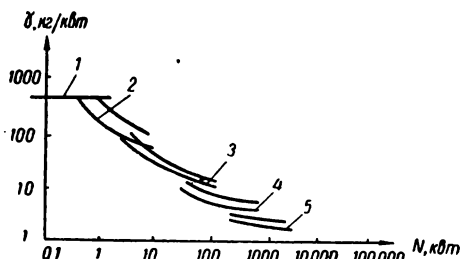


Рис. 1.6. Зависимость удельного веса космических энергетических установок с ядерным реактором от мощности (верхние кривые — с защитой, нижние — без защиты):

1 — фотоэлектрические; 2 — термоэлектрические; 3 — турбогенераторные со ртутью; 4 — турбогенераторные с калием; 5 — термоэлектрические

и температурой рабочего тела в цикле, определяющей сброс отводимого из цикла тепла в космос. Так как это тепло отводится только излучением, то проблема сброса тепла в космосе является важной, и размеры и вес устройства для сброса тепла в общем весовом балансе весьма велики. Рис. 1.7 иллюстрирует влияние к. п. д.  $\eta$  цикла и минимальной температуры в цикле  $T_{\min}$  на полезную мощность, получаемую при отводе тепла излучением. Можно видеть, что для эффективных устройств, т. е. устройств с малым весом, имеющих большие значения отношения полезной мощности к площади холодильника-излучателя  $\frac{N}{F}$ , влияние к. п. д. и температуры очень велико. Эти кривые позволяют установить, что в условиях солнечного облучения данные устройства для сброса тепла ухудшаются

(см. пунктирные кривые на рис. 1.7). Особенно резко такое облучение сказывается при низких температурах ( $T \leq 600^\circ \text{K}$ ). Для иллюстрации требующихся значений площади излучателя приведем типичные данные некоторых разработанных в США космических установок (табл. 1.1).

Таблица 1.1

**Некоторые данные космических установок США**

Название установки	Мощность, <i>квт</i>	Полная масса, <i>кг</i>	Площадь холодильника-излучателя $F_x$ , <i>м<sup>2</sup></i>
SNAP—10 <sup>1</sup>	0,3	136	1
SNAP—2	3	270	10
SNAP—8	30	630	37

<sup>1</sup> SNAP—космическая ядерная вспомогательная энергетическая установка.

Все эти установки должны работать в течение года. Отметим, что применение в них ядерного реактора вызывает необходимость защиты приборов от излучения реактора, нарушающего их работу, масса которой составляет от 45 до 100 кг. Для предохранения же от излучений человека масса защиты должна быть увеличена до 1000 кг.

Уже упоминавшиеся рис. 1.6 и табл. 1.2 характеризуют принципиальные возможности некоторых типов космических энергоустановок и одновременно позволяют сравнить их с установкой, использующей механический электрогенератор (широко известной обычной паротурбинной установкой) и приспособленной к работе в космосе. Кроме того, указанные данные служат подтверждением описанным выше областям применения установок.

В эту таблицу включены данные некоторых проработанных установок при конкретных значениях мощности, четко показывающие общую тенденцию снижения удельного веса всех типов установок с ростом мощности.

Другая характеристика области целесообразного применения разного рода установок в космосе в координатах мощность— время работы показана на рис. 1.8,а. Кривые построены при условии выбора установок наименьшего веса с учетом расхода топлива при заданной мощности. Эти кривые также подтверждают все изложенное выше. На рис. 1.8,б показана тенденция развития энергетических установок для спутников и космических ракет США.

Сравнение разных типов космических энергетических источников

Вид преобразователя	Возможная мощность и тип источника энергии	Удельная масса, кг/квт (эл.)	Расчетный к. п. д., %	Конкретные примеры					
				Удельная масса					Общая энергия, кат/кг
				Мощность, кат	реактора, кг/квт(тепл.)	излучателя, кг/квт (тепл.)	преобразователя, кг/квт (эл.)	общая, кг/квт (эл.)	
Термоэлектрический	Для ватт — радиоизотопы, для сотен ватт ÷ киловатт — ядерный реактор	60÷20	3÷10	1 5	0,5	60	243	4,1	
				100 2	0,1	20	62	160	
Термоэлектронный	Для ватт ÷ 1 кат — солнечный, далее до тыс. кат — ядерный реактор	15÷1	10÷30	10 0,6	0,3	10	190	26	
				1000 0,2	0,05	1	3,5	5 700	
МГДГ	Для 10—200 тыс. кат	2÷0,1	10÷30	200 000	0,02	0,02	0,2	0,4	125 000
Турбогенераторный	От нескольких кат и выше	10÷1	5÷25	500	0,15	0,1	2	5,1	1 950
				20 000	0,04	0,03	1	1,3	38 000

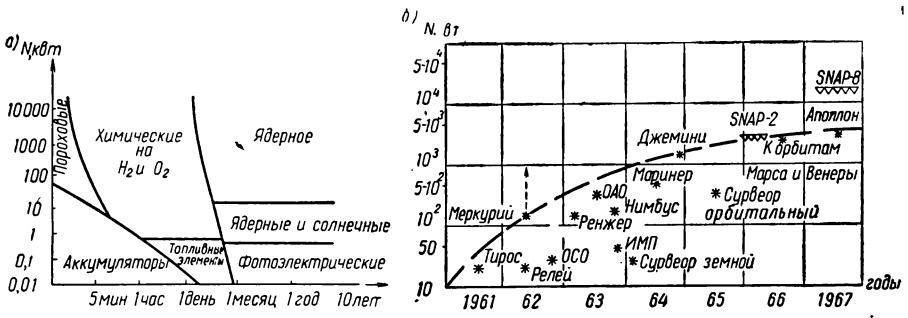


Рис. 1.8. Области применения космических установок различных типов: а) по времени работы; б) по годам

### § 1.3. ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ ДЛЯ УСТАНОВОК НЕПОСРЕДСТВЕННОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Из указанных в § 1.2 источников энергии (тепла) не будем останавливаться на особенностях наиболее широко употребляемого и известного химического источника тепла — топлива, сжигаемого в камере сгорания, а лишь кратко укажем основные особенности двух других типов источников тепла: солнечного и ядерного. Это позволит установить специфику установок с такими энергетическими источниками, а также указать некоторые условия работы и ограничения, накладываемые ими.

#### А. Солнечный источник энергии

Известно, что Солнце за миллиард лет расходует примерно 1% запасенной в нем энергии. Земля получает от Солнца всего одну полумиллионную долю излучаемого им тепла, причем 40% этого тепла отражается атмосферой. Тем не менее на поверхность Земли от Солнца поступает огромная энергия — около  $10^{18}$  кВт·ч в год. Плотность потока солнечной энергии за пределами земной атмосферы у Земли составляет  $q = 1,4$  кВт/м<sup>2</sup>, а вблизи земной поверхности на экваторе достигает примерно 1 кВт/м<sup>2</sup>. Средняя годовая плотность солнечной энергии  $q$  на горизонтальной поверхности Земли в зависимости от широты местности равна  $0,1 \div 0,2$  кВт/м<sup>2</sup>. В этих цифрах 80% составляет прямое солнечное излучение, а 20% — рассеянный поток от атмосферы. Величина потока тепла  $q$  меняется в зависимости от географической широты, облачности, времени суток и угла наклона воспринимающей поверхности к горизонту. Изменение максимальной величины теплового потока  $q$  для 45° северной широты в течение суток приведено на рис. 1.9. На рис. 1.10 показан закон необходимого изменения угла наклона к горизонту системы приемников, следящих за Солнцем в течение года в наших широтах.

Простейшим приемником солнечного тепла является плоская поверхность. Большую плотность теплового потока и поэтому большую температуру стенок приемника дают концентраторы (устройства со специально профилированными стенками-зеркалами), направляющие собираемые лучи на солнечный коллектор (см. рис. 1.11). Коэффициент концентрации солнечных лучей  $n$ , равный отношению полученного на коллекторе теплового потока к солнечному потоку  $q$ , падающему из пространства, достигает 80 для простейших двухмерных (в форме корыта — рис. 1.11) концентраторов. У трехмерных параболических зеркал коэффициент концентрации  $n$  доходит до 2000. Достижению больших значений коэффициента концентрации  $n$  препятствует, с одной стороны, предельно возможная точность изготовления больших

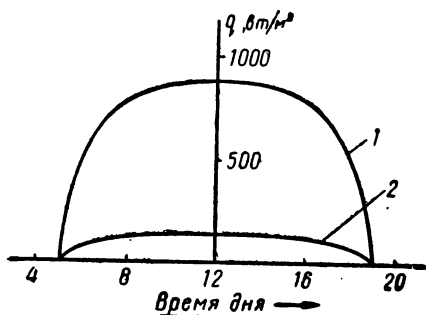


Рис. 1.9. Изменение плотности солнечного потока по времени суток: 1 — в ясный день; 2 — в пасмурный день

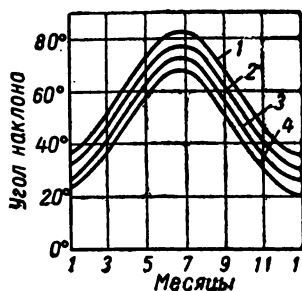


Рис. 1.10. Изменение оптимального угла наклона коллектора в течение года: 1 — 30° с. ш.; 2 — 35° с. ш.; 3 — 40° с. ш.; 4 — 45° с. ш.

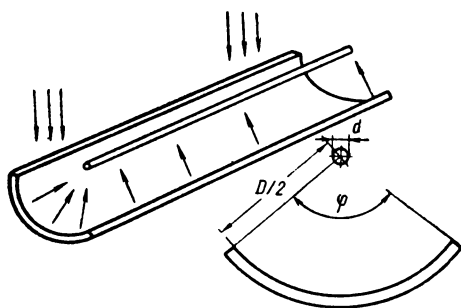


Рис. 1.11. Корытообразный (двухмерный) коллектор

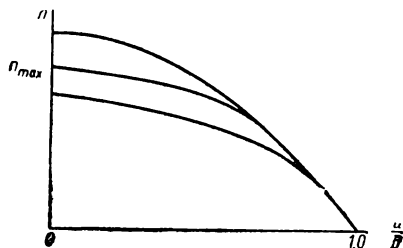


Рис. 1.12. Зависимость степени концентрации от отношения диаметров приемника и зеркала при разных качествах поверхности

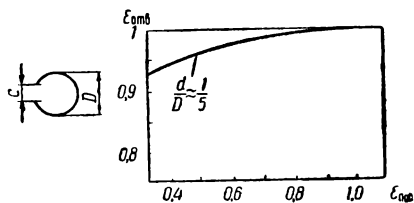


Рис. 1.13. Зависимость степени черноты отверстия от степени черноты поверхности

зеркал, а с другой — тот факт, что солнечные лучи идут не из одной точки. Мы видим Солнце с Земли под углом приблизительно  $30'$ , а это дает размытие фокального пятна на приемнике тем больше, чем при том же приемнике больше площадь концентратора. Поэтому в зависимости коэффициента концентрации  $n$  от отношения диаметров приемника  $d$  и зеркала  $D$  наступает своего рода насыщение (рис. 1.12).

Сам приемник солнечного тепла часто делают в виде полого шара с отверстием. Подобная конструкция, как известно, является моделью абсолютно черного тела, даже если при этом внутренняя поверхность шара имеет степень черноты, заметно отличную от единицы. Из рис. 1.13 можно, например, установить, что при степени черноты поверхности шара  $\epsilon_{\text{пов}} = 0,4 \div 0,5$  приемник обеспечивает поглощение луча света со степенью черноты  $\epsilon_{\text{отв}} = 0,95$ . Заметим, что для наиболее «черных» тел, например для сажи, коэффициент черноты равен  $\epsilon = 0,96$ . Для металлов же при высоких температурах (около  $1000^\circ\text{C}$ ) реальная степень черноты составляет  $\epsilon = 0,4 \div 0,6$ . Качество устройств для концентрации и приемки солнечной энергии определяют величиной коэффициента полезного действия, который можно представить в виде произведения к. п. д. зеркала и к. п. д. концентратора:  $\eta_{\text{с.к}} = \eta_{\text{з}} \eta_{\text{п}}$ , где в свою очередь к. п. д. зеркала  $\eta_{\text{з}}$  равен отношению энергии, падающей на приемник, к энергии, падающей на зеркало. А к. п. д. приемника  $\eta_{\text{п}}$  равен отношению энергии, отводимой от приемника, к энергии, падающей на него. К. п. д. зеркала определяется, как уже говорилось, его качеством и требуемым коэффициентом концентрации  $n$ . В к. п. д. приемника определяющим фактором является главным образом температура стенок приемника  $T$ . Поскольку отраженное от приемника тепло возрастает с ростом температуры в четвертой степени, то для каждой температуры приемника существует свой предельный к. п. д. и своя как бы предельная степень «усвоения» солнечной энергии. При этом, конечно, чем выше степень концентрации, тем ниже полный к. п. д. На рис. 1.14 показаны типичные кривые зависимости к. п. д. коллектора от температуры приемника и коэффициента концентрации  $n$  в условиях космоса. На рис. 1.15 приведены результаты (кривая 1) оптимизации кривых, изображенных на рис. 1.14, в зависимости от температуры приемника. Кривая 2 — то же в земных условиях.

Для больших концентраций, кроме того, особенно важное значение имеет правильность ориентации поверхности зеркал к Солнцу. Даже малые отклонения сильно снижают полный к. п. д. коллектора. Так, на рис. 1.6 даны графики изменения относительного к. п. д. приемника  $\eta_{\text{п}}$  (по отношению к идеальному к. п. д.  $\eta_{\text{п}}$ ) в зависимости от угловой ошибки в направлении к Солнцу при двух углах раскрытия зеркал (обозначение угла  $\phi$  см. на рис. 1.11).



Из приведенных общих соображений ясно, что осуществление эффективной концентрации и приемки солнечной энергии — достаточно сложная задача, связанная к тому же с рядом ограничений.

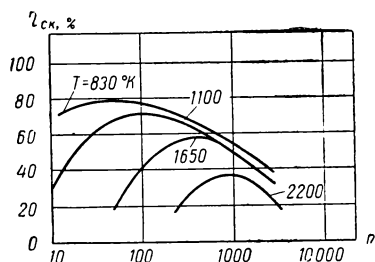


Рис. 1.14. Влияние температуры приемника и степени концентрации на к. п. д. солнечного коллектора в космосе

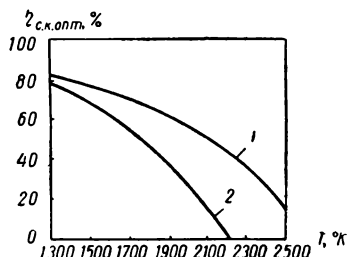


Рис. 1.15. Влияние температуры на к. п. д. оптимального коллектора

В качестве примеров конструктивного выполнения концентратора приведем концентратор отечественной наземной установки Энергетического института Академии наук СССР (ЭНИИ) и Физико-технического института (ФТИ) Туркменской ССР

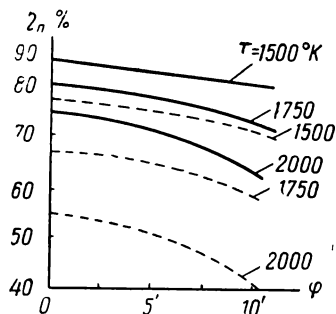


Рис. 1.16. Влияние точности ориентации на к. п. д. солнечного коллектора:  
 ————— угол раскрытия  $\varphi = 8^\circ$ ;  
 ————— угол раскрытия  $\varphi = 16^\circ$

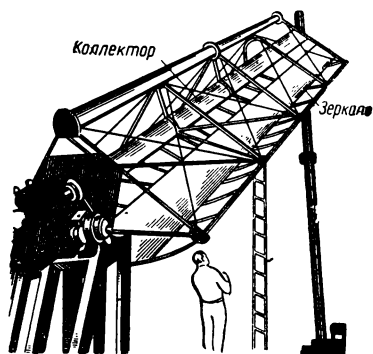


Рис. 1.17. Параболо-цилиндрический коллектор

(рис. 1.17), а также схему концентратора американской космической установки типа «Санфлауер» (рис. 1.18,а, б) и шаблон для изготовления одного из крупных американских концентраторов (рис 1.18,в). Если в первой установке не требуется особо высокого коэффициента концентрации  $n$  и форма концентратора корытообразная, то во второй величина  $n$  имеет большое значение.

В этом случае параболическое зеркало изготавливается складным из 30 секций и при диаметре 3 м обеспечивает высокий к. п. д.  $\eta_{с.к}$  (около 75%) на коллекторе размером 90 мм. Отдельные секции зеркала изготовлены из полированного алюминия, отражающего около 90% солнечного тепла. Кроме того, в наземных концентраторах положение облегчается, так как можно использовать более простые по конструкции зеркала и вес их менее ограничен. В космических установках, кроме весовых ограничений, существенным является условие обеспечения минимальных габаритов концентратора. Такое условие вызвано необходимостью малого аэродинамического сопротивления при выводе энергетических установок с Земли на орбиту и требует, как правило, применения складывающихся конструкций. При жестких требованиях к к. п. д. и высокой степени концентрации создание складных конструкций является большой проблемой. В этом направлении прорабатываются не только жесткие конструкции (типа показанного на рис. 1.18), но и разного рода надувные конструкции с использованием в качестве отражающей поверхности тонких и гибких пленок (типа майлар).

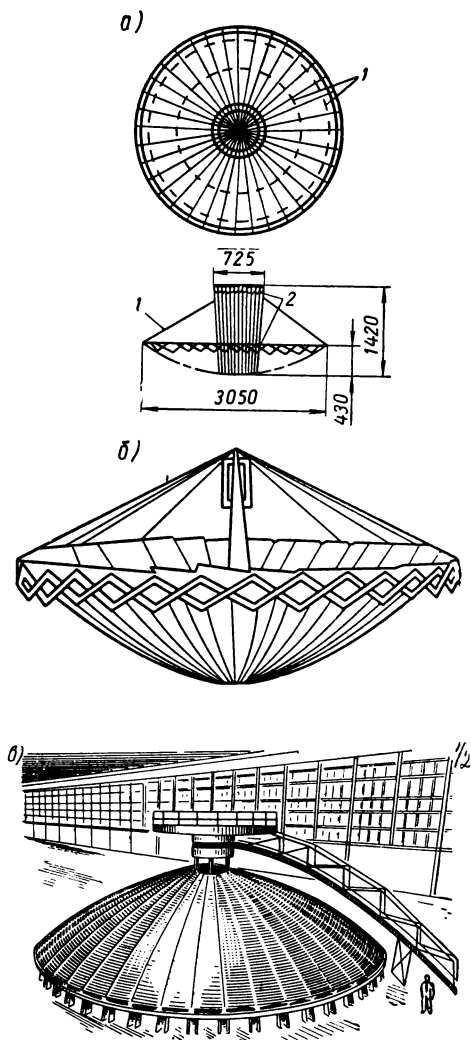


Рис. 1.18. Параболоидный коллектор: а) в сложенном состоянии; б) в развернутом состоянии; 1 — кольцевые тросы; 2 — раскрывающееся кольцо; в) шаблон для сборки большого коллектора

На рис. 1.19 представлены схемы вариантов концентраторов, разработанных в США в NASA. В табл. 1.3 при-

ведены основные данные этих концентраторов в сравнимых условиях.

Из таблицы видно, что жесткие концентраторы типа Френеля (изломы, видные на рис. 1.19, *а*, показывают линии складыва-

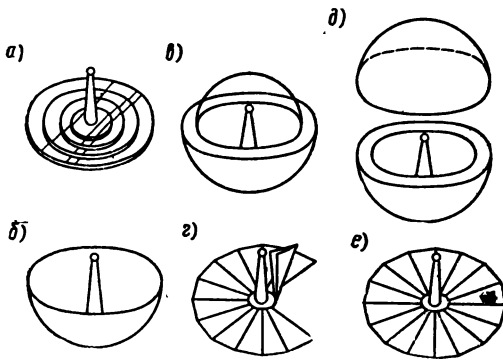


Рис. 1.19. Типы солнечных космических концентраторов

ния) и единичные тяжелее, чем пленочные. Однако надувной концентратор с наполнителем, твердеющим после отрезания и отбрасывания верхней части сферы (рис. 1.19, *д*), все же имеет большую массу.

На рис. 1.20 и 1.21 приведены экспериментальные зависимости от температуры приемника, величины полного к. п. д. (концентратора и приемника) и удель-

ной мощности для указанных выше конструкций концентраторов (обозначения те же, что и на рис. 1.19). Эти зависимости показывают, что высокие температуры можно получать лишь в жестких конструкциях.

Таблица 1.3

Сравнение концентраторов разных типов

Тип концентратора	Материал	Угол охвата, град	Диаметр, м	Удельная масса, кг/м <sup>2</sup>
Френеля (рис. 1.19, <i>а</i> )	Никель	40	1,2	2,23
Единичный (рис. 1.19, <i>б</i> )	Никель	61,5	1,66	4,65
Надувной (рис. 1.19, <i>в</i> )	Майлар	53,1	1,3	0,4*
Складной (60 листов) типа „Санфлауер“ (рис. 1.19, <i>г</i> )	Алюминий	52	9,8	0,9**
Надувной с наполнителем (рис. 1.19, <i>д</i> )	Майлар	60	3	18,5
Зонтичный (рис. 1.19, <i>е</i> )	Майлар	90	3	0,53***

\* Масса только майлара.

\*\* Масса только алюминия.

\*\*\* Масса только майлара и спиц.

Из всего изложенного можно сделать вывод, что роль приемно-собирающих устройств в установках, использующих солнечную энергию, весьма значительна. При этом можно заклю-

чить, что получение очень высоких температур (порядка  $2000^{\circ}\text{K}$  и выше), вообще говоря, возможно только для весьма небольших мощностей. В связи с этим вряд ли следует говорить

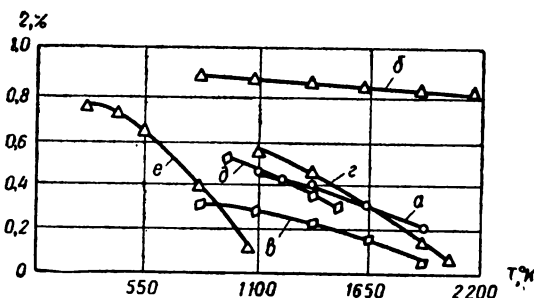


Рис. 1.20. Зависимость к. п. д. концентратора и приемника от температуры приемника (обозначения см. на рис. 1.19)

о реальности солнечных МГДГ установок на газах. Кроме того, можно сделать и другие важные выводы. Так, например, в термоэлектронных устройствах, требующих сравнительно более высоких температур, полный к. п. д. установки больше ограничивается солнечным коллектором, чем в термоэлектрических; фотоэлектрические установки с концентратором ограничены по точности ориентации к Солнцу больше, чем при отсутствии концентратора; солнечные энергетические установки с концентраторами требуют достаточно больших зеркал, тем больших, чем больше их мощность и температура в цикле, и т. д.

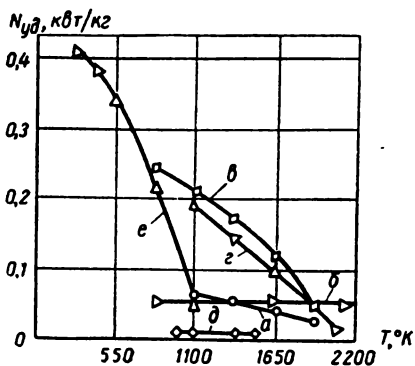


Рис. 1.21. Зависимость удельной мощности концентраторов от температуры приемника (обозначения см. на рис. 1.19)

## Б. Ядерные источники энергии

В качестве ядерных источников тепла могут быть использованы радиоизотопные реакторы, реакторы деления ядер тяжелых элементов и в будущем, очевидно, реакторы синтеза ядер легких элементов. Поскольку проблема последних пока не решена, остановимся на первых двух.

**Радиоизотопный реактор.** Уже сейчас в качестве источников малой мощности используются радиоизотопы — вещества, которые спонтанно (независимо от внешних условий) распадаются с выделением тепла при торможении вылетающих из распадающихся ядер частиц. Известно несколько видов превращений радиоактивных изотопов (с излучением  $\alpha$ -,  $\beta$ -частиц, нейтронов, позитронов и  $\gamma$ -квантов). Вид распада обуславливается отношением числа нейтронов к числу протонов в ядре. При избытке нейтронов почти всегда излучаются  $\beta$ -частицы, при недостатке нейтронов —  $\alpha$ -частицы.  $\gamma$ -излучение часто сопровождает другие виды радиоактивного распада. Излучение частиц идет так, чтобы конечный продукт распада имел определенное устойчивое отношение числа протонов в ядре к числу нейтронов.

Впервые радиоактивность была обнаружена у естественного урана в 1896 г. Беккерелем. Природные радиоактивные изотопы почти все расположены в конце периодической таблицы элементов (дальше висмута). Статистическое рассмотрение радиоактивного распада позволило установить закон, определяющий число  $N$  ежесекундно распадающихся ядер:

$$-\frac{dN}{dt} = AN. \quad (1.1)$$

Здесь  $A$  — коэффициент пропорциональности; его величину часто заменяют так называемым временем полураспада  $\tau = \frac{0,693}{A}$ , характеризующим период, в течение которого распадается половина исходных ядер.

При каждом акте распада выделяется избыточная энергия в виде кинетической энергии продуктов распада и энергии  $\gamma$ -квантов за счет некоторого уменьшения массы. Зная величину той части этой энергии, которая поглощается в металле вблизи распадающегося ядра  $W'$  (т. е. за исключением энергии жестких  $\gamma$ -квантов), можно для данного вещества и для времени  $t$  после получения исходного изотопа найти удельное энерговыделение каждого грамма изотопа (зная удельный вес  $\gamma$ , молекулярный вес  $\mu$  и число Авогадро  $N_0$ , легко найти число ядер  $N$  в  $1 \text{ см}^3$ ):

$$W = \frac{\gamma N_0}{\mu} A e^{-tA} \text{ вт/см}^3. \quad (1.2)$$

Радиоактивные изотопы, как правило, получают облучением исходных продуктов в атомных реакторах. Поэтому для специального получения изотопов нужны особые реакторы, а их мощность должна быть тем большей, чем больше изотопов нужно получить. В настоящее время в США Комиссией по атомной энергии изотоп  $\text{Pu}^{238}$  производится в количестве  $3 \text{ кг/год}$ ,

а к 1972 г. намечается производить по  $50 \div 60 \text{ кг/год}$ . Применяемые изотопы обычно обладают значительным периодом полураспада.

Очевидно, что основной особенностью радиоизотопического реактора будет невозможность воздействия на его мощность. Спонтанность распада и определенность закона распада будут приводить к тому, что полезная мощность установки, основанной на таком источнике энергии, с течением времени будет спадать по экспоненциальному закону (пропорционально  $e^{-tA}$ ).

В табл. 1.4 приводятся некоторые характеристики наиболее часто употребляемых изотопов.

Таблица 1.4

**Характеристика изотопов**

Изотопы	Излучаемые частицы	Период полураспада, лет	Время полезной работы, лет	Получаемая тепловая мощность, $\text{вт/см}^3$	Стоимость, доллар/вт (тепл.)
$\text{Po}^{210}$	$\alpha$	0,38	0,5	1320	190
$\text{Cm}^{242}$	$\alpha$	0,44	0,5	1170	165
$\text{Pu}^{238}$	$\alpha$	86	10	9,3	1040
$\text{Ce}^{144}$	$\beta$	0,78	1	13,8	5
$\text{Cs}^{137}$	$\beta$	27	10	0,22	104
$\text{Sr}^{90}$	$\beta$	28	10	0,7	77

Из таблицы видно, что с ростом периода полураспада возможное значение удельной мощности имеет, как правило, тенденцию к резкому снижению.

Выше уже отмечалось, что так как большинство радиоизотопов обычно испускает интенсивное  $\gamma$ -излучение, то их применение связано с необходимостью вводить солидную биологическую защиту, что существенно ухудшает все весовые данные. Кроме того, вопросы безопасности при использовании ядерной энергии в космическом пространстве накладывают определенные условия: такие системы должны быть высоконадежными. Для примера приведем табл. 1.5, из которой видно, что применять реакторы деления, например, по соображениям заражения околоземного пространства одним из наиболее опасных изотопов  $\text{Sr}^{90}$  более целесообразно, чем радиоизотопные реакторы.

Высокая стоимость изотопов и ограниченное их производство приводят к тому, что они применяются лишь в космических энергетических установках малой мощности или установках для маломощных радиомаяков в труднодоступных и редко посещаемых районах. Табл. 1.5 дает представление о некоторых

## Содержание стронция

Наименование	Мощность, <i>вт</i>	Содержание Sr <sup>90</sup>
Радиоизотопный SNAP	25 <i>вт</i> (эл.)	80 000
Реактор деления в установке SNAP	50 <i>квт</i> (тепл.)	400
Водородная бомба 2 <i>Мт</i>	—	100 000
Общее содержание в атмосфере на январь 1963 г.	—	6 000 000

характеристиках полупроводниковых термоэлектрических генераторов на радиоизотопных источниках для американских спутников Земли и космических аппаратов.

## Основные данные некоторых космических энергетических установок

Название установки	Мощность <i>N</i> , <i>вт</i>	Время работы	Масса установки, <i>кг</i>	Изотоп	Напряжение, <i>в</i>	Температура горячего спая полупроводника, °С	Год запуска
SNAP — IA	125	1 год	91	Ce <sup>144</sup>	28	570	—
SNAP — II	3	90 дней	2,0	Po <sup>210</sup> (Pu <sup>238</sup> )	3	570	1961
HLLG	15	5 лет	5,5	Pu <sup>238</sup>	3	480	—
SPG	100	6 мес.	35	Cm <sup>242</sup>	28	540	—
IMPG	40—50	—	18—23	Pu <sup>238</sup>	—	—	1965
Surveyor	25	—	11,4	Cm <sup>242</sup>	—	—	1965
Nimbus	250	—	90	Cm <sup>242</sup> (Pu <sup>238</sup> )	—	—	1966

Примечание. HLLG — космический лунный генератор для жесткой посадки;  
SPG — космический опытный электрогенератор;  
IMPG — генератор для межпланетного опытно-контрольного спутника.

Таким образом, изложенное подтверждает высказанное выше утверждение, что для промышленной энергетики радиоизотопный реактор применяться не может.

**Ядерный реактор деления.** Несмотря на то что сложность строения атомных ядер была известна сравнительно давно, а возможность их разрушения была доказана, в частности, открытием радиоактивности в конце прошлого века, проникно-

вание в тайны строения ядра произошло только за последние 30 лет. Открытие деления ядер урана, облучаемых нейтронами с выделением 200 Мэв энергии в каждом акте деления, позволило установить, что так как 1 г урана содержит  $\frac{6,023 \cdot 10^{23}}{235}$

атомов, то деление 1 г будет сопровождаться выделением  $7,5 \cdot 10^{10}$  дж тепла. В то же время сжигание 1 г керосина дает только  $4,3 \cdot 10^4$  дж тепла, т. е. известные ранее источники энергии были в 2 млн. раз менее эффективными. Этим открытием человечеству был дан новый источник энергии. Различие в выделении тепла на единицу веса расходуемого вещества обусловлено различием в реакции и в первую очередь в энергиях связи между взаимодействующими частицами (атомами — в химических реакциях и нуклонами в ядре — в ядерных реакциях). Например, энергия связи атомов водорода в молекуле всего 4,5 эв. По закону эквивалентности Эйнштейна  $W = mc^2$  (энергия эквивалентна массе покоя), продукты деления 1 кг урана должны иметь убыль массы примерно 1 г. Таким образом, в ядерных реакторах масса превращается в энергию с коэффициентом выхода  $10^{-3}$ , тогда как в реакциях химических это соотношение равняется  $10^{-10}$ .

Природные запасы энергии ограничены, а так как потребление растет быстрее, чем прирост вновь открываемых запасов топлива, исследования физиков в области ядерных реакций приобрели исключительную жизненную необходимость, и за короткий срок ядерная физика добилась больших успехов. Появилась новая отрасль техники — ядерная техника. В 1942 г. в Чикаго был пущен первый исследовательский реактор, подтвердивший не только возможность теплового превращения, но и цепной характер деления ядер. В 1954 г. атомная энергия стала использоваться в первой советской атомной электростанции и в американской подводной лодке. В 1958 г. в СССР был спущен на воду атомный ледокол «Ленин», пущена первая очередь атомной электрической станции большой мощности. К концу 1964 г. общая мощность атомных электростанций в нашей стране достигла 900 тыс. квт.

В настоящее время основным веществом, используемым для осуществления реакции деления, является уран и, в частности, его изотопы  $U^{235}$  и  $U^{238}$ . Последний делится только при воздействии на него нейтронов высоких энергий — быстрых. Уран — светлый, мягкий металл с высокой плотностью ( $18,95 \text{ г/см}^3$ ), легко окисляется на воздухе. Плавится он при температуре  $1130^\circ \text{C}$ . Чистый уран можно использовать лишь в реакторах с низкой температурой. При температуре около  $660^\circ \text{C}$  резко меняются его плотность и механические свойства из-за перестройки кристаллической решетки. При повышенных температурах используют карбиды и окислы урана, обладающие лучшими механическими свойствами.



Реакторы, т. е. аппараты, в которых осуществляется процесс деления урана, можно разбить на две группы: работающих на быстрых или медленных нейтронах. Для того чтобы реакция деления осуществлялась непрерывно и только за счет «собственных» продуктов выхода (без подвода энергии извне), необходимо обеспечить соответствующую конфигурацию реактора и соответствующее количество урана в нем, обычно называемое загрузкой. Реакция будет идти только в условиях, когда загрузка урана больше некоторой величины, называемой критической массой. Критическая масса зависит от типа делящегося вещества, энергии нейтронов, при которой осуществляется деление, взаимного расположения материалов и их состава в той части реактора, где идет деление (в активной зоне), от наличия и типа замедлителя, теплоносителя и конструктивных элементов, от состава и толщины отражателя, геометрической формы активной зоны и т. д.

Реакторы на быстрых нейтронах малы по размеру, и в их конструкции широко используют металлы. Реакция деления в них происходит с использованием быстрых нейтронов, получаемых непосредственно в акте деления урана. Загрузка урана в таких реакторах сравнительно велика. Реакторы на медленных (тепловых) нейтронах должны быть значительно больше по размерам из-за введения замедлителя в активную зону (чтобы эффективнее замедлить нейтроны, т. е. уменьшить их энергию). Они могут иметь значительно меньшую загрузку урана, но при их конструировании возникает больше проблем из-за ограничений в используемых материалах и влияния так называемого отравления активной зоны осколками деления, требующего введения соответствующего запаса по загрузке. Однако меньшая загрузка урана из-за высокой стоимости его весьма важна. Стоимость урана, по отдельным опубликованным данным, составляет примерно 15 долларов за 1 г. Загрузка же его в реакторах разных типов может составлять от нескольких килограммов до сотен килограммов урана. Особенно легкими по весу среди тепловых реакторов могут быть реакторы из урана-235 с легким гидридом. Масса таких реакторов, по литературным данным, может доходить до 21 кг (2,67 кг урана и 18 кг гидридов). Реактор на быстрых нейтронах без отражателя может иметь минимальную загрузку урана-235 около 48,8 кг. При создании же реактора на плутонии-239 или уране-233 загрузка может быть уменьшена до 16—17 кг. Однако использование гидридов возможно лишь до температур не более 800°C, при более высокой температуре они разлагаются с выделением водорода. Для больших температур в качестве замедлителя используют графит. Масса таких реакторов уже много больше. Например, масса реактора с минимальной загрузкой (8 кг урана-235) составляет 5000 кг.

Для работы реактора в течение длительного времени нужно обеспечить постоянное сохранение критического режима. Для этого в первое время его работы избыток в загрузке урана компенсируется введением в активную зону веществ, поглощающих нейтроны, и постепенным их выведением по мере работы. Эти вещества вводят в виде регулирующих и компенсирующих стержней (рис. 1.22). Чтобы с наружной поверхности активной зоны реактора не было бесполезной утечки нейтронов, активная зона окружается отражателем, а кроме того, для предохранения обслуживающего персонала от излучений реактор окружают биологической защитой.

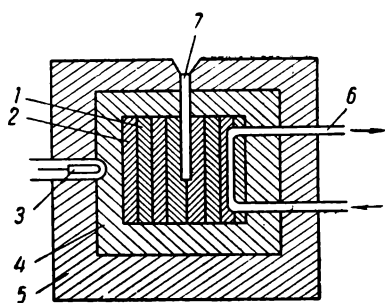


Рис. 1.22. Принципиальная схема ядерного реактора деления:

1 — делящееся вещество; 2 — замедлитель; 3 — нейтронный детектор; 4 — отражатель нейтронов; 5 — биологическая защита охлаждения; 6 — система охлаждения; 7 — регулирующий стержень



Рис. 1.23. Возрастание доли ядерной энергии в общем энергетическом балансе

Уровень мощности определяется количеством загруженного урана и величиной нейтронного потока в реакторе. Величину нейтронного потока показывает специальный датчик, по которому можно судить о мощности реактора.

Тепло из реактора, как правило, должно отводиться теплоносителем. Принципиально реакция деления позволяет получать с каждого кубического сантиметра урана массу энергии, т. е. иметь большое удельное тепловыделение. На деле же величина тепловыделения обычно ограничивается теплосъемом. Условия теплосъема очень важны при больших мощностях; они, как правило, определяют размеры активной зоны, а нейтронный поток уже является как бы производным. Размеры реактора часто зависят от умелой организации отвода тепла из активной зоны.

Развитие ядерной техники идет быстрыми шагами. В одном из американских журналов опубликован прогноз расширения использования ядерных ресурсов на ближайшие десятилетия. На рис. 1.23 в относительных величинах показано предполагаемое

мое развитие ядерной энергетики, достигающее, по мнению авторов, к началу будущего века того же объема, что и объем химической энергии.

Для реакторов, применяемых в транспортных установках, характерны следующие особенности: большое удельное тепловыделение, высокая температура активной зоны и теплоносителя, необходимость обеспечения большой надежности в эксплуатации, работа в любом положении и жесткие требования к биологической защите. Именно последняя обычно вызывает резкое возрастание веса установки. Одновременно с ростом тепловой мощности удельный вес ядерных реакторов деления резко падает, ибо снижается весовая доля отражателя, стержней, вспомогательного оборуду-

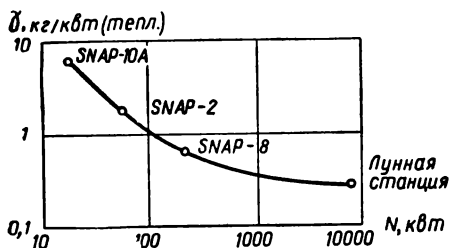


Рис. 1.24. Зависимость удельного веса американских космических ядерных реакторов от тепловой мощности

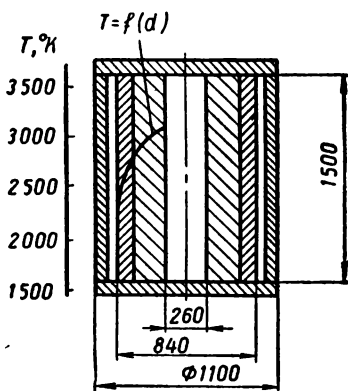


Рис. 1.25. Основные размеры и характер изменения температуры по радиусу реактора американской установки STAR

дования и т. п. На рис. 1.24 для примера приведена зависимость удельного веса от тепловой мощности для американских космических реакторов, показывающая, что удельный вес падает в 40—50 раз при росте мощности в 1000 раз.

• Теория и расчет реакторов представляют собой сейчас уже совершенно оформившийся самостоятельный раздел ядерной физики. Им посвящен ряд работ как математико-физического, так и упрощенного инженерно-технического плана. В задачи этой теории, в частности, входит определение условий критичности заданной системы, величины загрузки урана и оптимальных параметров активной зоны — отражателя для обеспечения минимально возможных загрузки и веса реактора. Здесь мы не можем даже кратко остановиться на этих вопросах. Ограничимся лишь утверждением о целесообразности выбора из условий минимальной загрузки делящегося вещества такого соотношения размеров реактора цилиндрической формы (наиболее удобной по теплосъему), чтобы диаметр активной зоны был примерно

равен ее длине. Одновременно еще раз подчеркнем, что в установках большой мощности вопросы обеспечения критичности реактора (а тем самым и его нейтронно-физические расчеты) не являются определяющими и обычно даже не приводят к необходимости внесения каких-либо принципиальных изменений в оценку размеров и массы, если сначала производится только теплотехнический расчет реактора. В заключение для примера

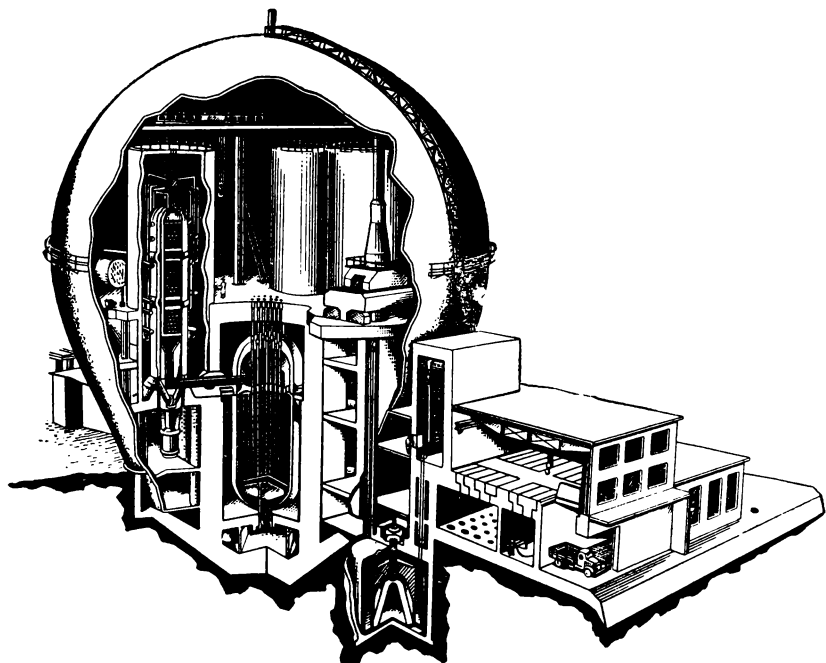


Рис. 1.26. Реактор с газовым охлаждением мощной электростанции

возможности широкого варьирования размеров реактора деления приведем несколько типичных реакторов цилиндрической формы.

1. Исследовательский реактор на быстрых нейтронах EBR. Его активная зона размерами  $20 \times 20$  см состоит из ряда тепловыделяющих элементов — стержней диаметром 1 см. Для съема 1400 кВт тепла используется эвтектика Na—K, подаваемая в зазоры между стержнями.

2. Реактор для американской космической энергоустановки STAR (см. подробнее гл. V) тепловой мощностью 155 кВт. Основные размеры и температуры его элементов показаны на рис. 1.25. Активная зона реактора изготовлена из смеси UC, ZrC и C

(13 атомов С на 1 молекулу  $ZrC$ ) плотностью  $2,86 \text{ г/см}^3$ . Отверстие в центре реактора сделано для улучшения температурного распределения. Отражатель графитовый (плотностью  $1,6 \text{ г/см}^3$ ).

3. Реактор первой советской атомной станции. Его активная зона имеет размеры  $170 \times 150 \text{ см}$ . Тепловая мощность  $30 \text{ тыс. кВт}$  отводится водой при давлении в  $100 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$  и температуре  $290^\circ\text{С}$ . Реактор снабжен биологической защитой массой несколько сот тысяч килограммов. Загрузка урана-235 с 5%-ным обогащением составляет  $550 \text{ кг}$ .

4. Реактор Ново-Воронежской атомной электростанции тепловой мощностью  $786 \text{ тыс. кВт}$ , такой же, как на ледоколе «Ленин». Охлаждается реактор водой под давлением  $100 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$  и с температурой  $275^\circ\text{С}$ . Электрическая мощность  $210 \text{ тыс. кВт}$  вырабатывается в трех агрегатах.

5. Проектируемый ядерный реактор энергетической станции мощностью  $100 \text{ тыс. кВт}$  показан на рис. 1.26. За рубежом такого вида электростанция сейчас находится в стадии завершения строительства.

#### ЛИТЕРАТУРА

Алексеев Г. Н. Непосредственно превращение различных видов энергии в электрическую и механическую. М.—Л., Госэнергоиздат, 1963.

Апариси Р. Р., Гарф Б. А. Использование солнечной энергии. М., Изд-во АН СССР, 1958.

Глесстон С. и Эдлунд М. Основы теории ядерных реакторов. ИЛ, 1955.

Мэррей В. Введение в ядерную технику. ИЛ, 1955.

Петров П. А. Ядерно-энергетические установки. Госэнергоиздат, 1958.

---

## ГЛАВА II

### НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Принципы работы генератора электрической энергии или как его часто называют, преобразователя тепловой энергии в электрическую, определяются, естественно, действием физических законов. При этом, если законы одного из разделов физики — электротехники — играют важную роль во всех схемах генераторов, то для отдельных схем, кроме того, специфичны и законы других разделов физики. Так, теория магнитогазодинамических генераторов основывается на достижениях высокотемпературной теплофизики и магнитной газовой динамики, теория термоэлектрических и термоэлектронных генераторов — на достижениях физики твердого тела и электроники. В связи с этим, прежде чем перейти к рассмотрению особенностей установок различных типов и приложений упомянутых разделов физики к ним, следует напомнить ряд общих физических положений, имеющих значение почти для всех схем генераторов.

Данная глава, ни в коей мере не претендуя на полноту и глубину изложения физических основ электротехники, термодинамики и других разделов физики, лишь преследует цель дать (или в ряде случаев просто напомнить) читателю некоторые общие физические основы строения веществ (материалов или рабочих тел, которые используются в установках непосредственного преобразования) и объяснить их основные свойства (главным образом электрические и теплотехнические). Это позволяет избежать повторений общих вопросов в разделах, посвященных отдельным типам установок, органичившись более подробным рассмотрением только тех физических процессов, которые специфичны именно для рассматриваемой установки. И в то же время это освобождает читателя от предварительной проработки ряда специальных учебников, обеспечивая усвоение излагаемого в основных главах книги материала.

При изложении материала данной главы в ряде случаев рассматривается предельно упрощенная физическая модель явле-

ния, а значительное число выражений дается без вывода. Это делается для большей наглядности, ибо предполагается, что в случае необходимости более глубокого анализа какого-либо частного вопроса (очевидно, это может потребоваться главным образом инженеру, а не студенту) можно обратиться к соответствующим работам, часть которых приводится в списке рекомендуемой и частично использованной автором литературы. Кроме того, в данной главе излагаются некоторые сведения (например, по свойствам газов при высоких температурах и др.), которых нет в существующих учебниках или которые разбросаны в большом числе монографий и статей. В связи с этим материалы данной главы могут служить в ряде случаев и справочными, например, для работы над студенческими работами.

### § 2.1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ (ЭЛЕМЕНТЫ ЭЛЕКТРОТЕХНИКИ)

Наименьшим известным значением заряда обладает электрон  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  к при массе  $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$  кг, в связи с чем заряды частиц могут быть только кратными заряду  $e$ .

Теория электростатического поля основывается на экспериментальном законе Кулона: два заряда  $q_1$  и  $q_2$  в вакууме на расстоянии  $r$  взаимодействуют друг с другом с силой

$$F = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_a r^2} \vec{i}_r, \quad (2.1)$$

где  $\vec{i}_r$  — единичный вектор;

$\epsilon_a$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость данной среды; для вакуума  $\epsilon_a = \epsilon_0 = \frac{10^7}{4\pi c^2} \text{ ф/м}$ . В свою очередь,  $c$  — постоянная, равная скорости света в вакууме.

Считается, что силовые линии выходят из положительных зарядов (рис. 2.1). Величина силы, действующей на единицу количества электричества, называется напряженностью электрического поля. Относя это понятие к пробному заряду  $q_n$  в поле заряда  $q$ , получаем

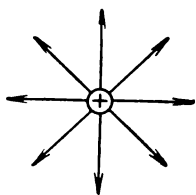


Рис. 2.1. Схема силовых линий

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_n} = \frac{q}{4\pi\epsilon_a r^2} \vec{i}_r, \text{ в/м}. \quad (2.2)$$

Линии, показывающие направление сил, действующих на пробный заряд, называются линиями электрического смещения (или электрической индукции). Каждая линия определяет плотность потока электрической индукции, а полный поток соответствует заряду  $\Phi = q$ . Если рассматривать сферу, то индук-

ция на поверхности сферы (электрическое смещение) равна потоку  $\Phi$  через единицу площади

$$D = \frac{\Phi}{S} = \frac{q}{4\pi r^2} \text{ к/м}^2.$$

Для любой сложной поверхности  $d\Phi = \bar{D}d\bar{S}$ . В пределе, когда величина  $d\bar{S}$  становится бесконечно малой, суммирование заменяется интегрированием по замкнутой поверхности:

$$\Phi = \oint_S \bar{D}d\bar{S} = q \text{ к.} \quad (2.3)$$

С другой стороны, если  $P = \frac{dq}{dV}$  — плотность электрического заряда (здесь  $dV = dx dy dz$ ), то, интегрируя по всему объему, получаем

$$q = \int_V P dV.$$

Отсюда вытекает

$$\oint_S \bar{D}d\bar{S} = \int_V P dV. \quad (2.4)$$

Соотношения (2.3) и (2.4) называются теоремой Гаусса — Остроградского, которая в более строгой форме выражает упомянутое выше равенство  $\Phi = q$ .

Величина электрической индукции  $D$  не зависит от свойств среды, а с напряженностью поля она связана равенством

$$\bar{D} = \epsilon_a \bar{E}.$$

Отметим, что во всех средах  $\epsilon_a > \epsilon_0$ .

С учетом этого равенства для любой среды уравнение (2.4) можно записать в виде

$$\oint_S \bar{E}d\bar{S} = \int_V \frac{P}{\epsilon_a} dV. \quad (2.5)$$

Работа, совершаемая электрическими силами при перемещении заряда в поле из одного положения в другое, не зависит от направления пути перемещения. И, в частности, она равна нулю, если путь замкнут. В общем виде работа

$$dA = \bar{F}d\bar{r} = q\bar{E}d\bar{r} \partial x.$$

Так как в электрическом поле можно говорить о наличии потенциальной энергии, связанной с данным положением заряда, работа совершается за счет изменения потенциальной энергии:

$$dW = -dA.$$



Перемещая пробный заряд из бесконечности в данную точку, затрачиваем работу, равную потенциальной энергии заряда в данной точке. Эту работу называют электрическим потенциалом

$$U = \frac{W}{q} = - \int_{\infty}^r \vec{E} d\vec{r} \quad (2.6)$$

Очень важным понятием является разность потенциалов

$$\Delta U = U_a - U_b = - \int_b^a \vec{E} d\vec{r}, \quad (2.6')$$

т. е. работа по перемещению положительного заряда из точки поля  $a$  в точку поля  $b$ . Говоря о напряжении, в электротехнике обычно имеют в виду разность потенциалов. Отметим кстати, что при движении малых зарядов часто пользуются единицей энергии электронвольт ( $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ ), т. е. работой, совершаемой элементарным зарядом  $e$  при прохождении им разности потенциалов  $1 \text{ в}$ .

В поле постоянной напряженности связь между напряженностью и потенциалом принимает наиболее простой вид

$$E = \frac{U_a - U_b}{l} \quad (2.7)$$

В общем случае в прямоугольной системе координат напряженность электрического поля

$$\vec{E} = - \text{grad } U,$$

или

$$\vec{E} = - \Delta U,$$

где

$$\Delta U = \vec{i}_x \frac{\partial U}{\partial x} + \vec{i}_y \frac{\partial U}{\partial y} + \vec{i}_z \frac{\partial U}{\partial z}.$$

Объемная плотность заряда  $P$  равна дивергенции плотности потока электрического смещения  $P = \Delta \vec{D}$ :

$$P = \frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z}, \quad \text{или} \quad \frac{P}{\epsilon_a} = \nabla \vec{E}.$$

Отсюда можно получить уравнение

$$\nabla \nabla U = \nabla^2 U = - \frac{P}{\epsilon_a}, \quad \left( \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = - \frac{P}{\epsilon_a} \right), \quad (2.8)$$

называемое уравнением Пуассона. В частном случае для области, где нет свободных зарядов, оно сводится к уравнению Лапласа

$$\nabla^2 U = 0. \quad (2.8')$$

При соединении двух заряженных объектов проводником происходит выравнивание их потенциалов, возникает ток. Электрическим током называют скорость прохождения электрических зарядов через какую-либо поверхность  $S$ , т. е.

$$I = \frac{dq}{dt} a.$$

Плотность тока есть отношение

$$j = \frac{dI}{dS} a/m^2.$$

Поддержание в цепи тока одинаковой силы какое-то длительное время противоречит существу электростатики, ибо требует постоянного пополнения источника зарядов. Очевидно, что для такого длительного процесса нужен замкнутый контур, в одной из частей которого заряды должны двигаться против электрических сил под действием новой, посторонней силы, называемой электродвижущей силой (э. д. с.)  $E$  (см. ниже). Работа, которую совершает э. д. с. при перемещении заряда  $q$ ,

$$dA = qdE.$$

Можно видеть, что э. д. с. выражается в тех же единицах, что и потенциал, т. е. работа в 1 дж совершается э. д. с. в 1 в при перемещении 1 к электричества.

В участке электрической цепи, где нет источника э. д. с., сила тока определяется разностью потенциалов в соответствии с законом Ома:

$$I = GU. \quad (2.9)$$

Эта зависимость называется вольт-амперной характеристикой. Величина, обратная электрической проводимости  $G$ , называется электрическим сопротивлением проводника:  $R = 1/G$ . Таким образом, можно записать еще

$$I = \frac{U}{R}, \text{ или } U = IR.$$

Для проводника из однородного материала его электрическое сопротивление определяется длиной  $l$  и площадью  $S$ :

$$R = \rho \frac{l}{S} \text{ ом}, \quad (2.10)$$

где  $\rho$  — коэффициент пропорциональности, называемый удельным сопротивлением. Обратная ему величина называется удельной электропроводностью (проводимостью):

$$\sigma = 1/\rho \text{ 1/ом} \cdot \text{м}. \quad (2.11)$$

В дифференциальной форме сила тока

$$dI = \frac{dU}{R}, \text{ а } E = \frac{dU}{dl},$$

поэтому, используя выражение (2.10) в виде  $R = \rho \frac{dl}{dS}$ , можно получить запись закона Ома в дифференциальном виде:

$$j = \sigma E. \quad (2.12)$$

Работа при прохождении тока

$$A = q\Delta U,$$

следовательно,

$$A = It\Delta U.$$

Обычно падение напряжения на рассматриваемом участке  $\Delta U$  записывают просто как  $U$  и тогда

$$A = IUt. \quad (2.13)$$

Мощность, развиваемая при этом,

$$N = \frac{A}{t} = IU \text{ вт}, \quad (2.14)$$

иначе

$$N = \frac{U^2}{R} = I^2 R.$$

Это же выражение применяется для определения тепла, выделяемого при прохождении электрического тока в проводнике, которое часто называют джоулевым теплом.

Выбор параметров электрогенераторов должен производиться с учетом общего закона электрических цепей. Для замкнутой электрической цепи, т. е. цепи, содержащей источник э. д. с., закон Ома имеет вид

$$I = \frac{E}{R + r}, \quad (2.15)$$

т. е. э. д. с. тратится на преодоление внутреннего  $r$  (в источнике э. д. с.) и внешнего  $R$  (полезного) сопротивлений. Используя выражение для электрической мощности (2.14) и проводя преобразования, получаем

$$N = \frac{E^2}{r} \frac{\frac{R}{r}}{\left(1 + \frac{R}{r}\right)^2}. \quad (2.16)$$

Из этого выражения видно, что возможная в цепи с заданными э. д. с. и внутренним сопротивлением  $r$  полезная мощность зависит от отношения внешнего и внутреннего сопротивлений электрической цепи. Проведя дифференцирование  $\frac{\partial N}{\partial (R/r)}$ , легко найти, что оптимальную полезную мощность обеспечивает условие  $R/r = 1$ . Таким образом, для эффективного использования

источника энергии (э. д. с.) сопротивление нагрузки необходимо подбирать вполне определенным образом.

При соединении ряда ( $n$ ) источников э. д. с. в зависимости от типа соединения закон Ома принимает вид:

а) для последовательного соединения

$$I = \frac{nE_n}{R + nr_n},$$

б) для параллельного соединения

$$I = \frac{E_n}{R}.$$

Отношение мощности, выделяемой на внешнем сопротивлении, к мощности, развиваемой источником э. д. с., называют электрическим к. п. д.

$$\eta = \frac{UI}{EI} = \frac{U}{E}, \quad (2.17)$$

а применив к этому выражению закон Ома, получим

$$\eta = \frac{I^2 R}{I^2 R + I^2 r} = \frac{1}{1 + \frac{r}{R}}. \quad (2.18)$$

Рассмотрим теперь эффекты, связанные с движением электрических зарядов. Движущиеся электрические заряды создают магнитное поле с величиной магнитной индукции  $B$  в точке на расстоянии  $r$  от движущегося со скоростью  $v$  заряда  $q$  в соответствии с выражением

$$B = \frac{[\vec{v} \times \vec{E}]}{c^2} \text{ тл}, \quad (2.19)$$

где  $E$  — напряженность электрического поля, создаваемая зарядом  $q$  в рассматриваемой точке.

Это соотношение, данное Эрстедом, является основным в теории электромагнетизма.

С магнитной индукцией напряженность магнитного поля связана через магнитную проницаемость данной среды аналогично связи электрической индукции с напряженностью:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu},$$

где  $\mu$  — магнитная проницаемость данной среды.

Константа  $\mu_0$  (магнитная постоянная) связана с константой  $\epsilon_0$  зависимостью

$$\mu_0 = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ гн/м}.$$

Учитывая связь величин  $\vec{B}$  и  $\vec{H}$ , после простых преобразований с помощью выражения (2.2) получаем соотношение для напряженности магнитного поля:

$$\vec{H} = \frac{q}{4\pi r^2} [\vec{v} \times \vec{i}_r] \text{ а/м.} \quad (2.20)$$

Так как электрический ток образуется движением зарядов (его направление принимается обратным движению электронов), то

$$Id\vec{x} = ne\vec{S}v d\vec{x}$$

и так как  $q = neSl$ , то

$$\int_0^l Id\vec{x} = q\vec{v}, \quad (2.21)$$

где  $d\vec{x}$  — вектор перемещения в направлении скорости  $\vec{v}$ .

В итоге из (2.20) и (2.21) получаем закон Био — Савара,

$$\vec{H} = \int \frac{I}{4\pi r^2} [d\vec{x} \times \vec{i}_r], \quad (2.22)$$

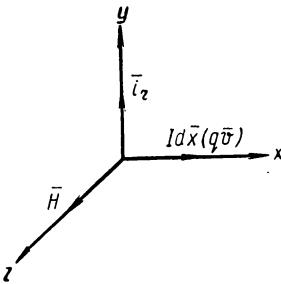


Рис. 2.2. Расположение векторов

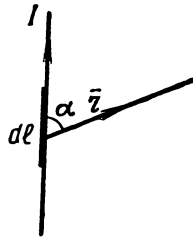


Рис. 2.3. К закону Био — Савара

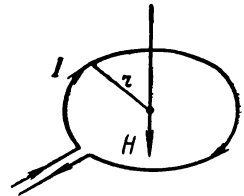


Рис. 2.4. Магнитное поле кругового тока

позволяющий вычислить напряженность магнитного поля  $\vec{H}$  (или магнитную индукцию  $\vec{B}$ ), создаваемую электрическим током. Напряженность магнитного поля не зависит от магнитной проницаемости. Ориентация векторов имеет вид, показанный на рис. 2.2. Для тонкого прямого проводника с током (рис. 2.3) закон Био — Савара принимает вид

$$dH = \frac{Idl \sin \alpha}{4\pi r^2},$$

а для бесконечно длинного проводника —

$$H = \frac{I}{2\pi r}.$$

В центре кругового тока (рис. 2.4) напряженность в  $\pi$  раз выше:

$$H = \frac{I}{2r},$$

а для соленоида с обмоткой из  $n$  витков на длине  $l$  напряженность магнитного поля

$$H = I \frac{n}{l}. \quad (2.23)$$

Отсюда видно, что напряженность магнитного поля можно также выразить числом ампервитков на метр.

Важным соотношением, определяющим взаимодействие магнитного поля с электрическими зарядами, является уравнение силы, с которой поле действует на движущийся пробный заряд:

$$\vec{F} = q_n [\vec{v} \times \vec{B}]. \quad (2.24)$$

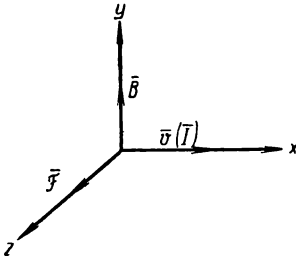


Рис. 2.5. К понятию пондермоторной силы

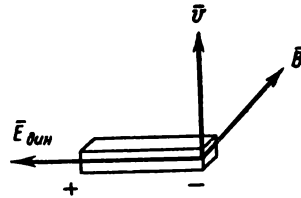


Рис. 2.6. К понятию э. д. с.

Эту силу называют пондермоторной. Если движение зарядов происходит в каком-то материале, то эта сила может привести его в движение. Ориентация векторов имеет вид, представленный на рис. 2.5.

Используя уравнение (2.21) для проводника длиной  $l$  с током  $I$ , можно получить  $Il = qv$  и затем

$$\vec{F} = I [\vec{l} \times \vec{B}], \text{ или } \vec{F} = l [\vec{I} \times \vec{B}]. \quad (2.25)$$

Таким образом, на проводник в магнитном поле или на поток заряженных частиц пондермоторная сила действует только в том случае, если угол между направлением тока  $I$  (или  $l$ ) и магнитным потоком  $\vec{B}$  отличен от нуля. Правило правой руки (рис. 2.5) дает направление этой силы. Относя эту силу к единице объема  $V$ , в котором течет ток, можно получить силу, действующую в объеме, как функцию плотности тока и величины магнитной индукции:

$$\vec{f} = [\vec{j} \times \vec{B}] \text{ н/м}^3. \quad (2.25')$$

Из самого существа пондермоторной силы очевидно, что она может возникать только в проводящей среде. Поэтому, например, на изолятор магнитное поле не действует.

Если рассматривать движение элементарного заряда при наличии не только магнитного, но и электрического поля, то равнодействующая этих двух сил (равная их векторной сумме и называемая лоренцевой силой) выражается как

$$\vec{F} = e(\vec{E} + [\vec{v} \times \vec{B}]). \quad (2.26)$$

Это одна из основных формул, используемых в магнитной гидродинамике.

Напряженность электрического поля, создаваемого в результате действия пондермоторной силы в точке, где находится заряд  $q_n$ ,

$$\vec{E}_{\text{дин}} = \frac{\vec{F}}{q_n} = [\vec{v} \times \vec{B}]. \quad (2.27)$$

Такое поле называют электродинамическим, потому что в отличие от электростатического поля, оно существует только при движении зарядов (рис. 2.6).

Разность потенциалов в электростатическом поле определяется формулой (2.6'). При этом отмечалось, что потенциал электростатического поля и разность потенциалов не зависят от пути интегрирования. В динамическом поле контурный интеграл по замкнутому пути не равен нулю:

$$\oint \vec{E}_{\text{дин}} d\vec{r} \neq 0,$$

а его величина зависит от пути интегрирования. В этом случае величину интеграла  $\int_a^b \vec{E}_{\text{дин}} d\vec{r}$  по заданному пути называют уже не разностью потенциалов, а электродвижущей силой  $E$ .

Пусть проводник длиной  $l$  движется вдоль оси  $y$  со скоростью  $v$  в поперечном магнитном поле  $\vec{B}$  (рис. 2.6). Э. д. с. вдоль проводника

$$\int_0^l \vec{E}_{\text{дин}} d\vec{x} = \int_0^l [\vec{v} \times \vec{B}] d\vec{x},$$

или после интегрирования

$$E = [\vec{v} \times \vec{B}] l. \quad (2.28)$$

Э. д. с. образует на концах проводника полярность, как показано на рис. 2.6. Напряженность динамического поля в противоположность напряженности статического поля принимается направленной от минуса к плюсу.

Проводник, двигаясь вертикально, описывает площадь  $dS$ . Изменение площади по времени

$$\frac{dS}{dt} = [\vec{v} \times \vec{l}].$$

Полный магнитный поток через площадь  $S$

$$\Phi = \bar{B}S,$$

а его производная по времени

$$\frac{d\Phi}{dt} = \bar{B} \frac{dS}{dt} + S \frac{d\bar{B}}{dt}.$$

Для стационарных условий  $\frac{d\bar{B}}{dt} = 0$ , а

$$\frac{d\Phi}{dt} = \bar{B} \frac{d\bar{S}}{dt} = \bar{B} [\bar{v} \times \bar{l}].$$

По правилам векторной алгебры  $\bar{B} [\bar{v} \times \bar{l}] = - [\bar{v} \times \bar{B}] \bar{l}$ , и тогда

$$\frac{d\Phi}{dt} = - [\bar{v} \times \bar{B}] l.$$

Учитывая же (2.28), получаем

$$E = - \frac{d\Phi}{dt}. \quad (2.29)$$

Таким образом, э. д. с. равна взятой с обратным знаком скорости изменения магнитного потока, пересекаемого проводником. Это выражение называют законом Фарадея, или законом электромагнитной индукции. Если проводник образует  $n$  витков, то

$$E = - \frac{d\Phi}{dt} n. \quad (2.30)$$

Поскольку электрический ток создает магнитное поле, то со всяким контуром оказывается связанным поток магнитной индукции. Этот поток, естественно, изменяется при любом изменении силы тока в контуре, что в свою очередь возбуждает в контуре э. д. с. Такую как бы «собственную» э. д. с. называют э. д. с. самоиндукции. Она выражается соотношением (2.29) или в ином виде

$$E_c = - L \frac{dI}{dt}, \quad (2.31)$$

получаемся при использовании вытекающей из закона Био — Савара связи магнитного потока с током

$$\Phi = LI \text{ вб.} \quad (2.32)$$

Коэффициент пропорциональности  $L$ , входящий в это выражение и называемый индуктивностью, зависит лишь от геометрических факторов и магнитной проницаемости окружающей среды. Из выражения (2.31) видно, что э. д. с. самоиндукции препятствует всякому изменению силы тока в контуре, т. е. при возрастании тока э. д. с. противоположна току, а при убывании тока их направления совпадают. Тем самым э. д. с. оказывает сглаживающее влияние. Явление самоиндукции имеет важное значение в цепях переменного тока. Если в замкнутой цепи



устранить источник э. д. с., то за счет э. д. с. самоиндукции ток еще будет продолжать идти, и за время  $dt$  он совершит работу

$$dA = E_c Idt = -L \frac{dI}{dt} Idt = -LIdI. \quad (2.33)$$

Так как эта сила тока убывает до нулевой, то

$$A = \int_I^0 -LIdI = \frac{LI^2}{2}.$$

Это энергия, которая накоплена электронами. А так как магнитный поток, сцепленный с контуром, связан с индуктивностью  $L$  [см. (2.32)], то

$$A = \frac{\Phi I}{2}.$$

Для замкнутого контура (2.23)

$$I = HI.$$

Тогда величина

$$\frac{A}{SI} = \frac{\epsilon E^2}{2}$$

выражает объемную плотность энергии электрического поля. Аналогично для объемной плотности энергии магнитного поля имеем

$$\frac{A}{V} = \frac{A}{SI} = \frac{\mu H^2}{2}.$$

Общая энергия

$$\frac{A}{V} = \frac{\epsilon E^2}{2} + \frac{\mu H^2}{2} \text{ н/м}^2. \quad (2.34)$$

Объемная плотность энергии — это в то же время сила, действующая на единицу площади, поэтому давление в электрическом поле определяется выражением

$$p = \frac{\epsilon E^2}{2}, \quad (2.34')$$

а в магнитном —

$$p = \frac{\mu H^2}{2}. \quad (2.34'')$$

Последние соотношения позволяют установить, например, что давление  $10^5 \text{ н/м}^2$  ( $\sim 1 \text{ атм}$ ) в вакууме обеспечивается магнитным полем напряженностью порядка  $10^5 \text{ а/м}$  или электрическим напряжением порядка  $10^8 \text{ в/м}$ .

Все изложенное показывает, что в общем случае при изучении явления в электромагнитном поле необходимо знать четыре

параметра, характеризующие поле. Это — напряженности электрического  $E$  и магнитного  $H$  полей и величины электрической  $D$  и магнитной  $B$  индукций. С использованием всех этих величин общие законы электромагнитного поля выражаются системой уравнений Максвелла. В эту систему входят в основном отдельные соотношения, уже рассмотренные нами, устанавливавшие только связь между отдельными величинами в замкнутых контурах, поверхностях и объемах, т. е. выраженные в интегральной форме. Система уравнений Максвелла устанавливает связь величин в одной точке поля и дает выражение в дифференциальной форме. Она включает в себя уравнения:

$$\left. \begin{aligned} \text{а) } \operatorname{div} \bar{D} &= P, \\ \text{или } \operatorname{div} \bar{E} &= \frac{P}{\epsilon} \end{aligned} \right\} \quad (2.35)$$

$$\left( \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -\frac{P}{\epsilon} \right),$$

показывающие, что источниками электрической индукции служат электрические заряды. Это — уравнение Пуассона [см. (2.8)];

$$\text{б) } \operatorname{rot} E = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t}, \quad (2.36)$$

или

$$\begin{aligned} -\mu \frac{\partial H_x}{\partial x} &= \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_x}{\partial z}; & -\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} &= \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x}; \\ & & -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} &= \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}, \end{aligned}$$

показывающее, что вихрь напряженности электрического поля пропорционален скорости изменения магнитной индукции. Это иная запись закона Фарадея [см. (2.29)];

$$\text{в) } \operatorname{div} \bar{B} = 0. \quad (2.37)$$

или

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = 0,$$

показывающее, что вектор магнитной индукции не имеет источников (соленоидален). Это — формула Лапласа;

$$\text{г) } \operatorname{rot} \bar{H} = \bar{j} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t},$$

или

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= j_x + \epsilon \frac{\partial E_x}{\partial t}; & \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= j_y + \epsilon \frac{\partial E_y}{\partial t}; \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= j_z + \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial t}, \end{aligned} \quad (2.38)$$

показывающее, что вихрь напряженности магнитного поля пропорционален полному току, т. е. сумме плотности тока проводимости  $j$  (от внешнего источника) и тока смещения  $\frac{\partial D}{\partial t}$ . Это расширенная форма записи закона Эрстеда.

В таком виде эти уравнения широко используются в магнитной гидродинамике.

Электрический ток создается переносом электронов. Однако, хотя скорость распространения электромагнитных возмущений очень велика, скорость движения самих электронов сравнительно мала, особенно в твердых телах. Электроны диффундируют в поле, созданном разностью потенциалов, со скоростью  $v_d$ , называемой скоростью дрейфа. Отношение этой скорости к напряженности поля называют подвижностью электронов:

$$\mu = \frac{v_d}{E} \text{ м}^2/\text{в} \cdot \text{сек.}$$

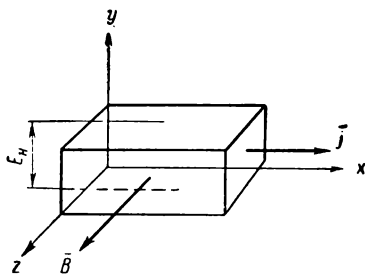


Рис. 2.7. К эффекту Холла

Следовательно, скорость дрейфа (или скорость диффузии электронов) пропорциональна напряженности электрического поля:

$$v_d = \mu E.$$

Возникающий при движении электронов электрический ток можно выразить соотношением

$$I = nev_d S = ne\mu S \frac{U}{l};$$

а так как электрическое сопротивление

$$R = \rho \frac{l}{S},$$

то, следовательно, удельное сопротивление

$$\rho = \frac{1}{ne\mu}. \quad (2.39)$$

При этом плотность тока  $j = nev_d$ .

Величины подвижности  $\mu$  и плотности электронов  $n$  обычно определяют, используя эффект Холла. Рассмотрим рис. 2.7, на котором представлен электропроводный образец, помещенный во внешнее магнитное поле  $B$ . По образцу в направлении оси  $x$  течет ток  $I$ . Со стороны магнитного поля на электроны действует поперечная сила, определяемая выражением (2.24). Под действием этой силы создается расслоение равномерного потока электронов и смещение части их к нижней поверхности, что вызывает появление электрического поля  $E_H$ . Изменение равномерности потока электронов и появление такой разности потенциалов называют эффектом Холла. Холловское поле препятствует перемещению зарядов с силой

$$\bar{F}_e = -e\bar{E}_H$$

и тем самым ограничивает перемещение электронов. В условиях равновесия в соответствии с возникшей разностью потенциалов количество электронов внизу больше, чем вверху. При этом сила

$$\bar{F}_m = -e [vB]$$

должна быть равна силе  $\bar{F}_e$ .

Таким образом,

$$eE_H = evB = j \frac{B}{n}.$$

Величину  $-\frac{1}{ne}$  называют константой Холла  $R$ . Ее величина определяется как

$$R = -\frac{E_H}{jB}. \quad (2.40)$$

Таким образом, пропустив ток плотностью  $j$  в поле напряженностью  $B$  и замерив холловскую разность потенциалов  $E_H$ , можно определить константу Холла  $R$ . А затем, зная заряд электрона  $e$ , можно найти число электронов  $n$  и по величине удельного сопротивления определить их подвижность  $\mu$  в данной среде.

## § 2.2. СТРОЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ОБОЛОЧЕК АТОМОВ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Электрон, как и любая микрочастица, обладает двойственностью свойств (называемой дуализмом волны и частицы). С одной стороны, в электрическом и магнитном полях электрон ведет себя, как заряженная частица, а с другой стороны, при прохождении потока электронов через решетку с размерами, близкими атомным, возникает характерная для волн дифракционная картина.

В электрическом и магнитном полях на электрон действуют силы (см. § 2.1)

$$\bar{F}_e = -e\bar{E}; \quad \bar{F}_m = -e[\bar{v}\bar{B}]$$

(знак «минус» в этих соотношениях ставится в соответствии с зарядом электрона). Здесь в обоих случаях электрон ведет себя, как частица.

Известно, что энергия квантов определяется зависимостью

$$W = h\nu = \frac{hc}{\lambda}.$$

По соотношению Эйнштейна энергия эквивалентна массе покоя:

$$W = mc^2.$$

Таким образом, для импульса получим выражение

$$P = mc = \frac{h}{\lambda},$$

а отсюда найдем необходимое нам в дальнейшем выражение для длины волны фотона или любой микрочастицы (обладающей дуализмом и движущейся со скоростью  $v$ ) в виде

$$\lambda = \frac{h}{P} = \frac{h}{mc} \quad (\text{или} \quad \frac{h}{mv}). \quad (2.41)$$

Рассмотрим атом водорода. Предположим, что движение электрона вокруг ядра (с зарядом  $+e$ ) описывается законами Кулона и Ньютона. Сила взаимодействия между электроном и ядром по закону Кулона

$$F_k = \frac{(+e)(-e)}{4\pi\epsilon r^2}.$$

Согласно закону Ньютона,

$$F_n = ma,$$

где  $a$  — центробежное ускорение ( $a = -\frac{v^2}{r}$ ),

т. е.

$$F_n = -m \frac{v^2}{r}.$$

Из равенства сил следует

$$mv^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon r}. \quad (2.42)$$

Однако электрону присуща определенная длина волны, и тогда, согласно принципу квантования орбит, число волн, укладываемых на длине его орбиты, должно выражаться целым числом. Иначе благодаря интерференции возникнет тенденция к взаимному уничтожению волн. Это положение иногда записывают в несколько иной форме и называют первым постулатом

Бора: электрон может вращаться стационарно (длительно и без излучения) лишь на тех орбитах, на которых его момент количества движения равен целому числу квантов действия.

Таким образом,

$$2\pi r = n\lambda,$$

где  $n$  — главное квантовое число, характеризует орбиту электрона и его энергию и может иметь значения  $n=1, 2, 3, \dots, \infty$ .

Из (2.41) получаем

$$v = \frac{nh}{2\pi r m}$$

и с учетом (2.42) находим выражение для возможных радиусов орбит электрона в отдельно изолированном атоме (так как мы не учитываем влияния внешнего окружения) в виде

$$r_n = n^2 \frac{\epsilon h}{\pi m e^2}. \quad (2.43)$$

Отметим, что для первой, внутренней орбиты ( $n=1$ ) величина радиуса  $r_1 = 0,53 \cdot 10^{-10}$  м, при этом скорость электрона составляет  $v = 2,2 \cdot 10^6$  м/сек, число оборотов  $6,6 \cdot 10^{15}$  об/сек и энергия  $W = 2,2 \cdot 10^{-18}$  дж ( $\sim 14$  эв).

Радиус  $n$ -й орбиты

$$r_n = r_1 n^2.$$

Полная энергия электрона  $W_\Sigma$  равна сумме его потенциальной  $W_n$  (в поле ядра) и кинетической  $W_k$  энергий:

$$\left. \begin{aligned} W_n &= F_k r_n = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon r_n}; \\ W_k &= \frac{mv^2}{2} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon r_n}; \\ W_\Sigma &= -\frac{me^2}{8\epsilon^2 h^2 n^2}. \end{aligned} \right\} \quad (2.44)$$

Знак «минус» в уравнении (2.44) показывает, что энергия снижается с уменьшением радиуса. С уменьшением главного квантового числа  $n$  энергия электрона принимает все большие отрицательные значения и достигает минимума  $W_{\Sigma \min}$  при  $n=1$ . Это нормальное положение электрона в атоме водорода и наиболее близкая к ядру орбита. Таким образом, энергетические уровни в ядре строго определены главным квантовым числом  $n$ , и промежуточные значения энергии электрона  $W_\Sigma$  невозможны. Так называемая диаграмма разрешенных энергетических уровней атома водорода, иллюстрирующая изложенное, дана на рис. 2.8, а. Значение  $n = \infty$  следует понимать в том смысле, что здесь все уровни совпадают и следуют один за другим непрерывно, образуя так называемый континуум.

Переход электрона с верхнего уровня энергии на нижний сопровождается выделением энергии в виде кванта света определенной частоты. Это второй постулат Бора о потере энергии электрона. Так, при переходе электрона с  $n$ -й орбиты на первую орбиту испускается фотон с энергией

$$h\nu = W_n - W_1 \quad (2.45)$$

и частотой

$$\nu = \frac{me^4}{8\epsilon^2 h^3} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) = cR \left(1 - \frac{1}{n^2}\right),$$

где  $n = 2, 3, \dots, \infty$ ;

$$R = \frac{me^4}{8\epsilon h^3 c} -$$

константа Ридберга.

Интенсивность таких квантов характеризуется спектральной серией Лаймана.

При переходе электрона с вышестоящих орбит на вторую орбиту будет испускаться свет другой частоты (серия Бальмера) и т. д. (см. рис. 2.8, б). Указанное свойство и определяет тот факт, что спектры атомов водорода, как, кстати, и

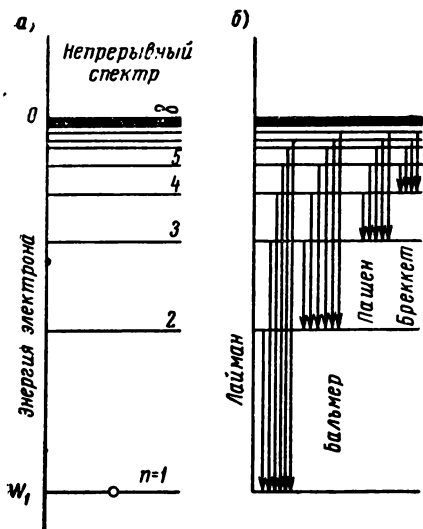


Рис. 2.8. Основные энергетические уровни электрона в атоме водорода

всех других элементов, имеют линейчатый характер, т. е. характеризуются определенными спектральными линиями. Однако у водорода линейчатость очень четко выражена, тогда как у большинства элементов серии набегают одна на другую, что весьма затрудняет их анализ (см. стр. 58). Это явление обратимо. При подводе энергии в виде света (определенных квантов) или тепла можно перевести электрон с нижней орбиты на верхнюю, и вызвать так называемое возбуждение электрона и атома в целом. Через малое время электрон, возвращаясь на более низкую орбиту, испускает квант, создавая в спектре соответствующую линию. Так как обычно этот процесс протекает одновременно с огромным числом атомов, то в спектре наблюдается много линий, отношение яркости которых определяется вероятностью переходов. Отметим, что твердые тела испускают сплошной спектр (что будет очевидно из излагаемого, см. стр. 97), т. е. со всеми возможными частотами квантов. Поэтому, пропуская этот свет через среду с поглощающими атомами, можно на светлом фоне получить спектр поглощения с соответствующими темными линиями.

Рассмотренная нами орбита электрона была простейшей — круговой. Однако стационарное движение частицы возможно и по эллиптическим орбитам. В этом случае ядро должно находиться в одном из фокусов эллипса. При этом появляется вторая степень свободы. Большая ось эллипса в основном определяет энергию электронов, малая же ось — главным образом форму орбиты, а ее значение характеризуется вторым, так называемым побочным, или орбитальным, квантовым числом  $l$  (предельное значение  $l$ , равное  $n-1$ , дает окружность). Число  $l$  определяет полный орбитальный момент количества движения электрона на орбите

$$P_l = \frac{\hbar}{2\pi} \sqrt{l(l+1)}. \quad (2.46)$$

В табл. 2.1 даны формы первых трех орбит в зависимости от сочетания квантовых чисел  $n$  и  $l$ .

Таблица 2.1

Таблица форм орбит

$n$	1	2	2	3	3	3
$l$	0	0	1	0	1	2
Форма орбиты	Круг	Эллипс	Круг	Эллипс	Эллипс	Круг

Энергия электрона, как указывалось выше, определяется первым квантовым числом  $n$ . Появление второго квантового числа значительно увеличивает число разрешенных уровней. Так, вместо  $n$  уровней при круговых орбитах возникает  $\frac{1}{2}n(n+1)$  уровней при эллиптических. И только в одноэлектронных атомах одинаковым  $n$  отвечают одинаковые энергии даже при разных  $l$ . Такие уровни (для заданного  $n$  от 0 до  $n-1$ ) называют  $n$ -кратно вырожденными. Электрон при этом в разных частях эллипса имеет разные скорости. В энергетической диаграмме влияние орбитального квантового числа сказывается в расщеплении уровней энергии. Каждый уровень делится на подуровни (см. рис. 2.8). Для электронных уровней часто применяют буквенные обозначения и вместо  $l=0; 1; 2; 3; \dots$  пишут  $s; p; d; f; \dots$

Отметим, что значительная скорость движения электрона по орбите потребовала внесения релятивистских поправок в величину массы в формуле (2.44). Выражение для энергии электрона на орбите в этом случае имеет вид

$$W_{\Sigma} = -\frac{me^4}{8\epsilon^2\hbar^2n^2} \left[ 1 + \frac{1}{137n} \left( \frac{n}{l+1} - \frac{3}{4} \right) \right],$$

предложенный Зоммерфельдом.



Однако, если для простейшего атома — водорода — такая картина была приемлемой и наглядной, то с развитием физики для изучения других атомов уже вскоре для объяснения некоторых свойств атомов потребовалось ввести третье квантовое число  $s$ , характеризующее вращение электрона вокруг своей оси (спин), с определенным, тоже квантуемым, спиновым моментом количества движения электрона:

$$P_s = \frac{h}{2\pi} \sqrt{s(s+1)}, \quad (2.47)$$

где спиновое число

$$s = \frac{1}{2}.$$

Дальнейшее усложнение картины строения электронной оболочки атома получается от учета неплоскостности орбиты, т. е. трехмерности модели. Движение электрона по орбите характеризуется моментом количества движения — вектором, направленным по оси вращения (спиновый момент количества движения также представляется вектором). Когда атом находится во внешнем магнитном поле, то в результате его воздействия орбита электрона стремится к определенной ориентации в пространстве, и по отношению к полю возможны лишь определенные значения вектора орбитального момента, характеризующие орбитальным магнитным квантовым числом. Квантовая механика показывает, что возможны следующие его значения:  $m_l = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$  (всего  $2l + 1$  значений). Воздействие со стороны магнитного поля электрон испытывает также и из-за спина, причем вектор спина может быть параллелен или антипараллелен магнитному полю. Тогда спиновое магнитное квантовое число для электрона  $m_s$  может быть равным  $\pm \frac{1}{2}$ . При отсутствии магнитного или электрического поля эти уровни вырождены, а при их наличии спектральные линии расщепляются. Это расщепление в магнитном поле называют эффектом Зеемана, а в электрическом — эффектом Штарка.

Таким образом, подводя итог, видим, что состояние электрона характеризуется одним постоянным  $s$  и четырьмя переменными  $n, l, m_l, m_s$  квантовыми числами. Это позволяет построить таблицу всех возможных наборов квантовых чисел (табл. 2.2).

Сформулированный Паули принцип запрета гласит, что никакие два электрона в атоме не могут иметь одни и те же значения четырех переменных квантовых чисел. Этот принцип, подтвержденный экспериментом и затем доказанный в квантовой механике, дал возможность, используя принципиально возможные наборы квантовых чисел в атоме, подсчитать все возможные наборы числа электронов в оболочках и в подгруппах оболочек

Таблица 2.2

Таблица наборов квантовых чисел

Квантовые числа				Число электронов в подгруппе оболочки	Число электронов в оболочке
$n$	$l$	$m_l$	$m_s$		
1	0	0	+1/2	2	2
1	0	0	-1/2		
2	0	0	+1/2	2	
2	0	0	-1/2		
2	1	0	+1/2	6	8
2	1	0	-1/2		
2	1	1	+1/2		
2	1	1	-1/2		
2	1	-1	+1/2		
2	1	-1	-1/2		
3	0	0	+1/2	2	
3	0	0	-1/2		
3	1	0	+1/2	6	18
3	1	0	-1/2		
3	1	1	+1/2		
3	1	1	-1/2		
3	1	-1	+1/2		
3	1	-1	-1/2		
3	...	...	...	10	

и т. д. для любого числа электронов.

(правая часть табл. 2.2). В нормальном состоянии электрон всегда занимает низший энергетический уровень. Исходя из этого можно построить таблицу электронных оболочек для ряда наиболее простых по оболочкам элементов (см. табл. 2.3).

Таблица электронных оболочек

Порядковый номер элемента	Элемент	<i>n</i>	2			3			4			
		<i>l</i>	0	0	1	0	1	2	0	1	2	3
		обозначение	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f
1	H		1									
2	He		2									
3	Li		2	1								
4	Be		2	2								
5	B		2	2	1							
6	C		2	2	2							
7	N		2	2	3							
8	O		2	2	4							
9	F		2	2	5							
10	Ne		2	2	6							
11	Na		2	2	6	1						
12	Mg		2	2	6	2						
13	Al		2	2	6	2	1					
14	Si		2	2	6	2	2					
15	P		2	2	6	2	3					
16	S		2	2	6	2	4					
17	Cl		2	2	6	2	5					
18	Ar		2	2	6	2	6					
19	K		2	2	6	2	6	—	1			
20	Ca		2	2	6	2	6	—	2			
21	Sc		2	2	6	2	6	1	2			
22	Ti		2	2	6	2	6	2	2			
...	...		...	...	...	...	...	...	...			

Из этой таблицы видно, что для калия (то же будет для рубидия, серебра, цезия и др.) начинается «нарушение» строгой системы заполнения оболочки электронами. Это лишь кажущееся нарушение, ибо при большом числе электронов расстояние между подуровнями (*l*) становится меньше расстояния между основными уровнями (*n*), и подуровни как бы переходят от высшего к низшему уровню. По энергетическим соображениям низшие подуровни должны заполняться раньше, и пропуск подуровня фактически означает изменение последовательности

в многоэлектронном атоме по сравнению с последовательностью в одноэлектронных. Так образуется периодическая система элементов. Эта система была построена Д. И. Менделеевым из иного принципа — по возрастанию атомных весов. Оказалось, что физические и химические свойства элементов в такой таблице закономерно повторяются. Это связано со следующим. В обычных условиях электроны находятся на наинизшем уровне, и их число равно числу протонов в ядре. Атом в целом нейтрален. Физические и химические свойства определяют электроны внешней оболочки, которые называют валентными. Их число, меняясь от одного (водородоподобные) до восьми (благородные газы), определяет свойства вещества. Вещества с одинаковым числом электронов на внешней оболочке имеют схожие физико-химические свойства. Известно, что изотопы одного элемента (вещества с разным атомным весом, но одинаковым числом электронов), отличаясь ядерными свойствами, обнаруживают одинаковые физико-химические свойства.

Если какой-либо электрон поднят на более высокий уровень по сравнению с нормальным, то состояние атома называется возбужденным. Наиболее легко возбуждаются валентные электроны, ибо для них свободны ближайшие верхние уровни и требуется меньше затрат энергии на возбуждение. Энергию, затрачиваемую на возбуждение электрона и выраженную в электронвольтах, называют потенциалом возбуждения. Если электрон переходит на уровень с нулевой энергией (рис. 2.9) при подведении соответствующей порции энергии, то электрон получает полную свободу передвижения относительно атома, а атом ионизируется (превращается в положительный ион). Эту энергию называют энергией или потенциалом ионизации и обозначают обычно  $I$ . Ее величину можно найти, например, из спектральных данных. Так, зная длину волны границы атомного спектра  $\lambda_{\infty}$  и учитывая, что  $I = E_{\infty} - E_0$ , можно получить выражение для потенциала ионизации в виде

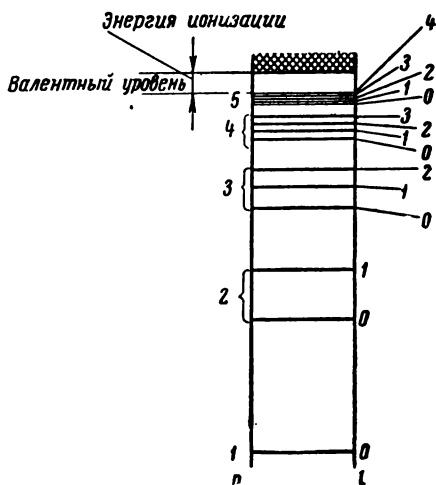


Рис. 2.9. Главные и побочные уровни энергии в атоме

атом называется возбужденным. Наиболее легко возбуждаются валентные электроны, ибо для них свободны ближайшие верхние уровни и требуется меньше затрат энергии на возбуждение. Энергию, затрачиваемую на возбуждение электрона и выраженную в электронвольтах, называют потенциалом возбуждения. Если электрон переходит на уровень с нулевой энергией (рис. 2.9) при подведении соответствующей порции энергии, то электрон получает полную свободу передвижения относительно атома, а атом ионизируется (превращается в положительный ион). Эту энергию называют энергией или потенциалом ионизации и обозначают обычно  $I$ . Ее величину можно найти, например, из спектральных данных. Так, зная длину волны границы атомного спектра  $\lambda_{\infty}$  и учитывая, что  $I = E_{\infty} - E_0$ , можно получить выражение для потенциала ионизации в виде

$$I = N_0 \frac{hc}{\lambda_{\infty}} \approx \frac{12}{\lambda_{\infty}} \text{ дж/г-атом,}$$

где  $N_0$  — число Авогадро ( $6,023 \cdot 10^{23}$ );

$\lambda_{\infty}$  — длина волны, Å.

В табл. 2.4 приведены потенциалы 1-й и 2-й ионизаций некоторых атомов.

Т а б л и ц а 2.4

Потенциалы ионизации некоторых атомов

Порядковый номер и элемент	$I_I$	$I_{II}$	Порядковый номер и элемент	$I_I$	$I_{II}$
	эВ	эВ		эВ	эВ
1 Н	13,5	—	19 К	4,3	31,7
2 He	24,5	54,2	37 Rb	4,2	27,4
3 Li	5,4	75,3	55 Cs	3,9	33,0
11 Na	5,1	47,1	80 Hg	10,4	19
18 Ar	15,7	27,8			

К такому явлению склонны так называемые электроположительные элементы (левая часть периодической таблицы Менделеева), элементы с малой валентностью. Возможно и обратное явление — захват атомом электронов (в основном у элементов правой части таблицы Менделеева). При этом образуются отрицательные ионы; это свойство называют средством атома к электрону.

Ионизация вещества может идти различными путями. Кроме ионизации термической, когда в замкнутом, нагреваемом извне объеме устанавливается тепловое равновесие (этот случай будет рассмотрен в § 2.3), возможны и другие случаи ионизации. Так, например, ионизация быстрыми электронами, т. е. обладающими кинетической энергией, большей энергии ионизации ( $\frac{mv^2}{2} \gg I$ ).

В этом случае при приближении такого электрона к атому и достаточных времени и силе взаимодействия с одним из связанных электронов возможно «выбивание» этого электрона. Очевидно, что при очень малом времени воздействия (большая скорость первичного электрона) возможность ионизации будет меньшей. В связи с этим в энергии электронов, вызывающих ионизацию, имеется оптимум. На рис. 2.10 представлена для примера зависимость от энергии электрона числа пар ионов, образуемых одним электроном на одном сантиметре пути в газах при давлении  $p=133 \text{ н/м}^2$  и температуре  $T=273^\circ \text{ К}$ .

Другим случаем ионизации газа является ионизация световыми квантами, т. е. фотоионизация. Очевидно, что и в этом случае необходимо, чтобы энергия падающего кванта была боль-

ше энергии ионизации  $h\nu \geq I$ . Из условия  $\frac{hc}{\lambda} = I$  легко установить величину такой пороговой частоты кванта и соответствующей ей длины волны в ангстремах:

$$\lambda_{и} = \frac{12400}{I}. \quad (2.48)$$

В табл. 2.5 в качестве примера приведено значение длин волн  $\lambda_{и}$  для некоторых газов.

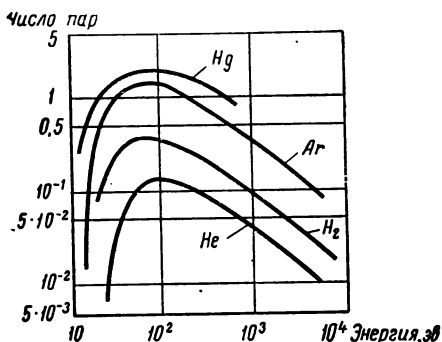


Рис. 2.10. Вероятность ионизации быстрыми электронами

Если энергия квантов больше  $I$ , то ее избыток уносится в виде кинетической энергии освобожденного электрона. С наибольшей



Рис. 2.11. Расщепление уровней при сближении атомов

Таблица 2.5

Пороговые длины волн

Вещество	H	He	Li	Na	Ar	Cs	Hg
$\lambda_{и}, \text{Å}$	805	805	2300	2410	785	3180	1190

вероятностью квант ионизирует атом при энергии его волны на  $0,1 \div 1$  эВ больше пороговой. В случае же ионизации атома электронами требовалась их энергия на один порядок больше, ибо там участвовали три частицы, а здесь — только две. Если же энергия кванта очень велика ( $h\nu \gg I$ ), то такой квант взаимодействует уже не с электронами внешних оболочек, а с электронами внутренних, и физическая картина усложняется. В ряде специальных задач изучаются и используются другие случаи ионизации, например, быстрыми атомами, положительными ионами и др.

Выше было рассмотрено строение одного атома. При сближении атомов — условном переходе от одного обособленного атома к нескольким — возрастает взаимодействие электронов, и образуется ряд новых энергетических уровней. Такое расщеп-

ление исходного уровня показано на примере шести атомов (рис. 2.11). Это, конечно, весьма упрощенное изложение сложного явления. В газе, где число атомов велико, должно возникать такое же число новых уровней, а расстояние между ними зависит от давления газа, определяющего расстояние между атомами. Увеличением давления можно довести газ до сжижения, при этом межатомные силы сильно растут и образуется большое число промежуточных энергетических уровней. При еще боль-

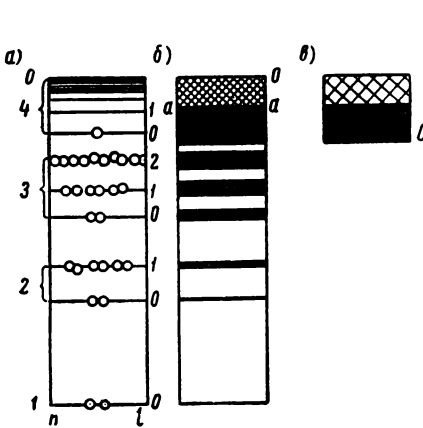


Рис. 2.12. Энергетические уровни атома меди:  
 а) расположение электронов по уровням в изолированном атоме; б) образование полос; в) обозначение энергетических уровней в зонной теории

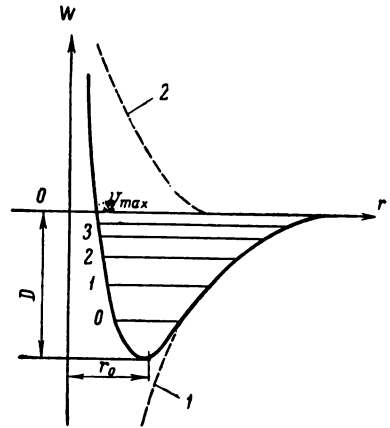


Рис. 2.13. Изменение энергии при взаимодействии двух атомов

шем сближении атомов жидкость превращается в твердое тело. Отметим, что даже в твердых телах взаимодействуют в основном лишь электроны внешних оболочек, а следовательно, расщепления уровней внутренних электронов практически не происходит. Таким образом, при сближении атомов энергетические уровни превращаются в полосы или зоны с квазинепрерывной последовательностью для каждой полосы. Для достаточно большого числа атомов возникают определенные разрешенные зоны. На примере, показанном на рис. 2.12 для атома меди, они зачернены, белым же обозначены запрещенные зоны.

Соединение между собой атомов и их разрушение (образование молекул и их диссоциация) характеризуется типом химических связей, т. е. взаимодействием оболочек. Проблема химических связей — основная в химии. В образованиях химических связей принимают участие лишь электроны верхних слоев оболочек атомов. Для химических связей характерно свойство насыщаемости. Число связей определяется числом валентных

электронов. Для ряда молекул характерна ионная связь, при которой один атом отдает другому электрон, превращаясь в положительный ион, а другой атом, получив электрон, превращается в отрицательный ион. Ионы образуют молекулу вследствие их электрического притяжения. Например,  $\text{Na}^+ + \text{Cl}^- = \text{NaCl}$ . Энергия такой ионной связи характеризуется величиной  $10^{-18}$  дж.

Если каждый атом отдает один или несколько электронов в общее пользование — на образование стабилизирующих электронных пар с противоположными спинами, то эта связь называется ковалентной (например, у молекул  $\text{O}_2$ ,  $\text{Cl}_2$ ). Объяснить ее электростатическим взаимодействием зарядов уже нельзя, у нее специфическая квантово-механическая природа. Энергия ковалентной связи — того же порядка, что и энергия ионной, но несколько больше.

Если при образовании молекулы используются и ионная и ковалентная связи, а молекула имеет вид диполя, то такую связь называют водородной, или полярной (например,  $\text{HCl}$ ). Ее энергия  $10^{-19}$  дж.

Так как строение молекул более сложное, чем строение атомов, то энергетические уровни молекул определяются не только состоянием электронов, но и колебаниями атомных ядер внутри молекулы, и вращением всей молекулы:

$$W_{\Sigma} = W_{\text{эл}} + W_{\text{кол}} + W_{\text{вр}}$$

(без учета поступательного движения всей молекулы).

Согласно принципам квантовой механики, величины  $W_{\text{кол}}$  и  $W_{\text{вр}}$  также квантуются. Число возможных уровней при этом весьма велико. Они группируются между собой и в спектрах (как испускания, так и поглощения) дают характерные полосы. Энергия вращения бинарной молекулы (с массой атомов  $m_1$  и  $m_2$  и расстоянием между ними  $d$ ), согласно теории Бора,

$$W_{\text{вр}} = \frac{\hbar^2}{8\pi M} J^2, \quad (2.49)$$

где  $M$  — момент инерции:

$$M = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} d^2,$$

$J$  — вращательное квантовое число ( $J=1, 2, 3, \dots$ ).

Изучение поведения молекул удобно вести, рассматривая кривые их потенциальной энергии. Если построить кривые изменения сил притяжения (1) и отталкивания (2, рис. 2.13) в зависимости от расстояния между центрами ядер, то окажется, что их результирующая имеет очень характерную форму. В графике изменения  $W=f(r)$  имеется так называемая потенциальная яма, точка  $r_0$  которой соответствует наиболее устойчивой конфигурации атомов в молекуле, нормальному невозбужденному ее состоянию. Если же атомы вывести из равновесия, то они начнут



колебаться. Энергия колебаний квантуется, и ее значения на рис. 2.13 изображены горизонтальными прямыми. При этом величины энергии, отсчитываемые от дна потенциальной ямы, выражаются через колебательное квантовое число  $\nu$ :

$$W_{\text{кол}} = \left(\nu + \frac{1}{2}\right) h\nu_0 \approx h\nu. \quad (2.50)$$

Чтобы определить энергию диссоциации молекулы, необходимо найти предельную частоту  $\nu_{\text{max}}$ . Далее этой частоты начинается область сплошного спектра. Это связано с тем, что после разрыва молекулы к энергии разрыва (диссоциации)  $D = h\nu_{\text{max}}$  прибавляется какая-то кинетическая энергия поступательного движения атомов. Эта энергия уже не квантуется, а принимает любые значения, образуя сплошной спектр.

Следует отметить, что это опять-таки несколько упрощенный подход к определению энергии диссоциации. На самом деле картина усложняется тем, что при возбуждении колебаний молекулы возбуждаются и электронные уровни<sup>1</sup>, и атомы при диссоциации уносят с собой избыточную энергию возбуждения, что требует внесения соответствующих поправок в энергию диссоциации. Приведем некоторые значения энергии диссоциации при распаде молекулы на свободные атомы для температуры 0° К.

Т а б л и ц а 2.6

Энергия диссоциации молекул

Элемент	H <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	ОН	СО	H <sub>2</sub> O = H + ОН
$D \cdot 10^{-5}$ дж/моль	4,3	7,1	4,9	4,2	8,9	5,0

В некоторых задачах необходимо знать распределение по энергиям свободных частиц, будь то атомы или молекулы в газе, электроны в вакууме или свободные электроны в металле (электронный газ). При этом особенность рассмотрения каждой из упомянутых (или другого рода) задач связана со следующим. Энергия молекул и атомов меняется непрерывно, а электронов<sup>2</sup> — квантами. Для электронов в силу двойственности их природы действует принцип неразличимости, ибо при соприкосновении траекторий и накладывании друг на друга связанных с ними волн нельзя утверждать, что электроны не заменились, тогда как при наблюдении атомов и молекул их можно различать. Кроме того, электроны обладают спинами. Свободные электроны в металле необычны тем, что их плотность очень велика, примерно в  $10^4$  раз больше, чем число атомов газа

<sup>1</sup> Меняется также и  $W_{\text{вр}}$ .

<sup>2</sup> Связанных.

в нормальных условиях. Общим же является то, что сумма частиц разных энергий  $\sum dn=0$ ; сумма энергий всех частиц  $\sum dndW=W$ , и частицы расположены в максимальном беспорядке, т. е. число комбинаций  $p=p_{\max}$ .

Распределение частиц по энергиям может описываться разными соотношениями. Так, для совокупности одинаковых частиц, подчиняющихся законам классической механики, имеющих невысокую плотность (концентрацию) и не обладающих спином (принцип Паули не действует), статистика дает закон распределения Максвелла — Больцмана:

$$\frac{dn}{dW} = \text{const}_1 \frac{W^{1/2}}{e^{kT}}, \text{ или } f(W) = \frac{1}{e^{kT}}. \quad (2.51)$$

Так распределяются в зависимости от энергии молекулы в газе, электроны в вакууме и др.

Для совокупности частиц, имеющих большую концентрацию и обладающих спином, статистика дает закон Ферми — Дирака:

$$\frac{dn}{dW} = \text{const}_2 \frac{W^{1/2}}{e^{kT} + 1}, \text{ или } f(W) = \frac{1}{e^{kT} + 1}. \quad (2.52)$$

Этот случай характеризует распределение энергии электронов в металле.

Из этих соотношений можно видеть, что в случае очень высоких энергий, когда  $\frac{W}{e^{kT}} \gg 1$ , оба закона совпадают. Из самого подхода к сравнению обоих случаев видно, что закон Ферми — Дирака является более общим.

Рассмотрим на примере электронного газа подход к определению констант в уравнениях (2.51) и (2.52). Каждому электрону соответствуют три координаты, определяющие его положение,  $q_i (i=x, y, z)$  и три импульсные координаты  $p_i = m \frac{dq_i}{dt}$ , получающиеся дифференцированием координат положения. Эти шесть координат определяют положение электрона в шестимерном пространстве, называемом фазовым пространством. По установленному Гейзенбергом соотношению неточностей определение  $p_i$  и  $q_i$  может быть сделано с ошибкой  $\Delta q_i \Delta p_i \geq h$ , т. е. в фазовом пространстве это означает точность до объема  $h^3$ . Тем самым определяется минимальная ячейка для электрона. Используем функцию распределения  $f(W)$  Ферми — Дирака, показывающую, что при температуре  $T$  такая ячейка в энергетическом интервале от  $W$  до  $W+dW$  занята одним электроном, в виде

$$f(W) = \frac{1}{e^{\frac{W-\mu}{kT}} + 1}, \quad (2.52')$$

где  $\mu$  — величина энергии, равная химическому потенциалу электронов (см. § 2.3 и 2.4).

Отметим, что молекулярно-кинетическая теория газов трактует температуру как среднее значение тепловой энергии, приходящейся на одну степень свободы частиц газа. Перевод величины температуры в энергетические единицы в виде  $kT$ , где  $k$  — постоянная Больцмана ( $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/град), дается соотношением  $1 \text{ эв} = 11\,600^\circ \text{К}$ .

С помощью (2.52') вычисляется число электронов  $N(W) dW$ , находящихся в интервале энергии от  $W$  до  $W + dW$ . При этом за начало отсчета принимают энергию электронов проводимости (от уровня  $\mu$ ), учитывают связь кинетической энергии электронов с их импульсом для определения положения ячеек с энергией от  $W$  до  $W + dW$  в фазовом пространстве (т. е. величину их объема по отношению к действительному геометрическому объему  $V$ , определяемому координатами  $q_i$ ), а также учитывают степень вырождения  $g$  (см. § 2.3). В итоге получают выражение

$$N(W) dW = 4\pi \sqrt{2} \frac{gV}{h^3} \cdot \frac{m^{3/2} W^{1/2} dW}{e^{\frac{W-\mu}{kT}} + 1}. \quad (2.53)$$

Это соотношение представляет собой запись закона распределения энергии Ферми — Дирака в размерном виде. Отметим, что для электронов

$$4\pi \sqrt{2} \frac{m^{3/2}}{h^3} = 6,82 \cdot 10^{21}.$$

При этом  $\frac{N(W)}{V} dW = dn$ , где  $dn$  использовалось в уравнении (2.52). Общее число электронов определяется как

$$N = \int_0^\infty N(W) dW = 4\pi \sqrt{2} \frac{gV}{h^3} m^{3/2} \int_0^\infty \frac{W^{1/2} dW}{e^{\frac{W-\mu}{kT}} + 1}.$$

Поэтому, обозначив для упрощения  $W' = \frac{W}{kT}$ , можно величину интеграла записать в виде

$$\int_0^\infty \frac{W'^{1/2} dW'}{e^{\frac{W'-\mu}{kT}} + 1} = \frac{1}{4\pi \sqrt{2}} \cdot \frac{N}{V} \cdot \frac{h^3}{g} (mkT)^{-3/2}. \quad (2.54)$$

Этот интеграл легко вычисляется для двух крайних случаев:

а) при больших положительных значениях энергии  $\frac{\mu}{kT} \gg 1$  (т. е. заведомо свободные электроны);

б) при больших отрицательных значениях энергии  $\frac{\mu}{kT} \ll 1$  (т. е. заведомо связанные с атомом электроны).

Тогда величина интеграла принимает значения:

$$а) \frac{h^3}{4\pi\sqrt{2}g} \cdot \frac{N}{V} \cdot \frac{1}{(mkT)^{3/2}} \gg 1;$$

$$б) \frac{h^3}{4\pi\sqrt{2}g} \cdot \frac{N}{V} \cdot \frac{1}{(mkT)^{3/2}} \ll 1.$$

Из этого видно, что случай «а» соответствует большим плотностям электронов  $n = \frac{N}{V}$  (здесь  $n$  — число частиц в единице объема) и малым температурам  $T$ . Случай «б» соответствует малой плотности электронов  $n$  и большим температурам  $T$ .

Чтобы распределение Ферми — Дирака совпало с распределением Максвелла — Больцмана, нужно, чтобы

$$n \ll \frac{4\pi\sqrt{2}g(mkT)^{3/2}}{h^3},$$

т. е., например, при  $T = 2500^\circ \text{K}$   $n \ll 2 \cdot 10^{20}$ . В то же время у вольфрама (атомная масса  $A = 184$  и плотность  $\gamma = 19,32 \text{ г/см}^3$ ), например, на каждый атом приходится два свободных электрона и

$$n = \frac{2N_0\gamma}{A} = \frac{2 \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot 19,3}{184} \approx 1,3 \cdot 10^{23}.$$

Условие равенства интеграла единице определяет границу двух областей и так называемую критическую температуру

$$T_{\text{кр}} = \frac{h^2}{2mk} \left( n \frac{1}{2\pi g} \right)^{2/3}.$$

Используя величину интеграла в случае «б» и пренебрегая единицей в знаменателе по сравнению с весьма большой экспонентой, можно получить как частный случай распределения энергии частиц уравнение

$$\frac{N(W) dW}{N} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \cdot \frac{W^{1/2} \cdot dW}{e^{kT}}, \quad (2.55)$$

отражающее распределение Максвелла — Больцмана. Очевидно, что это уравнение справедливо при условии  $T \gg T_{\text{кр}}$ . При этом отметим, что для газов величина критической температуры  $T_{\text{кр}}$  мала. Например, для водорода  $T_{\text{кр}} \sim 3^\circ \text{K}$ . Для металлов величина  $T_{\text{кр}}$  весьма велика — порядка  $50\,000^\circ \text{K}$ . Таким образом, снова видим, что для газов практически всегда применимо уравнение (2.55), а для электронов в металлах надо использовать уравнение (2.52).

Качественный характер изменения величины энергии частиц в обоих предельных случаях («а» и «б») иллюстрируется соответствующими графиками на рис. 2.14, а б, на которых показано, что при больших энергиях (т. е. больших температурах) характер обоих распределений приближается друг к другу. На рис. 2.14, в дан конкретный график, показывающий распределе-

ние электронов по энергиям в вольфраме при расчете по уравнениям Максвелла — Больцмана (1) и Ферми — Дирака (2—3).

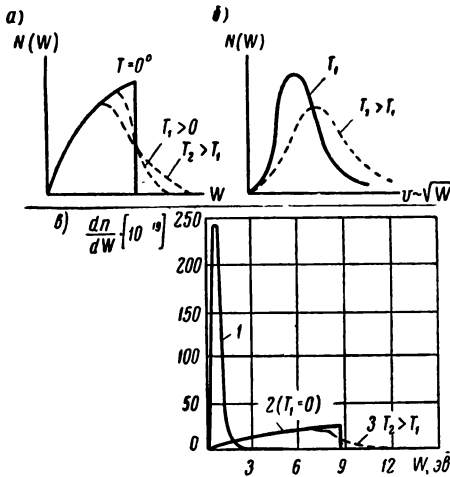


Рис. 2.14. Распределение частиц по энергиям:

а) фермиевское; б) максвелловское; в) в вольфраме при  $dW=0,01 \text{ эв}$

### § 2.3. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГАЗОВ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

В термодинамике (и в газовой динамике) для определения связи между основными параметрами газа обычно широко используется уравнение состояния идеального газа

$$\frac{p}{\rho} = RT, \quad (2.56)$$

где  $R$  — газовая постоянная, определяемая молекулярным весом  $\left(\frac{8310}{\mu} \text{ дж/кмоль} \cdot \text{град}\right)$ .

Однако газ редко состоит из частиц одного сорта (особенно при высокой температуре) и обычно представляет собой смесь разнородных частиц (молекул, атомов, ионов и электронов). В таких случаях уравнением (2.56) можно пользоваться и для отдельных компонент смеси, считая давление  $p$  парциальным давлением данного рода частиц  $p_i$ . Для смеси же

$$p = \Sigma p_i.$$

Молекулярный вес смеси при этом

$$\mu_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n \mu_i r_i, \quad (2.57)$$

где  $r_i = \frac{p_i}{\Sigma p_i}$ .

Уравнение состояния идеального газа может быть записано и в ином виде:

$$p = nkT. \quad (2.56')$$

Отметим, что выражения (2.56) и (2.56') могут в большинстве случаев применяться и для плазмы (если понимать под этим названием в целом нейтральную смесь ионов и электронов, как это было предложено в 1923 г. Ленгмюром и Тонксом) в тех случаях, когда энергия электростатического взаимодействия между частицами мала по сравнению с энергией тепловой. Однако при большой плотности плазма отступает от закона идеального газа. Если для однократно ионизованной плазмы оценить предельную плотность  $n$ , при которой отношение электростатической энергии к тепловой составит примерно 1%, то окажется, что

$$n = 10^{16} (kT)^3 \text{ 1/см}^3,$$

т. е. «предельные» плотности невелики. Так как в данном курсе «чистая» плазма (без нейтральных частиц) нигде не рассматривается, то приведенное выражение, давая оценку плотности электронов (или ионов), только позволяет оценить строгость использования уравнения (2.56). Это же соотношение позволяет указать и на некоторые другие особенности расчета плотной плазмы, например на необходимость учета взаимного влияния электрических полей частиц при расчете ионизации, что приводит к некоторому снижению потенциала ионизации по сравнению со значениями, приведенными в § 2.2.

Термодинамическое состояние системы из большого числа частиц определяется методами статистической физики. Однако, вообще говоря, статистика дает не состояние системы, а вероятность того, что какая-то величина получит значение в определенном диапазоне. В статистической термодинамике применение методов средних величин по множеству микросостояний дает для свободной энергии системы, занимающей объем  $V$  при температуре  $T$ , выражение

$$F = -kT \ln Z, \quad (2.58)$$

где  $Z$  — статистическая сумма по состояниям системы, зависящая от микросостояний ее частей  $n$  и соответствующих им уровней энергии  $W_n$ :

$$Z = \sum_n e^{-\frac{W_n}{kT}}.$$

Это положение справедливо для любой системы (газ, твердое тело), построенной из взаимодействующих частиц. Величина суммы по состояниям определяет и другие термодинамические функции, например:

$$U = kT^2 \frac{\partial}{\partial T} (\ln Z);$$

$$S = k \ln Z + \frac{U}{T}$$

и т. д.

Для вычисления суммы по состояниям  $Z$  нужно знать возможные состояния системы и уровни энергии. При суммировании каждое состояние считается отдельно. Если уровни энергии вырождены, то появляются одинаковые слагаемые, причем их число соответствует кратности вырождения

$$Z = \sum_i g_i e^{-\frac{W_i}{kT}}. \quad (2.59)$$

В выражении (2.59) суммирование ведется уже не по состояниям  $n$ , а по уровням энергии  $W_i$ .

Важное свойство суммы по состояниям  $Z$  — мультипликативность, т. е., поскольку энергия сложной системы равна сумме энергии ее частей, например  $E_{1,2} = E_1 + E_2$ , то выражение соответствующей статистической суммы

$$Z_{1,2} = Z_1 Z_2 = \sum_{1,2} e^{-\frac{W_1 + W_2}{kT}}.$$

Для идеальных газов при не очень низких температурах, если учесть, что состояния  $N$  частиц, получаемые перестановкой, не различимы, можно записать

$$Z_{\text{газ}} = \frac{Z^N}{N!}. \quad (2.60)$$

Отметим, что в классической статистике, где все состояния принимаются равновероятными ( $g_1 = g_2 = g_3 = \dots$ ), величина  $Z$  принимает вид

$$Z = \sum_n e^{-\frac{W_n}{kT}}.$$

Так, одним из приложений этой статистики является приведенная в § 2.2 формула Больцмана для распределения частиц по энергиям. Формула Больцмана применяется, например, и для оценки числа частиц в возбужденном состоянии, но уже в виде

$$\frac{n_{\text{в}}}{n_0} = \frac{g_{\text{в}}}{g_0} e^{-\frac{W_{\text{в}}}{kT}},$$

где индекс «в» соответствует возбужденному, а «0» — основному состоянию.

Полная энергия сложной частицы (молекула, атом, ион) состоит из ряда слагаемых

$$W_n = W_0 + W_{\text{пост}} + W_{\text{в.д.}}$$

где  $W_0$  — некоторая нулевая энергия, зависящая от принятого начала отсчета;

$W_{\text{пост}}$  — энергия поступательного движения;

$W_{\text{в.д.}}$  — энергия внутренних движений (или, как их обычно называют, внутренних степеней свободы).

В свою очередь энергия внутренних движений состоит из колебательной, вращательной и энергии электронного возбуждения:

$$W_{\text{в.д.}} = W_{\text{вр}} + W_{\text{кол}} + W_{\text{эл.}}$$

Тогда сумма по состояниям имеет вид

$$Z = Z_0 Z_{\text{пост}} Z_{\text{вр}} Z_{\text{кол}} Z_{\text{эл.}} \quad (2.61)$$

Значение суммы по состояниям энергии поступательного движения для объема газа  $V$  имеет вид

$$Z_{\text{пост}} = \left( \frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} V.$$

Значения сумм  $Z_{\text{вр}}$  и  $Z_{\text{кол}}$  определяются с помощью выражения (2.59) и формул (2.49) и (2.50) для энергий в зависимости от квантовых чисел.

Значение суммы по состояниям электронного возбуждения определяется следующим образом. Рассматривая энергию электронов одного из уровней атома, можно установить (см. § 2.2), что данной электронной конфигурации соответствует ряд состояний с различными комбинациями орбитального и спинового чисел. Взаимодействие векторов  $P_l$  и  $P_s$  ведет к расщеплению энергетического уровня. Полный момент количества движения выражается вектором

$$\bar{J} = \Sigma \bar{P}_{l_i} + \Sigma \bar{P}_{s_i}.$$

Векторы  $P_{l_i}$  и  $P_{s_i}$  определяются квантовыми числами  $l$  и  $s$  [см. (2.46), (2.47)], а квантовое число  $J$ , соответствующее вектору  $\bar{J}$ , принимает значения  $l+s$ ;  $l+s-1$ ;  $l+s-2$ ; ...;  $l-s$ . Уровень будет вырожден всего  $(2J+1)$  раз. Это и есть статистический вес уровня  $g=2J+1$ . Заполненной электронной оболочке соответствует один невырожденный уровень энергии. Например,  $g=1$  для нормального состояния атома гелия (так как  $l=0$  и сумма спинов равна 0).

Суммируя энергетические состояния электронов в атоме, определяют сумму  $Z_{\text{эл.}}$ . При этом когда ищут сумму по состояниям электронного возбуждения, то обычно за исходный берут уровень основного состояния, т. е. состояния, в котором  $W_{\text{эл.}}=0$ .



Тогда

$$Z_{\text{эл}} = g_0 + g_1 e^{-\frac{w_1}{kT}} + g_2 e^{-\frac{w_2}{kT}} + \dots$$

Так как уровни отстоят друг от друга сравнительно далеко, то обычно ограничиваются двумя или тремя членами.

В результате весьма трудоемких расчетов можно получить зависимости всех термодинамических функций различных элементов от температуры.

Одной из основных энергетических характеристик газа является его внутренняя энергия  $U$ , представляющая собой энергию теплового движения частиц газа и для ряда задач определяемая только степенями свободы частиц. В одноатомном газе частицы имеют три поступательные степени свободы. В двухатомном к ним прибавляются две вращательные и одна колебательная. В трехатомном газе теплоемкость зависит уже и от расположения атомов. Линейная молекула (например,  $\text{CO}_2$ ) имеет, кроме поступательных, две вращательные и четыре колебательные степени свободы. Нелинейная молекула (например,  $\text{H}_2\text{O}$ ) имеет три вращательные и три колебательные степени свободы. Мерой энергии частиц по любой степени свободы является температура. Сумма энергии степеней свободы образует полную внутреннюю энергию. Для поступательной и вращательной степеней свободы, достигших насыщения, это  $\frac{R}{2}$ , а для колебательной — это  $R$ . Связь внутренней энергии с температурой устанавливается введением понятия теплоемкости:  $dU = c_V dT$ .

Насыщение поступательных степеней свободы происходит при очень низких температурах, вращательных — уже при температурах  $10 \div 30^\circ \text{K}$ , а колебательных — лишь при температурах диссоциации (см. § 2.2). Соответственно энергия электронного возбуждения растет вплоть до полной ионизации газа. В связи с этим теплоемкость молекулярного газа растет сначала за счет колебательных степеней свободы (в довольно широком диапазоне температур), а затем — из-за электронного возбуждения. Для идеального газа величина теплоемкости записывается в общем виде выражением

$$c_V = \frac{3}{2} R + 2RT \frac{d \ln Z_{\text{газ}}}{dT} + RT^2 \frac{d^2 \ln Z_{\text{газ}}}{dT^2},$$

или, несколько условно, для многоатомного газа

$$c_V = c_{V\text{пост}} + c_{V\text{вращ}} + c_{V\text{кол}} + c_{V\text{эл}}. \quad (2.62)$$

С помощью изложенного, используя эти соотношения, можно установить, что для одноатомных газов в довольно широком диапазоне температур (до ионизации) теплоемкость не изменяет своей величины, т. е.  $c_V = \frac{3}{2}R$ . Для двухатомных она возрастает

от  $\frac{5}{2}R$  до  $\frac{7}{2}R$  (при диссоциации), а для трехатомных теплоемкость растет от  $\frac{5}{2}R$  до  $\frac{12}{2}R$  или  $\frac{13}{2}R$ .

Считая, что дополнительные члены в уравнении (2.62) определяют энергию внутренних движений, будем понимать под полной внутренней энергией газа и полной теплоемкостью соответствующие суммы из части энергии, определяемой поступательными движениями, и части энергии, определяемой внутренними движениями:

$$dU_{\text{п}} = c_{V_{\text{пост}}} dT + dU_{\text{в.д.}}, \quad (2.63)$$

$$c_{V_{\text{п}}} = c_{V_{\text{пост}}} + c_{V_{\text{в.д.}}} \quad (2.64)$$

Другая важная величина, используемая в термодинамических расчетах,— теплосодержание (или энтальпия)  $I$ :

$$dI = dU + Ad(pV) = c_p dT$$

и соответственно

$$I_{\text{п}} = I_{\text{пост}} + U_{\text{в.д.}}, \quad (2.65)$$

$$c_{p_{\text{п}}} = c_{p_{\text{пост}}} + c_{p_{\text{в.д.}}} \quad (2.66)$$

Для смеси газов величины теплоемкости и энтальпии записываются в виде

$$c = \Sigma c_{n_i} r_i, \quad (2.67)$$

$$I_{\Sigma} = \Sigma I_{n_i} r_i. \quad (2.68)$$

Все термодинамические процессы при отсутствии специальных условий идут самопроизвольно, и упорядоченное движение частиц газа превращается в хаотическое, т. е. механическая работа превращается в тепло. Протекание процессов в этом направлении ведет к увеличению важной термодинамической величины, называемой энтропией  $S$ . Под энтропией понимают изменение полного запаса тепла:

$$dS = \frac{dQ}{T}.$$

Еще две термодинамические функции — свободная энергия и термодинамический потенциал — имеют вид

$$F = U - TS$$

и

$$\Phi = I - TS.$$

Величину  $\Phi$ , отнесенную к числу частиц, называют химическим потенциалом частицы:

$$\mu = \frac{\Phi}{n}.$$

Наиболее часто термодинамический процесс в газе, протекающий в условиях, когда энергия колебательных движений либо мала, либо не изменяется, а процесс идет без внешнего теплового воздействия (подвода или отвода), называют адиабатическим. Отношение теплоемкостей называют показателем адиабаты  $\frac{c_p}{c_v} = k$ , а связь между параметрами газа в таком процессе — уравнением адиабаты:

$$\left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Здесь как бы участвуют в процессе только достигшие насыщения степени свободы. Если же в газе процесс протекает также без внешнего теплового воздействия и изменяются все виды энергии частиц, то его называют изоэнтروпическим. Отношение теплоемкостей  $\frac{c_p}{c_v} = k$  называют показателем изоэнтропы. Таким образом, адиабатический процесс — это частный случай изоэнтропического. Показатель изоэнтропы  $k_n$  меньше, чем показатель адиабаты  $k$ . Например, в процессе расширения этот вывод очевиден из физических соображений, ибо рекомбинация частиц при уменьшении температуры в условиях равновесия как бы эквивалентна подводу тепла.

Для определения величины энтропии газа при заданном давлении пользуются выражением

$$S_p = S_0 - R \ln p, \quad (2.69)$$

где энтропия  $S_0$  называется стандартной для данного газа при заданной температуре и давлении  $p = 10^5 \text{ н/м}^2$ .

Очевидно, что, в свою очередь, для смеси

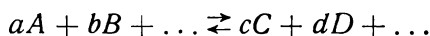
$$S_{p_2} = \Sigma S_{p_i} r_i. \quad (2.70)$$

Процессы в газах делят на равновесные и неравновесные. Равновесным называют такой процесс, когда в каждой его точке (по времени) энергии (температуры) частиц разных видов совпадают, а состав газа соответствует тому, который установился бы, если бы газ находился в данных условиях достаточно долгое время. Из возможных случаев неравновесности следует отметить следующие: а) «замороженность» состава газа и б) термически неравновесная плазма. Первый случай обычно встречается в процессе расширения газа низкого давления (менее  $10^2 \div 10^3 \text{ н/м}^2$ ), протекающем с большой скоростью. При этом в процессе расширения энергия частиц успевает выровняться, но рекомбинация еще не происходит. Отметим, кстати, что наиболее быстро выравниваются энергии поступательного и вращательного движений. О возможности этого процесса следует не забывать при расчете магнитогазодинамических устройств.

Второй случай характеризуется резким отличием в температуре (т. е. в энергиях) электронов и ионов (а также атомов) и наиболее вероятен также в малоплотной плазме, находящейся в электрическом и магнитном полях. Его появления можно ожидать в электрических дугах, в плазме цезия, наполняющей термоэлектронный генератор, и др. Укажем в качестве примера, что в газоразрядных трубках (типа ламп дневного света) температура электронов достигает десятков тысяч градусов, тогда как температура атомов и ионов при этом порядка тысячи градусов.

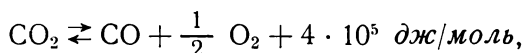
Чтобы рассчитать любую тепловую машину с учетом всех возможных изменений в составе и свойствах газообразного рабочего тела, нужно знать зависимость от температуры и давления трех основных величин:  $R$ ,  $I$  и  $S$ . Эти исходные данные дают возможность рассчитать все остальные параметры, упоминавшиеся выше. Для всего этого необходимо найти состав газа в данных условиях.

Процессы диссоциации и ионизации в общем виде можно записать так:



При этом примем, что реакция вправо идет с разрывом связей — это диссоциация, или ионизация. Реакция влево идет с образованием связей — это рекомбинация. Здесь  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  — числовые коэффициенты (число взаимодействующих частиц);  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$  — типы химических элементов.

Например, реакция разложения углекислого газа, идущая с выделением тепла, запишется так:



где  $a = 1$ ;  $c = 1$ ;  $d = \frac{1}{2}$ .

Каждая реакция характеризуется скоростью  $u = \frac{\Delta C}{\Delta t}$  или изменением концентрации (числа грамм-молей вещества в кубическом метре). Закон действующих масс гласит, что скорости химической реакции пропорциональны концентрациям реагирующих веществ, взятым в степенях, определяемых коэффициентами реакций. Тогда например, для рассмотренной выше реакции скорость образования будет иметь вид

$$u_1 = k_1 C_A^a C_B^b,$$

а скорость распада

$$u_2 = k_2 C_C^c C_D^d.$$

В химически равновесной смеси скорости прямой и обратной реакций равны, т. е.

$$k_1 C_A^a C_B^b = k_2 C_C^c C_D^d.$$

Тогда можно ввести коэффициент реакции в виде, например,

$$k_C = \frac{k_1}{k_2} = \frac{C_{CO} C_{O_2}^{1/2}}{C_{CO_2}}. \quad (2.71)$$

Практически пользуются другими константами. Так как для числа молей  $N_{O_i}$

$$p_i V = N_{O_i} RT,$$

то

$$C = \frac{N_{O_i}}{V} = \frac{p_i}{RT},$$

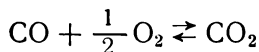
и коэффициент реакции можно записать как

$$k_C = \frac{k_1}{k_2} = \frac{p_C^c p_D^d}{p_A^a p_B^b} RT^{(a+b+\dots - c-d-\dots)} = k_p RT^{-\Delta\nu}, \quad (2.72)$$

где  $k_p$  — константа равновесия, выраженная через парциальные давления;

$\Delta\nu$  — изменение числа молей в реакции.

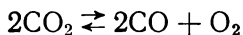
При расчетах надо следить за правильностью применения констант (обычно их берут из справочников) в зависимости от записи реакции. Например, для реакции образования  $CO_2$



константа обратна константе реакции разложения  $CO_2$ :

$$k' = \frac{p_{CO_2}}{p_{CO} p_{O_2}^{1/2}} = \frac{1}{k}.$$

Для реакции, записанной в виде разложения двух молекул,



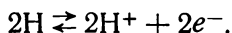
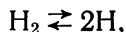
константа возводится в квадрат:

$$k'' = \frac{1}{(k')^2}$$

и т. д.

Для иллюстрации изложенного выше характера изменения главных термодинамических параметров и для большей наглядности расчета состава и свойств газа рассмотрим в качестве примера водород. Водород удобен тем, что (если пренебречь очень малыми долями дейтерия) его атомы содержат только один протон и один электрон, т. е. возможна в принципе только однократная его ионизация и поэтому принципиально возможное число типов частиц в продуктах разложения водорода относительно невелико. Это следующие частицы:  $H_2$ ,  $H$ ,  $H^+$ ,  $H^-$ ,  $e^-$ .

Характерные реакции<sup>1</sup> для водорода запишутся в виде



Уравнения химического равновесия дадут соотношения:

$$k_\alpha = \frac{p_{\text{H}}^2}{p_{\text{H}_2}}, \quad (2.73)$$

$$k_\beta = \frac{p_{\text{H}^+} \cdot p_{e^-}}{p_{\text{H}}}. \quad (2.74)$$

Введем обозначения  $\alpha$  и  $\beta$  для степеней диссоциации и ионизации, характеризующие:

$\alpha$  — отношение числа продиссоциировавших атомов к общему числу атомов и молекул, т. е. при  $\alpha=1$  диссоциация закончилась (имеется чистый атомарный водород), а при  $\alpha=0$  диссоциации нет (т. е. имеется только чистый молекулярный водород);

$\beta$  — отношение числа ионов водорода (или электронов) к общему числу атомов и ионов, т. е. при  $\beta=0$  ионизации нет (в смеси одни атомы), а при  $\beta=1$  ионизация закончилась (в смеси одни ионы и электроны).

Запишем уравнение материального баланса в мольных долях. Соответственно для каждой составляющей имеем:

$1-\alpha$  — доля молекул  $\text{H}_2$ ;

$2\alpha(1-\beta)$  — доля атомов  $2\text{H}$ ;

$2\alpha\beta$  — доля ионов  $2\text{H}^+$ ;

$2\alpha\beta$  — доля электронов  $2e^-$ .

Очевидно, что общее число молей

$$\text{H}_2 + 2\text{H} + 2\text{H}^+ + 2e^- = 1 + \alpha(1 + 2\beta). \quad (2.75)$$

Таким образом, исходная молекула водорода может превращаться в определенное количество долей указанных составляющих.

Уравнения для мольных долей и парциальных давлений можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} r_{\text{H}_2} &= \frac{1-\alpha}{1+\alpha(1+2\beta)}, \\ r_{\text{H}} &= \frac{2\alpha(1-\beta)}{1+\alpha(1+2\beta)}, \\ r_{\text{H}^+} &= r_{e^-} = \frac{2\alpha\beta}{1+\alpha(1+2\beta)}, \end{aligned} \right\} \quad (2.76)$$

<sup>1</sup> Реакцию образования отрицательного иона водорода и ионов типа  $\text{H}^{\pm}$  опускаем, так как их число пренебрежимо мало. Более точные расчеты состава могут понадобиться лишь при определении нетермодинамических величин. Например, содержание иона  $\text{H}^-$  важно для оптической плотности.

$$\left. \begin{aligned} p_{H_2} &= \frac{(1-\alpha)p}{1+\alpha(1+2\beta)} \\ p_H &= \frac{2\alpha(1-\beta)p}{1+\alpha(1+2\beta)} \\ p_{H^+} &= p_{e^-} = \frac{2\alpha\beta}{1+\alpha(1+2\beta)} \end{aligned} \right\} \quad (2.77)$$

Уравнения химического равновесия при использовании системы (2.77) принимают вид

$$\left. \begin{aligned} k_\alpha &= \frac{4\alpha^2(1-\beta)^2p}{(1-\alpha)[1+\alpha(1+2\beta)]} \\ k_\beta &= \frac{2\alpha^2\beta^2p}{\alpha(1-\beta)[1+\alpha(1+2\beta)]} \end{aligned} \right\} \quad (2.78)$$

Находя  $\alpha$  из первого уравнения системы, а  $\beta$  — из второго, получаем

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{k_\alpha\beta + \sqrt{k_\alpha^2\beta^2 + k_\alpha[4(1-\beta)^2p + k_\alpha(1+2\beta)]}}{4(1-\beta)^2p + k_\alpha(1+2\beta)} \\ \beta &= \frac{-k_\beta(1-\alpha) + \sqrt{k_\beta^2(1-\alpha)^2 + 8(k_\beta+p)k_{\beta\alpha}(1+\alpha)}}{4\alpha(k_\beta+p)} \end{aligned} \right\} \quad (2.79)$$

Из этих уравнений методом последовательных приближений находим значения коэффициентов диссоциации  $\alpha$  и ионизации  $\beta$ .

В двух крайних случаях решение заметно упрощается. Если еще нет ионизированного водорода ( $\beta=0$ ), то

$$\alpha = \sqrt{\frac{k_\alpha}{k_\alpha + 4p}}.$$

Это условие соответствует температурам примерно до  $6000^\circ \text{K}$  при  $p=10^5 \text{ н/м}^2$ . Если водород полностью продиссоциировал ( $\alpha=1$ ), то

$$\beta = \sqrt{\frac{k_\beta}{k_\beta + p}}.$$

Это условие соответствует температурам более  $T=8500-9000^\circ \text{K}$  при  $p=10^5 \text{ н/м}^2$ .

В соответствии с найденными значениями коэффициентов  $\alpha$  и  $\beta$  определяют парциальные давления компонентов. Затем определяют энтальпию, энтропию смеси, ее молекулярный вес и газовую постоянную по формулам (2.56) ÷ (2.70), учитывая молекулярный вес  $\mu_{H_2} = 2,016$ , атомный вес водорода  $\mu_H = 1,008 \approx \mu_{H^+}$  и вес электронов  $\mu_{e^-} = 0,000548$ .

При расчете термодинамических параметров сложных газов обычно пользуются справочными таблицами термодинамических параметров отдельных простейших компонентов. Для расчета смесей, кроме этих таблиц, необходимо иметь константы хими-

ческого равновесия. Для ряда широко распространенных соединений они также имеются в затабулированном виде. Однако в отдельных случаях такие константы приходится рассчитывать. Приведем возможные формулы для их определения. Так, например, формула Рассела для константы диссоциации записывается в виде

$$\log k_\alpha = -\frac{5040}{T} D + \frac{1}{2} \log T - 0,286 x + \\ + \frac{1}{2} \log \frac{m_A m_B}{m_A + m_B} + \log r_0 + \log \frac{g_A g_B}{g_{AB}} + 6,24 \text{ з/см} \cdot \text{сек}^2, \quad (2.80)$$

где  $x = \frac{h\nu}{1,43 kT}$  — величина, характеризующая частоту колебаний молекулы;

$T$  — температура, °К;

$D$  — энергия диссоциации, эв;

$m_A, m_B$  — молекулярные веса диссоциирующих компонентов;

$r_0$  — равновесное расстояние между ядрами атомов  $A$  и  $B$  в молекуле, Å.

$g_A, g_B$  и  $g_{AB}$  — статистические веса основных состояний атомов и молекулы.

Константа ионизации газа обычно определяется по формуле Саха

$$\log k_\beta = -\frac{5040}{T} I + 2,5 \log T - \log \frac{2Z_n}{Z_a} - 0,48, \quad (2.81)$$

где  $I$  — энергия ионизации (потенциал ионизации), эв;

$Z_n$  и  $Z_a$  — статистические суммы состояний ионизованных и нейтральных атомов (величина «2» под знаком логарифма в третьем члене — статистическая сумма электронов).

Для области малой ионизации (до нескольких процентов) можно пользоваться формулой

$$\frac{n_e n_n}{n_a} = 2 \frac{Z_n}{Z_a} \cdot \frac{(2\pi m_a kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{I}{kT}},$$

или в упрощенном виде

$$\frac{\alpha^2 p}{1 - \alpha^2} = 1,8 \cdot 10^{-6} T^{5/2} e^{-\frac{11600}{T} I}. \quad (2.82)$$

Приведенное выше решение в общем виде для коэффициентов  $\alpha$  и  $\beta$ , т. е. система уравнений (2.79), справедливо для водорода как простейшей химической смеси. Для других практически используемых соединений явного решения не получается, и систему уравнений типа (2.77), (2.78) обычно решают способом последовательного приближения.



Чтобы показать характер изменения по температуре и давлению всех указанных выше величин, продолжим рассмотрение термодинамических свойств на примере водорода. Из графика,

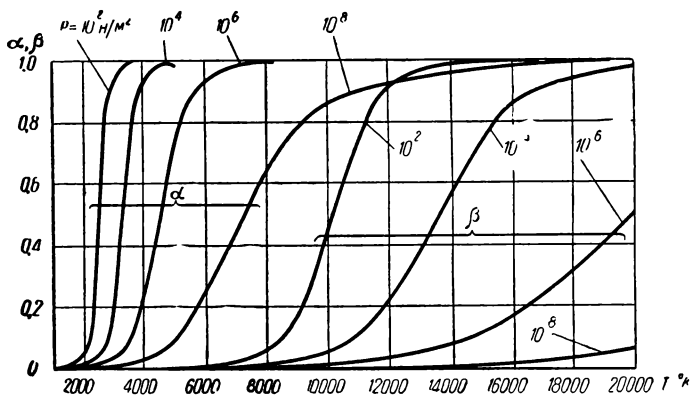


Рис. 2.15. Зависимость степени диссоциации и ионизации водорода от температуры

приведенного на рис. 2.15, видно, что характер изменения коэффициентов диссоциации и ионизации [ $\alpha$  и  $\beta = f(T)$ ] одинаков для всех давлений. Чем меньше

давление, тем легче оторвать атом от атома и электрон от атома, т. е. легче добиться диссоциации и ионизации [см., например, уравнение (2.82)]. На этом графике можно четко видеть области начала и конца диссоциации и ионизации (о чем упоминалось на стр. 77). На рис. 2.16 показано изменение состава водорода (в парциальных долях) в зависимости от температуры при общем давлении  $p = 10^5 \text{ н/м}^2$ . На графике видно также, что содержанием отрицательного иона водорода для термодинамических расчетов вполне можно пренебречь (что и принималось на стр. 77).

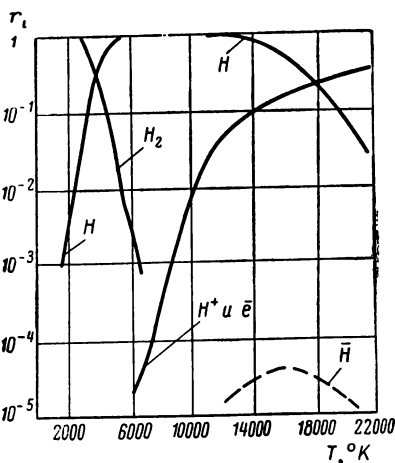


Рис. 2.16. Зависимость мольного состава водорода от температуры при  $p = 10^5 \text{ н/м}^2$

Изменение газовой постоянной и теплоемкости характеризуют графики  $R = f(T)$  и  $c_p = f(T)$  (рис. 2.17 и 2.18). Можно видеть, как при двукратном увеличении числа частиц в газе (при дис-

социации, а затем при ионизации) вдвое возрастает газовая постоянная  $R$ . Последний график показывает, что с увеличением температуры удельная теплоемкость  $c_p$  также растет. При этом на рис. 2.18 показано как изменение полной теплоемкости газа (видны всплески кривой вследствие затрат энергии на диссоциацию и ионизацию), так и изменение только части теплоемкости, связанной с поступательной энергией частиц. Увеличение теплоемкости связано со снижением молекулярного веса (график построен для 1 кг вещества, а не для 1 моля).

Кривая зависимости полной теплоемкости от температуры для атомов, имеющих больше электронов, чем атомы водорода, будет иметь больше «горбов» (см., например, рис. 2.19). Причем для сравнительно сложных веществ, например, воздуха изменение  $c_p = f(T)$  может иметь весьма сложный характер. Это связано с тем, что по мере нагрева будут диссоциировать и ионизироваться ряд веществ:  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $NO$ ,  $O$ ,  $N$  и т. д.

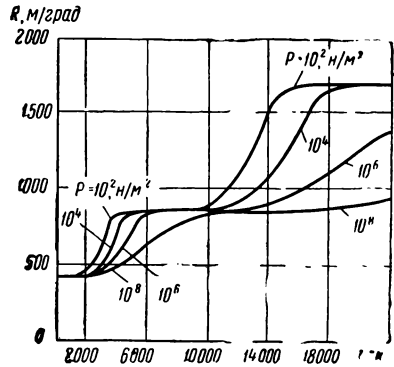


Рис. 2.17. Зависимость газовой постоянной водорода от температуры

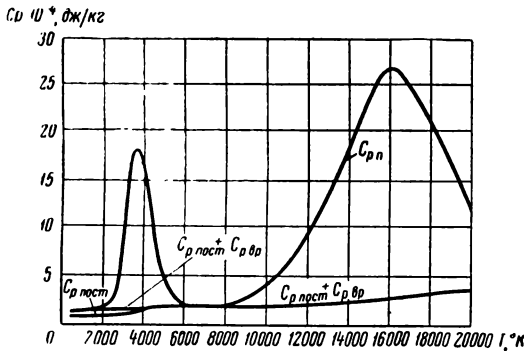


Рис. 2.18. Зависимость теплоемкости водорода от температуры

На рис. 2.20 приведена  $I-S$ -диаграмма водорода. Характер изменения энтальпии  $I$  в зависимости от температуры определяется изменением теплоемкости  $c_p$ . При этом обращает на себя внимание вид изотерм в зависимости от энтропии. В областях, где газ состоит из частиц только одного типа (молекулы при  $T < 2000^\circ \text{K}$  или атомы при  $T \geq 5000-7000^\circ \text{K}$  в условиях

$p = 10^5 \text{ н/м}^2$ ), изотермы горизонтальны. В других же областях их наклон характеризует интенсивность диссоциации, или ионизации. Для расчетов (особенно газодинамических) часто необходимо знать коэффициент изоэнтропы  $k_p$ . На рис. 2.21 приведе-

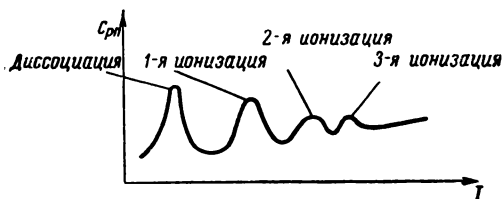


Рис. 2.19. Зависимость теплоемкости многоэлектронного элемента от температуры

ны значения этого коэффициента  $k_p = f(T)$  для водорода, показывающие изменение его с изменением полной теплоемкости, а также с изменением теплоемкости без учета энергии внутренних движений.

В расчетах магнетогазодинамических генераторов необходимы данные по иным, главным образом более сложным, чем водород, газам. В частности, есть сообщения о планировании использо-

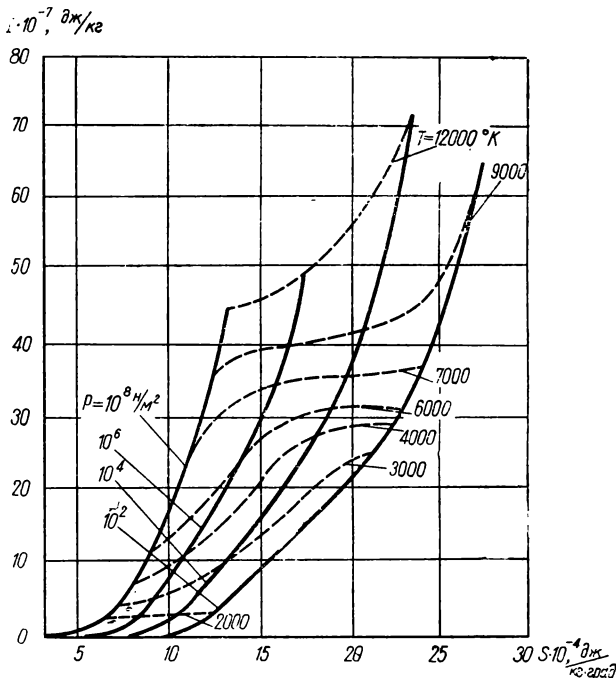


Рис. 2.20. I—S-диаграмма для водорода

вания в МГДГ азота, а также об использовании продуктов сгорания топлива в воздухе или кислороде. Для приме-

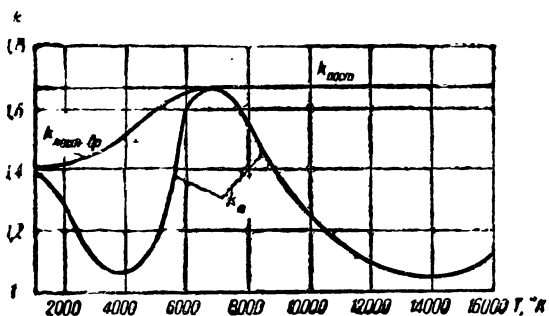


Рис. 2.21. Зависимость показателя изоэнтропы водорода от температуры ( $P=10^5$  н/м<sup>2</sup>)

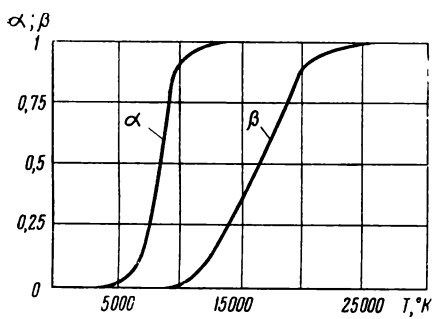


Рис. 2.22. Зависимость степени диссоциации и ионизации азота от температуры при  $\rho=10^5$  н/м<sup>2</sup>

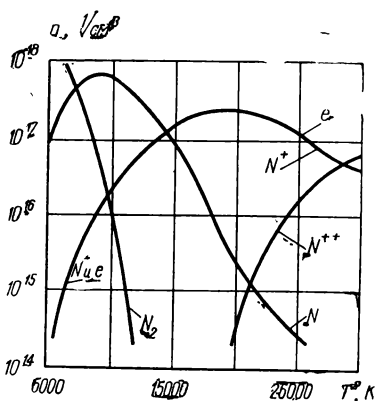


Рис. 2.23. Зависимость состава азота от температуры при  $\rho=10^5$  н/м<sup>2</sup>

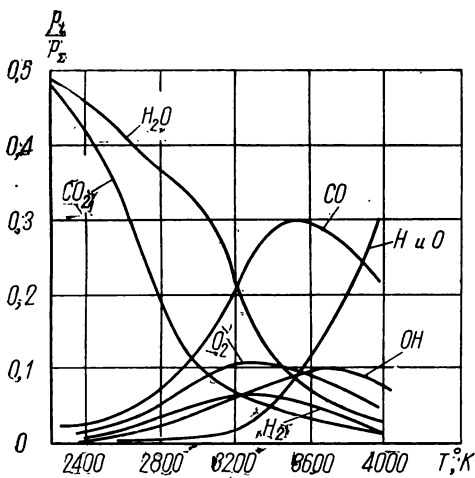


Рис. 2.24. Зависимость состава продуктов сгорания  $C_2H_4$  в хлороде от температуры при  $\rho=10^5$  н/м<sup>2</sup>

ра на рис. 2.22 и 2.23 показано изменение состава азота. Качественно оно совершенно аналогично водороду. На рис. 2.24 показано изменение состава продуктов сгорания углеводорода  $C_2H_4$  в кислороде при  $p=10^5$  н/м<sup>2</sup> в очень узкой области температур. На рис. 2.25 представлено изменение показателя энтропии воздуха  $k_n$ . Все эти зависимости имеют качественно тот же вид, что и рассмотренные зависимости для водорода.

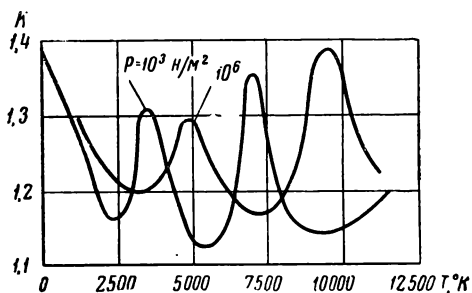


Рис. 2.25. Зависимость показателя энтропии воздуха от температуры

#### § 2.4. ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГАЗОВ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

При расчетах течений газов и параметров установок необходимо знать, кроме термодинамических, теплофизические и электрические свойства рабочих тел. Точный расчет этих свойств сложен и трудоемок, особенно для газовых смесей, поэтому мы ограничимся лишь рассмотрением основных соотношений, которые полезны при качественном анализе изменения свойств газов.

Поскольку заряды электронов нейтрализуют заряды ионов, плазму называют квазинейтральной. Слово «квази» (как бы) означает, что плазма нейтральна в достаточно большом ее объеме по сравнению с объемом зарядов. Если оценить расстояние от иона, на котором его электростатическая энергия заметно превышает энергию окружающих ионов, то можно получить следующее выражение

$$l_d = \sqrt{\frac{kT}{2ne^2}},$$

называемое дебаевской длиной, или длиной экранирования (для электронов, выражая дебаевскую длину в сантиметрах, получаем  $l_d = 5\sqrt{\frac{T}{n}}$ ). Электростатические силы будут чувствоваться в объеме сферы радиусом менее  $l_d$ . Очевидно, что в условиях, когда длина экранирования во много раз меньше рассматриваемой

мого объема, движение ионов и электронов оказывается связанным, единым.

Известно, что все частицы газа находятся в непрерывном хаотическом движении, испытывая большое число столкновений друг с другом, в результате которых, обмениваясь импульсом и кинетической энергией, они меняют свое направление. Расстояние, которое в среднем проходят частицы от одного столкновения до другого, называют длиной свободного пробега  $l$ . Молекулярно-кинетическая теория дает следующее выражение для величины  $l$  в однородном газе:

$$l = \frac{1}{\pi \sqrt{2} n \sigma_0^2 \left(1 + \frac{c}{T}\right)}, \quad (2.83)$$

где  $\sigma_0$  — диаметр частицы;  
 $c$  — постоянная Сюзерленда.

Иногда вводят вместо  $\sigma_0$  выражение

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 \left(1 + \frac{c}{T}\right),$$

и величину, аналогичную площади  $\pi \sigma^2 = \Omega$ , называют эффективным сечением.

Величина  $\sigma$  в первом приближении является геометрическим диаметром частиц. Поправка Сюзерленда учитывает получаемое из эксперимента уменьшение диаметра  $\sigma$  с увеличением скорости (температуры) частиц. Смысл поправки в том, что с увеличением скорости уменьшается время взаимодействия частиц. Выражение (2.83) позволяет установить главное: длина свободного пробега обратно пропорциональна числу частиц, т. е. плотности газа. Так как величина  $n = \frac{p}{kT}$ , то уравнение (2.83) часто записывают в виде

$$lp = f(T).$$

В табл. 2.7 даны значения произведения длины свободного пробега на давление газа  $lp$  при  $T=300^\circ\text{К}$  и постоянной  $c$  для некоторых газов.

Таблица 2.7

Значение  $lp$  и  $c$  для некоторых газов

Газ	He	H <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	Ar	Воздух	Hg
$lp \cdot 10^{-3}, \text{н/м}$	17,7	11,7	6,4	6,0	6,3	6,0	3,0
$c, ^\circ\text{К}$	20	72	125	104	152	113	970

Число столкновений частиц, находящихся в  $1 \text{ см}^3$ , очень велико: так, за  $1 \text{ сек}$  при  $T=300^\circ \text{ К}$  и  $p=10^5 \text{ н/м}^2$  оно имеет порядок  $10^{28}$ . Если следить за движением одной какой-либо частицы, то, фиксируя через определенные промежутки времени площадь  $S$ , заполненную при хаотическом движении частицы, можно установить, что площадь растет пропорционально времени (это обстоятельство не зависит от того, движется частица в плоскости или в объеме):

$$S = Dt.$$

Множитель пропорциональности называют коэффициентом диффузии  $D$ . И так как площадь  $S$  связана с длиной свободного пробега выражением

$$S = \Sigma l^2,$$

то для коэффициента диффузии можно получить

$$D = \frac{l^2}{\tau}, \quad (2.84)$$

где  $\tau$  — время между столкновениями; или, введя скорость частицы, найти

$$D = lv. \quad (2.84')$$

Коэффициент диффузии иногда удобно определять из соотношения

$$n = -D \text{ grad } C,$$

показывающего количество частиц  $n$ , продиффундировавших через какую-то контрольную поверхность под действием градиента концентрации частиц  $C$ .

Используя приведенные выше выражения, время между столкновениями можно записать в виде

$$\tau = \frac{1}{nv\pi\sqrt{2}\sigma^2}. \quad (2.85)$$

Если в газе имеются частицы разных сортов, то для определения времени между столкновениями складываются числа столкновений  $\frac{1}{\tau}$ , т. е. произведения  $nv\sigma^2$ .

Величина свободного пробега частиц в смеси двух газов (двух типов частиц) для одного из типов выражается как

$$l_1 = \frac{4}{\pi(\sigma_1 + \sigma_2)^2 n_2 \sqrt{1 + \frac{m_1}{m_2}}}.$$

Это выражение показывает, что легкие частицы в смеси газов имеют большую длину свободного пробега. Можно видеть, что при большом отличии в массах и при  $n_1 \approx n_2$  отношение длин сво-

бодного пробега примерно обратно пропорционально отношению масс.

При столкновениях частиц, кроме процессов рассеяния, возможны другие процессы, в частности, отмечавшиеся выше (возбуждение, ионизация и т. д.). По аналогии с этим вероятности различных процессов характеризуют также величинами сечений — сечения возбуждения  $\Omega_v$ , сечения ионизации  $\Omega_n$  и т. п. Их величина определяется энергией сталкивающихся частиц (температурой). При этом, например, сечение ионизации частиц с энергией, меньшей потенциала ионизации  $I$ , естественно, равно нулю. Анализ столкновения частиц становится более сложным, когда они обладают зарядом (в плазме). Действие закона Кулона приводит к тому, что хаотическое движение частицы уже представляется не прямыми ломаными линиями, а сложной кривой. Однако обычно такой криволинейный путь заменяют рядом прямолинейных отрезков, считая, что на изломах частица испытывает так называемые кулоновские столкновения. Соответственно вводят понятие кулоновского сечения. Обычно различают близкие и дальние кулоновские взаимодействия. Условно принимается, что при дальних взаимодействиях частица отклоняется на угол  $\psi < 90^\circ$ , а при ближних столкновениях — на угол  $\psi \geq 90^\circ$ . Например, электрон отклоняется на  $90^\circ$ , когда потенциальная энергия его при прицельном расстоянии  $r$  вдвое больше первоначальной кинетической энергии. При этом расстояние  $r = \frac{e^2}{mv^2}$  можно считать максимальным радиусом ближнего взаимодействия. Расстояние, на котором частица испытывает дальнее взаимодействие, имеет величину порядка дебаевской длины.

Кулоновское сечение определяют выражением

$$\Omega_k = \frac{A^4 e^4 v^2}{(kT)^2 c^2} \ln \Lambda, \quad (2.86)$$

где  $A$  — число элементарных зарядов частицы  $e$ ;

$\Lambda$  — отношение радиуса ближнего взаимодействия к дебаевской длине.

Очевидно, что полное сечение взаимодействия частиц определяется из суммы чисел столкновений разного рода.

Отметим, что значение сечений столкновений нейтральных частиц имеют порядок  $\sim 10^{-16} \text{ см}^2$ . Сечения столкновений электронов и ионов с атомами примерно на два порядка больше. Особенно велики сечения столкновений электрон — ион.

Приведенные в начале раздела соотношения позволяют получить следующее выражение для определения коэффициента диффузии в однородном газе:

$$D = 2,63 \cdot 10^{-7} \frac{1}{p^2} \sqrt{\frac{T^3}{m}} \text{ м}^2/\text{сек}. \quad (2.87)$$



Для смеси газов вводится коэффициент взаимной диффузии, определяемый выражением

$$D_{1,2} = 2,63 \cdot 10^{-7} \frac{\sqrt{T^3 \frac{m_1 + m_2}{2m_1 m_2}}}{\rho \sigma_{12}^2}, \quad (2.88)$$

где величина  $\sigma_{12}$  определяется как  $\sigma_{12} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2}$ .

Процесс диффузии в достаточно плотной плазме благодаря «неразрывности» движения ионов и электронов, определяемой дебаевским радиусом, аналогичен процессу диффузии в неионизованном газе. Коэффициент диффузии определяется константами для ионов, как более медленных частиц. Такой процесс совместного движения ионов и электронов в газе называют амбипольной диффузией.

Между соседними объемами при движении газа происходит обмен импульсами частиц, в результате которого возникает сила взаимодействия между слоями, пропорциональная площади, расстоянию и относительной скорости. Коэффициент пропорциональности для этой силы называют коэффициентом вязкости. Он связан с плотностью газа, средней скоростью частиц и длиной свободного пробега выражением

$$\mu = \frac{1}{3} \rho v l.$$

Тогда динамический коэффициент вязкости для определенного типа частиц находят из выражения

$$\mu = 2,67 \cdot 10^4 \frac{\sqrt{mT}}{\sigma^2} \text{ н} \cdot \text{сек}/\text{м}^2, \quad (2.89)$$

где  $\sigma$  выражено в  $\text{А}$ .

Из этого выражения видно, что коэффициент вязкости растет пропорционально корню квадратному из температуры. Это и связано с тем, что  $\mu$  характеризует перенос количества движения (импульс), т. е.  $mv$ , а величина скорости  $v \sim \sqrt{T}$ .

Коэффициент вязкости связан с коэффициентом диффузии соотношением

$$D = \mu \frac{1}{\gamma} \cdot 114, \quad (2.90)$$

где  $\gamma$  — удельный вес,  $\text{н}/\text{м}^3$ .

Для смеси газов ( $i$  и  $j$ ) величина коэффициента вязкости находится из выражения

$$\mu_{\text{см}} = \sum_{i=1}^v \frac{\mu_i}{1 + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^v \frac{D_i}{D_{ij}} \cdot \frac{x_j}{x_i}}, \quad (2.91)$$

где  $x_i$ ,  $x_j$  — мольные доли компонент.

На рис. 2.26 показано для примера изменение коэффициента вязкости водорода в зависимости от температуры и давления. При диссоциации коэффициент вязкости  $\mu$  растет. Это вызвано тем, что, хотя увеличивается количество частиц и падает молекулярный вес, но уменьшается эффективный диаметр, в связи с чем отношение молекулярного веса к квадрату эффективного диаметра увеличивается. В области ионизации величина коэффициента вязкости  $\mu$  резко падает из-за воздействия электрических сил (между электронами и ионами), т. е. из-за резкого увеличения эффективного диаметра.

В процессе взаимной диффузии среди частиц происходит не только обмен импульсами, но и обмен энергией, т. е. осуществляется перенос тепла. Количество переносимого тепла в единицу времени через единицу площади пропорционально градиенту температуры в направлении переноса. Коэффициент пропорциональности называют коэффициентом теплопроводности. Его величина связана с длиной свободного пробега, скоростью частиц, их плотностью и молярной теплоемкостью:

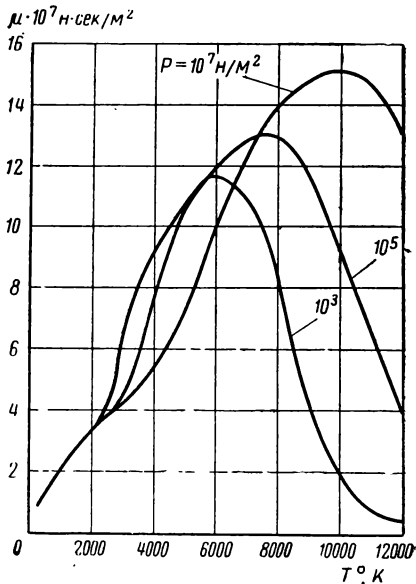


Рис. 2.26. Зависимость коэффициента вязкости водорода от температуры

$$\lambda \sim \frac{lv c_V}{m}$$

Очевидно, что значение произведения  $lv$  можно заменить коэффициентом вязкости и для одноатомного газа коэффициент теплопроводности оценить по формуле

$$\lambda = \mu \frac{c_V}{m} 2,47 \cdot 10^4, \quad (2.92)$$

где  $m$  — молекулярный вес;

$$c_V = \frac{3}{2} R.$$

Для молекул повышение числа степеней свободы приводит к усложнению явлений и более сложному определению коэффи-

коэффициента теплопроводности  $\lambda$ . При этом, когда газ диссоциирует или ионизируется, в выражении для теплового потока

$$q = -\lambda \text{ grad } T$$

следует брать значение коэффициента теплопроводности уже отличным от коэффициента теплопроводности атомарного или молекулярного газа или их смеси. В этом случае так же, как и при расчете теплоемкости, можно полную теплопроводность считать как бы состоящей из двух слагающих:

$$\lambda_{\text{п}} = \lambda_{\text{см}} + \lambda_{\text{доп}}. \quad (2.93)$$

Здесь  $\lambda_{\text{п}}$  характеризует весь поток тепла, переносимый частицами, в который, кроме коэффициента теплопроводности смеси  $\lambda_{\text{см}}$ , входит также некоторый коэффициент  $\lambda_{\text{доп}}$ , характеризующий дополнительный поток тепла, который возникает в диссоциированном или ионизованном газе. Этот дополнительный поток тепла обусловлен диффузионным переносом энергии под воздействием градиента концентрации разного рода частиц (молекулы и атомы, ионы и

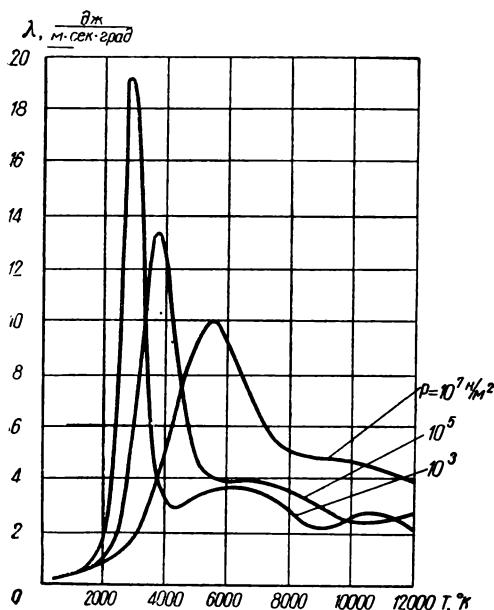


Рис. 2.27. Зависимость коэффициента теплопроводности водорода от температуры

электроны и атомы) вследствие того, что равновесный состав изменяется с изменением температуры. Например, в диссоциирующем газе после диссоциации молекул в какой-то части объема атомы в процессе диффузии могут перейти в другую часть объема, где их концентрация меньше. Там происходит рекомбинация, вследствие чего выделяется тепло, до этого поглощенное при диссоциации, т. е. происходит как бы перенос тепла диссоциации. В связи с этим общий перенос тепла в диссоциирующем газе существенно возрастает, а следовательно, и коэффициент теплопроводности за счет дополнительной составляющей должен резко возрасти по сравнению со случаем отсутствия диссоциации. В области ионизации наблюдается другая картина. Так как появление заряженных частиц ведет к резкому увеличению эффективных сечений, то уменьшается и общий перенос

частиц. Возникающее при большой степени ионизации резкое уменьшение переноса частиц (см. характер изменения коэффициента вязкости  $\mu$  на рис. 2.26) обычно приводит к уменьшению

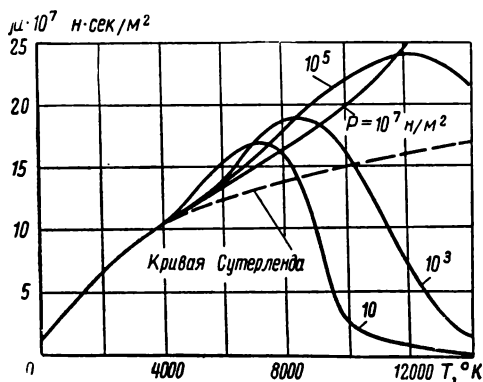


Рис. 2.28. Зависимость коэффициента вязкости воздуха от температуры

полного коэффициента теплопроводности  $\lambda_n$ , хотя при этом доля переноса тепла вследствие «переноса энергии ионизации» в полном коэффициенте теплопроводности (за счет члена  $\lambda_{доп}$ ) также велика. Расчет величин  $\lambda_{доп}$  достаточно сложен, и мы его здесь рассматривать не будем. На рис. 2.27 показаны иллюстрирующие сказанное зависимости коэффициента теплопроводности водорода от температуры, в котором четко видно увеличение коэффициента теплопроводности в области диссоциации и малое его изменение в области ионизации. Указанная картина качественно, естественно, сохраняется для всех газов. На рис. 2.28 и 2.29 показано изменение коэффициентов вязкости и теплопроводности воздуха. При этом на рис. 2.28 пунктиром нанесена кривая Сутерленда, определяющая расчетную вязкость воздуха по формуле для обычных условий (без учета процесса диссоциации).

Все изложенное относится к газам (и к плазме), находящимся в равновесном состоянии. При значениях плотности газов, характерных для разного рода установок непосредственного преобразования, наиболее важным и в принципе возможным нарушением равновесности состояния может быть, как уже отмечалось выше (см. стр. 74), термическая неравновесность. Время, в течение которого равновесие устанавливается,

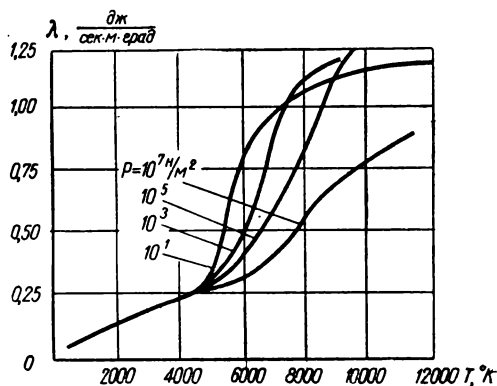


Рис. 2.29. Зависимость коэффициента теплопроводности воздуха от температуры

называют временем релаксации  $\tau$ . Для оценки времени релаксации между ионами и электронами известно соотношение

$$\tau_{ei} = \frac{m_i}{m_e} \cdot \frac{\sqrt{m_e (3T)^3}}{2nA^2e^4 \ln \Lambda}.$$

Это время, например, при давлении порядка  $10^5$  н/м<sup>2</sup> и температуре в несколько тысяч градусов составляет  $10^{-7} \div 10^{-5}$  сек. При этом следует отметить, что время установления равновесия между самими ионами (а также между ионами и атомами) в  $\sqrt{\frac{m_i}{m_e}}$  раз меньше, чем время  $\tau_{ei}$ . Время же установления равновесия между одними электронами еще в  $\sqrt{\frac{m_i}{m_e}}$  раз меньше. Термическая неравновесность может в ряде случаев быть полезной в установках непосредственного преобразования как способ получения повышенной электропроводности смеси газов.

К определению коэффициента электропроводности теперь и перейдем. Для слабо ионизованных газов его можно вычислить исходя из приведенного в § 2.1 выражения:

$$\sigma = \frac{j}{E} = \frac{n_e e v}{E} = n_e e \mu.$$

Подвижность электронов  $\mu = \frac{v}{E}$  определяется коэффициентом диффузии электронов  $\frac{v}{E} = \frac{e}{kT} D_e^1$ . Используя для коэффициента диффузии соотношение (2.87) и принимая в первом приближении  $n_e = \beta n$ , можно получить выражение для коэффициента электропроводности в виде

$$\sigma' = 0,532 \frac{\beta e^2}{(m_e kT)^{1/2} \Omega_{ea}}, \quad (2.94)$$

где  $\Omega_{ea}$  — полное эффективное сечение столкновения электронов с атомами.

Из вывода этой формулы видно, что кулоновскими силами пренебрегают.

Определение коэффициента электропроводности полностью ионизованного газа, основанное на действии кулоновских сил, позволяет получить соотношение

$$\sigma'' = 0,591 \frac{(kT)^{3/2}}{m_e^{1/2} e^2} \cdot \frac{1}{\ln \Lambda}. \quad (2.95)$$

Это выражение показывает, что электропроводность полностью ионизованного газа почти не зависит от плотности электронов (она входит только в выражение кулоновского логарифма). Это обстоятельство приводит к тому, что электропроводно-

<sup>1</sup> Это выражение обычно называют соотношением Эйнштейна.

сти различных веществ в состоянии полной ионизации мало отличаются друг от друга. Расчет электропроводности газа с промежуточной степенью ионизации существенно более сложен. В качестве первого приближения можно обойтись указанными двумя формулами с интерполяцией результатов расчета. На примере водорода, электропроводность которого в зависимости от температуры представлена на рис. 2.30, показано изменение величин электропроводности, полученных по формулам (2.94) (кривые 1) и (2.95) (кривые 2). Интерполяция показана пунктиром.

В качестве рабочего тела магнетогазодинамических генераторов выгодно брать инертный газ как химически мало активный по отношению к материалу стенок. Но у инертных газов электронные оболочки полностью заполнены. Это ведет за собой ничтожную их ионизацию при реальных температурах и низкую электрическую проводимость. Поэтому часто пользуются смесью инертных газов с парами щелочных металлов, малые доли которых в инертном газе называют присадками. У щелочных металлов легко оторвать единственный валентный электрон, поэтому их проводимость большая. Пары щелочного металла имеют низкую газовую постоянную, которая в генераторе ограничивает скорость потока, а тем самым и его эффективность. Малая же весовая доля присадки не снижает газовой постоянной (см. начало § 2.3), но приближает число электронов в смеси (по порядку величин) к числу электронов в паре щелочного металла. Кроме того, сечение столкновений электрон — атом у инертного газа много меньше, чем сечение столкновений электрон — атом у щелочного металла. За счет этого у смеси можно получить даже более высокую электропроводность, чем электропроводность у чистого пара щелочного металла. Для иллюстрации приведенного явления рассмотрим величины коэффициентов электропроводности ряда газов и смесей. На рис. 2.31, 2.32 и 2.33 приведены значения коэффициента электропроводности  $\sigma$  для аргона, цезия и их смесей в зависимости от температуры и давления. Можно видеть, что при высоких температурах (в данном случае при  $T > 8000^\circ \text{K}$ ) электропроводность практически не зависит от состава газа. При низких температурах ( $T \leq 3000^\circ \text{K}$ ) отчетливо

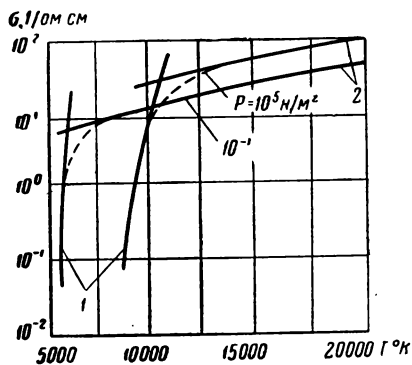


Рис. 2.30. Зависимость коэффициента электропроводности водорода от температуры

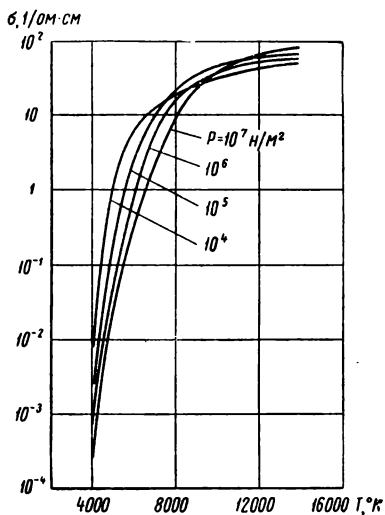


Рис. 2.31. Зависимость коэффициента электропроводности аргона от температуры

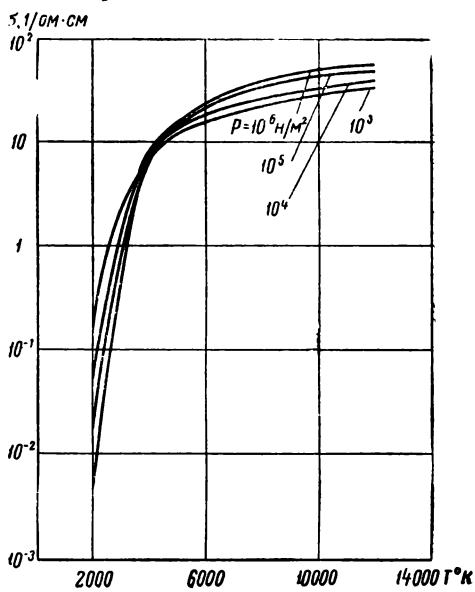


Рис. 2.32. Зависимость коэффициента электропроводности цезия от температуры

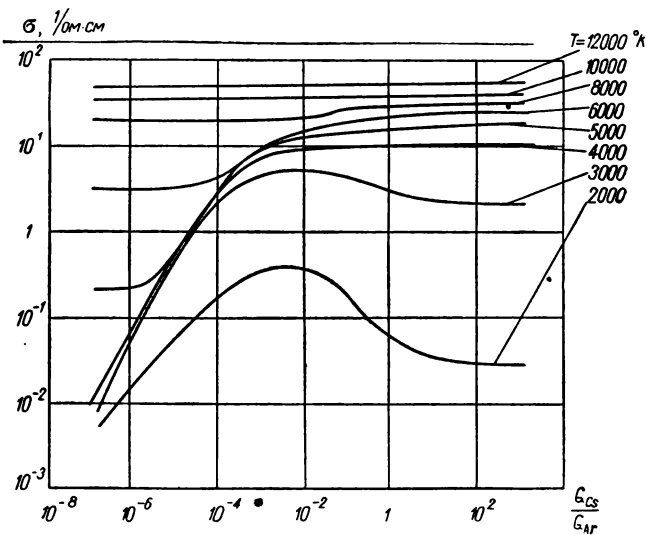


Рис. 2.33. Зависимость коэффициента электропроводности смеси аргона и цезия от температуры

виден оптимум в изменении коэффициента электропроводности по составу смеси.

Другой возможный тип рабочего тела в магнитогазодинамическом генераторе (так называемого открытого типа) — смесь продуктов сгорания. Продукты сгорания углеводородов в воздухе также обладают низкой проводимостью. Поэтому и к воздуху обычно примешивают щелочные металлы (например, в виде  $K_2CO_3$ ), и ионизация их приводит к резкому повышению проводимости воздуха. На рис. 2.34 показаны в качестве примера значения коэффициента электропроводности для смеси воздуха с 1 % калия.

Все приведенные сведения по коэффициентам переноса ( $D$ ,  $\mu$ ,  $\lambda$ ,  $\sigma$ ) характерны лишь для плазмы, находящейся вне магнитного поля. Если же плазма находится в магнитном поле сравнительно большой напряженности, то коэффициенты переноса определенным образом меняют свой характер: они становятся анизотропными, т. е. протекают с разной интенсивностью по разным направлениям. Вступает в действие механизм движения зарядов в магнитном поле (см. § 2.1). Вдоль магнитного поля движение частиц остается таким же, как в случае отсутствия поля. Коэффициенты переноса в соответствии с направлением поля обычно обозначают следующим образом:  $D_{\parallel}$  или  $D_{\perp}$ ,  $\sigma_{\parallel}$  и т. д. При движении поперек поля ( $\perp$ ) возникает наибольшее искажение величин коэффициентов переноса.

Пондермоторная сила, действуя перпендикулярно магнитному полю и скорости частицы, заставляет ее вращаться (в промежутках между столкновениями) по кругу около магнитной силовой линии с частотой  $\omega_e = \frac{AeB}{mc}$ . Это так называемое ларморовское (электронное) вращение. В результате столкновений траектория частицы резко изменяется, и происходит как бы перескок частицы с одного кружка на другой. Отношение коэффициентов переноса для двух крайних случаев (вдоль и поперек магнитного поля) записывают в зависимости от  $\omega_e$  и времени между столкновениями. Например,

$$D_{\perp} = \frac{D_{\parallel}}{1 + \omega_e^2 \tau}. \quad (2.96)$$

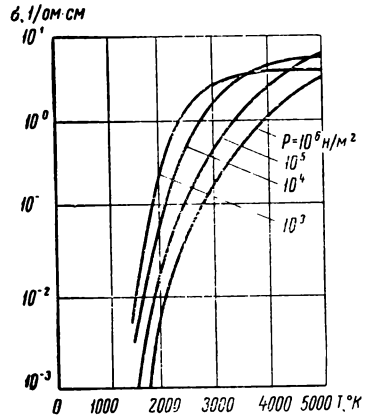


Рис. 2.34. Зависимость коэффициента электропроводности воздуха с присадкой 1% калия от температуры



Очевидно, что если  $\omega_e^2 \tau \ll 1$ , то анизотропия не сказывается. Таким образом, для существования анизотропии необходимы либо наличие магнитных полей большой напряженности, либо низкая плотность плазмы.

Приведенные выше значения коэффициентов электропроводности оптимальных смесей (для МГДГ) или чистого цезия (для термоэлектронных установок, см. гл. V) при реальных значениях температур невелики. Эффективность же установок решающим образом зависит от величины электропроводности. В связи с этим большое значение получили работы по использованию термически неравновесной плазмы. Известно, что во фронте пламени достигается кратковременное повышение проводимости (на время  $1 \div 5$  мксек), но это недостаточно. Другие методы — высокочастотный разряд, облучение продуктами деления урана, инжекция электронного пучка и другие — пока связаны с большими экономическими и весовыми затратами. При этом первый способ признается неэффективным для МГДГ большой мощности. Вместе с тем известно, что в сильном электрическом поле (например, в газовом разряде) температура электронов может в несколько раз превышать температуру атомов. Так как процесс ионизации идет при столкновениях типа электрон — атом, то такое повышение температуры электронов приводит к резкому повышению степени ионизации и величины проводимости. Этот вопрос пока исследован мало, но есть предположения о возможности использования для таких оценок формулы Саха при  $T = T_{эл}$ . В одной из работ, относящихся к МГД-генераторам с секционированными электродами, работающими на инертном газе, дается следующее соотношение для связи температур атомов и электронов:

$$\frac{T_e}{T_a} = \frac{1 + 0,56 B^2 M^2 \left(1 - \frac{R}{r + R}\right)}{1 + 0,33 M^2},$$

где  $B$  — магнитная индукция;

$M$  — число Маха газового потока;

$R$  и  $r$  — внешнее и внутреннее электрические сопротивления.

## § 2.5. НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ О СТРОЕНИИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ МАТЕРИАЛОВ В ТВЕРДОЙ ФАЗЕ

В § 2.2 было показано, что энергетическое состояние электронов (или их спектр) может в зависимости от абсолютной величины энергии быть либо квантуемым (линейчатым), когда электрон связан с атомом, либо непрерывным (сплошным), когда электрон находится вне оболочки атома. Отмечалось также, что при сближении атомов уровни вырождаются, превращаясь в по-

лосы или зоны. Это явление связано с взаимным влиянием электромагнитных полей атомов. Причем расщепление уровней тем значительнее, чем на большем удалении от ядра движутся электроны (см. рис. 2.12, б). В газах в обычных условиях, т. е. при сравнительно низких температурах и давлениях, каждый электрон тесно связан с атомом. В твердых же телах картина иная. Если температура тела сравнительно низка, то силы, действующие между атомами, размещают их в положения, обеспечивающие минимум потенциальной энергии. Так образуется кристалл. Наибольший интерес для анализа электрических свойств твердых веществ представляют верхние зоны диаграммы энергетических уровней — валентная и вышерасположенные (вплоть до уровня нулевой энергии). Изучение этих зон — задача зонной теории металлов. При этом за уровень нулевой энергии удобно принять основание валентной зоны (см.

рис. 2.12 и 2.35), чтобы анализировать энергию валентных электронов. Верхняя разрешенная зона у кристаллов может быть либо полностью заполнена электронами (3), а над ней через некоторый промежуток (2) — совершенно свободная (1) разрешенная зона (это

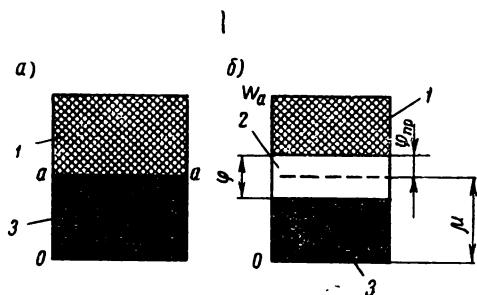


Рис. 2.35. Зонная диаграмма

характерно для диэлектриков и полупроводников — рис. 2.35, б), либо над совершенно заполненной зоной располагается зона с частично заполненными уровнями (это характерно для металлов — рис. 2.35, а). Квантовая механика приводит к выводу, что электроны частично заполненной зоны могут свободно переходить от атома к атому, блуждая по всему объему вещества. При этом они переносят свой заряд и создают электропроводность, а поэтому эту верхнюю зону (1 на рис. 2.35, б) называют зоной проводимости. Зоны, полностью заполненные электронами, таким свойством не обладают, т. е. в них электроны не могут двигаться вдоль прикладываемого электрического поля, ибо нет свободных состояний, соответствующих новым значениям энергии электронов.

Выше линии  $a-a$  (рис. 2.35, а) кончается нормальное невозбужденное состояние электронов. Для изолированного атома валентный электрон мог быть возбужден (переведен на более высокий уровень) подводом определенной порции энергии. У металлов возбуждение валентных электронов возможно подведением любой сколь угодно малой энергии, так как непрерывная

Таблица 2.8

## Основные свойства некоторых проводников и изоляторов

Вещество	Плотность, г./см. <sup>3</sup>	$t_{\text{плав.}}$ °С	$t_{\text{кип.}}$ °С	$\Gamma_{\text{плав.}}$ дж./г	Коэффициент линейного расширения $t=0 \rightarrow 1000$ °С $\alpha \cdot 10^6, 1/град$	Коэффициент удель- ного электроспро- тивления		Коэффициент тепло- проводности $\lambda$		Удельная теплоем- кость $c$	
						$\rho \cdot 10^8$ ом·см	при $t$ °С	дж./м·х сек. град.	при $t$ °С	дж./г·град	при $t$ °С
Вольфрам	19,2	3395	5930	255	5,2	5,5 2,6 4,0 10	20 750 1200 2400	170 165 118 —	0 100 1250 —	0,135 0,15 — —	20 1000 — —
Молибден	10,2	2622	4804	293	5,5	5,2 2,4 4,7 6	0 727 1527 1927	135 110 72 —	0 1473 2173 —	0,24 0,27 0,31 —	0 100 475 —
Графит	1,5÷1,9	—	3650	—	4÷7	$0,5 \div 1,2 \cdot 10^3$	20	147 72 50 42	100 700 1300 1900	0,73 1,41 1,83 2,0	25 327 727 1127
Карбид кремния	3,2	—	2500	—	—	1 1,2 4,2 6,4	20 800 1200 1400	25 16 10,5 —	300 800 1400 —	0,67 1,18 1,25 1,35	67 627 927 1227
Оксид бериллия	2,2÷2,9	2550	4260	2450	10,8	4 2,5 3,5 6,5	1200 1400 1600 1800	80 40 23 16	200 600 1000 1400	0,8 1,1 1,52 1,83	0 100 400 800

последовательность свободных (разрешенных) уровней вплотную примыкает к заполненной зоне. В отличие от диэлектриков и полупроводников металлы характеризуются большим количеством электронов, находящихся в «общем пользовании» атомов (порядка  $10^{21} \div 10^{22}$  электронов в  $1 \text{ см}^3$ ). Можно дать следующую физическую картину, объясняющую «свободу» этих электронов. Если рассматривать электрон, находящийся в поле ядра, то при напряженности этого поля  $E \sim \frac{q}{x^2}$  и потенциале

$$U = - \int_0^x \frac{q}{x^2} dx = \frac{q}{x}$$

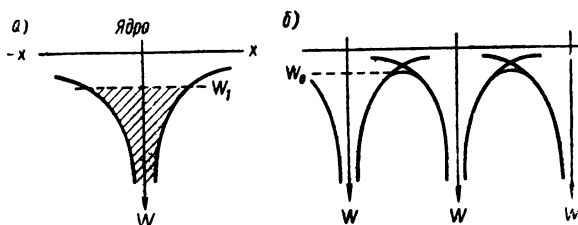


Рис. 2.36. Изменение энергии электрона в зависимости от расстояния от ядра

энергия, сообщаемая электроном внешней среде при приближении к ядру,

$$W = -Uq = -\frac{q^2}{x}.$$

На рис. 2.36, *a* она представлена равносторонней гиперболой. Если энергия электрона  $W$ , то это значит, что он может находиться в заштрихованной области (рис. 2.36, *a*). Говорят, что он находится в потенциальной яме. Если же рассматривать много близких друг к другу атомов (рис. 2.36, *b*), то все электроны с энергией, большей  $W_0$ , будут «свободными», т. е. нельзя сказать, какому атому они принадлежат. Эти свободные электроны часто называют электронным газом. Расположение атомов в кристаллической решетке для металлов имеет весьма характерный вид. Это, как правило, кубическая решетка с атомами в углах и центре куба или в углах и центре граней. Характерная связь атомов здесь — валентная.

Со снижением температуры в металле проводимость растет. Это связано с тем, что в нем число свободных электронов мало зависит от температуры, а сопротивление их перемещению по объему материала определяется тепловыми колебаниями атомной

решетки, уменьшающимися со снижением ее температуры (см., например, для тантала и вольфрама, рис. 2.37 и табл. 2.8).

Сверхпроводимость металлов при температурах, близких к абсолютному нулю, объясняется (конечно, несколько упрощенно) практически прекращением тепловых колебаний атомов решетки. Свободные электроны не испытывают сопротивления и легко дрейфуют по всему материалу.

В обычных условиях удельная электропроводность металлов выражается величиной  $\sigma = 10^4 \div 10^5$  1/ом·см.

Принятая зонная модель лишь показывает, где могут находиться электроны, но не дает вероятности их распределения по энергетическим уровням.

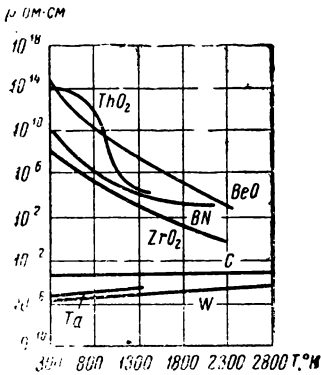


Рис. 2.37. Изменение удельного сопротивления некоторых материалов в зависимости от изменения температуры

В § 2.2 приводилась функция для распределения энергии в электронном газе  $f(W)$ . На рис. 2.38 соотношение (2.52') показано графически. При  $T=0^\circ\text{K}$ , согласно указанным в § 2.2 соображениям, для всех значений энергии меньше химического потенциала  $W < \mu$ , или, как его часто называют в рассматриваемого типа задачах, уровня Ферми, имеем  $f(W) = 1$  (т. е. все ячейки в фазовом пространстве заняты), а при  $W > \mu$  величина функции распределения  $f(W) = 0$  (т. е. все ячейки свободны).

При  $T > 0^\circ\text{K}$  функция распределения принимает вид, показанный на рис. 2.37 пунктиром. При этом

для энергии, равной уровню Ферми  $W = \mu$ , величина вероятности всегда равна  $1/2$ . На рис. 2.14 было показано распределение Ферми для числа электронов в зависимости от энергии. Значение величины энергии уровня Ферми обычно отсчитывается от нижней границы валентной зоны. Оно может быть определено

вычислением интеграла распределения  $\int_0^\mu dn$  в уравнении (2.53)

(случай «а», стр. 66) и оказывается равным (при учете первых двух членов) величине

$$\mu = \mu_0 \left[ 1 - \frac{\pi^2}{12} \frac{(kT)^2}{\mu_0} \right],$$

где

$$\mu_0 = \frac{h^2}{2m} \left( \frac{3}{4\pi g} n \right)^{2/3}.$$

Если в это выражение подставить все константы, то получим

$$\mu_0 = 3,64 \cdot 10^{-16} n^{2/3} \text{ эв.} \quad (2.97)$$

Так, например, для вольфрама (см. пример на стр. 67)  $n = 1,3 \cdot 10^{23}$  и, следовательно, легко найти величину энергии уровня Ферми:  $\mu_0 = 8,95$  эв (см. рис. 2.14). Отметим, что это значение очень велико по сравнению с энергией молекул газа, которая, например, при комнатной температуре равна 0,04 эв. Влияние температуры очень мало, и практически вплоть до температуры плавления обеспечивается сохранение значения уровня Ферми  $\mu = \mu_0$ . Так, при  $T = 2500^\circ\text{K}$  поправка составляет 3%. Следовательно, в интересующих нас условиях можно считать, что  $\mu$  зависит только от плотности электронов. Величина уровня Ферми широко применяется при анализе процессов в термоэлектронных генераторах.

Другим классом веществ, резко отличающихся своими электрическими свойствами от металлов, являются диэлектрики (изоляторы). Идеальный диэлектрик при температуре  $0^\circ\text{K}$  должен обладать практически отсутствием свободных электронов. При этом

энергетический интервал  $\phi$ , разделяющий заполненную зону и зону проводимости (рис. 2.35), достаточно велик, и случайные причины увеличения энергии валентных электронов не дают возможности преодолеть такой барьер. Если же энергия колебаний атомной решетки возрастает, то возрастают возможные отклонения в энергии валентных электронов, и в силу статической вероятности часть из них получает энергию больше  $\phi$ . Поэтому с ростом температуры у изоляторов появляется и затем значительно возрастает число свободных электронов в зоне проводимости, и удельное сопротивление резко падает (см. на рис. 2.36 свойства окисей бериллия, тория и др.). Другим важным условием является тот факт, что все вещества в обычном состоянии недостаточно чистые, т. е. имеют значительное число атомов разнообразных примесей. Включение примесей в решетку атомов искажает ее и приводит к появлению новых энергетических уровней, не свойственных основному материалу. Кроме того, у примесей величина энергетического барьера может не только быть меньше, чем у основного вещества, но и вообще отсутствовать. И в среднем для такого вещества (его можно уже представить как бы с меньшим барьером  $\mu_{\text{пр}}$ , см. рис. 2.35, б) возникает заметная электропроводность. Именно в силу этого обстоятельства чистота материала решающим образом определяет проводимость изоляторов. У широко известных изоляторов удельная электропроводность в нормальных условиях составляет до  $\sigma \approx 10^{-14} \div 10^{-15}$  1/ом·см (см. также табл. 2.8). Эта величина

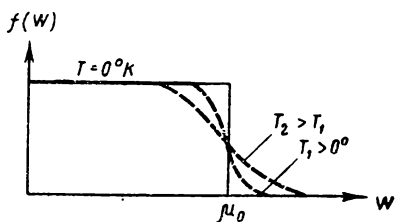


Рис. 2.38. Вероятность распределения энергии электронов

на  $\sigma$  показывает, что влияние примесей весьма заметно. С ростом температуры проводимость изоляторов резко растет, ибо главную роль здесь играет появление все большего числа свободных электронов (рис. 2.36). Увеличение же тепловых колебаний атомов оказывается второстепенным.

Между металлами и изоляторами имеется еще одна группа веществ — полупроводники, для которых характерно промежуточное значение числа свободных электронов. При абсолютном нуле у полупроводников, как и у изоляторов, свободных электронов нет. Типичные полупроводники — это кристаллы с ковалентной связью. Кристаллы полупроводника и связи в решетке изоб-

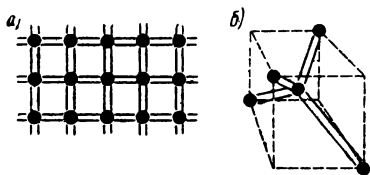


Рис. 2.39. Связь атомов в кристаллической решетке полупроводника

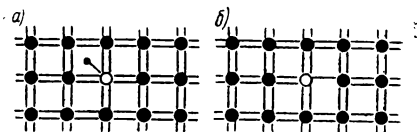


Рис. 2.40. Примеси в кристаллической решетке полупроводника

ражены на рис. 2.39. Показанный на ней вид решетки характерен для элементов четвертого столбца таблицы Менделеева (алмаза как формы углерода, кремния, германия).

У полупроводников заполненная зона от зоны проводимости отделена барьером небольшой высоты, и даже при комнатной температуре значительное число электронов попадает в зону проводимости. При уходе же электронов из заполненной зоны в ней освобождаются энергетические уровни, т. е. появляется избыток положительного электричества, или, как говорят, вакансии (дырка). Если эта дырка будет вновь заполнена электроном из зоны проводимости, то внешне это может выглядеть как перемещение дырки в противоположном электрону направлении. Такой механизм проводимости называют дырочной проводимостью. Строго говоря, ток обусловлен и в этом случае движением электронов, но их движение здесь идет в валентной зоне, и часть энергии затрачивается на разрыв связей. Поэтому величины подвижности — электронной  $\mu_e$  (в зоне проводимости) и дырочной  $\mu_d$  (в валентной зоне) — различны. Например, для германия  $\mu_e = 3600 \text{ см}^2/\text{сек}$ , а  $\mu_d = 1700 \text{ см}^2/\text{сек}$ .

На свойства полупроводников так же, как и на свойства изоляторов, сильно влияют примеси. Конечно, на обычные теплофизические свойства, например теплопроводность, малые примеси (доли процента и меньше) практически не влияют, но на проводимость полупроводников их влияние весьма велико.

На рис. 2.40,а показана структура четырехвалентного полупроводника с ковалентной связью и атомом пятивалентной примеси в центре, т. е. с одним свободным электроном. От тепловых воздействий эта пятая связь с электроном легко разрушается, электрон становится свободным и создает электронную проводимость. Такой тип примеси называется донорной, а полупроводник с такой примесью — негативным, или *n*-полупроводником. Механизм проводимости в нем, как и в металлах, естественно, электронный.

Другой случай представлен на рис. 2.40,б. Здесь в центре имеется атом трехвалентной примеси. Наличие одной разорванной связи приводит к появлению дырки. Она создает возможность дырочной проводимости. Тип полупроводника с такой примесью называется акцепторным, а полупроводник будет *p*-типа, позитивный. Естественно, что в большинстве случаев будут действовать оба механизма проводимости, но по преобладанию одного из них все же удобно оценивать свойства полупроводника *n*- или *p*-типом.

Примеси сильно меняют проводимость; например, 0,1% примеси может менять проводимость на шесть порядков. Поэтому к полупроводникам предъявляют жесткие требования по содержанию примесей. Примеси могут даже менять знак механизма проводимости. Например, в соединении PbS избыток Pb дает электронную проводимость, избыток S — дырочную проводимость. В обоих случаях число свободных зарядов возрастает. В другом случае в полупроводнике ZnSb и избыток Zn, и избыток Sb повышают только дырочную проводимость. Введение примесей увеличивает число свободных электронов не пропорционально атомным долям. Введение примесей снижает подвижность, влияя на механизм столкновений, поэтому проводимость возрастает медленнее, чем присаживаемое количество частиц. Характерные значения коэффициента электропроводности полупроводников находятся в пределах  $\sigma = 10^2 \div 10^{10}$  1/ом·см.

Таким образом, у полупроводников проводимость является результатом главным образом теплового движения. Это и приводит к ее росту с увеличением температуры.

Возможность перехода электронов в зону проводимости определяется шириной запрещенной зоны  $\varphi$ . Если в полупроводнике есть донорные электроны, то ширина запрещенной зоны как бы становится много меньше. В зонной диаграмме это условно обозначают схемой, приведенной на рис. 2.41,а. Если механизм проводимости другой, дырочный, то это соответственно изображается схемой на рис. 2.41,б. Объясним эти рисунки. На рис. 2.41,а черные кружки соответствуют положению энергетических уровней атомов донорной примеси в запрещенной зоне. Их уровни отстоят от зоны проводимости на величину энергии  $\varphi_n < \varphi$ . Лишь при  $T = 0^\circ \text{K}$  эти уровни заполнены, ибо их



электроны связаны с атомами — донорами. Очевидно, что уход такого электрона не приведет к образованию дырки, так как валентные связи кристалла полупроводника не нарушатся. Донорный атом становится положительным ионом, но в силу прочной связи в кристаллической решетке он не может передвигаться и в проводимости не участвует.

В случае акцепторной примеси (рис. 2.41, б) белые кружки

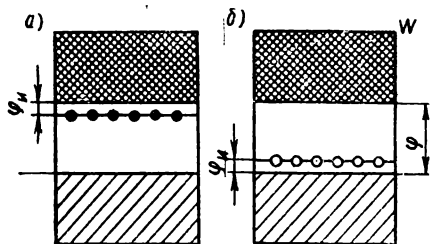


Рис. 2.41. Зонная диаграмма полупроводника

соответствуют новым энергетическим уровням. При абсолютном нуле они пусты, но уже даже при сравнительно невысокой температуре электроны из валентной зоны могут перейти на эти вакантные уровни. В зону проводимости в результате этого они не попадают, и свободных электронов все еще нет, но в валентной зоне появляются дырки. Эти дырки могут принять участие в проводимости, тогда как отрица-

тельный ион останется неподвижным в решетке.

Ширина запрещенной зоны определяется энергией ионизации. Однако ее значения в твердых телах иные, чем в газах. В твердых телах силы кулоновского притяжения меньше, ибо диэлектрическая постоянная  $\epsilon$  твердых тел больше, чем  $\epsilon$  газов. А энергия ионизации зависит от  $\epsilon^2$ . Поэтому если для атома водорода потенциал ионизации  $I=13,6$  эв, то, например, для водородоподобного атома мышьяка в германии ( $\epsilon$  уже в 15,8 раза больше, чем  $\epsilon$  в газе) величина  $I$  упадет в 15,8<sup>2</sup> раза и составит 0,05 эв. Таким образом, ионизация в твердом теле происходит много легче. Для весьма перспективного полупроводника — кремния — ширина запрещенной зоны  $\phi=1,1$  эв. Введение донорных примесей снижает  $\phi$  до  $\phi_n=0,054$  эв, а введение акцепторных — до  $\phi_n=0,08$  эв.

Применяя теоретический анализ к зонным диаграммам полупроводников, устанавливают плотность распределения электронов в зоне проводимости самого полупроводника зависимостью

$$n_e = 2 \left( \frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{\phi - \mu}{kT}}$$

Кроме того устанавливают, что энергии  $\mu$  и  $\phi$  связаны соотношением

$$\mu = \frac{\phi}{2} + \frac{3}{4} k T \ln c,$$

где  $c$  — отношение эффективной массы дырки к массе электрона; например, для кремния оно равно 0,67 (см. рис. 2.35).

Таким образом, подводя итог, можно видеть, что при обычных температурах в чистом полупроводнике создается так называемая собственная проводимость — за счет электронной (в зоне проводимости) и дырочной (в валентной зоне). В полупроводнике с примесями проводимость усиливается либо за счет свободных электронов, либо за счет дырок.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Бродский А. И. Физическая химия, т. 1, М.—Л., Госхимиздат, 1948.  
Гиршфельдер Д., Кертисс Ч. и Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М., ИЛ, 1961.  
Годнев И. Н. Вычисление термодинамических функций по молекулярным данным. М., Госиздтехтеорлит., 1956.  
Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Под ред. В. П. Глушко. М., Изд-во АН СССР, 1957.  
Спитцер Ч. Физика полностью ионизованного газа. М., ИЛ, 1957.  
Греков Л. И., Москвин Ю. В., Романычев В. С., Фаворский О. Н. Основные свойства некоторых газов при высоких температурах (справочник), М., Оборонгиз, 1964.  
Аллер А. Астрофизика, т. 1, Физматгиз, 1958.  
Энгель А. Ионизованные газы. М., Физматгиз, 1959.  
Франк-Каменецкий Д. А. Плазма — четвертое состояние вещества. М., Госатомиздат, 1961.  
Штрауф Е. А. Электричество и магнетизм. М., Госиздаттехтеорлит, 1950.  
Мартин Т. Л. Физические основы электротехники. М., Госэнергоиздат, 1961.  
Иоффе А. Ф. Физика полупроводников. М., Изд-во АН СССР, 1957.  
Полупроводники. Под ред. Хеннея. М., ИЛ, 1961.  
Куликовский А. Г., Любимов Г. А. Введение в магнитную гидродинамику. М., Физматгиз, 1962.
-

### ГЛАВА III

## УСТАНОВКИ С МАГНИТОГАЗО-ИЛИ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИМИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ

Как уже отмечалось во введении, все современные механические (машинные) генераторы электрической энергии основаны на взаимодействии перемещающихся относительно друг друга (а также и относительно цепи с нагрузкой) проводника тока и магнитного поля. На замене твердого металлического проводника жидким или газовым зиждутся идея и принципы создания магнитогазо- или магнитогидродинамических генераторов (МГДГ). Эта идея не новая. Более 130 лет назад один из основателей теории электричества Фарадей предложил для получения электроэнергии использовать движение морских течений в магнитном поле Земли. В 1838 г. он даже определил некоторое напряжение между электродами на противоположных берегах Темзы у моста Ватерлоо. Значительно позднее (в 1907—1910 гг.) в Германии были запатентованы основные принципиальные схемы энергетических устройств, основанных на МГДГ. Однако вплоть до последних нескольких лет МГДГ не привлекали к себе внимания. Лишь развитие физики высоких температур и магнитной гидродинамики, а главное, развитие ракетной техники и металлургии, позволивших получить источник высокотемпературных высокоскоростных потоков, дали возможность вести исследования поведения ионизованных газов в магнитном и электрическом полях и поставить на более или менее реальную основу расчеты МГДГ. Это определило интерес к данной проблеме и содействовало появлению большого числа работ, посвященных как исследованиям свойств рабочих тел при высоких температурах, так и процессам в МГДГ и их применению. В сборнике статей «Плазма в магнитном поле» дана подробная библиография отечественных и зарубежных работ на эту тему. При этом следует лишь подчеркнуть, что это в основном теоре-

тически-расчетные проработки отдельных частных задач. До сих пор появляется очень мало работ экспериментального плана, а также работ, посвященных анализу схем установок с МГДГ и оценке их сравнительной эффективности по отношению к обычным электрогенераторам.

### § 3.1. ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ И ПРИМЕНЯЕМЫЕ К. П. Д. МГД-ГЕНЕРАТОРОВ

Прежде всего отметим, что установки с МГДГ — это не «чистые» установки с непосредственным преобразованием тепла в электрическую энергию. В этих установках в электроэнергию превращается часть полной энтальпии рабочего тела. При этом в схемах с магнитогидродинамическим генератором процесс генерирования энергии идет только за счет преобразования части кинетической или потенциальной энергии потока электропроводной жидкости при практическом сохранении ее температуры. В схемах с магнитогазодинамическим генератором принципиально возможны три режима: а) с сохранением статической температуры и уменьшением кинетической энергии; б) с сохранением кинетической энергии и уменьшением температуры; в) со снижением и температуры и кинетической энергии.

Достаточно большую скорость рабочего тела, а тем самым и кинетическую энергию струи до МГДГ получают разгоном в устройстве типа сопла. Течение газа в самом МГДГ происходит, как правило, с расширением, а тем самым с охлаждением рабочего тела. Если скорость газа при этом сохраняется, то устройство как бы преобразует тепловую энергию в электрическую (случай «б»). Если же скорость изменяется по определенному закону, например так, чтобы поддерживалась постоянная температура струи, то в электричество преобразуется только кинетическая энергия (случай «а»). Вместе с соплом МГДГ всегда представляет собой расширительное устройство. Целесообразность того или иного изменения скорости и температуры газа должна определяться эффективностью процесса. Однако расчет генератора сравнительно прост лишь при некоторых частных условиях:  $v = \text{const}$  или  $T = \text{const}$ .

Рассмотрим процесс изменения параметров сжимаемого рабочего тела, т. е. газа, в канале МГД-генератора. Этот процесс, вообще говоря, подобен процессу расширения газа в турбине, но отличается рядом особенностей. Главная из них состоит в несколько иной природе расширения. Рассмотрим ( $I-S$ )-диаграмму (рис. 3.1). Пусть линия  $T_n - T_k$  характеризует изменение параметров газа в процессе расширения. Здесь  $\pi = \frac{P_n}{P_k}$  — степень расширения газа в МГДГ, а  $\Delta I$  — полезная работа. Отклонение кривой, характеризующей процесс расширения (линия 1—2

на рис. 3.1) от изоэнтропы вызвано потерями на трение и джоулевым тепловыделением в газе. Для турбины с тем же, что и в МГДГ, гидравлическим сопротивлением суммарные потери были бы меньше, и линия расширения пошла бы ниже (см. пунктир на рис. 3.1). Чтобы в турбине расширение шло по изоэнтропе, необходимо только отсутствие сил трения, в то время как в МГДГ дополнительно необходима и бесконечно большая проводимость среды. Конечно, в обоих случаях речь идет о системе, теплоизолированной от внешнего пространства.

По способу организации отвода энергии от потока рабочего тела МГДГ можно разделить на два типа: кондукционные и индукционные.

Кондукционный генератор характеризуется тем, что поток электропроводящего рабочего тела (плазмы или жидкого металла, протекающий через поперечное магнитное поле, вызывает ток внутри канала МГДГ, замыкающийся затем по внешней цепи (рис. 3.2), т. е. в генераторе обязателен электрический контакт рабочего тела со стенками-электродами. Это обстоятельство влечет за собой при использовании плазмы явные недостатки — требование обеспечить сравнительно высокую температуру стенок (иначе, при холодной стенке, в пристеночном пограничном слое будет очень низкоэлектропроводный газ, и в нем возникнут высокие потери на джоулево тепло), а также коррозионный и эрозионный износ стенок-электродов. Такой генератор может быть как постоянного, так и переменного или прерывистого тока, в зависимости от характера изменения магнитного поля или скорости потока по времени.

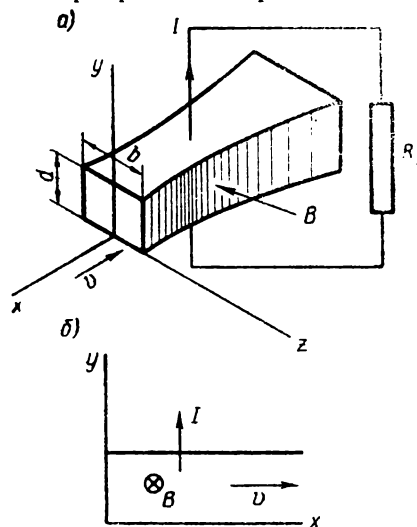


Рис. 3.2. Схема кондукционного генератора:

а) объемная; б) в плоскости  $xy$  (одномерное течение)

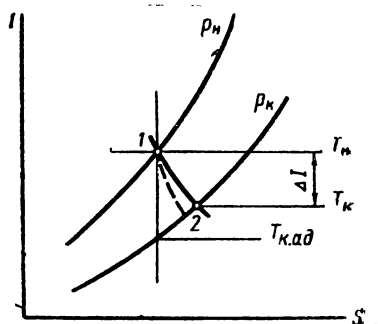


Рис. 3.1. Изображение процесса расширения газа в МГДГ на  $I-S$ -диаграмме

вистого тока, в зависимости от характера изменения магнитного поля или скорости потока по времени.

Индукционный генератор характеризуется тем, что электрическая мощность возникает в нем за счет э.д.с. индукции в катушке магнитной системы, охватывающей поток электропроводной среды, текущей по электрически изолированному каналу,

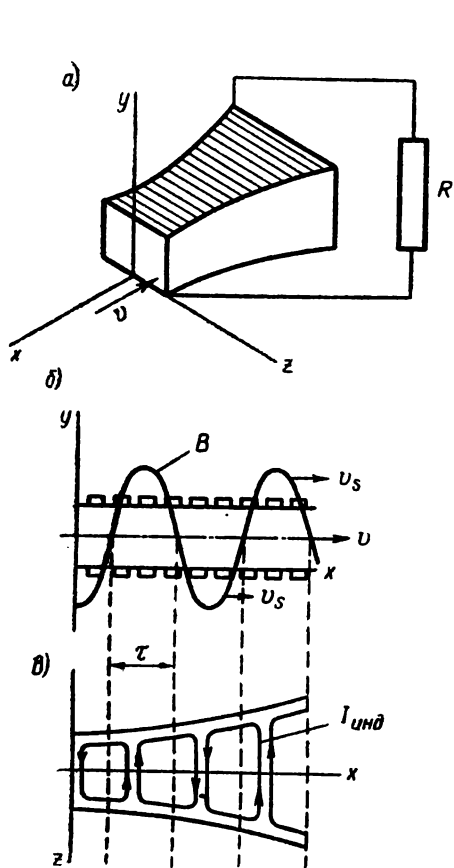


Рис. 3.3. Схема индукционного генератора:

а) объемная; б) в плоскости магнитного поля; в) в плоскости индуктивных токов

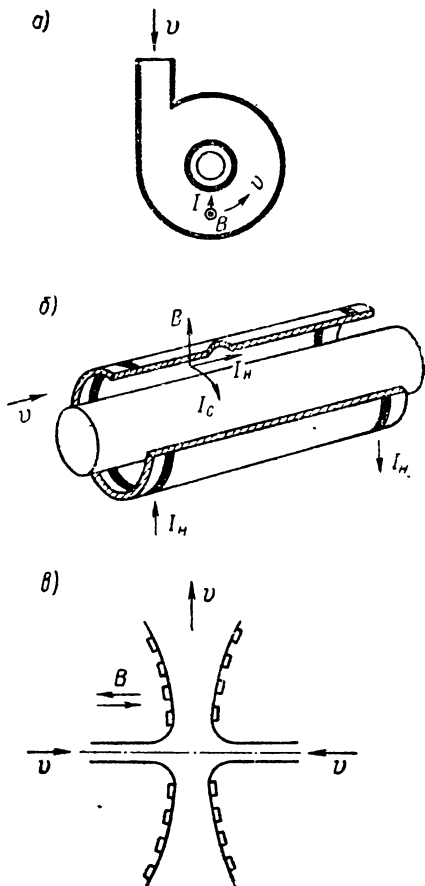


Рис. 3.4. Формы канала в МГДГ:

а) дисковая; б) коаксиальная; в) радиальная

в которой и создаются замкнутые токи  $I_{\text{инд}}$  (рис. 3.3). Такие генераторы могут производить только переменный ток, а создание прикладываемого, бегущего вдоль канала магнитного поля в них требует реактивной мощности, подводимой от специального синхронного генератора либо от батареи конденсаторов. В таких МГД-генераторах в отличие от МГДГ предыдущего типа можно допускать холодный слой газа у стенок и поэтому

в нем не столь остра проблема стойкости стенок канала в горячем газе.

Иногда к МГДГ относят так называемые конвективные генераторы, в которых электрический ток создается конвективными потоками частиц, переносящих заряды вследствие разных плотностей среды. Последняя схема в известных вариантах (без применения магнитного поля), хотя и позволяет получать очень высокие э. д. с., пригодна для малых мощностей, так как реальные токи в ней не превышают тысячных долей ампера на квадратный сантиметр. Поэтому мы ее опустим и рассмотрим только первые два типа МГДГ, обратив наибольшее внимание на кондукционную схему в силу большей ее простоты и больших надежд на получение значительных к. п. д., а также и из-за относительно пониженных требований к проводимости рабочей среды, что будет рассмотрено далее.

Создание МГДГ возможно в результате реализации разных форм канала, по которому течет рабочее тело. Принципиально возможны, кроме приведенной выше линейной, следующие формы канала. В кондукционной схеме — дисковая и коаксиальная (рис. 3.4, а, б) с использованием токов Холла, а в индукционной схеме — радиальная (рис. 3.4, в) и др. При выборе формы канала следует стремиться к уменьшению рассеяния магнитного поля и увеличению объема рабочего пространства канала при заданной поверхности стенок, соприкасающихся с газом. Первое требование связано с экономичностью системы организации магнитного поля — затратами электрической энергии на магнитную систему и с ее весом, второе — с потерями на преодоление трения и с отводом тепла в стенки. Обои́м требованиям лучше всего удовлетворяет дисковая форма канала, затем линейная и др. Однако из-за простоты конструкции, облегчения доводки и экспериментов сейчас применяют линейную форму канала генератора. При дисковой же (вихревой) форме канала возникает ряд специфических затруднений, связанных с центробежным эффектом — резким градиентом давлений и скоростей, трудностями измерения параметров и т. п. Специальные исследования должны показать, возможно ли реализовать указанные выше преимущества той или иной формы канала.

Покажем возможные к. п. д. магнитогазодинамических генераторов. Рассматривая МГДГ как тепловую машину со степенью расширения  $\pi = \frac{p_n}{p_k}$ , удельную (с одного килограмма газа) эффективную работу газа можно записать как

$$A_{\text{эф}} = \frac{k}{k-1} R T_n \left( 1 - \frac{1}{\pi^{\frac{n-1}{n}}} \right), \quad (3.1)$$

где  $n$  — показатель политропы расширения газа.

Эта работа определяет полезную мощность во внешней (нагрузочной) цепи тока, т. е.

$$A_{\text{эф}} = I^2 R,$$

где  $R$  — электрическое сопротивление нагрузки.

Адиабатическая и политропическая работы расширения газа имеют вид

$$A_{\text{ад}} = \frac{k}{k-1} RT_{\text{н}} \left( 1 - \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}} \right), \quad (3.2)$$

$$A_{\text{п}} = \frac{n}{n-1} RT_{\text{н}} \left( 1 - \frac{1}{\pi^{\frac{n-1}{n}}} \right). \quad (3.3)$$

Уравнение политропы расширения

$$\frac{T_{\text{к}}}{T_{\text{н}}} = \left( \frac{p_{\text{к}}}{p_{\text{н}}} \right)^{\frac{n-1}{n}} = \left( \frac{1}{\pi} \right)^{\frac{n-1}{n}} \quad (3.4)$$

позволяет получить следующие известные из курсов лопаточных машин выражения для к. п. д., характеризующие процесс расширения газа:

$$\eta_{\text{ад}} = \frac{A_{\text{эф}}}{A_{\text{ад}}} = \frac{1 - \frac{T_{\text{к}}}{T_{\text{н}}}}{1 - \pi^{\frac{k-1}{k}}}, \quad (3.5)$$

$$\eta_{\text{п}} = \frac{A_{\text{эф}}}{A_{\text{п}}} = \frac{k}{k-1} \cdot \frac{n-1}{n}. \quad (3.6)$$

Кроме того, естественно, пользуются электрическим к. п. д. (см. гл. II) в виде

$$\eta_{\text{э}} = \frac{1}{1 + \frac{r}{R}}. \quad (3.7)$$

Причем, если работы трения нет ( $A_{\text{тр}} = 0$ ), то из энергетических соображений можно установить, что  $A_{\text{п}} = A_{\text{эф}} + Q_{\text{дж}}$ . Тогда выражение политропического к. п. д. принимает вид

$$\eta_{\text{п}} = \frac{A_{\text{эф}}}{A_{\text{эф}} + Q_{\text{дж}}},$$

т. е. в этом случае он совпадает с электрическим к. п. д.:

$$\eta_{\text{п}} = \eta_{\text{э}}.$$

Кроме указанных к. п. д., в ряде случаев важно знать, какая доля энергии газа превращается в генераторе в электрическую. Для этого применяют коэффициент превращения



$$\eta_{\text{пр}} = \frac{A_{\text{эф}}}{c_p T_H + \frac{v_H^2}{2}} = \frac{1 - \frac{T_K}{T_H}}{1 + \frac{k-1}{2} M_H^2}. \quad (3.8)$$

С помощью приведенных соотношений можно установить взаимосвязь всех к. п. д.:

$$\eta_{\text{ад}} = \frac{1 - \frac{1}{\pi \frac{k-1}{k} \eta_{\text{п}}}}{1 - \frac{1}{\pi \frac{k-1}{k}}}; \quad (3.9)$$

$$\eta_{\text{пр}} = \frac{1 - \frac{1}{\pi \frac{k-1}{k}}}{1 + \frac{k-1}{2} M_H^2} \eta_{\text{ад}}. \quad (3.10)$$

В большинстве практических случаев в расчетах удобно пользоваться так называемыми параметрами торможения ( $T^*$ ;  $p^*$ ;  $\pi^*$  и др.)<sup>1</sup>. Связь к. п. д.  $\eta_{\text{ад}}$  и  $\eta_{\text{ад}}^*$  имеет вид

$$\eta_{\text{ад}}^* = \eta_{\text{ад}} \frac{1 - \frac{1}{\pi \frac{k-1}{k}}}{1 + \frac{k-1}{2} M_H^2 \left[ 1 - \frac{1}{\pi \frac{k-1}{k} - \eta_{\text{ад}} \left( \pi \frac{k-1}{k} - 1 \right)} \right] - \frac{1}{\pi \frac{k-1}{k}}}. \quad (3.11)$$

Для магнитогидродинамического генератора число возможных к. п. д. много меньше. Эффективный к. п. д. генератора будет выражаться отношением эффективной работы  $A_{\text{эф}} = I^2 R$  к разности кинетических и статических энергий потока в генераторе:

$$\eta_{\text{эф}} = \frac{A_{\text{эф}}}{\frac{v_H^2 - v_K^2}{2} + \frac{p_H - p_K}{\rho}}. \quad (3.12)$$

Коэффициент превращения имеет вид

$$\eta_{\text{пр}} = \frac{A_{\text{эф}}}{c_p T + \frac{v_H^2}{2} + \frac{p_H}{\rho}}. \quad (3.13)$$

Кроме того, естественно, останется в том же виде электрический к. п. д.

<sup>1</sup> Напомним, что связь статических параметров с параметрами торможения имеет вид

$$T^* = T + \frac{Av^2}{2c_p} = T \left( 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right).$$

### § 3.2. ОСНОВЫ РАСЧЕТА КОНДУКЦИОННОГО ЛИНЕЙНОГО ГЕНЕРАТОРА ПОСТОЯННОГО ТОКА

Расчет МГДГ даже простейшей линейной формы достаточно сложен и в настоящее время разработан лишь при ряде принятых предположений и допущений. Часть из них еще не может быть уточнена из-за отсутствия достаточных экспериментальных данных, а часть может быть принята в связи с явно малым возможным их влиянием. Чтобы получить более общий результат, рассмотрим случай движения сжимаемой среды. Тогда для жидкости можно воспользоваться теми же соотношениями с дополнительным условием  $\rho = \text{const}$ , исключив уравнение состояния. Итак, рассмотрим генератор с одномерным стационарным течением идеального газа, т. е. будем считать, что параметры потока меняются только по его длине, а свойства газа подчиняются уравнению состояния. Считаем, что поток обладает постоянной и скалярной электропроводностью, постоянной теплоемкостью, что он невязкий, нетеплопроводный и в целом электрически нейтральный (т. е. не учитываем возможности образования у стенок пространственного заряда). Влиянием индуцированного магнитного поля (т. е. принимаем условие  $Rm \ll 1$ , см. гл. VI) и токами Холла пренебрегаем. Стенки электроды считаем идеальными проводниками.

Тогда для газа можно записать следующие уравнения:

1. Уравнение неразрывности потока (см. обозначения на рис. 3.2).

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dv}{v} + \frac{dS}{S} = 0,$$

или

$$\rho v S = \rho v_x b d = G = \text{const}, \quad (3.14)$$

где  $G$  — массовый расход рабочего тела.

2. Уравнение количества движения (импульсов) потока

$$f = \rho v \frac{dv}{dx} + \frac{dp}{dx}, \quad (3.15)$$

где  $f$  — пондеромоторная сила.

3. Закон сохранения энергии в общем виде

$$c_p T_n + \frac{v_n^2}{2} = c_p T_k + \frac{v_k^2}{2} + A,$$

где  $A$  — работа, совершаемая единицей массового расхода потока газа.

Вводя удельную мощность  $N_{y\lambda} = \frac{dA}{d\tau}$  (где  $\tau$  — время), помножая ее на плотность среды  $\rho$  и учитывая, что  $d\tau = \frac{dx}{v}$ , получаем удельную объемную мощность

$$N_{об} = \rho N_{уд} = -v\rho c_p \frac{dT}{dx} - \rho v^2 \frac{dv}{dx}. \quad (3.16)$$

4. Уравнение пондермоторной силы [см. уравнение (2.25)]

$$f = -jB. \quad (3.17)$$

Пондермоторная сила в нашем случае, т. е. в генераторном режиме, тормозит поток, а поэтому в уравнении (3.17) стоит знак «минус».

5. Уравнение электродвижущей силы [см. уравнение (2.27)]

$$E_{дин} = E = vB. \quad (3.18)$$

6. Закон Ома для замкнутой цепи (см. гл. II) в дифференциальной форме

$$E dy = vB dy - j \frac{dy}{\sigma}.$$

Отметим, что здесь  $E = \frac{U}{d}$ , и тогда после преобразования получим следующее выражение:

$$j = \sigma \left( vB - \frac{U}{d} \right). \quad (3.19)$$

7. Уравнение состояния газа обычно записывают в виде

$$p = \rho RT. \quad (3.20)$$

Так как  $N_{об} = j \frac{U}{d}$ , то после подстановок уравнения (3.15) и (3.16) принимают вид:

$$-\sigma \left( vB - \frac{U}{d} \right) B = \frac{dp}{dx} + \rho v \frac{dv}{dx}; \quad (3.21)$$

$$-v\rho c_p \frac{dT}{dx} - \rho v^2 \frac{dv}{dx} = \sigma \left( vB - \frac{U}{d} \right) \frac{U}{d}. \quad (3.22)$$

Для работы электрических машин характерны два граничных случая: а) холостой ход, т. е.  $j=0$ . Тогда из уравнения (3.19) можно найти предельное напряжение — э. д. с.:

$$E = Bvd;$$

б) короткое замыкание, т. е.  $U=0$ . Тогда

$$j = j_{к.з} = \sigma vB.$$

В общем случае при режиме произвольной нагрузки, вводя обозначение

$$\beta = \frac{j}{j_{к.з}} = \frac{vBd - U}{vBd} = 1 - \frac{U}{vBd},$$

из (3.20) и (3.21) получаем

$$\frac{\rho c_p \frac{dT}{dx} + \rho v \frac{dv}{dx}}{\frac{U}{vBd}} = \frac{dp}{dx} + \rho v \frac{dv}{dx},$$

а кроме того,

$$U = E(1 - \beta).$$

Обозначим выражение  $\frac{Bvd}{U} = \nu$ , т. е.  $\nu = \frac{1}{1 - \beta}$ , тогда

$$\nu \left( \rho c_p \frac{dT}{dx} + \rho v \frac{dv}{dx} \right) = \frac{dp}{dx} + \rho v \frac{dv}{dx},$$

а после преобразования получим окончательное выражение:

$$\nu \rho c_p \frac{dT}{dx} = \frac{dp}{dx} + (1 - \nu) \rho v \frac{dv}{dx}. \quad (3.23)$$

Заметим, что, поскольку внутреннее сопротивление  $r = \frac{d}{\sigma S}$ , легко можно установить связь величин  $\beta$  и  $\nu$  с электрическим к. п. д.:

$$\beta = 1 - \gamma_{13}, \text{ и } \nu = \frac{1}{\gamma_{13}}.$$

Тогда

$$\rho \frac{c_p}{\gamma_{13}} \cdot \frac{dT}{dx} = \frac{dp}{dx} - \frac{1 - \gamma_{13}}{\gamma_{13}} \rho v \frac{dv}{dx}. \quad (3.23')$$

Решение этого уравнения позволяет определить изменение всех параметров вдоль генератора, найти его мощность и к. п. д. Для этого следует определить только условия расширения газа. Принципиально возможно наложить ряд таких условий (о некоторых из них говорилось выше). Это — поддержание вдоль канала постоянной температуры, или давления, или скорости газа, или проходного сечения, или определенного изменения (по заданному закону) этих величин и т. п. Каждому случаю будут соответствовать свои конечные соотношения. Однако основная качественная картина всегда сохраняется одной и той же — полезная работа получается за счет уменьшения полной энтальпии газа.

Рассмотрим наиболее простой для анализа частный случай течения газа в МГДГ с постоянной величиной скорости вдоль канала неизменной высоты ( $v = \text{const}$ ,  $d = \text{const}$ ). Сечение вдоль канала при этом меняется за счет его ширины  $b$  (см. рис. 3.2). Тогда из уравнений (3.14) и (3.23) найдем

$$\begin{aligned} \rho b &= \text{const}, \\ \nu \rho c_p \frac{dT}{dx} &= \frac{dp}{dx}. \end{aligned} \quad (3.25)$$

Уравнение состояния газа (3.20) в дифференциальной форме примет вид

$$\frac{dp}{dx} = \frac{dp}{dx} RT + \frac{dT}{dx} R\rho. \quad (3.26)$$

Подставив уравнение (3.26) в (3.25), получим

$$(\nu \rho c_p - R\rho) \frac{dT}{dx} = RT \frac{d\rho}{dx},$$

откуда далее, учитывая связь удельной теплоемкости с газовой постоянной и показателем адиабаты  $c_p = \frac{k}{k-1} R$ , получим

$$\frac{dT}{T} = \frac{d\rho}{\rho} \cdot \frac{k-1}{k(\nu-1)+1}$$

и, переходя к конечным величинам, установим, что

$$\frac{T_K}{T_H} = \left(\frac{p_K}{p_H}\right)^{\frac{k-1}{\nu k}} = \left(\frac{p_K}{p_H}\right)^{\frac{k-1}{k}} \eta_\vartheta. \quad (3.27)$$

Отметим, что так как в нашем случае мы пренебрегли потерями трения, то  $\eta_\vartheta = \eta_n$  и уравнение (3.27) представляет собой обычное уравнение политропы.

С помощью уравнения (3.24) получаем

$$\frac{b_K}{b_H} = \left(\frac{p_H}{p_K}\right)^{1 - \frac{k-1}{k\nu}}. \quad (3.28)$$

Из уравнения (3.21) находим  $\frac{dp}{dx} = -\sigma \left(\nu B - \frac{U}{d}\right) B$ , и следовательно, изменение давления по длине канала можно записать в виде [см. (3.9)]

$$\frac{p}{p_H} = 1 - \frac{\sigma B E}{p_H d} (1 - \eta_\vartheta) x. \quad (3.29)$$

Адиабатический к. п. д. выразится соотношением (3.9), в котором также  $\eta_n = \eta_\vartheta$ .

Для определения абсолютного значения мощности и объема канала МГДГ следует найти среднее значение ширины канала  $\bar{b}$ :

$$\bar{b} = \frac{1}{L} \int_0^L b dx = \frac{b_H \nu}{k-1} \cdot \frac{\frac{T_K}{T_H}}{1 - \frac{p_K}{p_H}}. \quad (3.30)$$

Тогда полный ток и напряжение

$$I = j \bar{b} L = j_{k.3} \beta \bar{b} L = \frac{E}{d} \beta \bar{b} L \sigma = \beta \bar{b} L \sigma B \nu, \quad (3.31)$$

$$U = E (1 - \beta) = B \nu d (1 - \beta). \quad (3.32)$$

Мощность можно выразить как

$$N = UI = \bar{b} L d \sigma (B \nu)^2 \beta (1 - \beta), \quad (3.33)$$

а так как  $b L d = V$  — объем генератора, то легко видеть, что объемная мощность

$$N_{об} = \sigma (B \nu)^2 \beta (1 - \beta) = \sigma (B \nu)^2 \eta_\vartheta (1 - \eta_\vartheta). \quad (3.34)$$

Максимум объемной мощности, естественно, соответствует условию  $\eta_0 = 0,5$  (см. гл. II) и выражается величиной

$$N_{\text{об max}} = \frac{1}{4} \sigma (Bv)^2. \quad (3.35)$$

Следовательно, создание эффективного МГДГ возможно, если обеспечить движение с большой скоростью высокоэлектропроводной среды в магнитном поле большой напряженности. Очевидно, что и значительное форсирование генератора может быть осуществлено увеличением тех же параметров  $\sigma$ ,  $B$  и  $v$ . Величина электрического к. п. д. хотя и заметно влияет на объемную мощность, все же обычно должна выбираться существенно отличной от  $\eta_0 = 0,5$ <sup>1</sup>. Это связано с тем, что от МГДГ, как элемента энергетической установки, требуется как можно более высокий к. п. д.  $\eta_{\text{ад}}$ . Уравнение (3.9) связи  $\eta_{\text{ад}}$  с  $\eta_0$  позволяет установить, что увеличение отношения сопротивлений  $\frac{K}{r}$  во внешней и внутренней цепях ведет к монотонному росту  $\eta_{\text{ад}}$  (рис. 3.5). При этом, так как показатель политропы для процесса расширения находится в пределах

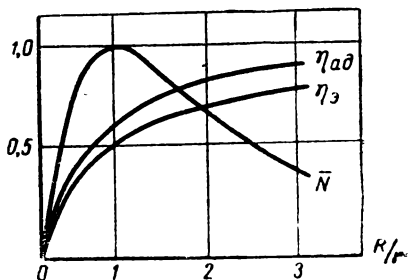


Рис. 3.5 Влияние отношения нагрузок на к. п. д. и мощность МГДГ

политропический процесс занимает промежуточное положение между адиабатическим и изотермическим), из уравнений (3.2) и (3.3) можно установить, что  $A_{\text{п}} > A_{\text{ад}}$ . Тогда из уравнений (3.5) и (3.6) легко определить, что  $\eta_{\text{ад}} > \eta_{\text{п}}$ , т.е.  $\eta_{\text{ад}} > \eta_0$ . Однако они не намного отличаются по величине, и, стремясь иметь  $\eta_{\text{ад}} \rightarrow 1,0$ , следует обеспечивать и  $\eta_0 \rightarrow 1,0$ .

Рассмотрим числовой пример расчета параметров МГДГ. Примем в качестве рабочего тела аргон с присадкой 0,2% цезия. Такую смесь можно практически считать одноатомным идеальным газом (показатель адиабаты  $k=1,67$ ). Газовая постоянная такой смеси  $R \approx 208$  вт · сек/кг · град. Зададимся давлением газа на выходе из генератора  $p_k = 1 \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup> и отношением давлений  $\frac{p_k}{p_n} = 0,6$ . Примем, что  $v=1,2$  (т. е.  $\eta_0 = 0,833$ ;  $\beta = 0,167$ ), тогда получим

<sup>1</sup> Следует отметить, что зависимость  $N=f(R/r)$ , перестроенную в координаты  $N=f(U)$  при использовании закона Ома, часто называют мощностной характеристикой (см. также гл. IV и V).

$$\gamma_{\text{ад}} = \frac{1 - (0,6)^{0,33}}{1 - (0,6)^{0,40}} = 0,85.$$

Отметим, что это очень высокий к. п. д. для МГДГ. Выберем на входе в канал МГДГ  $M=0,5$  и примем температуру газа  $T_{\text{н}}=2500^{\circ}\text{К}$ . Тогда скорость газа на входе определится из соотношения

$$v_{\text{н}} = M_{\text{н}} \sqrt{kRT_{\text{н}}} = 0,5 \sqrt{1,67 \cdot 208 \cdot 2500} = 465 \text{ м/сек},$$

а температура газа на выходе определится из соотношения  $\frac{T_{\text{к}}}{T_{\text{н}}} = (0,6)^{0,33}$ , т. е.  $T_{\text{к}}=2110^{\circ}\text{К}$ . Затем, так как связь между числами  $M$  на входе и выходе из генератора имеет вид

$$M_{\text{к}}^2 = M_{\text{н}}^2 \frac{T_{\text{н}}}{T_{\text{к}}} = 0,297,$$

найдем  $M_{\text{к}}=0,545$ .

Примем также величину магнитной индукции  $B=1 \text{ тл}$ , а геометрические размеры  $d=0,1 \text{ м}$ ;  $b=0,2 \text{ м}$ . При этом произведение величин  $Bvd=465 \cdot 1 \cdot 0,1=46,5 \text{ в}$  определяет значение э. д. с. Е. Так как  $p_{\text{н}}=1,69 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ , то легко найти  $p_{\text{к}}=1,35 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ . Удельную проводимость ищем по графикам (см. гл. II) в зависимости от

$$p_{\text{ср}} = \frac{p_{\text{к}} + p_{\text{н}}}{2} \text{ и } T_{\text{ср}} = \frac{T_{\text{к}} + T_{\text{н}}}{2}.$$

Ее значение  $\sigma_{\text{ср}}=190 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ . Так как  $p_{\text{к}}/p_{\text{н}}=f(x)$ , то длину канала  $L$  находим из выражения (3.29):

$$0,6 = 1 - \frac{190 \cdot 465 \cdot 0,167}{0,1 \cdot 1,69 \cdot 10^5} L,$$

откуда  $L=0,457 \text{ м}$ .

Параметры по длине канала, необходимые для определения геометрических размеров и объема канала, сведены в табл. 3. 1.

Таблица 3.1

Изменение параметров по длине МГДГ

$x/L$	0	0,22	0,44	0,66	0,88	1,00
$x$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,46
$b/b_{\text{н}}$	1	1,06	1,14	1,23	1,32	1,41

Эта таблица позволяет спроектировать канал при принятом условии  $v=\text{const}$ . Среднее значение его ширины  $\bar{b} = \frac{b_{\text{н}}}{L} \int_0^L \frac{b}{b_{\text{н}}} dx$

находят графически. Здесь  $\bar{b} = 1,171$  и тогда  $b_k = 0,234$  м. Затем можно найти внутреннее сопротивление генератора, напряжение, ток и мощность:

$$r = \frac{d}{bL\sigma} = 0,005 \text{ ом}; U = E(1 - \beta) = 38,7 \text{ в};$$

$$j_{k.3} = \sigma v B = 8,84 \cdot 10^4 \text{ а/м}^2; I_{k.3} = j_{k.3} \bar{b} L = 9450 \text{ а};$$

$$I = \beta I_{k.3} = 1575 \text{ а}; N = UI = 61 \text{ кВт}.$$

Так как объем генератора  $V = 0,1 \cdot 0,2 \cdot 1,17 \cdot 0,457 = 1,07 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3$ , то удельная мощность  $N_{об} = 5700 \text{ кВт/м}^3$ .

Таким образом, мы смогли легко установить, что принятый в начале расчета канала высокий адиабатический к. п. д.  $\eta_{ад.}$  обусловил сравнительно низкую мощность на единицу объема.

Определим теперь коэффициент превращения  $\eta_{пр.}$  Для этого найдем удельную теплоемкость

$$c_p = \frac{k}{k-1} R = \frac{1,67}{0,67} 208 = 520 \text{ вт} \cdot \text{сек/кг} \cdot \text{град}; \text{ величину } c_p T_n =$$

$$= 1,3 \cdot 10^5 \text{ вт} \cdot \text{сек/кг} \text{ и расход газа } G = \rho v b d = 3,04 \text{ кг/сек. Тогда}$$

$$\eta_{пр} = \frac{61 \cdot 10^3}{3,04 \cdot 1,3 \cdot 10^5} = 0,154.$$

Согласно физическому смыслу, эта величина в несколько раз меньше, чем величина адиабатического к. п. д.  $\eta_{ад.}$  и показывает, что из МГДГ много энергии уходит с вытекающей струей газа.

Приведенный метод расчета удобен своей наглядностью, однако выбираемые в его начале параметры не очевидны. Поэтому в большинстве случаев генератор рассчитывают иначе. Обычно задают мощность, длину канала, его входную ширину и высоту, а в итоге расчетов получают к. п. д. Кроме того, приведенный выше расчет пригоден лишь для грубой оценки. Необходимые уточнения расчета связаны с учетом некоторых потерь, о которых ниже будет идти речь. Методика расчета при этом значительно усложняется, особенно для случаев течения газа с изменением скорости ( $v \neq \text{const}$ ).

Чтобы показать другие случаи течения газа и большую сложность их расчета, разберем второй типичный случай течения газа в МГДГ: течение сжимаемой невязкой плазмы в канале с неизменным поперечным сечением по длине ( $S = \text{const}$ ). Этот случай интересен для практики, так как такой МГДГ наиболее легок в изготовлении системы магнитного поля. Решая систему уравнений (3.14)  $\div$  (3.23) в условиях  $b = \text{const}$ ;  $d = \text{const}$ , можно получить в итоге два уравнения:

$$\bar{p} = \frac{p}{p_k} = \frac{c_1 + c_2 c_3 \bar{v} - \frac{c_3}{2} \bar{v}^2}{c_2 + c_4 \bar{v}};$$



$$\frac{d \cdot B^2}{\rho_0 v_H} \cdot \frac{x}{d} = k_1 \ln \lambda_1 + k_2 \ln \lambda_2 + \left[ 1 - \frac{p}{p_H} \lambda_1 - k_3 c_3 (1 - \lambda_1) \right] \frac{c_2 + 1}{c_3};$$

где  $c_1 = c_4 + \frac{c_3}{2} + c_2(1 + c_3)$ ;  $k_1 = 1 - \frac{k_3 c_4}{c_2(1 - c_4)}$ ;

$$c_2 = \frac{U}{Bv_H d}; \quad \lambda_1 = \frac{c_2 + 1}{c_2 + v}; \quad k_2 = 1 - k_1 - \frac{1}{2c_4};$$

$$c_3 = kM_H^2; \quad \lambda_2 = \frac{c_2 + c_4}{c_2 + c_1 v}; \quad k_3 = \frac{2c_1 + c_3^2 c_3}{2c_2 c_3 (1 + c_4)}$$

$$c_4 = \frac{k}{k - 1}.$$

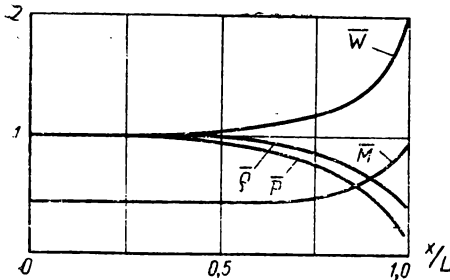


Рис. 3.6. Изменение параметров вдоль канала МГДГ с постоянным сечением

Можно видеть, что здесь независимыми переменными являются  $\bar{v} = \frac{v}{v_H}$ ;  $k$ ;

$M_H$  и  $c_2 = \frac{U}{Bv_H d}$ . Громоздкий вид этих уравнений затрудняет анализ изменения параметров газа вдоль канала, поэтому на рис. 3.6 приведены результаты расчета в относительном виде, показывающие что если в случае  $v = \text{const}$  изменение основных параметров было практически линейным (см. табл. 3.1), то для канала с постоянным сечением изменение основных параметров существенно иное. Их изменение начинается практически со второй половины канала. Можно видеть, что в этом случае большая часть мощности определяется изменением параметров в последней трети длины канала генератора. Следовательно, при создании генераторов с постоянным сечением по длине канала выходному участку следует уделять особое внимание, ибо в нем будет сосредоточиваться основная часть генерируемой мощности.

Весьма интересные результаты можно получить, если определить параметры газа на выходе из генератора из условия обеспечения минимальной энтальпии, т. е. наибольшего значения  $\eta_{\text{пр}}$ . При этом удобно ввести безразмерный параметр

$$\delta = \frac{\sigma \mu_0^2 H^2 L}{\rho_H v_H} = \mu_0 \sigma L v_H \frac{\mu_0 H^2}{\rho_H v_H^2},$$

который часто называют параметром магнитогидродинамического взаимодействия. Он определяется как отношение квадрата числа Гартмана  $Na$  к числу Рейнольдса  $Re$  (см. гл. VI).

В результате решения системы безразмерных уравнений можно получить, так же как и выше, два итоговых громоздких уравнения, но в другой форме: с переменными  $\bar{U} = \frac{v dB}{U_n}$  и  $\bar{v} = \frac{v}{v_n}$  и общим количеством членов 45. Решение этих уравнений является функциональным от  $k$ ,  $M_n$ ,  $\frac{L}{d}$  и  $\delta$ . Для определения  $\eta_{пр. \max}$  эту систему необходимо решать на электронной вычислительной машине. Результаты такого решения приведены в виде графиков на рис. 3.7 и 3.8. При этом величины  $\frac{L}{d}$ ,  $\bar{U}$  и  $\bar{v}$  выбираются

из условия оптимизации, а показатель адиабаты  $k$  принят равным

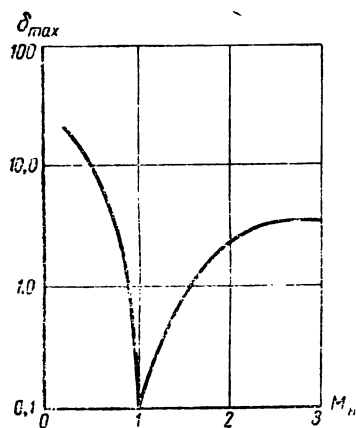


Рис. 3.7. К расчету МГДГ с постоянным сечением канала

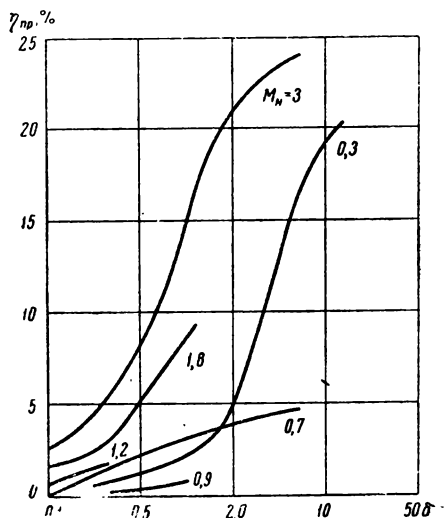


Рис. 3.8. Зависимость к.п.д. превращения от параметра МГД-воздействия в генераторе с постоянной геометрией канала

1.67. Из рассмотрения рис. 3.7 и 3.8 можно видеть, что вблизи числа  $M_n=1$  (т. е. около скорости звука) эффект применения МГДГ очень невелик, ибо предельные величины параметра  $\delta$  и к.п.д.  $\eta_{пр}$  весьма малы. Можно также установить, что для генераторов с постоянным сечением канала возможные к.п.д. превращения  $\eta_{пр}$  не превышают 25%, а рациональными являются малые и очень большие числа  $M_n$ .

Приведем для примера расчетные параметры генератора с постоянным сечением канала, получаемые при использовании упомянутых выше графиков. Примем в качестве рабочего тела смесь аргона с цезием при температуре  $T_n=6000^\circ\text{K}$  и давлении  $p_n=2 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ ; зададимся  $M_n=0,3$  и магнитной индукцией  $B=1,5 \text{ тл}$ ; размеры генератора примем следующими:  $d=0,5 \text{ м}$ ;

$L=0,8$  м и  $b=0,05$  м. Проводимость газа в этом случае составит  $\sigma \approx 10^3$  ом<sup>-1</sup>·м<sup>-1</sup>. Тогда расчетом можно получить следующие параметры тока:  $U=315$  в;  $I=3370$  а. Мощность и коэффициент превращения составят в заданных условиях  $N=1060$  кВт (т. е.  $N_{об} \approx 5,5 \cdot 10^4$  кВт/м<sup>3</sup>) и  $\eta_{пр}=20\%$ . Сравнивая этот пример с предыдущим, следует еще раз подчеркнуть решающее влияние величины проводимости газа на данные МГДГ.

Приведенные в начале настоящего параграфа соотношения, как можно было видеть, позволяют легко рассчитывать основные данные идеального генератора. Для примера на рис. 3.9

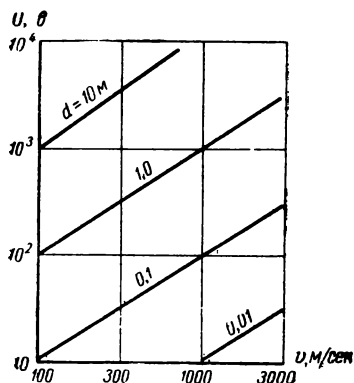


Рис. 3.9. Зависимость объемной мощности идеального МГДГ от скорости и проводимости газа

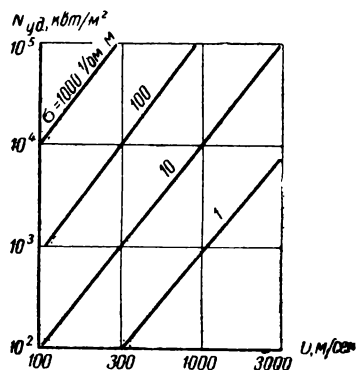


Рис. 3.10. Зависимость напряжения в идеальном МГДГ от скорости газа и межэлектродного расстояния

и 3.10 приведены данные таких расчетов при величине магнитной индукции  $B=2$  тл. При реальных скоростях (300 ÷ 1000 м/сек) и проводимостях (10 ÷ 100 ом<sup>-1</sup>·м<sup>-1</sup>) объемная мощность достигает десятков тысяч киловатт на кубический метр. При межэлектродном расстоянии порядка 1 м напряжение составит сотни вольт. На рис. 3.11 показано влияние магнитной индукции  $B$  и проводимости  $\sigma$  на необходимую длину генератора. При значениях  $B=1$  тл и  $\sigma=10 \div 100$  ом<sup>-1</sup>·м<sup>-1</sup> длина генератора оказывается порядка 3 м. Отметим, что в этот график заложены расчеты идеальных генераторов (без учета потерь). На самом же деле, если учесть только потери на трение, то уже надо ввести ограничение в величине канала по длине примерно уровнем 10 м. Тогда для этих условий (напряженность магнитного поля порядка  $B=1 \div 1,5$  тл представляется реальной) получим минимальную потребную проводимость около 10 ом<sup>-1</sup>·м<sup>-1</sup>. По этой величине проводимости можно утверждать, что в условиях термодинамически равновесного газа минимальная температура,

при которой можно говорить о реализации МГДГ, будет равна около  $2000^{\circ}\text{C}$ .

В гл. II излагались некоторые соображения о возможной неизотермичности плазмы. Очевидно, что при реализации гене-

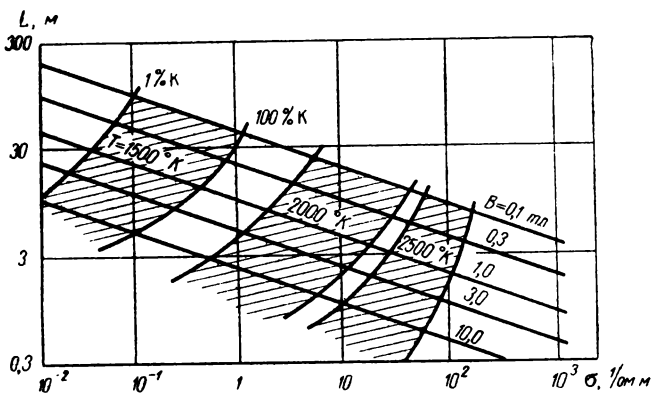


Рис. 3.11. Зависимость длины идеального МГДГ от проводимости газа и магнитной индукции ( $N = 100$  тыс. квт)

ратора с такой плазмой приведенная выше величина минимальной температуры атомов и ионов плазмы будет тем меньше, чем больше разность их с температурой электронов. Поэтому в общем случае точнее было бы говорить о необходимости обеспечить не минимальную температуру, а минимальную проводимость. Поскольку снижение температуры наиболее тяжелых частиц плазмы существенно облегчает возможность реализации МГДГ, то можно считать, что это направление является важнейшим на пути создания установок с МГДГ.

График, изображенный на рис. 3.12, позволяет оценить изменение давления в МГДГ. Так, при длине канала в несколько метров и величине произведения  $\sigma v$  порядка  $5 \cdot 10^3 \div 10^4$   $1/\text{ohm} \cdot \text{сек}$  изменение давления составит около  $10^5$   $\text{н/м}^2$ .

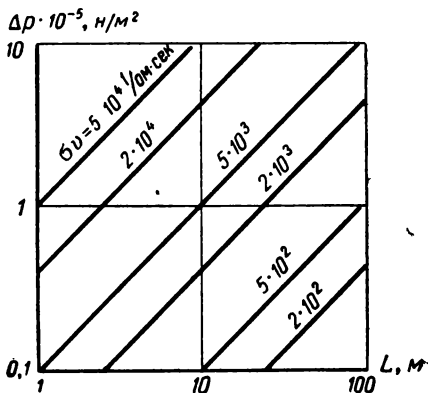


Рис. 3.12. Зависимость падения давления в идеальном МГДГ от длины канала и произведения  $\sigma v$  ( $B = 2$  тл)

**§ 3.3. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ УТОЧНЕНИЯ РАСЧЕТА  
И ВЫБОРА ПАРАМЕТРОВ МГДГ  
(ТРЕНИЕ, ХОЛЛОВСКИЙ ЭФФЕКТ, КОНЦЕВЫЕ ПОТЕРИ И ДР.)**

В предыдущем параграфе основные расчетные соотношения излагались при некоторых условных упрощениях. Рассмотрим влияние некоторых факторов, оставленных без учета. Прежде всего начнем с трения, определяющего как выбор длины генератора, так и некоторые другие основные параметры. Одновременно покажем взаимное влияние всех основных величин в МГДГ.

Учет трения приводит к добавлению в уравнение импульсов (3.21) еще одного члена:

$$\rho v \frac{dv}{dx} + \frac{dp}{dx} = -jB - \xi_{\rho} \frac{v^2}{2d}. \quad (3.36)$$

Если  $v = \text{const}$  по длине канала, то исходная система уравнений принимает вид:

$$\frac{dp}{dx} = -jB - \xi_{\rho} \frac{v^2}{2d}; \quad (3.36')$$

$$\rho v c_{\rho} \frac{dT}{dx} = \frac{j^2}{\sigma} - vjB; \quad (3.37)$$

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{db}{b} = 0; \quad (3.38)$$

$$vB = E + \frac{j}{\sigma}. \quad (3.39)$$

Решая эту систему уравнений, получаем следующее выражение для длины генератора:

$$L = \frac{\rho_{\text{H}}(1 - \rho_{\text{K}}/\rho_{\text{H}})}{jB + \xi_{\text{CP}} \frac{\rho_{\text{CP}} v^2}{2d_{\text{CP}}}}. \quad (3.40)$$

Отметим, что при этом приняты постоянными средние значения величин гидравлического диаметра канала  $d_{\text{CP}}$ , плотности  $\rho_{\text{CP}}$  и коэффициента трения  $\xi_{\text{CP}}$ .

Далее можно получить, кроме выражений для  $\bar{b}$  и  $\frac{T_{\text{K}}}{T_{\text{H}}}$  (как и в § 3.2)

$$\frac{b_{\text{K}}}{b_{\text{H}}} = \bar{b} = \left( \frac{T_{\text{K}}}{T_{\text{H}}} \right)^{\frac{k}{k-1}} \frac{1}{\eta_{\text{H}}}^{-1}; \quad (3.41)$$

$$\frac{T_{\text{K}}}{T_{\text{H}}} = (\rho_{\text{K}}/\rho_{\text{H}})^{\frac{k-1}{k}} \eta_{\text{H}}, \quad (3.42)$$

следующее новое соотношение:

$$j_{1,2} = \frac{vB\sigma(1 - \eta_{\text{H}})}{2} \pm \sqrt{\left[ \frac{vB\sigma(1 - \eta_{\text{H}})}{2} \right]^2 - \xi_{\text{CP}} \frac{\rho_{\text{CP}} v^2}{2d_{\text{CP}}} \sigma \eta_{\text{H}}}. \quad (3.43)$$

Пять уравнений (3.39) ÷ (3.43) позволяют рассчитать генератор. Отметим, что здесь уже, в отличие от предыдущего, используется политропический, а не электрический к. п. д. Уравнение (3.43) показывает, что каждому значению политропического к. п. д.  $\eta_{п}$  соответствуют два значения плотности тока, а поэтому и два значения всех других параметров генератора. Условие равенства нулю подкоренного выражения в уравнении (3.43) определяет максимальное значение к. п. д.  $\eta_{п}$  (при принятых параметрах  $T_{н}$ ;  $p_{н}$ ;  $\pi$ ;  $B$  и  $M$ ). Если этот случай назвать оптимальным, то

$$\left. \begin{aligned} j_{\text{опт}} &= \frac{vB\sigma}{2} (1 - \eta_{п \text{ опт}}); \\ L_{\text{опт}} &= \frac{p_{н} (1 - p_{к}/p_{н})}{j_{\text{опт}} B \left( \frac{\eta_{п \text{ опт}} + 1}{2 \eta_{п \text{ опт}}} \right)}; \\ E &= \frac{vB}{2} (1 + \eta_{п \text{ опт}}); \\ \eta_{п \text{ опт}} &= \left( 1 + \xi_{\text{ср}} \frac{\rho_{\text{ср}} v^2}{d_{\text{ср}} \sigma B^2} \right) - \sqrt{\left( 1 + \xi_{\text{ср}} \frac{\rho_{\text{ср}} v^2}{d_{\text{ср}} \sigma B^2} \right)^2 - 1}. \end{aligned} \right\} \quad (3.44)$$

Рассмотрим, какой физический смысл имеет существование оптимума к. п. д. по длине генератора. Для этого сравним разные генераторы при одинаковом изменении параметров (отношении давлений). Под разными понимаем генераторы разной длины. При коротком канале потери на трение малы. С ростом длины потери на трение резко возрастают. Однако разная длина — это разная площадь электродов, а площадь электродов через плотность тока связана с мощностью. К. п. д. характеризует получаемую мощность, но в сравнении с длиной изменяется незначительно. Следовательно, с ростом длины электродов плотность тока значительно падает, т. е. падают джоулевы потери. Такое изменение двух видов потерь и приводит к появлению оптимума к. п. д. по длине (см. рис. 3.9).

В уравнения (3.40) ÷ (3.43) для расчета МГДГ входят 15 переменных:  $p_{н}$ ;  $p_{к}$ ;  $T_{н}$ ;  $T_{к}$ ;  $B$ ;  $v$ ;  $L$ ;  $\bar{b}$ ;  $d_{\text{ср}}$ ;  $j$ ;  $\eta_{п}$ ;  $E$ ;  $\xi_{\text{ср}}$ ;  $\rho_{\text{ср}}$ ;  $\sigma$ . Из них три являются зависимыми:  $\sigma = f(T_{н}; T_{к}; p_{н}; p_{к})$ ;  $\xi_{\text{ср}} = f(T_{н}; T_{к}; p_{н}; p_{к}; d; v)$ ;  $\rho_{\text{ср}} = f(T_{н}; T_{к}; p_{н}; p_{к})$ . Следовательно, имеем 12 независимых переменных и пять уравнений, в связи с чем необходимо семь величин задавать. Наиболее удобно задавать следующие величины:  $p_{н}$ ;  $p_{к}$  (или  $\pi$ );  $T_{н}$ ;  $B$ ;  $v$  (или  $M_{н}$ );  $d_{\text{ср}}$  и  $L$ . Таким образом, выбор параметров МГДГ сводится к рациональному выбору этих семи величин.

Рассмотрим особенности влияния и выбор всех указанных параметров на примере генератора со следующими основными данными:  $T_{н}^* = 3000^\circ \text{K}$ ;  $\pi^* = 5$ ;  $p_{н} = 1 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ ;  $B = 1 \text{ тл}$ ;  $d_{\text{ср}} = 1 \text{ м}$ ;  $M_{н} = 0,5$  и оценим влияние каждого параметра по отдельно-

сти. В качестве рабочего тела примем смесь воздуха с 0,1% калия. На рис. 3.13 для этого случая дана характеристика идеального генератора (без учета вязкости) в зависимости от длины. Чем больше длина, тем меньше потери на джоулево тепло, тем выше к. п. д. (пунктирная кривая — к. п. д. стремится к единице при очень большой длине). С учетом же трения положение резко изменяется. При больших длинах МГДГ вся энергия потока тратится на преодоление трения (в данном примере — при длине, большей  $5 \cdot 10^4$  см). К. п. д. без учета трения в этих условиях должен был бы быть весьма высоким. Это показывает, что для

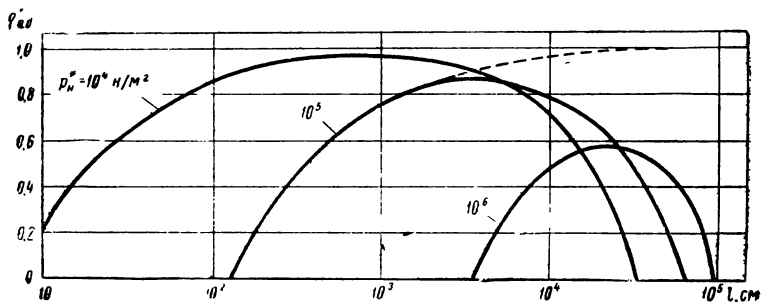


Рис. 3.13. Зависимость адиабатического к. п. д. генератора от длины канала и давления на входе:

- - - - без учета трения  
 — с учетом трения

больших по длине каналов МГДГ нельзя забывать о трении. Интересующие нас параметры будут находиться около или левее точки  $\eta_{ад}^*_{max}$ . Отметим, что при таких длинах трение влияет еще мало, и хотя в рациональном генераторе трение почти не сказывается, но при выборе длины он необходим. Рассматривая параметры генераторов при разных давлениях газа, можно установить, что для каждого давления существуют свои оптимальные значения длины  $L_{opt}$  и к. п. д.  $\eta_{ад}^*_{max}$ . Это вызвано главным образом изменением проводимости рабочего тела. Так как с уменьшением давления проводимость возрастает, то длина генератора падает, а его эффективность растет. Это определяет целесообразность выбора в МГДГ возможно более низких давлений. Однако при малых давлениях газа и при достаточно большой мощности генератора размеры его становятся очень большими. Поэтому при выборе давления часто приходится идти на компромисс.

Для МГДГ, как электрической машины, работающей на внешнюю нагрузку, интересна вольт-амперная характеристика. С ростом длины, как уже отмечалось, падает плотность тока (рис. 3.14). А при известных изменениях  $j=f(L)$  и  $E=f(L)$  легко построить вольт-амперную характеристику (рис. 3.15), на кото-

рой видны режимы короткого замыкания ( $j_{к.з.} = j_{\max}$ ;  $E=0$ ) и холостого хода ( $E_{\max}$ ;  $j=0$ ).

Рассматривая изменение удельной объемной мощности в зависимости от длины и давления, легко заметить, что ее величина при заданных параметрах  $T^*$ ,  $\pi^*$ ,  $d$  и  $b$  пропорциональна отношению  $\eta_{ад.} j/L$ . Это объясняет результаты расчета, показанные на рис. 3.16. Из сопоставления рис. 3.13 и 3.16 можно заметить, что максимум объемной мощности соответствует длине генератора, много меньшей, чем

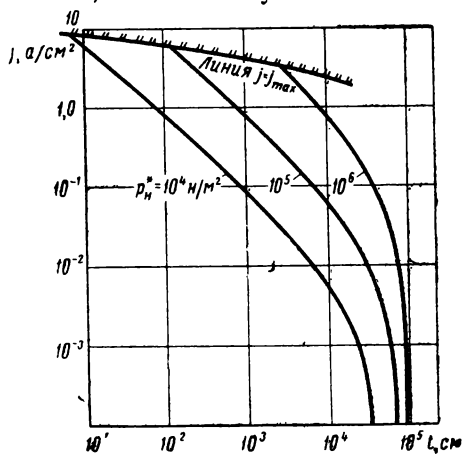


Рис. 3.14. Зависимость плотности тока от длины генератора

длина, определяемая оптимально по к. п. д. Так, например, при  $p = 10^5$  н/м<sup>2</sup> оптимальная длина по мощности равна 3 м, а по к. п. д.—30 м. Поэтому при

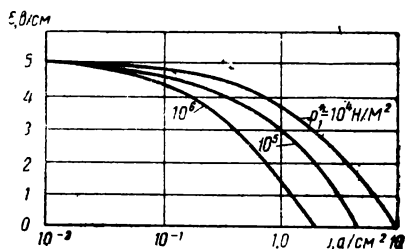


Рис. 3.15. Зависимость напряженности электрического поля от плотности тока (вольт-амперная характеристика)

выборе длины канала МГДГ обычно следует принимать длину, меньшую, чем длина, соответствующая условию  $\eta_{ад.}^*_{\max}$ . Однако существуют такие длины генератора, при которых нельзя обеспечить получение полезной мощности, ибо при таких длинах (меньше заданных) не сработается заранее заданный перепад давлений  $\pi^*$ . С уменьшением длины канала МГДГ плотность тока растет, а э. д. с. падает и при этом предельному случаю  $\eta_{ад.}^* \rightarrow 0$  соответствует условие  $E \rightarrow 0$  и  $j \rightarrow vB\sigma$ . Для этого случая

$$L_{\min} = \frac{p_n (1 - p_{к}/p_n)}{vB^2\sigma + \xi_{ср} \frac{\rho_{ср} v^2}{2d_{ср}}}, \quad (3.45)$$

т. е. при заданных параметрах нельзя создать генератор с длиной менее  $L_{\min}$ . Другой крайний случай  $\eta_{ад.}^* = 0$  при  $j \rightarrow 0$  опре-



деляет максимальную длину генератора. При этом  $E \rightarrow vB$  и

$$L_{\max} = \frac{p_n (1 - p_k/p_n)}{\xi_{\text{ср}} \frac{\rho_{\text{ср}} v^2}{2d_{\text{ср}}}}. \quad (3.46)$$

В этом случае все давление срабатывается практически только на преодоление сопротивления трения.

Рассмотрим влияние давления  $p_n$  на входе в МГДГ на все наиболее важные параметры. На рис. 3.17 сравниваются параметры оптимальных (по к. п. д.  $\eta_{\text{ад}}^*$ ) генераторов. Из этого рисунка видно, что с ростом давления эффективность МГДГ ( $\eta_{\text{ад}}^*$ ) ухудшается. Это связано с падением средней по каналу величины проводимости газа [уменьшением объемной мощности, см. уравнение (3.35)] и с ростом расхода газа через поперечное сечение канала, т. е. с ростом потребной длины и потерь на трение.

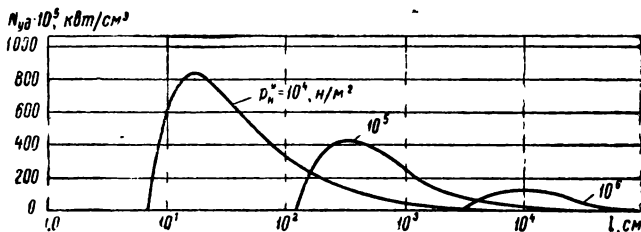


Рис. 3.16. Зависимость удельной объемной мощности от длины канала МГДГ

На рис. 3.18 показано влияние входной температуры рабочего тела. Ее изменение чрезвычайно резко влияет на эффективность МГДГ. Характер кривых определяется в основном проводимостью. Очевидно, что с ростом температуры резкое возрастание проводимости существенно улучшает все параметры.

На рис. 3.19, 3.20, 3.21 и 3.22 показано влияние остальных параметров: степени расширения газа  $\pi^*$ , среднего гидравлического диаметра  $d_{\text{ср}}$ , магнитной индукции  $B$  и числа  $M_n$  потока на входе в генератор.

Увеличение степени расширения  $\pi^*$  связано с уменьшением температуры  $T_k^*$  и давления  $p_k^*$  газа, поэтому с увеличением  $\pi^*$  средняя по тракту проводимость  $\sigma$  падает и все основные показатели МГДГ: к. п. д.  $\eta_{\text{ад}}^*$ ;  $\eta_{\text{пр}}$  и длина  $L$  — ухудшаются. Однако, несмотря на то что работа расширения связана с к. п. д.

зависимостью  $L \sim \left(1 - \frac{1}{\pi^* \frac{k-1}{k}}\right) \eta_{\text{ад}}^*$ , с ростом  $\pi^*$  она возрастает.

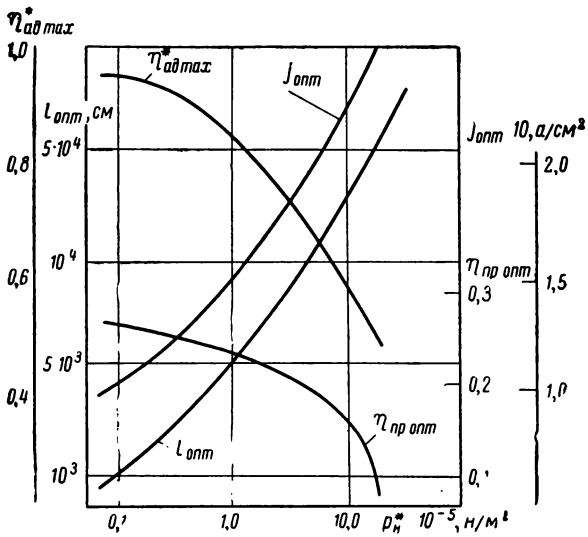


Рис. 3.17. Влияние давления рабочего тела на параметры оптимальных генераторов

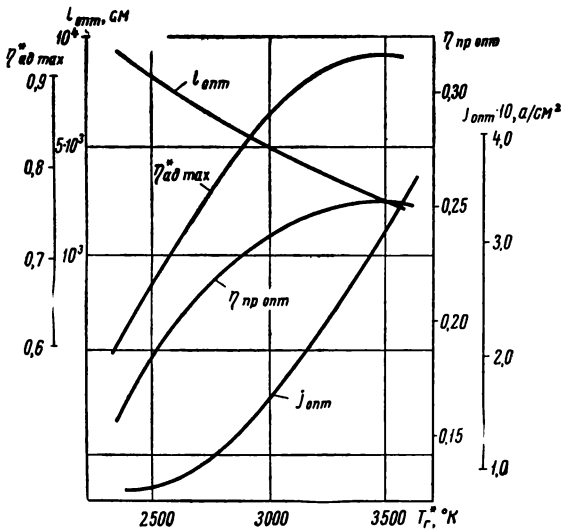


Рис. 3.18. Влияние температуры рабочего тела на параметры оптимальных генераторов

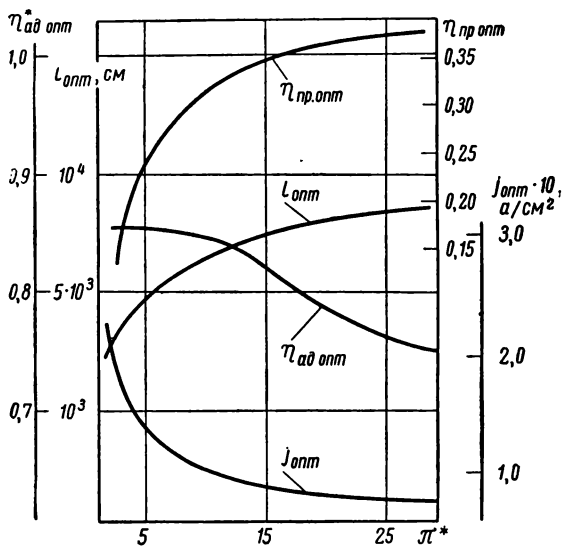


Рис. 3.19. Влияние степени расширения на параметры оптимальных генераторов

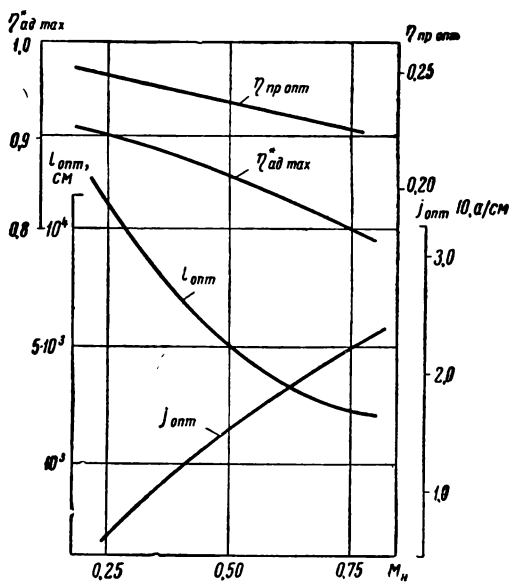


Рис. 3.20. Влияние числа  $M$  на входе на параметры оптимальных генераторов

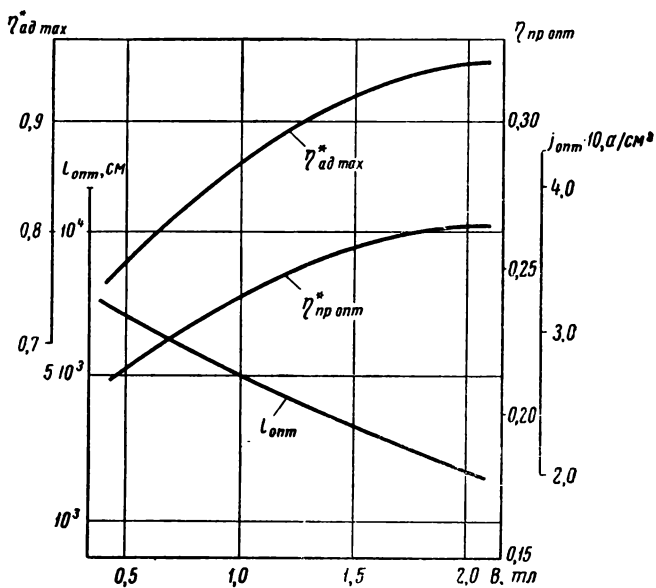


Рис. 3.21. Влияние магнитной индукции на параметры оптимальных генераторов

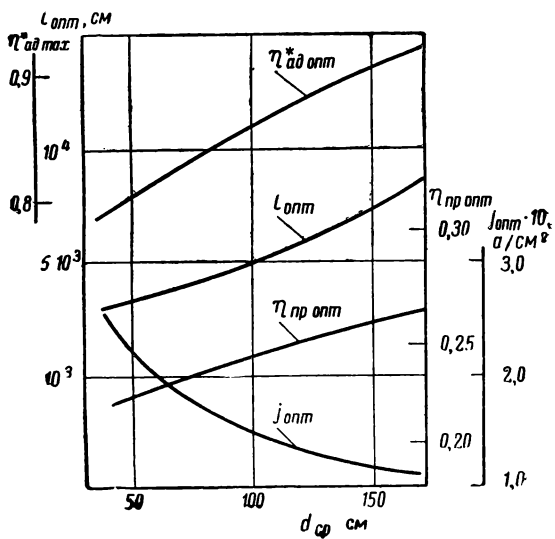


Рис. 3.22. Влияние гидравлического диаметра на параметры оптимальных генераторов

ибо увеличение  $\pi^*$  превалирует над падением к. п. д.  $\eta_{ад}^*$ . С ростом числа  $M_n$  длина канала МГДГ уменьшается, снижаются и к. п. д.  $\eta_{ад}^*$ , и коэффициент  $\eta_{пр}$ . Это явление связано с влиянием проводимости газа. Так как статическая температура  $T$  при заданной температуре торможения  $T^*$  падает с увеличением числа  $M$ , ибо

$$T^* = T \left( 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right),$$

то снижается и проводимость газа  $\sigma$ . Однако число  $M$ , с другой стороны, определяет скорость газа, которая растет, и в итоге потребная длина генератора все же уменьшается. Применяя к этому явлению простейшее уравнение (3.35), можно заметить, что объемную мощность, а также и к. п. д. определяет произведение двух величин  $\sigma v^2$ . В связи с этим сильно увеличивать число  $M$ , вообще говоря, невыгодно. Источник энергии определяет полную энергию газа, т. е. температуру торможения  $T^*$ , а не статическую температуру  $T$ . Следовательно (см. рис. 3.20), по к. п. д. выгоден генератор с дозвуковой скоростью среды и со сравнительно малыми числами  $M_n$ . Увеличение магнитной индукции  $B$  и гидравлического диаметра  $d_{ср}$  положительно влияет на к. п. д. МГДГ. Их влияние легко оценить, опять-таки используя уравнение (3.35). Однако приводимые здесь результаты не учитывают влияния магнитной индукции на анизотропию проводимости (см. гл. II и далее). При таком учете могут возникнуть оптимальные значения величины магнитной индукции  $B$ . Увеличение же гидравлического диаметра  $d_{ср}$  позволяет уменьшить число калибров канала, т. е. в конечном итоге снизить потери на трение. Увеличение гидравлического диаметра  $d_{ср}$  — это фактически повышение полезной мощности путем увеличения расхода рабочего тела.

Кроме указанных параметров, часто, особенно в замкнутых установках (см. ниже), возникает необходимость выбора наилучшего рабочего тела. При таком выборе следует учитывать, что данные МГДГ определяются не только одной величиной проводимости газа. Уже из уравнения (3.35) было видно, например, что на объемную мощность влияет произведение  $\sigma v^2$ . Очевидно, что при выбранном числе  $M$  величина квадрата скорости газа  $v^2$  пропорциональна газовой постоянной рабочего тела  $R$ . В связи с этим газ с меньшей проводимостью  $\sigma$ , но большей величиной газовой постоянной  $R$  может оказаться целесообразнее, чем газ с большей величиной  $\sigma$  и меньшей  $R$ .

Рассмотрим теперь другие вопросы, требующие учета при детальной проработке МГДГ. Сначала отметим влияние эффекта Холла. Его сущность описывалась в гл. II. Там же отмечалось явление анизотропии проводимости в магнитном поле. В § 3.2 мы, рассматривая закон Ома, пользовались предельно упрощен-

ной его формой. Более точное выражение закона Ома, называемое обобщенным законом Ома, имеет вид

$$j = \sigma \{ [\bar{v} \times \bar{B}] + E \} - \frac{\omega_e \tau}{B} [j \times \bar{B}]. \quad (3.47)$$

В этом выражении последний член отражает влияние эффекта Холла, так называемый холловский ток. При этом в случае э. д. с., перпендикулярной магнитному полю, он параллелен направлению течения. Холловское поле приводит к тому, что поток как целое стремится получить относительно более высокий потенциал у выхода из генератора, чем у входа. Холловские токи изменяют идеальную картину распределения плотности тока в канале МГДГ так, как это показано на рис. 3.23 а, б.

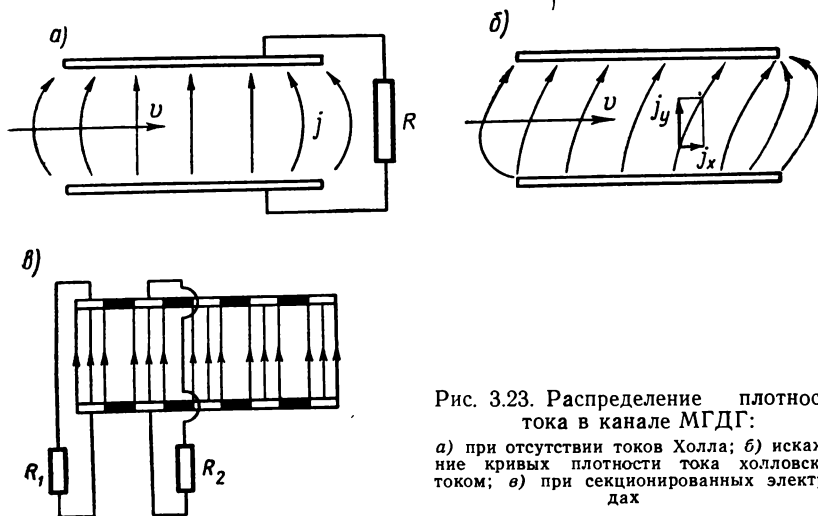


Рис. 3.23. Распределение плотности тока в канале МГДГ:

а) при отсутствии токов Холла; б) искажение кривых плотности тока холловским током; в) при секционированных электродах

Величину произведения циклотронной частоты  $\omega_e$  на время релаксации электронов  $\tau$  (называемую часто коэффициентом Холла) иногда выражают в виде произведения величины магнитной индукции  $B$  на отношение плотности в рассматриваемых условиях к нормальной плотности (при  $\rho = 10^5 \text{ н/м}^2$ ,  $T = 300^\circ \text{ К}$ ):

$$\omega_e \tau = A \frac{B}{\rho / \rho_0}.$$

На рис. 3.24 показана зависимость величины коэффициента пропорциональности  $A$  от температуры и отношения плотностей  $\rho / \rho_0$ . Компоненты уравнения (3.47) для случая перпендикулярности направления тока и магнитного поля ( $j \perp B$ ) имеют вид: для тока электропроводности (кондукционного)

$$j_x = \frac{\sigma}{1 + \omega_e^2 \tau^2} [vB - E_y + \omega_e \tau E_x];$$

для холловского тока

$$j_y = \frac{\sigma}{1 + \omega_e^2 \tau^2} [\omega_e \tau (vB - E_y) + E_x].$$

В случае, когда угол между  $j$  и  $B$  отличен от  $90^\circ$ , приведенные выражения усложняются в связи с учетом влияния угла. Из этих уравнений следует, что при величине произведения  $\omega_e \tau \ll 1$  влияние холловских токов отсутствует. При  $\omega_e \tau \sim 1$  анизотропный характер электропроводности сказывается уже заметно. Первое условие создается при невысоких значениях магнитной индукции и больших плотностях газов. Однако в высокоэффективных генераторах, как уже указывалось, нужно иметь большие

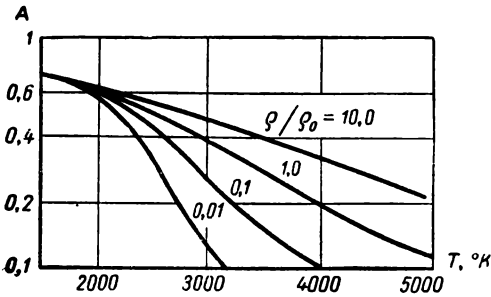


Рис. 3.24. Зависимость коэффициента пропорциональности  $A$  от температуры и отношения  $\rho/\rho_0$

величины магнитной индукции  $B$  и малую плотность газа  $\rho$ , т. е. в них, как правило, требуется учет холловских токов. Для оценки влияния холловских токов в расчет иногда вводят эффективную проводимость, определяемую в виде

$$\frac{\sigma_{\text{эф}}}{\sigma} = \frac{j_y}{\sigma(vB - E_y)}.$$

Очевидно, что полезный ток  $j_y$  при учете хол-

ловского эффекта падает. Кроме того, при больших значениях произведения  $\omega_e \tau$  значительно растет влияние неоднородностей на параметры МГДГ. Для борьбы с вредным влиянием токов Холла следует предотвращать их замыкание. В линейном генераторе (рис. 3.25,а) для этого разделяют электроды на части, т. е. секционируют их, подключая к каждой паре свою нагрузку. При этом, секционируя электроды генератора, можно коммутировать их между собой так, чтобы осуществлять либо поперечный (рис. 3.25,б), либо продольный (рис. 3.25,в) отбор тока (последнюю схему называют по аналогии с машинными электрогенераторами сериесной). Исследования показывают, что при относительно больших внешних нагрузках (большом отношении  $\frac{vB}{E_y}$ )

генератор типа «в» оказывается более эффективным, чем генератор типа «б». Отметим, что если система со сплошными электродами с увеличением произведения  $\omega_e \tau$  ухудшает свои данные, то секционирование электродов имеет хорошие характеристики в диапазоне величин  $1 < \omega_e \tau < 10$ . При  $\omega_e \tau > 10$  полный ток почти весь направлен вдоль течения потока, и целесообразна схема включения, изображенная на рис. 3.25, в. Следует отметить, что

принципиально можно создать генератор, работающий с использованием именно холловского тока (см. рис. 3.4, б и рис. 3.25, г).

Поскольку уже подчеркивалось, что в наиболее выгодных условиях, при низкоплотной плазме и большой магнитной индукции, эффект Холла весьма значителен, то, возможно, этот тип генератора в будущем в подобных условиях окажется одним из наиболее эффективных. В связи с этим отношение к холловскому эффекту не должно быть всегда негативным.

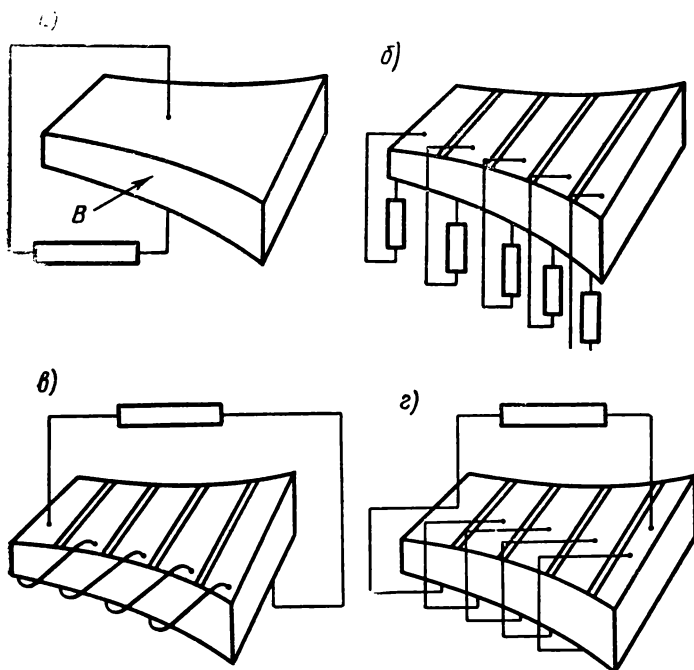


Рис. 3.25. Схемы включения электродов в МГДГ:  
 а) простейшая; б) с поперечным отбором; в) с продольным отбором мощности; г) холловский генератор

Другим возможным путем реализации эффективного МГДГ может явиться, как уже отмечалось выше, создание генератора, работающего на неравновесной плазме. Так как проводимость газа  $\sigma$  может быть записана через подвижность электронов  $\mu$  в виде  $\sigma = ne\mu$  (см. гл. II), то, очевидно, что для больших значений проводимости  $\sigma$  надо иметь большие  $\mu$  (величина плотности электронов  $n$  и в этом случае должна быть низкой, иначе резко возрастет коэффициент рекомбинации и снизится эффект неравновесности). Поскольку влияние магнитной индукции  $B$  сказывается благоприятно на параметрах МГДГ, в таких генераторах



надо иметь большие значения произведения  $\mu B$ . Связь величин  $\mu B = \omega_e \tau$  определяет холловский тип таких генераторов. Отметим, что применение низкоплотной плазмы наиболее вероятно в МГДГ, работающих в замкнутом цикле с подогревом газа в ядерном реакторе.

В работе электродов МГДГ кондукционного типа имеется следующая особенность. Электроны из плазмы, попавшие на анод и совершившие работу на внешней нагрузке, затем вновь попадают в плазму, эмиттируя с катода. Следовательно, плотность тока на границе катод — плазма будет ограничена величиной тока эмиссии (подробнее о токе эмиссии см. гл. V). В силу того что ток эмиссии чрезвычайно сильно зависит от температуры катода (см. также гл. V), в тех генераторах, где требуется получение большой удельной мощности, нельзя осуществлять интенсивное охлаждение электродов. Отметим, однако, что ввиду сравнительно высоких напряжений (минимум на  $1 \div 2$  порядка больше, чем у термоэлектронных генераторов), удельная мощность тока на катоде будет высокой. Так, при температуре катода около  $2000^\circ\text{C}$  можно говорить об удельной мощности не менее чем тысяча киловатт на квадратный метр.

Еще один возможный вид потерь — при циркуляции вихревых токов. Рабочее тело — не одномерный проводник и поэтому при пространственном изменении электрического и магнитного полей и скорости могут возникать вихревые токи. Наиболее опасны в этом смысле входной и выходной (по газовому потоку) участки генератора. Оценочные расчеты показывают, что потери в них могут составлять 10% от входного давления и более.

Одной из крупных потерь в МГДГ могут быть потери с теплом, уходящим в стенки канала генератора. Температура стенок канала может быть значительно меньше температуры газового потока, а скорости потока большие, поэтому теплоотдача в стенки может быть значительной. Это обстоятельство еще в большей мере, чем влияние трения, ограничивает целесообразную длину, а точнее, число калибров канала генератора.

Так как в общем случае на стенках электродов имеется некоторый заряд и температура у них ниже, чем у газа, то около стенок возникает приэлектродное падение потенциала. Такое падение потенциала аналогично приэлектродному падению потенциала в вольтовых дугах. Его величину  $\delta U$  обычно получают экспериментальным путем и часто оценивают значением 15—20 в. Естественно, что наиболее существенно влияние приэлектродного падения потенциала для малых генераторов, где оно может составлять значительную долю вырабатываемого напряжения. В генераторах больших размеров, где разность потенциалов на электродах  $U$  должна составить сотни вольт, влияние приэлектродного падения  $\delta U$  невелико. С учетом приэлектродного падения потенциала  $\delta U$  напряженность электрического поля должна

записываться в виде  $\frac{U + \delta U}{d}$ , или  $\frac{U}{d} \left(1 + \frac{\delta U}{U}\right)$ , т. е. действительное напряжение на нагрузке будет меньше теоретического на величину  $1 + \frac{\delta U}{U}$ . Такая поправка может быть легко введена в методику расчета, изложенную в § 3.2.

Последний из значительных источников потерь — это потери энергии в обмотке магнитного поля. Объем генератора (при отсутствии холловских токов), а тем самым его длина обратно пропорциональны квадрату магнитной индукции  $B$  [см. выражение (3.35)]. Джоулевы потери на единицу длины катушки магнита

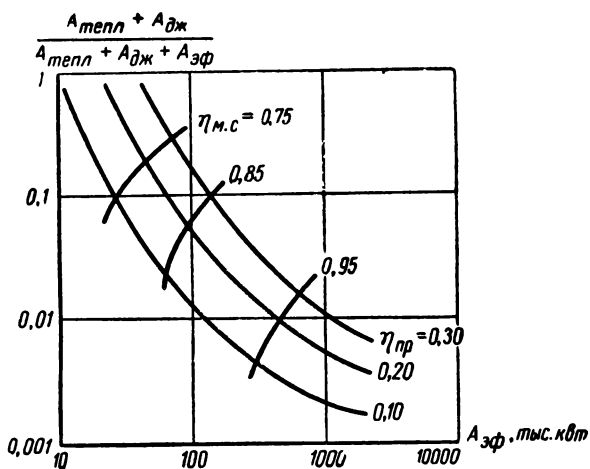


Рис. 3.26. Влияние потерь в магнитной системе на данные установки с МГДГ

пропорциональны квадрату магнитной индукции  $B^2$ . Следовательно, увеличение  $B$  практически не влияет на джоулевы потери, но резко снижает габариты генератора. Однако увеличение магнитной индукции  $B$  при использовании железа в магнитах ограничивается величиной 1,5—2 тл. Возможные потери энергии в катушках при этом могут составлять порядка 10% от мощности генератора, а в известных, сравнительно маломощных экспериментальных моделях даже превышают полезную мощность.

Таким образом, можно видеть, что часть потерь в МГДГ непосредственно входит в его к. п. д.  $\eta_{ад}$  (трение, вихревые потери, холловские токи), часть потерь входит в к. п. д. цикла установки с МГДГ (потери в магнитных катушках), а часть потерь влияет и на к. п. д. генератора  $\eta_{ад}$  и на к. п. д. цикла (теплоотдача в стенки). Для простоты дальнейшего рассмотрения установок в целом примем, несколько условно, что все перечислен-

ные потери, кроме потерь в катушках, войдут в к. п. д. генератора  $\eta_{ад}$ , снижая его на соответствующую величину. Потери же в магнитной системе будем оценивать выражением

$$\eta_{м.с} = \frac{A_{эф} - A_{дж}}{A_{эф}},$$

на которое следует умножить к. п. д. теоретического цикла. На рис. 3.26 показано влияние к. п. д.  $\eta_{м.с}$  на величину полезной мощности  $A_{эф}$  для широкого диапазона возможных мощностей установки и ряда значений коэффициента превращения энергии  $\eta_{пр}$ , подтверждающее особую роль этих потерь в маломощных установках. Приведенные на этом рисунке данные рассчитаны для генератора с температурой газа  $T = 3250^\circ \text{K}$ , работающего в открытом цикле и использующего медную, охлаждаемую водой обмотку, создающую магнитное поле с индукцией  $B = 3 \text{ тл}$ .

В последнее время в литературе часто обсуждаются возможность и целесообразность использования в обмотках магнитной системы эффекта сверхпроводимости. При реализации этого эффекта можно не только существенно снизить потери в магнитной системе, но и существенно поднять магнитную индукцию. Это направление работ весьма перспективно для установок с МГДГ. Один из разработанных типов сверхпроводящего магнита состоит из многослойной ниобиево-оловянной или ниобиево-циркониевой проволочной катушки, имеющей температуру жидкого гелия. Исследования показали, что термоизоляция жидкого гелия от горячего газового потока реальна. Мощность, затрачиваемая на криогенную установку (получение жидкого гелия), должна составить менее 1% мощности МГДГ.

### § 3.4. ПОНЯТИЕ ОБ ИНДУКЦИОННЫХ МГДГ

Генераторы кондукционного типа нами рассматривались для получения постоянного тока. Однако, как уже отмечалось в начале главы, в той же схеме можно получить и переменный ток, вводя, например, пульсирующее изменение магнитного поля. Индукционные же МГДГ могут служить только для получения переменного тока.

Поскольку переменный ток в настоящей книге рассматривается только в данном разделе, напомним некоторые положения по расчету цепей переменного тока. При движении проводника в магнитном поле по замкнутой кривой возбуждаемая в нем э. д. с. изменяется по силе и направлению. В случае кругового перемещения, как известно, характер э. д. с. определяется синусоидальным законом:

$$E = E_{\max} \sin(2\pi\nu t + \varphi_E).$$

Величина в скобках называется фазой. В начальный момент времени фаза равна  $\varphi_E$  — это так называемая начальная фаза э. д. с.;  $\nu$  — число колебаний э. д. с., т. е. число периодов, или частота э. д. с. Величину  $2\pi\nu$  называют круговой частотой переменной э. д. с. и обозначают  $\omega$ . По подобному закону изменяется и сила тока:

$$I = I_{\max} \sin(\omega t + \varphi_i).$$

Для технического тока (частота  $\nu = 50$  гц) величина  $\omega$  равна 314. Характер изменения силы тока отличается от характера изменения э. д. с. начальной фазой. Если  $\varphi_E = \varphi_i$ , то э. д. с. и ток совпадают по фазе. Сдвиг по фазе определяется характером электрической цепи. В цепи с чисто омическим сопротивлением  $\varphi_E = \varphi_i$ . В цепи с индуктивностью возникает э. д. с. самоиндукции (см. гл. II), ток отстает по фазе от э. д. с. на угол  $\frac{\pi}{2}$  (т. е.  $\varphi_i = \varphi_E - \frac{\pi}{2}$ ), амплитуда тока связывается с амплитудой э. д. с. выражением  $I_{\max} = \frac{E_{\max}}{L\omega}$ , т. е. в цепи вместо индуктивности  $L$ , как бы находится сопротивление  $L\omega$ , называемое индуктивным, или реактивным, сопротивлением. Можно видеть, что в отличие от омического его величина пропорциональна частоте тока. В цепи, обладающей только электроемкостью, ток опережает э. д. с. по фазе на  $\frac{\pi}{2}$  ( $\varphi_i = \varphi_E + \frac{\pi}{2}$ ), а сопротивление току  $\frac{1}{C\omega} = \frac{E_{\max}}{I_{\max}}$  называется емкостным и уменьшается с увеличением частоты тока. В сложной цепи сила тока связана с э. д. с. законом

$$I_{\max} = \frac{E_{\max}}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}};$$

а начальная фаза определяется углом  $\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R}$ .

Средняя мощность переменного тока

$$N = \frac{1}{T} \int_0^T E_{\max} I_{\max} \sin^2 \omega t \cos \varphi dt + \frac{1}{T} \int_0^T E_{\max} I_{\max} \sin \left( \omega t \pm \frac{\pi}{2} \right) \times \sin \omega t \sin \varphi dt. \quad (3.48)$$

Здесь первый член — это активная мощность, расходуемая на тепло, а второй член — реактивная мощность, связанная с наличием самоиндукции и емкости. Первый член всегда положителен, тогда как второй член изменяется с двойной частотой, и эта часть мощности то уходит из цепи на образование электрического и магнитного полей, то возвращается обратно в цепь.

Вклад последнего в среднюю мощность равен нулю, так как

$$\int_0^T \sin\left(\omega t \pm \frac{\pi}{2}\right) \sin \omega t dt = \pm \int_0^T \sin \omega t \cdot \cos \omega t dt = 0.$$

Величины  $I$  и  $E$  можно определять, вводя их эффективные значения  $I_{\text{эф}}$  и  $E_{\text{эф}}$  в виде  $I_{\text{эф}}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T I^2 dt$ , связанные с  $I_{\text{max}}$  и  $E_{\text{max}}$  зависимостями типа  $I_{\text{эф}} = \frac{I_{\text{max}}}{\sqrt{2}}$ . Тогда мощность можно записать как

$$N = \frac{1}{2} E_{\text{max}} I_{\text{max}} \cos \varphi = I_{\text{эф}} E_{\text{эф}} \cos \varphi. \quad (3.49)$$

Величину  $\cos \varphi$  называют коэффициентом мощности. Чтобы выполнить условие  $\cos \varphi = 1$ , нужно обеспечить  $L\omega = \frac{1}{C\omega}$ , т. е. режим резонанса.

С помощью переменного тока легко создать магнитное поле с таким же (в частности, синусоидальным) изменением характера поля по времени. На рис. 3.3 была представлена схема индукционного МГДГ. В этой схеме генератора нет электродов, а кольцевые индуцируемые токи замыкаются непосредственно в газе. По длине канала расположены полюса электромагнитов, с помощью которых создается так называемое бегущее вдоль канала магнитное поле. Стенка канала с магнитными наконечниками — полюсами (а все стенки покрыты электроизоляцией) представляет собой как бы развернутую в плоскость поверхность статора обычного асинхронного электрогенератора. При подведении к обмотке тока обеспечивается такое положение, что в каждой паре магнитов ток сдвинут по фазе, и магнитное поле как бы движется вдоль оси канала со скоростью  $v_s$ , определяемой частотой тока  $\nu$  и полюсным делением.  $v_s$  часто называют фазовой скоростью:

$$v_s = \frac{\omega \tau}{\pi} = 2\nu\tau.$$

Иногда вместо скорости  $v_s$  используют понятие коэффициента скольжения:

$$S = \frac{v_s - v}{v_s}.$$

Взаимодействие потока газа с магнитным полем возбуждает в газе замкнутый кольцевой ток (см. рис. 3.3, в). Возникающие кольцевые токи в свою очередь начинают взаимодействовать с обмоткой, создающей магнитное поле. Так, если при постоянном напряжении сети трехфазной обмотки скорость потока  $v$  больше скорости магнитного поля  $v_s$ , то такое взаимодействие увеличивает ток в обмотке, а поток газа под действием пондер-

моторной силы тормозится. Это — режим генерирования электроэнергии. Если магнитное поле имеет синусоидальный характер изменения, то средняя, или эффективная, магнитная индукция поля связана с максимальной той же зависимостью, что и ток или э. д. с.:

$$B_{\text{ср}} = \frac{B_{\text{max}}}{\sqrt{2}}.$$

Если ввести такое среднее значение магнитной индукции  $B$ , то можно считать, что пондеромоторная сила как бы не зависит от времени, и тогда можно пользоваться рядом соотношений из расчета одномерного кондукционного генератора (уравнения импульсов, энергии, расхода). Разница лишь в том, что энергия, отдаваемая единицей объема газа магнитному полю [правая часть уравнения энергии (3.22)] определяется в данном случае разностью скоростей  $v - v_s$ , т. е., как и для кондукционного генератора, чем больше скорость потока, тем выше мощностная эффективность МГДГ. Из условия обеспечения максимальной мощности устанавливается наиболее выгодное соотношение между  $v$  и  $v_s$   $v_{s \text{ опт}} = \frac{v}{2}$ . Отметим, что если принять условие  $v_s = \frac{E}{vB}$ , то формулы одномерной теории кондукционного и индукционного генераторов полностью совпадают. (Здесь  $E$  — напряженность электрического поля в кондукционном генераторе).

Так как в обмотках возникает реактивный ток, то мощность и качество такой машины, кроме к. п. д. процесса расширения  $\eta_{\text{ад}}$ , характеризуется еще, как показано выше, величиной коэффициента мощности  $\cos \varphi$ . Для его определения используют выражение отношения активной и реактивной составляющих мощности в виде

$$\text{ctg } \varphi = \frac{N_{\text{акт}}}{N_{\text{реакт}}} = \frac{\mu \sigma (v - v_s) \tau}{\pi}. \quad (3.50)$$

Это выражение может быть заменено критериальным:

$$\text{ctg } \varphi = \text{Rm}. \quad (3.50')$$

Из соотношения (3.50) можно видеть, что  $\text{ctg } \varphi \sim \sigma$ , и, следовательно, роль проводимости для таких генераторов очень велика. Ниже, в гл. VI, будут показаны возможные значения магнитного числа Рейнольдса  $\text{Rm}$  в МГДГ. Входящая в выражение (3.50) величина полюсного деления  $\tau$  (равная половине длины бегущей волны, см. рис. 3,3, б, в) является такой же характерной для таких генераторов величиной, как проводимость и скорость потока. Из выражения (3.50) можно видеть, что ее увеличение способствует увеличению числа  $\text{Rm}$ . Так как  $\tau = \frac{v_s}{2v}$ , то для

генератора с  $v_{s \text{ опт}} = \frac{v}{2}$  можно записать

$$\operatorname{ctg} \varphi = \frac{\mu \sigma v^2}{8\pi v},$$

т. е. уменьшение частоты тока повышает  $\operatorname{ctg} \varphi$ . Однако при промышленных значениях  $v \approx 50$  гц все же оказывается, что при использовании плазмы с температурой  $T = 2000 - 4000^\circ \text{ К}$ , движущейся со скоростями порядка 500 м/сек,  $R_m$  достигает всего  $10^{-2}$ . В связи с этим пока лишь при течении с большими скоростями жидкого металла (т. е. в магнитогиродинамическом генераторе) можно говорить о реализации эффективных индукционных генераторов.

Реактивная мощность должна обеспечиваться либо подводом от специального (синхронного) генератора, либо батареей конденсаторов. При этом лучшее регулирование достигается при подключении конденсаторов последовательно к нагрузке. Значительная величина реактивной мощности  $N_{\text{реакт}}$ , связанная со сравнительно невысокими технически реализуемыми значениями  $\cos \varphi$ , приводит к большому весу вспомогательных устройств (генератора или батареи). Сравнивая два рассматриваемых типа генераторов, можно заключить, что в равных условиях при  $B_{\text{ср}} = \frac{B_{\text{max}}}{2}$  и  $v - v_s = \frac{v}{2}$ , фактически в индукционном генераторе  $B$  и  $v$  меньше, а поскольку замкнутые токи в газе приводят к большим омическим потерям<sup>1</sup>, чем линейные токи, то индукционные генераторы должны быть менее эффективными, чем кондукционные. Вышесказанное относится в основном к генераторам с прямоугольным каналом. В коаксиальной схеме кольцевой ток вызывает меньшие потери, но общее положение все же сохраняется. При этом очевидно, что для обеспечения наибольшей мощности должно создаваться условие перпендикулярности тока и скорости:  $j \perp B$ . Если же, например,  $j \parallel B$ , то, конечно, полезной мощности не будет совсем.

Рассмотрим в качестве примера параметры индукционного генератора, работающего на смеси аргона с 0,1% цезия при давлении и температуре газа  $p = 2 \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup> и  $T = 3000^\circ \text{ К}$ , скорости потока 800 м/сек, величине магнитной индукции поля 0,52 тл и скорости движения магнитного поля  $v_s = 400$  м/сек. Генератор с частотой  $v = 50$  гц при размере канала  $d = 12$  см, выполненный по кольцевой схеме с весьма большим наружным диаметром ( $D = 6$  м), должен создавать мощность  $N = 235$  тыс. кВт и иметь коэффициент мощности  $\cos \varphi = 0,1$ . Если наружный радиус его увеличить до 10 м, то мощность должна возрасти до 1,7 млн. кВт, а  $\cos \varphi$  увеличиться до 0,35.

---

<sup>1</sup> Это так называемый поперечный краевой эффект. В более слабой форме он возникает и в кондукционных генераторах.

### § 3.5. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ УСТАНОВОК С МАГНИТОГАЗОДИНАМИЧЕСКИМ И МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИМ ГЕНЕРАТОРАМИ

Все изложенное выше относилось непосредственно к самому МГДГ. Однако для обеспечения возможности его работы необходимо создать достаточную напряженность магнитного поля в межэлектродном зазоре и обеспечить протекание электропроводной среды с большой скоростью. Система магнитов (как правило, электромагнитов) в МГДГ является важнейшей и по весу определяющей частью установки. Так, например, в экспериментальном МГДГ фирмы Авко мощность генератора порядка 200 *квт* обеспечивалась магнитной системой с полюсными наконечниками массой 25 000 *кг* и обмоткой из медных полос массой 22 000 *кг*. Для оценки веса обмоток электромагнита с магнитной индукцией  $B=1$  *тл* можно воспользоваться графиками, изображенными на рис. 3.27 и построенными для МГДГ со скоростью газа в 1000 *м/сек* при затратах мощности на возбуждение поля, равных 1% от номинальной. Уровень удельной мощности в 1 *квт/кг* примерно соответствует механическим генераторам мощностью в 200 тыс. *квт*. Из рассмотрения этих графиков можно установить, что при реальных значениях проводимости лишь при полной мощности не менее сотен тысяч киловатт вес магнитов в МГДГ начинает становиться меньше, чем вес магнитов обычных генераторов.

Для прокачки через МГДГ рабочего тела нужно создать специальную насосную или компрессорную систему. При этом изменение параметров газа в установке, как известно, удобно рассматривать, вводя понятие термодинамического цикла как для замкнутой системы, т. е. системы, в которой рабочее тело периодически изменяет свои параметры, не попадая в атмосферу, так и для разомкнутой (или открытой) системы, где рабочим телом служит окружающий воздух. Естественно, что в замкнутой системе нужно в специальных агрегатах обеспечить и нагрев, и охлаждение рабочего тела, а в открытой — только его нагрев. Однако на внешнем виде открытого цикла это не отразится, так как, искусственно замыкая цикл, можно рассматривать его как бы для одной и той же порции воздуха, но как бы отдающей отработанное тепло внешней среде.

Рассмотрение возможных циклов и схем установок начнем с установки, основанной на магнитогиродинамическом генераторе. Казалось бы, что ее можно создать по простейшей схеме (рис. 3.28): 1 — источник тепла, 2 — МГДГ, 3 — холодильник, 4 — электромагнитный насос (ЭМН). Однако жидкость практически несжимаема, и получение энергии в МГДГ идет только за счет кинетической энергии потока, которая сообщается жидкости в насосе. Следовательно, такой цикл не может дать полез-



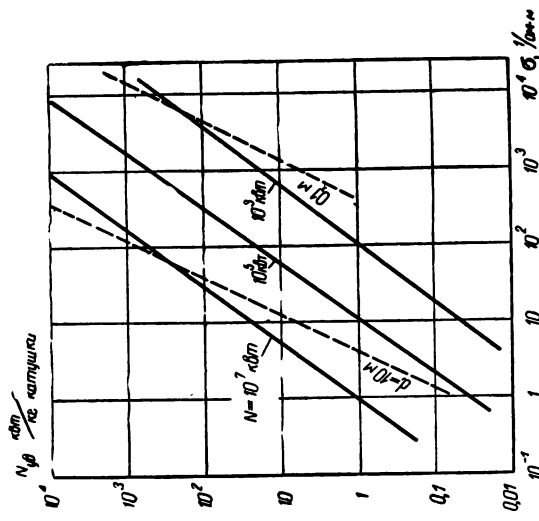


Рис. 3.27. К оценке веса магнитов

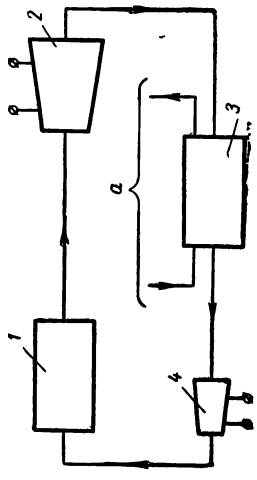


Рис. 3.28. Схема идеальной установки с МГДГ:

*a* — отвод тепла для последующего использования;  
 1 — источник тепла; 2 — МГДГ; 3 — холодильник; 4 — ЭМН

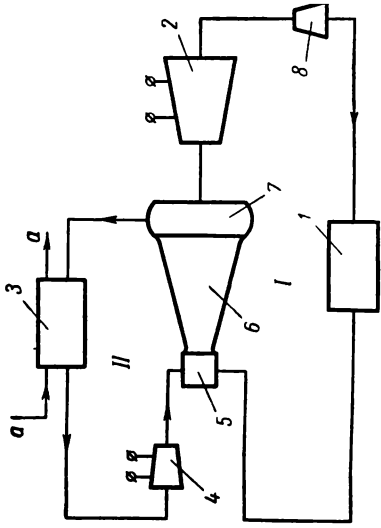


Рис. 3.29. Схема установки с магнито-гидродинамическим генератором:

1 — источник тепла; 2 — МГДГ; 3 — холодильник; 4 — ЭМН; 5 — смеситель; 6 — сопло; 7 — сепаратор; 8 — диффузор; *aa* — отвод тепла во внешнюю среду

ной работы (тем более с учетом к. п. д. МГДГ и насоса). Подвод тепла здесь не влияет на кинетическую энергию. Поэтому, чтобы реализовать цикл с гидродинамическим генератором, необходимо разогнать жидкость за счет внешнего энергетического источника. Одна из возможных схем установки такого рода показана на рис. 3.29. В исходном (жидкостном) контуре I жидкость в специальном устройстве 5, 6, 7 разгоняется паром другого рабочего тела из контура II, отдавая ему свое тепло, и затем проходит через МГДГ 2, диффузор 8 для компенсации потерь давления и через источник тепла 1. Энергия пара обеспечивается реализацией в контуре II обычного парового цикла. Как и в цикле на влажном паре (рис. 3.30, цикл 1—2—3—4—5—6—7—1), здесь пар получает тепло  $Q_1$  при смешении в смесителе 5 (рис. 3.29) с жидкостью из контура I, испаряясь при этом. Затем пар почти изотермически (ибо жидкости много больше, чем пара, и ее теплоемкость существенно больше, чем теплоемкость пара) расширяется в сопле 6, разгоняя смешанную с ним жидкость. Потом в специальном сепараторе 7 жидкость с минимальной затратой энергии на преодоление потерь должна быть отведена в МГДГ, а пар—в холодильник 3. Таким образом, при одной и той же температуре рабочее тело контура I не должно испаряться, тогда как рабочее тело контура II должно испаряться.

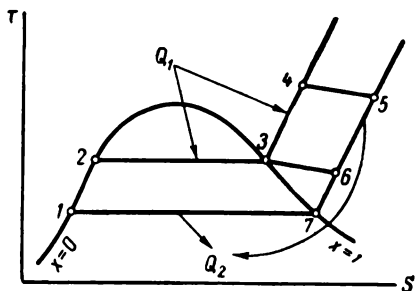


Рис. 3.30. Цикл рабочего тела контура II установки, представленной на рис. 3.29

Главным достоинством такой установки является нетребовательность ее к высоким температурам. Жидкость (наиболее целесообразны щелочные металлы и ртуть) может быть высокоэлектропроводной и при сравнительно низких температурах в отличие от газов. Увеличение температуры лишь улучшает экономичность парового контура. Основные недостатки этой установки—сравнительно невысокий к. п. д. (наилучший—20÷30% при таких рабочих телах, как вода—ртуть), определяемый в основном произведением к. п. д. МГДГ и узла сопло—сепаратор, а также необходимость иметь весьма высокую степень сепарации. Выбор параметров такой установки для обеспечения наилучших данных включает в себя ряд моментов. С учетом того, что расширение пара идет практически изотермично, полезная работа расширения

$$G_{\text{п}} R T_1 \ln \frac{p_1}{p_2} = (G_{\text{п}} + G_{\text{ж}}) \frac{v^2}{2} + \frac{p_2 - p_1}{\gamma_{\text{ж}}} G_{\text{ж}}$$

Эффективная работа генератора определяется величиной кинетической энергии  $G_{ж} \frac{v^2}{2}$  с учетом к. п. д. агрегатов и потерь давления по тракту  $\Sigma \Delta p$ :

$$\frac{N_{эф}}{G_{п}} = \left( \frac{1}{1 + \frac{G_{п}}{G_{ж}}} R T_1 \ln \frac{p_1}{p_2} + \frac{p_1 - p_2}{\gamma_{ж}} \cdot \frac{G_{ж}}{G_{п}} \frac{1}{1 + \frac{G_{п}}{G_{ж}}} \right) \eta_c \eta_{сеп} \eta_{г} - \frac{G_{ж}}{G_{п}} \frac{1 + \frac{\Sigma \Delta p_{ж}}{\gamma_{ж}}}{p_1 - p_2} (p_1 - p_2) \frac{1}{\eta_{д}} - \frac{1 + \frac{\Sigma \Delta p_{г}}{\gamma_{п}}}{p_1 - p_2} (p_1 - p_2) \frac{1}{\eta_{п}}. \quad (3.51)$$

Коэффициент полезного действия цикла установки

$$\eta_{ц} = \frac{N_{эф}}{N_{эф} + Q_2}, \quad (3.52)$$

где отводимое тепло определяется в основном теплотой конденсации (см. рис. 3.30):

$$Q_2 = r G_{п} + c_{рп} (T_5 - T_7). \quad (3.53)$$

Полный к. п. д. установки  $\eta$  будет, естественно, меньше, чем к. п. д. цикла  $\eta_{ц}$ . В нем должны быть учтены не только все виды потерь в генераторе, но и затраты на электромагнитное поле. Тогда  $\eta = \eta_{ц} \eta_{м.с.}$

Из этих соотношений можно видеть, что при заданных к. п. д. сопла  $\eta_c$ , сепаратора  $\eta_{сеп}$ , генератора  $\eta_{г}$ , диффузора  $\eta_{д}$  и насоса  $\eta_{п}$  следует выбирать наиболее целесообразные значения только трех параметров:  $T_1$ ;  $\frac{p_1}{p_2}$  и  $\frac{G_{ж}}{G_{п}}$ . При этом влияние температуры и отношения давлений не являются специфичными для данной схемы и будут рассмотрены ниже при общем анализе циклов. Специфичен здесь выбор отношения расходов пара и жидкости. Из уравнения (3.51) можно установить существование оптимального отношения расходов  $\frac{G_{ж}}{G_{п}}$ . Дифференцируя выражение для к. п. д. или мощности по отношению расходов  $\frac{G_{ж}}{G_{п}}$  и приравнявая нулю, после некоторого упрощения получаем

$$\left( \frac{G_{ж}}{G_{п}} \right)_{опт} = 2 \sqrt{\frac{\frac{R T_1}{p_1 - p_2} \ln \frac{p_1}{p_2} \gamma_{ж} \eta_c \eta_{сеп} \eta_{г} - 1 - \frac{\Sigma \Delta p}{p_1 - p_2}}{1 + \frac{\Sigma \Delta p}{p_1 - p_2} - \eta_c \eta_{сеп} \eta_{г}}}. \quad (3.54)$$

На рис. 3.31 показано для примера влияние отношения  $\frac{G_{ж}}{G_{п}}$  на к. п. д. цикла  $\eta_{ц}$  с параметрами пар—вода, жидкость—ртуть,  $p = 130 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ ,  $p = 1 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ ,  $T = 600^\circ \text{К}$  и  $\eta_c \eta_{сеп} \eta_{г} = 0,5$ . Значе-

ния  $\eta_d = 0$  соответствуют в левой части кривой случаю, когда вся полезная мощность идет на преодоление трения в контуре пара, а в правой — случаю, когда она идет на преодоление трения в контуре жидкости.

Все установки с магнитогазодинамическим генератором, в отличие от предыдущей схемы, требуют применения высоких температур, так как в них необходимы значения проводимости  $\sigma$  порядка  $10 \div 10^2$  1/ом·м, что было отмечено ранее, а такие  $\sigma$  можно в настоящее время получать в газах (в условиях термического равновесия) лишь при температурах не менее 2300—3000° К (см. гл. II). Установки с магнитогазодинамическим генератором по типу рабочего тела, а тем самым по виду цикла могут быть разбиты на две группы: с рабочим телом, не изменяющим своего фазового состояния (всюду газ), и с рабочим телом, конденсирующимся по тракту охлаждения.

Идеальным циклом установок с МГДГ, работающим без фазовых превращений, является цикл Брайтона. Этот известный для газотурбинных установок цикл показан как без потерь ( $1-2_{ад}-3-4_{ад}$ ), так и с учетом потерь ( $1-2-3-4$ ) на рис. 3.32. Идеализированная схема установки с таким циклом и без вращающихся агрегатов представлена на рис. 2.28. Однако следует указать на нереальность осуществления такой установки<sup>1</sup>. Это связано с тем, что требование высоких адиабатических к. п. д. сжатия и расширения (а иначе такой цикл вообще не даст полезной работы) может быть обеспечено лишь при очень высокой электропроводности газа. Следовательно, даже в наиболее холодной точке цикла надо иметь температуру не менее 2000° С, а в горячих участках она должна быть много выше.

Такой цикл можно реализовать, если вместо МГД насоса поставить обычный механический компрессор, вращаемый электромотором (рис. 3.33).

При этой схеме температура газа за МГДГ еще весьма высокая, и в холодильнике ( $3$ , на рис. 3.33) отводится очень много энергии. Поэтому такая установка с МГДГ целесообразна лишь как первая ступень комбинированной установки. Эта схема может быть выполнена как по замкнутому, так и по открытому циклу (см. пунктирные линии  $bb$  или  $vv$  на рис. 3.33), принципиально для цикла установки с МГДГ от этого ничего не меняется.

Установка с МГДГ может быть создана и в ином виде, без электромотора, если привод компрессора осуществить турбиной. На рис. 3.34 и 3.35 даны ее схемы и цикл. Отказаться от электромотора выгодно, так как он очень велик из-за большой мощности компрессора даже в не очень мощных установках. Всю электроэнергию такая установка отдает в сеть, тогда как в схеме

<sup>1</sup> Это опять-таки относится к случаю термически равновесной плазмы.

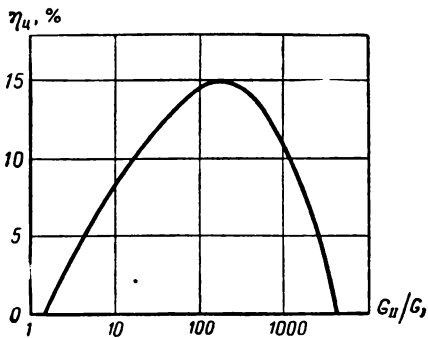


Рис. 3.31. Влияние отношения расходов в контурах на к. п. д. установки

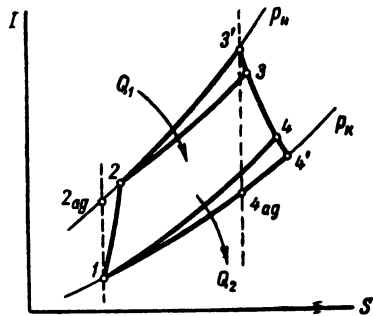


Рис. 3.32. Цикл установки с МГДГ

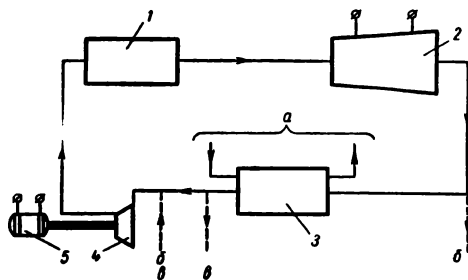


Рис. 3.33. Схема установки с МГДГ и приводом компрессора электромотором: 1 — источник тепла; 2 — МГДГ; 3 — холодильник; 4 — компрессор; 5 — электромотор; а — отвод тепла для утилизации

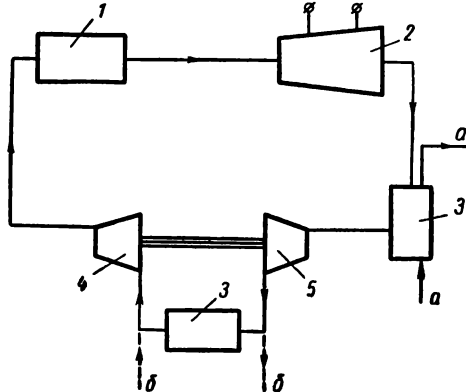


Рис. 3.34. Схема установки с МГДГ и приводом компрессора турбиной: 1 — источник тепла; 2 — МГДГ; 3 — холодильник; 4 — компрессор; 5 — турбина; аа — отвод тепла для утилизации

установки, представленной на рис. 3.33, МГДГ должен был еще питать электромотор. Предварительное охлаждение в цикле (отвод тепла  $Q_2$  на рис. 3.35 и по линии  $aa$  на рис. 3.34) определяется допустимым уровнем температуры в турбине. Его также следует утилизировать в дополнительной установке. Подобный цикл также может быть и замкнутым и разомкнутым (см. пунктир  $bb$  на рис. 3.34).

Если фазовое состояние рабочего тела изменяется, то и эффективность цикла можно улучшить, так как на сжатие жидкости требуется значительно меньше мощности, чем на сжатие газа. Цикл становится

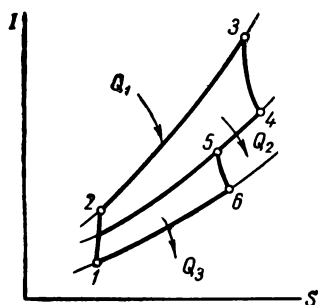


Рис. 3.35. Цикл установки, представленной на рис. 3.34

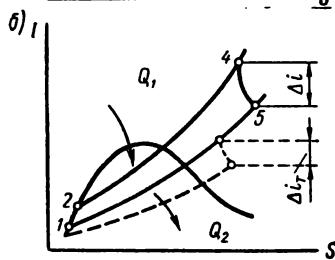
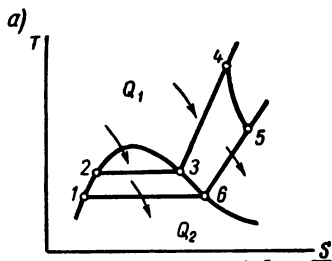


Рис. 3.36. Цикл установок с МГДГ, работающих на парах металлов:

а) на  $T-S$ -диаграмме; б) на  $I-S$ -диаграмме

таким же, как и в паровых установках с перегревом пара (рис. 3.36). Такая установка может быть выполнена действительно по идеализированной схеме без вращающихся частей (см. рис. 3.28). Она должна работать на парах металлов, наиболее целесообразно — щелочных (Li, K, Na, Cs).

Все рассмотренные схемы установок с МГДГ могут быть улучшены введением регенерации. При этом естественно, что в данном случае, как и в обычных газо- и паротурбинных установках, введение регенерации может быть эффективным при малой степени расширения и большом отношении предельных температур цикла. Как уже указывалось, тепло из холодильника в установках с МГДГ должно забираться для утилизации в других установках, иначе к. п. д. такой установки будет ниже, чем к. п. д. турбогенераторной установки. При этом можно указать некоторую аналогию с так называемым возвращенным теплом в первых ступенях многоступенчатых турбогенераторных устано-

вок. В МГДГ джоулевы потери приводят так же, как и трение, к повышению температуры газа, и часть возвращенного при этом в рабочее тело тепла может быть, хотя и при большей энтропии, использована в последующих установках.

Рассмотрим основные соотношения для расчета величины полезной мощности и к. п. д. установок с МГДГ. При этом, конечно, опустим рассмотрение схем, параметров и к. п. д. утилизирующих тепло устройств, учитывая их просто величиной дополнительной полезной мощности  $N_{\text{доп}}$  и к. п. д.  $\eta_{\text{доп}}$ . Рассмотрим сначала основной цикл с МГДГ (бесступенчатый по рис. 3.32 и 3.33). Эффективная работа цикла определяется разностью работ расширения и сжатия газа:

$$N_{\text{эф}} = A_p - A_{\text{сж}} = \frac{k}{k-1} RT_3^* \left( 1 - \frac{1}{\pi_r^* \frac{k-1}{k}} \right) \eta_{\text{ад}}^* - \frac{k}{k-1} RT_1^* \left( \pi_k^* \frac{k-1}{k} - 1 \right) \frac{1}{\eta_k^*}, \quad (3.55)$$

или

$$\frac{N_{\text{эф}}}{\frac{k}{k-1} RT_1^*} = \frac{T_3^*}{T_1^*} \left( 1 - \frac{1}{\pi_r^* \frac{k-1}{k}} \right) \eta_{\text{ад}}^* - \left( \pi_k^* \frac{k-1}{k} - 1 \right) \frac{1}{\eta_k^*}. \quad (3.55')$$

Отметим, что в к. п. д.  $\eta_{\text{ад}}^*$  здесь уже должны войти все виды потерь в генераторе, а величины степени сжатия  $\pi_k^*$  и степени расширения  $\pi_r^*$  связаны зависимостью

$$\pi_r^* = \pi_k^* \sigma_{\Sigma},$$

где  $\sigma_{\Sigma}$  — относительные гидравлические потери давления в системе  $\left( \sigma_{\Sigma} = 1 - \frac{\Sigma \Delta p}{p} \right)$ .

Подведенное тепло

$$Q_1 = c_p (T_3^* - T_2^*),$$

или

$$\frac{Q_1}{c_p T_1^*} = \frac{T_3^*}{T_1^*} - \frac{\pi_k^* \frac{k-1}{k} - 1}{\eta_k^*} - 1. \quad (3.56)$$

Учет потерь энергии на систему электромагнитов  $\eta_{\text{м.с}}$ , к. п. д. электромотора  $\eta_{\text{эл.м}}$  и механического к. п. д.  $\eta_{\text{м}}$  приведет к следующему выражению для полезной мощности и к. п. д. цикла:

$$N_{\text{пол}} = N_{\text{эф}} \eta_{\text{эл.м}} \eta_{\text{м.с}} \eta_{\text{м}}; \quad \eta_{\text{ц}} = \frac{N_{\text{пол}}}{Q_1}. \quad (3.57)$$

Полный к. п. д. установки с учетом утилизации тепла имеет вид

$$\eta_{\text{п}} = \frac{N_{\text{пол}} + N_{\text{доп}}}{Q_1}, \quad (3.58)$$

Так как

$$\eta_{\text{доп}} = \frac{N_{\text{доп}}}{Q_1 - N_{\text{пол}}},$$

то можно записать, что<sup>1</sup>

$$\eta_{\text{п}} = \eta_{\text{ц}} (1 - \eta_{\text{доп}}) + \eta_{\text{доп}}. \quad (3.59)$$

Иногда формулу (3.59) записывают в ином виде:

$$1 - \eta_{\text{п}} = (1 - \eta_{\text{ц}}) (1 - \eta_{\text{доп}_1}) (1 - \eta_{\text{доп}_2}) \dots, \quad (3.59')$$

где под  $\eta_{\text{доп}_1}$ ,  $\eta_{\text{доп}_2}$  ... понимают к. п. д. последовательных ступеней утилизации тепла.

Из приведенных выражений видно, что увеличение к. п. д. основных узлов генератора, компрессора, системы электромагнитов, цикла утилизации и других всегда ведет к увеличению полного к. п. д. установки. При этом особенно велика роль к. п. д. самого генератора и к. п. д. компрессора, ибо их влияние осуществляется не пропорционально их величине, как остальных к. п. д., а в значительно большей степени.

Влияя на разность работ расширения и сжатия, величина этих к. п. д. определяет принципиальную возможность работы установки (условие  $L_{\text{эф}} \approx L_{\text{р}} - L_{\text{сж}}$ ). Из выражений (3.55'), (3.56) и (3.57) видно, что величина к. п. д. определяется

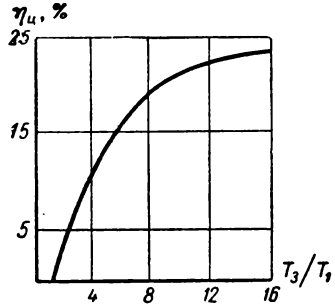


Рис. 3.37. Влияние отношения температур в цикле на его к. п. д.

также отношением температур в цикле  $\frac{T_3^*}{T_1^*}$  (или при заданной температуре  $T_1^*$  максимальной температурой  $T_3^*$ ) и степенью повышения давления в цикле  $\pi_k^*$ . С увеличением отношения  $\frac{T_3^*}{T_1^*}$ , как можно легко установить с помощью выражений (3.55'), (3.56) и (3.57), величина к. п. д.  $\eta_{\text{ц}}$  стремится к значению  $\left(1 - \frac{1}{\pi_{\text{г}}^* \frac{k-1}{k}}\right) \eta_{\text{ад}}^*$  (см., например, кривую на рис. 3.37, полученную при  $\pi_k^* = \pi_{\text{г}}^* = 4$ ;  $\eta_{\text{ад}}^* = 0,8$ ;  $\eta_k^* = 0,6$ ). Так как с ростом тем-

<sup>1</sup> В этом выражении принято, что утилизируется тепло и из магнитной системы, т. е.  $1 - \eta_{\text{м. с.}}$



пературы значительно растет к. п. д.  $\eta_{ад}^*$  (см. § 3.3), то увеличение температуры  $T_3^*$  всегда выгодно. Увеличение степени сжатия  $\pi_k^*$  повышает работу расширения. Однако так как к. п. д.  $\eta_{ад}^*$  при этом падает (см. § 3.3), то хотя и при больших степенях повышения давления  $\pi_k^*$ , но все же оптимум в величине  $A_p$  по  $\pi_k^*$  наступает (рис. 3.38, а). Учитывая, что с ростом

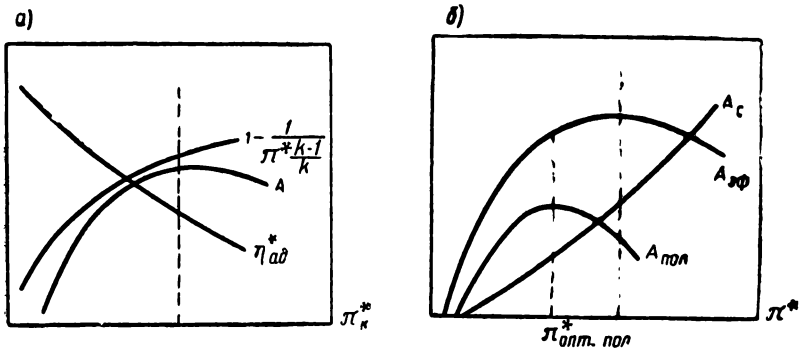


Рис. 3.38. Влияние степени повышения давления в цикле на работу и к. п. д.

степени сжатия резко растет работа сжатия, оптимальные по полезной работе  $A_{эф}$  значения степени повышения давления  $\pi_k^*$  будут весьма невысоки (рис. 3.38, б). На рис. 3.39 показан количественный пример. При этом приняты следующие значения величин:  $\frac{T_3^*}{T_1^*} = 8$ ;  $\eta_{ад}^* = 0,6$ ;  $\eta_k^* = 0,8$ . Таким образом, выбор оптимальных степеней сжатия — обязательный этап расчета установок с МГДГ.

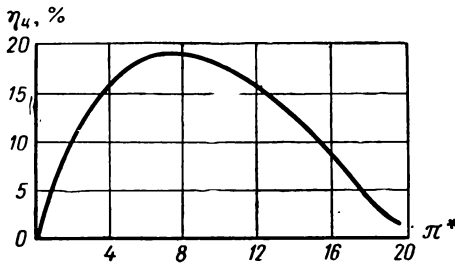


Рис. 3.39. Пример влияния степени повышения давления на к. п. д. цикла ( $T_3^*/T_1^* = 8$ ;  $\eta_{ад}^* = 0,6$ ;  $\eta_k^* = 0,8$ )

### § 3.6. ОСНОВНЫЕ МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПРОЦЕССОВ И ХАРАКТЕРИСТИК МГДГ

Исследования процессов, основных параметров и характеристик МГДГ являются весьма сложными и трудоемкими. В первую очередь это связано с тем, что необходимо обеспечить поток рабочего тела с величиной проводимости, позволяющей добиваться более или менее ощутимых эффектов. Это условие приводит к необходимости работы с высокотемпературными потоками, а следовательно, в силу ограничений по жаростойкости материалов, с малой продолжительностью работы. В качестве источника плазмы обычно используют либо электродуговые подогреватели, или, как их часто называют, плазмотроны, либо камеры сгорания, построенные по типу жидкостных ракетных двигателей на аналогичных топливных компонентах. Необходимость введения в рабочее тело присадок щелочных металлов также не способствует снижению коррозионного воздействия, хотя в исходном виде эти присадки могут быть совершенно «безобидными» — например, в виде калийного мыла.

Создание источников высокоскоростной плазмы представляет собой особую задачу, поэтому оставим ее в стороне. Не будем рассматривать и материаловедческих и технологических вопросов, определяющих создание работоспособных стенок канала МГДГ и измерительной аппаратуры, вносимой в поток. Важным моментом в испытаниях моделей МГДГ является получение магнитного поля высокой напряженности. Этот вопрос также по своей специфичности выходит за рамки настоящего курса и излагается в книгах, посвященных электромагнитам.

Известные экспериментальные модели МГДГ в большинстве случаев выполнялись с секционированными станками-электродами. Это позволяло изучать не только изменение основных данных по длине канала, но и влияние варьирования соединений отдельных пар электродов на выходные параметры тока, т. е. получать некоторые сведения по холловскому току в генераторе. Основные данные по опубликованным испытаниям моделей МГДГ приведены в следующем параграфе. Здесь же бегло рассмотрим основные методы измерений важнейших параметров генераторов.

При исследованиях МГДГ важно знать параметры и свойства газового потока и прежде всего его температуру, давление, скорость и электропроводность. Известный метод измерения температуры посредством введения в поток термопар в применении к МГДГ может часто оказаться возможным лишь для выходного участка канала, где температура газа меньше. Измерение же весьма высоких температур перед МГДГ может производиться путем спектрометрии плазмы. В этом случае через специальное окно в стенке канала излучение плазмы направ-

ляется на спектрограф, фиксирующий интенсивность и ширину спектральных линий свечения плазмы. Естественно, что при этом должна учитываться пропускная способность материала окна. Интенсивность спектральных линий свечения плазмы зависит от ее плотности и температуры. Спектроскопическое определение концентрации плазмы — очень сложная задача, поэтому обычно пользуются плотностью, определяемой по измеренным давлению и температуре. О величине температуры частиц плазмы судят по ширине излучаемых спектральных линий, сравнивая их с некоторым эталоном. Уширение спектральных линий с ростом температуры плазмы вызвано эффектом Доплера, определяющим связь излучаемой частоты некоторого источника, движущегося относительно приемника излучения. Частицы, движущиеся относительно спектрографа хаотично, вызывают некоторый разброс в излучаемой частоте в диапазоне

$$\nu = \nu_0 \left( 1 \pm \frac{v}{c} \right).$$

Очевидно, что в силу зависимости  $\nu \sim \sqrt{T}$  с ростом температуры растет диапазон частот  $\nu$ , отличающихся от исходной  $\nu_0$ .

Для определения статического и полного давления газа в потоке можно использовать охлаждаемые трубки полного напора. При этом необходимо только, чтобы их размеры были невелики, т. е. не вносили искажений в поток, и чтобы они не служили электродами, т. е. были электрически изолированы.

По полному и статическому давлению при известном коэффициенте изоэнтропы легко определяется число  $M$  потока из уравнения

$$p^* = p \left( 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Затем по температуре находят и скорость потока:

$$v = M \sqrt{kRT}.$$

Трубкой полного напора, снабженной дистанционным управлением перемещения, можно определить профиль изменения давлений и скорости поперек канала, а затем произвести увязку всех параметров (в первую очередь коэффициента изоэнтропы и газовой постоянной), сравнив расход рабочего тела в горячем сечении канала

$$G = \int_0^F \rho v df$$

с расходом, замеренным где-нибудь выше по потоку в холодном участке газового тракта с помощью, например, известных, тарируемых расходных шайб, газовых счетчиков или других приборов.

Следует отметить, что исследование параметров плазмы в МГДГ — технически достаточно сложная задача из-за больших тепловых потоков (в плотной высокотемпературной среде). В то же время в низкоплотной плазме могут использоваться такие эффективные и сравнительно простые методы определения плотности и температуры, как метод зондов и просвечивание электромагнитными волнами. В применении к МГДГ введение в поток плазмы зондов оказывается эффективным методом определения ее электропроводности. Так, введение двух зондов (или одного зонда с использованием стенки-электрода противоположного заряда) позволяет, сравнивая с тарировочными данными, получать искомые значения коэффициента  $\sigma$ . Особо нужно в этих случаях следить за соблюдением температурных условий работы зондов. Получаемые значения проводимости интересно сопоставить расчетом полного внутреннего сопротивления с измеряемым сопротивлением, которое можно получать, подключая внешний источник энергии к электродам генератора при разомкнутой внешней его цепи.

При испытаниях МГДГ обычно интересуются его вольт-амперной характеристикой, для чего во внешней цепи используют переменное нагрузочное сопротивление. Особое внимание на параметры МГДГ оказывают краевые эффекты, о которых выше шла речь, а также возникновение токов утечки через боковые стенки-изоляторы, резко увеличивающихся с их прогревом (т. е. снижением сопротивления).

### **§ 3.7. СХЕМЫ СТАНЦИЙ НА ОСНОВЕ МГДГ И РЕАЛИЗОВАННЫЕ ПАРАМЕТРЫ МГД-ГЕНЕРАТОРОВ**

Рассмотрим основные данные некоторых принципиальных схем электростанций на основе МГДГ. Первая из них — схема электростанции с МГДГ замкнутого цикла, использующая атомный реактор. Это проект станции на полезную мощность  $N=380$  тыс. *квт* (рис. 3.40). Здесь паровая утилизирующая турбина в главном контуре дает 38 тыс. *квт*, а компрессор основного контура потребляет 135 тыс. *квт*, поэтому введен электромотор мощностью 97 тыс. *квт*. Полная мощность МГДГ составляет 515 тыс. *квт*. Длина канала МГДГ должна быть  $9 \div 12$  м при температуре газа на входе  $T=2200^\circ\text{C}$ . Очевидно, что создание реактора на такие температуры потребует многих лет.

Вторая схема (рис. 3.41) — это проект электростанции мощностью  $N=365$  тыс. *квт* с МГДГ открытого цикла, работающей на продуктах сгорания угля в сжатом воздухе с добавкой 0,1% калия. Здесь также воздух сжимается компрессором, но утилизация в паровом контуре большого тепла позволяет избежать введения электромотора и даже позволяет получать полезную мощность 97 000 *квт*. Так как здесь используются в МГДГ продукты сгорания топлива в воздухе, а их проводимость хуже, чем

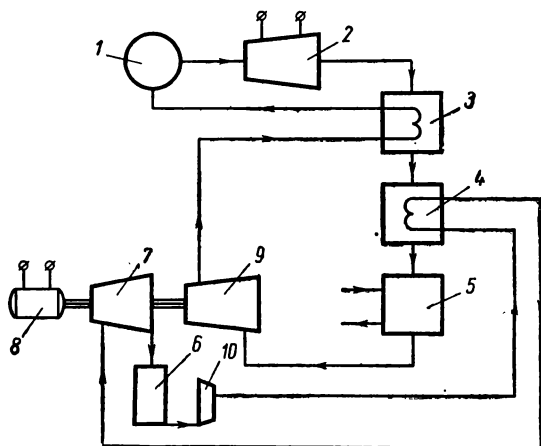


Рис. 3.40. Схема электростанции с МГДГ замкнутого цикла:

1 — реактор; 2 — МГД1, 3 и 4 — регенераторы; 5 и 6 — холодильники; 7 — турбина; 8 — электромотор; 9 — компрессор; 10 — насос

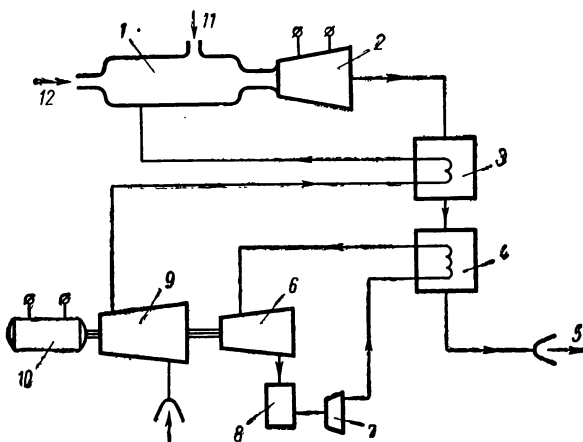


Рис. 3.41. Схема электростанций с МГДГ открытого типа:

1 — камера сгорания; 2 — МГДГ; 3 и 4 — регенераторы; 5 — выхлоп; 6 — турбина; 7 — насос; 8 — холодильник; 9 — компрессор; 10 — генератор; 11 — подача калия; 12 — подача топлива

у оптимальных смесей аргона и цезия, то температура на такой станции должна быть выше, чем температура предыдущей, и составляет  $T=3200^{\circ}\text{K}$  при давлении газа  $p=10 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ . МГДГ здесь имеет следующие размеры:  $D_n=0,9 \text{ м}$ ,  $D_k=1,8 \text{ м}$  и  $L=18 \text{ м}$ , он вырабатывает ток напряжением 2500 в. Полный к. п. д. станции должен составить 55%, а расход топлива должен быть на 16% ниже, чем в обычных электростанциях.

Еще одна проработка энергостанции с МГДГ дает возможность сравнить данные комбинированной станции с МГДГ и газотурбинным (1-й вариант) или паротурбинным (2-й вариант) циклами утилизации тепла. При высокой эффективности предварительного сжатия и регенеративного нагрева воздуха (с к. п. д. 90%), при к. п. д. электромотора 90% и к. п. д. турбин 90%, при выхлопе отработанных газов в атмосферу, при магнитной индукции  $B=1 \text{ тл}$  и отношении нагрузочного и внутреннего сопротивлений 10:1 получают данные, помещенные в табл. 3.2.

Таблица 3.2

Сравнение двух установок

	$p_n \cdot 10^{-5}, \frac{\text{н}}{\text{м}^2}$	$T_n, ^{\circ}\text{K}$	$v, \text{ м/сек}$	$L, \text{ м}$	$\frac{A_{сж}}{A_{эф}}, \%$	$\eta_c, \%$
1-й вариант	5,8	2555	935	57	17	53,9
2-й вариант	17,3	2855	975	182	20	67,2

Результаты другого сравнения, имевшего главным образом экономический характер, проведенного одной из английских фирм, приведены в табл. 3.3.

Таблица 3.3

Экономическое сравнение установок с МГДГ

Тип установки		Термический к. п. д., %	Капитальные затраты, фунт стерлингов/квт	Стоимость топлива, пенс/квт	Стоимость электроэнергии, пенс/квт·ч
Открытый цикл на химическом топливе	Паротурбинный вариант	45	40	0,15	0,51
	Комбинация МГДГ с паротурбинным	55	40	0,15	0,45
Замкнутый цикл с ядерным реактором	Паротурбинный вариант	45	70	0,05	0,42
	Комбинация МГДГ с паротурбинным	60	70	0,05	0,39

Данные таблицы позволяют установить, что схема с МГДГ дает экономию в стоимости энергии порядка 10%.

В заключение изложения проектных данных электростанций с МГДГ укажем, что при проработке проектов оцениваются и перспективы в развитии МГДГ. Так, уже неоднократно упоминавшийся выше эффект повышения электропроводности при применении термически неравновесной плазмы позволяет (по литературным данным) говорить о достаточно высокой эффективности установки с рабочей температурой в МГДГ всего  $1650^{\circ}\text{C}$ . Естественно, что создание установки с такими параметрами может считаться уже реальным. Этот проект предусматривает создание низкотемпературной МГДГ электростанции на гелии с давлением  $7 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ . В станции мощностью 500 тыс. кВт используется паровой утилизирующий контур полезной мощностью 400 тыс. кВт с давлением  $50 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$  и двойным перегревом пара до  $565^{\circ}\text{C}$ . Ввиду низкой температуры гелия на выходе из регенераторов ( $135^{\circ}\text{C}$ ) мощность компрессора невелика (168 тыс. кВт), а к. п. д. цикла составляет 47%. МГДГ вырабатывает 315 тыс. кВт энергии (расход на собственные нужды 16 тыс. кВт), давая ток напряжением 11 500 в при к. п. д. 80% (размеры канала  $0,8 \times 0,8 \text{ м}$  при  $L = 27 \text{ м}$ , число

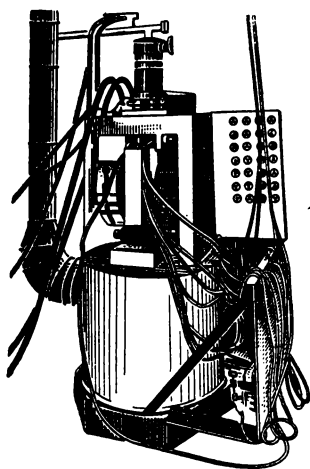


Рис. 3.42. Экспериментальный МГДГ мощностью 10 кВт

$M=0,75$ , магнитная индукция  $B=10 \text{ тл}$ ). В МГДГ для неравновесной ионизации газа используется 360 электронных пушек. Размеры ядерного реактора, в котором нагревается гелий,  $D \times L = 7 \times 7 \text{ м}$ . Максимальная температура в центре тепловыделяющих элементов (ТВЭЛов)  $2200^{\circ}\text{C}$ .

В настоящее время в разных странах работают модельные МГДГ. В литературе наиболее подробно описаны испытания одной из моделей генератора американской фирмы Авко с максимальной полезной мощностью около 10 кВт, работающей до 10 мин и превращающей в электроэнергию 2% подводимого тепла (рис. 3.42). При этом в качестве рабочего тела использовались продукты сгорания водорода с кислородом с присадкой калия. В испытаниях применялось магнитное поле индукцией  $B=1,4 \text{ тл}$ . Электроды были графитовыми, а боковые стенки-изоляторы изготавливались из окиси циркония. Такой же генератор работал на нефтяном топливе, сжигаемом в кислороде с присадкой, вводимой в топливо в виде калийного мыла.

Некоторые данные этих испытаний приведены в табл. 3.4, в которой также даны результаты других экспериментов.

В процессе работы с генератором фирмы Авко Марк II (рис. 3.43), имеющим сегментированные электроды, полученная сначала мощность 200 кВт при времени работы  $\tau = 10$  сек затем была доведена до 1480 кВт. При этом при отношении давлений  $\mu = 3$  получен к. п. д. 46%. Время работы то же.

Из табл. 3.4, составленной по многим источникам, можно установить, что пока уровень эффективности МГДГ невысок, время их работы мало, Однако эксперименты, проводимые в настоящее время в ряде стран, ведутся довольно широко

и, очевидно, в ближайшие годы позволят решить основные проблемы данного направления техники. Так, например, в настоящее время в США строится генератор Марк V с полной мощностью 40 тыс. кВт, половина которой затрачивается на обмотки возбуждения магнитов.

В декабре 1963 г. фирмой Мартин (США) были проведены испытания МГДГ мощностью несколько киловатт (за 2 ч было получено 20—40 тыс. кВт энергии), работавшего в замкнутом контуре в условиях неравновесной ионизации газа. При температуре  $600^\circ\text{C}$  в рабочем теле (гелий с присадкой цезия), находящемся в магнитном поле, была получена проводимость  $\sim 1 \cdot 10^{-3}$  1/ом·м, чем экспериментально была доказана возможность реализации в условиях МГДГ термически неравновесной ионизации. Указывается, что при расчетном режиме работы  $t_r = 1425^\circ\text{C}$  МГДГ фирмы Мартин, работающий с использованием нетермической ионизации, будет иметь ту же полезную мощность, что и генератор, работающий с термически равновесной плазмой при  $t_r = 3000^\circ\text{C}$ . Такого рода исследования проводятся с целью создания ядерных энергетических установок с МГДГ для космоса, в первую очередь с мощностью порядка 350 кВт, для чего в США сейчас разрабатывается реактор типа SNAP-50.

Главными проблемами в таких исследованиях являются: создание материалов, надежно работающих при высоких температурах, и получение высокой электропроводности газов при возможно более низких температурах, что в первую очередь

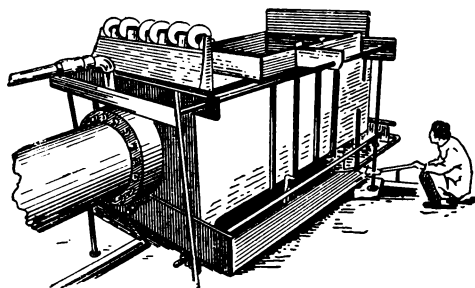


Рис. 3.43. Экспериментальный МГДГ мощностью 1500 кВт



Экспериментальные данные

Фирма-исследователь и объект	Основное рабочее тело	Присадка	Температура, °К	Давление, $10^{-5}$ н/см <sup>2</sup>	Массовый расход, кг/сек	Скорость, м/сек	Число М	Проводимость газа, 1/ом·см	
Авко	«Марк I»	гелий + аргон	1% K <sub>2</sub> CO <sub>3</sub>	2800	0,8 ÷ 1,4	0,3	690	0,7	6,5
	«Марк II»	керосин + O <sub>2</sub>	1% КОН	3000	2,0	1,8	1000	—	—
Вестингауз	1	дизельное	1,5% КОН	2800	0,14	0,5	820	0,8	4,8
	2	топливо + O <sub>2</sub>	—	2570	—	—	757	—	—
	MHD Research	керосин + O <sub>2</sub>	1% K <sub>2</sub> CO <sub>3</sub>	3000	—	—	500 ÷ 1000	—	—
Дженерал-электрик	S. S. Lab	азот	K <sub>2</sub> CO <sub>3</sub>	3200	—	—	700	—	—
	R. Lab I	пропан + O <sub>2</sub>	K <sub>2</sub> CO <sub>3</sub>	2300	—	—	500	—	—
	R. Lab II	водород	КОН	2550	—	—	—	0,8	—
	—	воздух + углерод	1% К	5000	5,5	0,45	1350	1	0,35

сейчас решают использованием термической неравновесности. Технически осуществимый сейчас в течение длительного времени уровень температур явно недостаточен даже в замкнутых схемах при применении инертных газов с присадками. К числу других проблем относятся задачи уменьшения влияния холловских токов, концевых потерь, задача получения высоких магнитных индукций в больших объемах и др. Успешное их решение определит прогресс в создании установок с МГДГ.

ЛИТЕРАТУРА

Плазма в магнитном поле и прямое преобразование тепловой энергии в электрическую. Сб. статей. М., Госатомиздат, 1962.

Греков Л. И., Фаворский О. Н. О влиянии учета вязкости на параметры магнитогазодинамического генератора. АН СССР, ОТН Э и А, 1961, № 4.

## испытаний МГДГ

Размеры канала, МГДГ, см	Материал электродов	Материал изоляторов	Магнитная индукция, тл	Напряжение, в	Ток короткого замыкания, а	Мощность, квт	Удельная мощность, вт/см <sup>3</sup>	К. п. д., %	Время работы
2,5×5×51	—	—	1,4	55	800	11,6	20	—	5 сек
7,6×23×152	С	—	3,2	1400	—	200	—	3	10 сек
2,5×1,5×41	С	MgO	1,4	43	370	1,5÷10	3	0,3	4 сек
3,2×7,6×41	—	MgO	1	7,7	—	3·10 <sup>-3</sup>	—	—	40 мин
1,2×5×41	W	MgO	2	50÷100	—	1,03	—	0,1	30 мин
1,2×10,2×74	С	ZrO	1,1	70÷90	—	—	—	0,1	5 сек
2,5×2,5×5,1	С	MgO	0,425	0,7	—	2·10 <sup>-5</sup>	—	—	5 мин
5,1×10,2×31	SiC	MgO	1,2	90	—	1,9	—	—	6 мин
1×5,1×5,1	—	—	0,86	31	150	—	63	—	9 сек

Алексеев Г. Н. Непосредственное превращение различных видов энергии в электрическую и механическую. М.—Л., Госэнергоиздат, 1963.

Прямое преобразование тепловой энергии в электрическую. Сб. статей. М., Госатомиздат, 1961.

Преобразование тепла и химической энергии в электроэнергию в ракетных системах. Сб. статей, М., ИЛ, 1963.

Магнитогидродинамические генераторы электроэнергии. Сб. докладов в Ньюкасле. ВИНТИ, 1963.

Магнитогидродинамический метод преобразования энергии. Сб. статей. М., Физматгиз, 1963.

Арцимович Л. А. Элементарная физика плазмы. М., Госатомиздат, 1963.

Elliott DG. Two-Fluid Magnetohydrodynamic Cycle for Nuclear-Electric Power Conversion. ARS Journal. 1962, 6.

## ГЛАВА IV

### УСТАНОВКИ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ (ТЕРМО- И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ) ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ

Вторым, рассматриваемым в настоящей книге и уже сейчас сравнительно широко используемым способом превращения тепловой энергии в электрическую является получение электрического тока посредством обеспечения резкого отличия в концентрациях носителей тока в твердом теле. Наибольшей эффективности в таких генераторах можно добиться при использовании в качестве твердого тела полупроводника. При этом установки по принципу получения электрического тока удобно разделять на два основных типа: термоэлектрические и фотоэлектрические. Первые для своей работы, т. е. создания градиента концентрации носителей тока в простейшем элементе — ячейке генератора — требуют обеспечения на нем температурного перепада. Вторые же — облучения фотоэлемента потоком световых квантов. Поскольку и в тех и в других генераторах в процессе генерирования энергии электроны не покидают твердого тела (в отличие от термоэлектронных), то фотоэлектрические установки могут быть, хотя и с некоторой условностью, объединены в одну группу с термоэлектрическими, под общим, несколько условным названием «полупроводниковые».

#### § 4.1. ФИЗИЧЕСКИЕ ЗАКОНЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ РАБОТУ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ (ТЕРМОГЕНЕРАТОРОВ), И ВЫБОР МАТЕРИАЛА ТЕРМОЭЛЕМЕНТА

Теория термоэлектрических генераторов основывается на ряде физических эффектов. В 1821 г. Зеебеком было открыто интересное физическое явление, названное затем термоэлектрическим эффектом. В замкнутой цепи из разнородных провод-

ников, в которой один контакт находится при высокой температуре, а другой — при низкой, возникает электродвижущая сила. Ее назвали позднее термоэдс. В 1834 г. Пельтье обнаружил, что если через замкнутую цепь, состоящую из двух проводников, пропускать ток, то, кроме выделения в цепи джоулева тепла, в местах контактов в зависимости от направления тока может происходить дополнительное выделение или поглощение тепла. Однако объяснение этому эффекту сам Пельтье дал неверное. И только в 1838 г. русский ученый Ленц, поставив ряд опытов, объяснил физический смысл и очень красиво иллюстрировал эффект Пельтье. Он поместил на контакт стержней из висмута и сурьмы каплю воды. Вода замерзала или таяла при изменении направления пропускаемого тока. В 1857 г. развитие термодинамики позволило одному из ее основателей Томсону не только связать эффект Зеебека с эффектом Пельтье, но и вскрыть еще один эффект, получивший его имя: в однородном проводнике, имеющем разность температур по длине, при протекании тока выделяется или поглощается тепло. Таким образом, уже 100 лет назад выявилась принципиальная возможность непосредственного превращения в твердом теле тепла в электричество. В 1885 г. англичанин Релей поставил и решил задачу о к. п. д. такого термогенератора. Он определил к. п. д. для термопары, изготовленной из металлов (к. п. д. равнялся долям процента). На этой основе (как оказалось впоследствии, недостаточной) Релей произвел сравнение термогенератора с тепловыми машинами, сделав вывод о неэффективности таких генераторов.

В последние 35 лет в значительной степени благодаря работам крупнейшего советского физика академика А. Ф. Иоффе по полупроводникам они заняли важное место не только в радиотехнике, но и в ряде других отраслей техники. Вновь возник интерес к проблемам термоэлектричества. Тепловые устройства на полупроводниках начали внедряться в холодильную технику, в энергетике малых мощностей и т. д. Наибольшее количество работ проведено в последние 10—15 лет. За это время, кроме работ советских ученых А. Ф. Иоффе, Л. С. Стильбанса, Б. И. Болтакса, А. И. Бурштейна, М. С. Соминского и др., опубликован ряд работ иностранных ученых В. Шокли, Д. Райта и других, в которых разработаны проблемы теории полупроводников и показаны пути их применения. Часть работ упомянутых авторов посвящена и теории термоэлектричества, основы которой заложил А. Ф. Иоффе.

Рассмотрим некоторые термодинамические соотношения, основанные на классической термодинамике и являющиеся фундаментальными в расчетах термогенераторов.

Опытом установлены три термоэлектрических явления:

1. Эффект Зеебека для разомкнутой цепи, состоящей из двух разнородных проводников, между концами которых существует разность температур  $dT$ ; математически он записывается соотношением

$$dE = \alpha dT,$$

где  $\alpha$  — коэффициент пропорциональности, называемый обычно коэффициентом термоэдс между данными веществами (иногда коэффициентом Зеебека) и определяемый в первую очередь материалами ветвей термоэлемента.

2. Эффект Пельтье для контакта двух проводников, выражаемый соотношением

$$dQ = \Pi dl.$$

3. Эффект Томсона для каждого проводника, записываемый в виде

$$dQ = \tau dl \frac{\partial T}{\partial x} dx,$$

где  $\Pi$  и  $\tau$  — коэффициенты пропорциональности;

$dl$  — проходящий через границу двух материалов ток;

$dx$  — длина проводника.

Классическая термодинамика устанавливает связь между коэффициентами в этих соотношениях. В замкнутой цепи при разности температур между контактами  $dT$ , кроме передачи на участке с разностью температур  $dT$  некоторого количества тепла за счет теплопроводности, не изменяющей общего количества энергии в цепи, и кроме выделения джоулева тепла, также остающегося в цепи, в стационарном состоянии в секунду расходуется мощность  $\alpha dT dl$ . Она идет на разность тепла Пельтье

на контактах  $\frac{\partial \Pi}{\partial T} dT dl$ , где  $\frac{\partial \Pi}{\partial T} dT = \Pi_r - \Pi_x$ , и на разность

тепла Томсона в проводниках (индексы «1» и «2»)  $(\tau_1 - \tau_2) dT dl$ . Тогда уравнение сохранения энергии в цепи (первое начало термодинамики) после сокращения одинаковых сомножителей имеет вид

$$\alpha = \tau_1 - \tau_2 + \frac{\partial \Pi}{\partial T}. \quad (4.1)$$

Все эти три явления можно, следуя Томсону, считать обратимыми, т. е. меняющими знак при изменении знака  $dl$  или  $dT$ . Это весьма условный прием, поскольку в любой термоэлектрической цепи неизбежны уже указанные необратимые процессы теплопроводности и джоулева тепловыделения. Роль теплопроводности в тепловом балансе особенно велика (см. § 4.3). Однако для простоты прием условие обратимости. Это приводит

к возможности применения второго начала термодинамики, т. е. условия, что общее изменение энтропии (величины  $\frac{dq}{T}$ ) всех термоэлектрических процессов в цепи равно нулю ( $\oint \frac{dq}{T} = 0$ ):

$$\frac{\Pi_r}{T_r} dI - \frac{\Pi_x}{T_x} dI + dI \int_{T_x}^{T_r} \frac{\tau_2 - \tau_1}{T} dT = 0, \quad (4.1')$$

где, как и выше, индексы «г» и «х» относятся соответственно к горячему и холодному контактам, а  $T$  — текущее значение температуры.

После некоторых преобразований из уравнений (4.1) и (4.1') получается выражение

$$\alpha = \frac{\Pi}{T} \quad (4.2)$$

и затем после его дифференцирования —

$$\frac{d\alpha}{dT} = \frac{1}{T} (\tau_1 - \tau_2). \quad (4.3)$$

Тогда можно считать, что для каждого материала в цепи справедливо выражение вида

$$\alpha = \int_0^T \frac{\tau}{T} dT.$$

Однако опытное измерение тепла Томсона от 0 до  $T$  затруднено, хотя было бы удобно оценивать абсолютные значения  $\alpha$  для каждого вещества. В практике используют обычно разность  $\alpha$  для отдельных пар веществ.

Уравнения (4.2) и (4.3) позволяют выразить коэффициенты  $\Pi$  и  $\tau$  через  $\alpha$  и  $\frac{d\alpha}{dT}$ . В частности, если  $\frac{d\alpha}{dT} = 0$ , то  $\tau_1 = \tau_2$  и, следовательно, тепло Томсона в двух ветвях равно и противоположно по знаку. В замкнутой цепи тепло Томсона выражается как

$$Q = (\tau_1 - \tau_2) I (T_1 - T_2),$$

а тепло Пельтье —

$$Q = \alpha IT.$$

В связи с этим легко заметить, что чем больше разность температур  $T_1 - T_2$  по сравнению с абсолютной температурой  $T$ , тем больше роль тепла Томсона.

Соотношения (4.2) и (4.3) хорошо совпадают с экспериментальными данными. Однако еще Больцман подвергал критике приведенный выше подход, указывая, что хотя при малых токах Джоулево тепло и невелико, то все же недопустимо пренебрегать

необратимостью теплопередачи. Лишь развитие термодинамики необратимых процессов с использованием принципа симметрии кинетических коэффициентов Онзагера позволило развить последовательную теорию термоэлектричества, которая может быть распространена и на анизотропные тела. Большим шагом вперед была и электронная теория металлов на основе статистики Ферми — Дирака, и модель свободного электронного газа в проводнике, объяснившая кинетику термоэлектрических явлений и подтвердившая с позиций статистики соотношения Томсона. Однако в рамках настоящего пособия более подробное изложение этих вопросов не представляется целесообразным.

В оценке термоэлектрического эффекта решающее значение имеет не непосредственно величина коэффициента термоэдс  $\alpha$ , а пропорциональная ей величина  $z = \frac{\alpha^2 \sigma}{\chi} 1/\text{град}$ , называемая коэффициентом эффективности, или добротности. Ниже мы покажем, почему важна именно величина  $z$ , а сейчас рассмотрим, какие же полупроводники по плотности свободных электронов  $n$  могут иметь наиболее высокий коэффициент добротности, т. е. быть наиболее целесообразными для использования в термогенераторах. Число свободных электронов, как уже отмечалось в гл. II, является одним из основных факторов, характеризующих полупроводник. Если рассмотреть интересующие нас свойства полупроводника в зависимости от плотности электронов  $n$ , то можно установить (рис. 4.1), что с ростом плотности свободных элект-

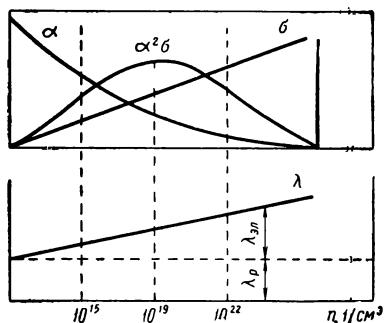


Рис. 4.1. Влияние числа свободных электронов на основные параметры материала

ронов  $n$  коэффициент термоэдс  $\alpha$  резко падает, хотя коэффициент электропроводности  $\sigma$  резко возрастает. Произведение  $\alpha^2 \sigma$  имеет оптимум при величине концентрации электронов  $n \approx 10^{19} 1/\text{см}^3$ . Релей давал оценку к. п. д. термогенераторов для металлов, у которых величина электропроводности ( $\sigma = 1/\rho$ ) велика (см. табл. 4.1). Однако коэффициент термоэдс и произведение  $\alpha^2 \sigma$  у металлов много меньше, чем у полупроводников с оптимальным значением плотности свободных электронов  $n$  (см.

примеры ниже). Изменение по плотности электронов  $n$  коэффициента теплопроводности  $\chi$  у полупроводников не очень резкое, и поэтому оно сравнительно слабо влияет на коэффициент добротности  $z$ . На том же рис. 4.1 показано некоторое увеличение полного коэффициента теплопроводности полупровод-

Основные константы некоторых материалов при 20° С

Материал	Диапазон используемых температур, °С	$\alpha$ , мв/град	$\rho$ , мом·см	$\chi$ , вт/см·град
Bi	0—200	—68	116	0,084
Ni	0—1100	—12,4	6,8	0,42
Pb	0—300	+ 6,4	20,6	0,35
Al	0—600	+ 8,6	2,7	2,2
Re	0—1200	+14	21	0,71
Cu	0—1000	+18,2	1,6	4,2
W	0—1200	+31,5	5,5	2
Алюмель (94% Ni; 2% Al; 3% Mn; 1% Si)	до 1100	—8,8 ( $t = 0 \div 900$ )	72	—
Платина — радий (60% Pt; 40% Rh)	до 1300	+14,2 ( $t = 0 \div 1200$ )	—	—

ника  $\chi$  с ростом плотности электронов  $n$  в нем, определяемое слабым увеличением теплопроводности за счет электронов  $\chi_{эл}$  при постоянном коэффициенте теплопроводности решетки  $\chi_r$ . Однако это изменение коэффициента  $\chi$  практически не меняет вывода о целесообразности использования в термогенераторах полупроводников с числом свободных электронов порядка  $10^{19}$  1/см<sup>3</sup>.

#### § 4.2. РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ТЕРМОЭЛЕМЕНТА

Рассмотрим элементарный термогенератор, точнее его элементарную ячейку, или, как ее часто называют, термоэлемент, состоящий из двух полупроводников отрицательного ( $n$ ) и положительного ( $p$ ) типа (рис. 4.2).

При нагреве одного из торцов отрицательного элемента

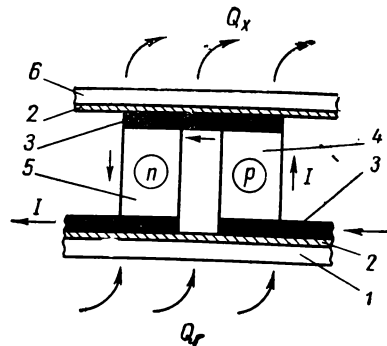


Рис. 4.2. Схема термоэлемента:

1 — участок теплоподвода; 2 — электроизоляция; 3 — электрокоммутация; 4 и 5 — столбики из полупроводника положительного и отрицательного типов; 6 — участок теплоотвода



число свободных электронов в нем повышается. Появившиеся избыточные электроны начинают диффундировать к холодному концу, переносят свой заряд и тем самым создают разность потенциалов. Если цепь замкнута, то в ней возникает электрический ток. В позитивном элементе действие дырочного механизма проводимости создает перенос зарядов противоположного знака. При этом под влиянием разности температур дырки диффундируют к холодному спаю, поэтому в итоге э. д. с. обоих элементов складываются.

Рассматривая элемент в целом, можно записать полный коэффициент термоэдс  $\alpha$  в виде суммы коэффициентов термоэдс обоих проводников:

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2.$$

Таким же образом можно определить полное электрическое сопротивление:

$$r = r_1 + r_2 = \left( \frac{\rho_1}{S_1} + \frac{\rho_2}{S_2} \right) l$$

и полный коэффициент теплопроводности термоэлемента:

$$k = k_1 + k_2 = (\kappa_1 S_1 + \kappa_2 S_2) \frac{l}{T}.$$

Определим основные тепловые величины, с которыми придется встречаться при расчете термоэлемента. Тепло Пельтье на горячем и холодном торцах термоэлемента находим из выражений

$$\left. \begin{aligned} Q_g &= \alpha_g I T_g, \\ Q_x &= -\alpha_x I T_x. \end{aligned} \right\} \quad (4.4)$$

Здесь индексы «г» и «х» показывают в отличие от индексов «1» и «2», что мы имеем дело не со средним для каждой ветви термоэлемента, а с локальным значением коэффициента при данной температуре.

Внутри термоэлемента поглотится или выделится тепло Томсона:

$$Q_{\text{том}} = \pm \int_{T_x}^{T_g} \tau \frac{d\alpha}{dT} IdT.$$

Оценочные расчеты показывают, что в практически интересных случаях тепло Томсона мало по сравнению с другими видами тепла, и поэтому мы им будем пренебрегать.

Джоулево тепло, выделяемое в термоэлементах:

$$Q_{\text{дж}} = I^2 r, \quad (4.5)$$

а тепло, передаваемое с теплопроводностью, и вырабатываемая э. д. с.:

$$Q_r = k (T_r - T_x), \quad (4.6)$$

$$E = \alpha (T_r - T_x) = IR + Ir. \quad (4.7)$$

Полезная мощность термоэлемента записывается обычным соотношением:

$$N = \frac{U^2}{R}.$$

С помощью приведенных выражений, введя обозначение  $m = \frac{R}{r}$ , запишем основные параметры термогенератора в следующей форме:

$$I = \frac{\alpha (T_r - T_x)}{r (m + 1)}; \quad (4.8)$$

$$U = \frac{\alpha (T_r - T_x)}{m + 1} m; \quad (4.9)$$

$$Q_r = \alpha_r^2 T_r (T_r - T_x) \frac{1}{r (m + 1)}; \quad (4.10)$$

$$Q_x = -\alpha_x^2 T_x \frac{T_r - T_x}{r (m + 1)}; \quad (4.11)$$

$$N = \frac{\alpha^2 (T_r - T_x)^2 m}{r (m + 1)^2}. \quad (4.12)$$

В другом виде величину мощности можно записать, отнеся ее к единице площади сечения термогенератора:

$$\frac{N}{S} = \frac{\alpha^2 (T_r - T_x)^2 m}{(m + 1)^2 l \rho} = \frac{\alpha z}{l} \cdot \frac{m}{(m + 1)^2} (T_r - T_x)^2. \quad (4.13)$$

Если разделить это выражение на длину термоэлемента  $l$ , то получим удельную объемную мощность:

$$\frac{N}{V_{т.г}} = \frac{\alpha z}{l^2} \cdot \frac{m}{(m + 1)^2} \Delta T^2, \quad (4.14)$$

а введя еще и удельный вес, придем к выражению для удельной весовой мощности термогенератора:

$$\frac{N}{G_{т.г}} = \frac{\alpha z}{l^2} \cdot \frac{m}{(m + 1)^2} \cdot \frac{1}{\gamma_{уд}} \Delta T^2. \quad (4.15)$$

Из приведенных выше соотношений четко видно, что чем больше коэффициенты добротности и теплопроводности материала полупроводника и чем меньше его длина в направлении прохождения теплового потока (т. е. чем больше в нем температурный градиент), тем больше величина удельной мощности и с площади сечения, и с объема, и с веса термоэлемента.

Естественно, что рассмотрение отдельно влияния коэффициентов  $\kappa$  и  $z$  (т. е. изменение одного из них при постоянном другом, а также при неизменных величинах  $l$ ,  $m$ ,  $\Delta T$  и  $\gamma$ ) несколько искусственно, ибо редки возможные сочетания разных пар с  $z = \text{const}$  и  $\kappa = \text{var}$ . Однако такой подход позволяет оценить влияние главных факторов на весовую эффективность и на выбор наиболее целесообразного с этой точки зрения материала. Следует отметить также, что влияние длины термоэлемента в полном соответствии с приведенными соотношениями ограничено определенными рамками в сторону уменьшения  $l$ . Это связано не только с технологическими ограничениями, но и с резким ростом доли температурных потерь в слоях коммутации, контактах и т. п. в общем срабатываемом перепаде.

Коэффициент термоэдс  $\alpha$ , а также коэффициенты теплопроводности, проводимости и добротности  $\kappa$ ,  $\sigma$  и  $z$  меняют свои свойства не только в зависимости от материала полупроводника, но и в зависимости от изменения температуры. Поэтому для упрощения расчетов обычно в приведенных выше уравнениях берут средние значения этих величин, например в виде

$$\alpha = \frac{\alpha_x + \alpha_r}{2}.$$

Из анализа выражения (4.15) видно, что мощность термоэлемента пропорциональна квадрату разности температур на его концах, а также зависит от отношения внутреннего и внешнего электрических сопротивлений  $m$ . При этом если увеличение температурного перепада  $\Delta T$  всегда выгодно, то изменение отношения сопротивлений  $m$  приводит к ограниченному росту удельной мощности. Как и в любой электрической машине, величина  $m$  имеет оптимальное значение ( $m = 1,0$  или  $\frac{R}{R+r} = 0,5$ , см. гл. II).

Определим теперь к. п. д. термогенератора. Общее выражение для к. п. д. равно отношению полезной энергии к затраченному теплу, т. е.

$$\eta = \frac{N}{Q_1}, \quad (4.16)$$

где тепло, которое нужно подвести к горячему торцу термоэлемента,

$$Q_1 = Q_r + Q_\tau - \frac{Q_{\text{лж}}}{2}.$$

В этой формуле не учитывается ряд второстепенных факторов, например разного рода тепловые утечки: с боковой поверхности термоэлемента, из-за конвективного  $Q_a$  и лучистого  $Q_\lambda$  тепловых потоков и др. (для иллюстрации эти тепловые потоки показаны на рис. 4.3).

Подставив значения тепла  $Q_r$ ;  $Q_T$  и  $Q_{дж}$  в выражение для затрачиваемого тепла  $Q_1$ , получим

$$Q_1 = \alpha^2 T_r \Delta T \frac{1}{r(m+1)} + k \Delta T - \frac{1}{2} \cdot \frac{\alpha^2 \Delta T^2}{r(m+1)^2} = \\ = \frac{\alpha^2 T_r}{r(m+1)} \Delta T \left[ 1 + \frac{m+1}{z T_r} - \frac{1}{2} \frac{\Delta T}{T_r} \cdot \frac{1}{m+1} \right].$$

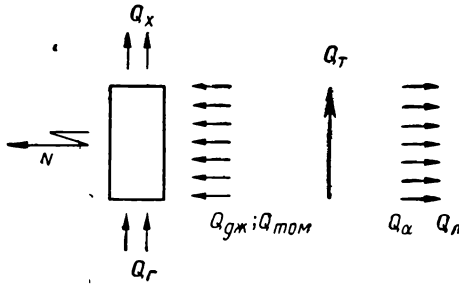


Рис. 4.3. К определению теплового баланса термоэлемента

Используя это выражение, легко получить итоговую формулу для к. п. д.:

$$\eta = \frac{\Delta T}{T_r} \cdot \frac{\frac{m}{m+1}}{1 + \frac{m+1}{z T_r} - \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta T}{T_r} \cdot \frac{1}{m+1}}. \quad (4.17)$$

Так как отношение  $\frac{\Delta T}{T_r}$  представляет собой для термогенератора, как и для всякой другой тепловой машины, к. п. д. Карно  $\eta_K$ , то второй сомножитель, входящий в выражение полного к. п. д., также должен быть к. п. д., но уже характеризующим совершенство самого полупроводника  $\eta_{с.п.}$ . Таким образом,

$$\eta = \eta_K \eta_{с.п.} \quad (4.18)$$

Пояснения влияния к.п.д. Карно, очевидно, не требуется; величина же к.п.д.  $\eta_{с.п.}$  определяется значениями следующих параметров: максимальной температуры  $T_r$ , коэффициентом добротности  $z$  и отношением сопротивлений  $m$ .

Выражение (4.17) показывает, что к. п. д. термогенератора зависит не от коэффициента термоэдс, а от коэффициента добротности, на что уже предварительно указывалось выше, т. е. от сочетания ряда свойств материала термоэлемента. При этом

влияния коэффициента добротности  $z$  и максимальной температуры  $T_r$  — однозначные, т. е. чем больше их величина, тем больше к. п. д. Иногда безразмерное произведение  $zT_r$  называют критерием Иоффе. Введение такого критерия удобно из тех соображений, что с ростом температуры  $T_r$  для известных материалов коэффициент добротности  $z$  обычно сначала растет, а затем резко падает, поэтому более важным для выбора рациональных температур является не изменение по температуре величины коэффициента добротности  $z$ , а изменение критерия Иоффе.

Оптимум во влиянии отношения сопротивлений  $m$  на к. п. д. можно найти дифференцированием к. п. д. по  $m$ :

$$\frac{\partial \eta}{\partial m} = 0.$$

Опустив простые преобразования, получим отношение  $\frac{R}{r}$ , соответствующее максимуму к. п. д., в виде

$$m_{\text{опт}} = \left(\frac{R}{r}\right)_{\text{опт}} = \sqrt{1 + z \frac{(T_r + T_x)}{2}}. \quad (4.19)$$

Итак, оптимальное отношение сопротивлений также зависит только от коэффициента добротности  $z$  и средней температуры термоэлемента  $\frac{T_r + T_x}{2}$ , т. е. опять-таки от безразмерного произведения  $zT_{\text{ср}}$ . Из анализа выражения (4.19) можно видеть, что оптимальное по к. п. д. отношение сопротивлений  $m$  выше, чем отношение этих же величин, оптимальное по мощности. В практически интересных случаях обычно величина отношения сопротивлений составляет  $\left(\frac{R}{r}\right)_{\text{опт}} = 1,2 \div 1,4$ .

Подставив выражение (4.19) в (4.17), получим соотношение для оптимальных значений к. п. д., т. е. при условии обеспечения оптимального отношения сопротивлений  $(R/r)_{\text{опт}}$ , в виде

$$\eta = \frac{\Delta T}{T_r} \cdot \frac{m_{\text{опт}} - 1}{m_{\text{опт}} + \frac{T_x}{T_r}}. \quad (4.20)$$

Отметим, что к. п. д.  $\eta_{\text{с. п}}$  учитывающий собственные потери, весьма невысок и составляет обычно не более  $0,15 \div 0,25$ .

Выше принималось, что длина столбиков обеих ветвей термоэлементов и свойства позитивного и негативного материалов одинаковы. Однако если соображения конструкции действительно всегда требуют необходимости обеспечения одинаковой длины термоэлементов, то в общем случае свойства материалов отличны. Поэтому, чтобы иметь максимум коэффициента добротности  $z$  всего полупроводника, надо обеспечить для столбиков

с разными электропроводностями и теплопроводностями минимум произведения величин  $kr$ . Так как

$$kr = (x_1 S_1 + x_2 S_2) \left( \frac{\rho_1}{S_1} + \frac{\rho_2}{S_2} \right) = x_1 \rho_1 + x_2 \rho_2 + x_1 \rho_2 \frac{S_1}{S_2} + x_2 \rho_1 \frac{S_2}{S_1},$$

то, дифференцируя это выражение по отношению сечений  $\frac{\partial(kr)}{\partial(S_1/S_2)} = 0$ , получаем оптимальное сочетание поперечных сечений столбиков  $S_1/S_2$  в виде

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} \cdot \frac{x_2}{x_1} = \left( \frac{S_1}{S_2} \right)^2$$

и тогда, подставляя в исходное выражение, находим

$$kr = \left( \sqrt{x_1 \rho_1} + \sqrt{x_2 \rho_2} \right)^2. \quad (4.21)$$

Приведенные соотношения позволяют определить возможные оптимальные к. п. д. для разных температур горячего спая. Примем при этом, что холодный торец термогенератора охлаждается водой, т. е. его температура  $T_x = 300^\circ \text{К}$ . Очевидно, что такой случай интересен тем, что он соответствует практически максимальным к. п. д. термогенератора. На рис. 4.4 приведены кривые к. п. д., показывающие, что при реальных значениях коэффициента добротности  $z$ , средние значения которого, как правило, не превышают  $z \leq 1 \div 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ 1/град}$  при максимальной температуре  $T = 1000^\circ \text{К}$ , к. п. д. термогенератора может составлять до  $12 \div 14\%$ . Эти значения к. п. д. невелики, а это указывает на необходимость использования таких генераторов в обычной стационарной энергетике только в комбинации с другими установками.

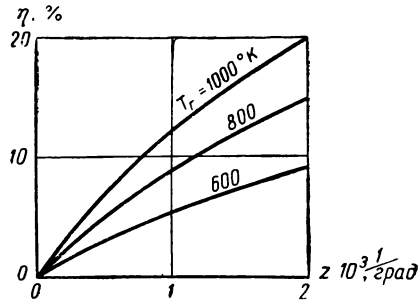


Рис. 4.4. Влияние коэффициента добротности  $z$  и температуры горячего торца  $T_r$  на к. п. д. термоэлемента  $\eta$  при температуре холодного торца  $T_x = 300^\circ \text{К}$

Если же экономичность установки имеет второстепенное значение, а основное значение имеет простота

и надежность, как например, в ряде космических энергетических установок, то можно применять термогенераторы одни и вырабатывать электроэнергию при сравнительно низких к. п. д.

Покажем теперь на цифровом примере, почему металлические термодпары как термогенераторы использовать нецелесообразно. Для металлов коэффициент термоэдс находится в пре-

делах  $\alpha < 10^{-5}$  1/град. Используя закон Видемана — Франца о связи коэффициентов электро- и теплопроводности

$$\frac{\alpha}{\sigma} = 2,44 \cdot 10^{-8} T$$

и применяя приведенные выше уравнения (4.19), (4.20), можно, приняв разность температур  $\Delta T = 400^\circ$ , а температуру холодного спаия  $T_x = 300^\circ \text{K}$ , получить коэффициент добротности не выше  $z \leq 8 \cdot 10^{-6}$  1/град, а к. п. д. — не больше  $\eta \leq 0,1\%$ . Заметим, что, например, у приводимых в табл. 4.1 широко используемых в термopарах для измерения температур алюмеля и сплава вольфрама с рением величины  $z$  будут соответственно  $1,5 \cdot 10^{-5}$  и  $2,7 \cdot 10^{-5}$  1/град. Один из первых американских термопреобразователей в 1954 г. на хромель-константане при температурах  $t_r = 370^\circ \text{C}$  и  $t_x = 80^\circ \text{C}$  обеспечивал работу с к. п. д. 0,56%. Если же пары металлов подбирать специально, то все равно, взяв лучшую по сочетанию свойств пару, например висмут — сурьма, и приняв для нее предельно возможную разность температур, получим к. п. д. всего  $\eta \leq 1,4\%$ . Такие величины и получал в своем анализе Релей, сделавший вследствие этого вывод о нецелесообразности этих генераторов. Выше же мы видели, что возможные к. п. д. у полупроводниковых термоэлементов могут быть на порядок больше, чем к. п. д. для лучшей пары металлов.

Уже отмечалось выше [см. уравнения (4.14), (4.15)], что большие значения коэффициента теплопроводности важны для повышения удельной мощности. Теплопроводность влияет также и на термические напряжения. Все полупроводники очень хрупки. Механическая прочность на разрыв у них низкая. При большом температурном градиенте из-за неоднородного линейного расширения горячий и холодный торцы изгибаются. В то же время торцы должны быть очень плотно прижаты или припаяны к коммутационным пластинам, иначе тепловой контакт будет плохим и снизится эффективно срабатываемый перепад температур из-за бесполезно теряемого температурного перепада на контакте. Все это приводит к тому, что в термоэлементах с высокими тепловыми потоками термические напряжения в условиях малой теплопроводности могут становиться определяющими в выборе предельно допустимой мощности и к. п. д.

### § 4.3. ПРИМЕР РАСЧЕТА ТЕРМОЭЛЕМЕНТА

Чтобы показать роль всех упомянутых выше явлений и процессов, рассмотрим характерный количественный пример. Для этого выберем элемент достаточно высокотемпературного термогенератора с температурами горячего и холодного торцов термоэлемента  $T_r = 950^\circ \text{K}$ ,  $T_x = 300^\circ \text{K}$  (т. е. с перепадом темпе-

ратур  $\Delta T = 650^\circ$ ). Свойства полупроводника зададим следующими значениями основных коэффициентов:  $\alpha = 4 \cdot 10^{-4}$  в/град;  $\rho = 7 \cdot 10^{-3}$  ом·см;  $\kappa = 3,3 \cdot 10^{-2}$  вт/см·град и, следовательно, получим  $z = 0,7 \cdot 10^{-3}$  1/град. Высоту столбика полупроводникового термоэлемента примем равной 1 см, а площадь поперечного сечения 2 см<sup>2</sup>. Тогда величины электрического и термического сопротивлений определяются как  $r = \frac{7 \cdot 10^{-3} \cdot 1}{2} = 3,5 \cdot 10^{-3}$  ом;  $k = 3,3 \cdot 10^{-2} \cdot 2 = 0,066$  вт/град. Далее находим отношение сопротивлений в цепи, величину тока и все основные тепловые величины:

$$\left(\frac{R}{r}\right)_{\text{опт}} = m = \sqrt{1 + \frac{1}{2} \cdot 0,7 \cdot 10^{-3} \cdot 1250} = 1,2,$$

$$I = \frac{4 \cdot 10^{-4} \cdot 650}{3,5 \cdot 10^{-3} \cdot 2,2} = 34 \text{ а};$$

$$Q_r = 4 \cdot 10^{-4} \cdot 34 \cdot 950 = 12,9 \text{ вт};$$

$$Q_x = -4 \cdot 10^{-4} \cdot 34 \cdot 300 = -4,1 \text{ вт};$$

$$Q_{\text{дж}} = 34^2 \cdot 3,5 \cdot 10^{-3} = 4,0 \text{ вт}; \quad Q_T = 0,066 \cdot 650 = 43,5 \text{ вт};$$

$$N = 34^2 \cdot 3,5 \cdot 10^{-3} \cdot 1,2 = 4,9 \text{ вт}.$$

Сравнивая значения количеств тепла, можно установить, что в затраты тепла наибольший удельный вклад вносит тепло, передаваемое теплопроводностью  $Q_r$ . Достаточно велико тепло Пельтье  $Q_r$  и  $Q_x$ , а джоулево тепловыделение  $Q_{\text{дж}}$  и полезная мощность  $N$  близки друг другу.

В данном примере, рассчитав оптимальный к. п. д., получим

$$\eta = \frac{650}{950} \cdot \frac{0,2}{1,2 + 0,316} = 0,09.$$

В то же время к. п. д. Карно для этого случая весьма велик:

$$\eta_{\text{к}} = 0,685.$$

Такой расчет термоэлемента, естественно, несколько идеализирован. В реальном случае в единичном термоэлементе необходимо учитывать ряд потерь, снижающих и к. п. д., и удельную полезную мощность. Эти потери могут быть трех видов:

а) температурные потери на участках от источника (и стока) тепла до самого термоэлектрического материала. Это — потери в теплопроводе, электрической изоляции, на контактах (стыках) материалов и др. Их расчет может вестись по известным соотношениям теории теплопередачи, причем для контактов обычно необходимы экспериментальные данные именно для используемых пар при применяемой технологии;

б) потери, связанные с паразитными перетечками электрического тока (через изоляцию и т. п.);



в) потери тепла с боковых поверхностей термоэлемента или генератора в целом. Эти потери обычно могут быть заметны в отдельных термоэлементах или генераторах очень малой мощности. В конструкциях же со значительной полезной мощностью их роль очень мала.

Более подробно о потерях в генераторе будет сказано далее. Здесь же оценим тепловой поток с боковых граней указанного в примере единичного термоэлемента, чтобы получить некоторое представление об этом виде потерь:

$$Q_{\text{л}} = q_{\text{л}}F.$$

При средней температуре термоэлемента  $T_{\text{ср}} = 600^{\circ}\text{К}$  и коэффициенте черноты его поверхности  $\epsilon = 1$  (абсолютно черное тело) с наружной поверхности термоэлемента излучается удельный тепловой поток  $q_{\text{л}} = 6,5 \text{ кВт/м}^2$ . Тогда всего с площади, равной  $F = 5,65 \text{ см}^2$ , излучится поток  $Q_{\text{л}} = 3,6 \text{ вт}$ . Учитывая же, что на самом деле коэффициент черноты поверхности не выше  $\epsilon = 0,5$ , получаем полное излучаемое количество тепла  $Q_{\text{л}} = 1,8 \text{ вт}$ .

Тепло, снимаемое конвекцией с поверхности термоэлемента, определяется выражением

$$Q_{\alpha} = \alpha \bar{\Theta} F,$$

где средний температурный напор  $\bar{\Theta} = \frac{950 + 300}{2} - 300 = 325^{\circ}$ . Ве-

личина коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  в рассматриваемом случае, если полупроводник окружен воздухом, оценивается по формулам теплопередачи значением порядка  $\alpha = 4 \text{ кВт/м}^2$ . Тогда удельный тепловой поток, снимаемый конвекцией,  $q_{\alpha} = 0,62 \text{ вт/см}$ . И, следовательно, общее тепло, снимаемое с термоэлемента конвекцией, составит  $Q_{\alpha} = 3,5 \text{ вт}$ . Таким образом, можно видеть, что при рассмотренной средней температуре термоэлемента лучистый поток и поток за счет конвекции примерно одинаковы, и в сумме они имеют значение порядка полезной мощности.

Влияние интенсивности охлаждения, а следовательно, температуры холодного торца на данные термогенератора весьма велико. Рассмотрим для примера характеристику сравнительно высокотемпературного полупроводникового генератора с температурой горячего торца элементов  $T_{\text{г}} = 1000^{\circ}\text{К}$ . На рис. 4.5 приведены основные данные термогенератора, иллюстрирующие резкое влияние температуры холодного торца. При этих расчетах в основу были положены характерные данные свинцово-теллуристых полупроводников (см. § 4.4). Можно видеть, что снижение температуры холодного торца  $T_{\text{х}}$ , т. е. увеличение срабатываемого перепада температур  $\Delta T$ , очень резко повышает к. п. д.  $\eta$  и удельную мощность  $\frac{N}{S}$  и очень резко снижает удельную массу генератора  $\gamma$ . Из этих графиков можно видеть также влияние

коэффициента добротности  $z$ : большим значениям коэффициента  $z$  соответствуют лучшие данные генератора. Следует отметить, что каждый полупроводник дает невысокое напряжение — несколько сотых вольта. Поэтому для получения нужных в практике напряжений, хотя бы в десятки вольт, надо последовательно соединять в цепь много сотен полупроводниковых термоэлементов. Для повышения надежности и при ограничениях в потребном напряжении вводят параллельные цепи из групп термоэлементов.

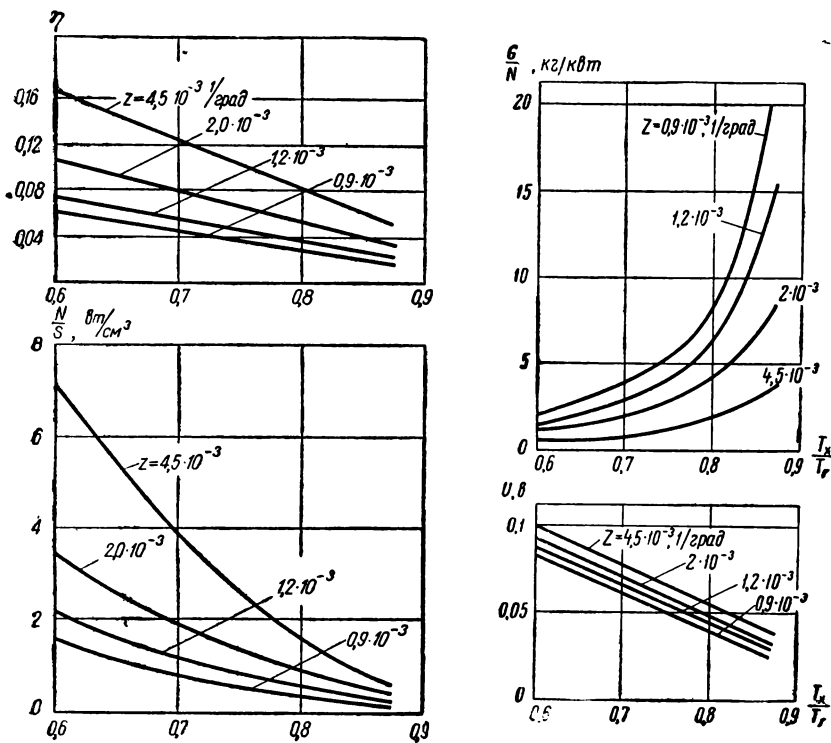


Рис. 4.5. Характеристики термогенератора по температуре холодного торца при  $T_r = 1000^\circ \text{K}$

#### § 4.4. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ Термоэлектрических свойств материалов и характерные данные

В области полупроводниковой термоэлектрической техники, кроме использования обычных методов исследования тепло- и электрофизических свойств, а главное, коэффициентов тепло- и электропроводности, естественно, создаются свои специфиче-

ские способы исследований. Такие исследования ведутся как на генераторах, так и на их элементах, а главным образом и наиболее детально — просто на образцах материалов. Для определения специфических свойств образцов термоэлектрических материалов используется ряд методов. Дадим понятие о некоторых наиболее широко известных из них. Отметим, что изменение всех свойств и коэффициентов в зависимости от температуры приводит к необходимости тщательных измерений при малых разностях температур и к требованию аккуратного осреднения параметров. Требования к точности приборов весьма высокие почти во всех исследованиях, связанных с термоэлектрическими элементами.

### А. Метод измерения коэффициентов Пельтье и Томсона

Испытываемый материал в виде образца помещается между двумя специальными печами (рис. 4.6). Через образец пропускают ток силой  $I_0$ . Затем включением одной из печей (у охлажда-

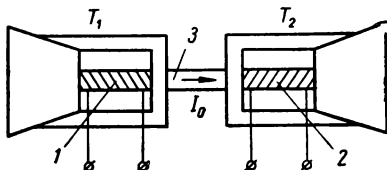


Рис. 4.6. Схема установки для определения коэффициентов Пельтье и Томсона:

1, 2 — электроды; 3 — испытуемый образец

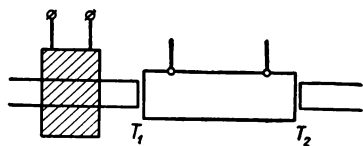


Рис. 4.7. Схема установки для определения коэффициентов электропроводности, термоэдс и теплопроводности

дающегося контакта образца) добиваются выравнивания температур торцов образца. Выравниванием температур добиваются компенсации охлаждения за счет тепла Пельтье джоулевым теплом печи. При этом очевидно, что тепло Джоуля равно удвоенному теплу Пельтье, т. е. справедливо соотношение  $Q_{дж} = 2Q_{п}$ , позволяющее коэффициент пропорциональности в уравнении Пельтье выразить как

$$\Pi = \frac{I_n^2 R_n}{2I_0},$$

где  $I_n$  и  $R_n$  — ток и сопротивление в печи;  
 $I_0$  — ток, проходящий через образец.

На этой же установке, создавая за счет изменения мощности одной из печей разность температур на образце  $\Delta T$  и дважды пропуская ток в противоположных направлениях, определяют величину коэффициента Томсона. Особым моментом здесь является компенсация показаний термопар перед началом измере-

ний и запись отклонений гальванометра. Следует отметить, что оба эти метода очень чувствительны к внешнему влиянию. Необходимо поместить весь прибор в термостат, очень хорошо подогнать соприкасающиеся (обычно залуживаемые) контакты и др.

## Б. Определение коэффициента термоэдс и электропроводности

Коэффициент электропроводности  $\sigma$  обычно определяется на установке, схематически показанной на рис. 4.7. В условиях заданной температуры образца  $T$  (без включения печи) по известным геометрическим величинам  $l, S$  и параметрам тока находят величину

$$\sigma = \frac{l}{RS}.$$

При включении печи, создающей разность температур на образце  $T_1 - T_2$ , та же установка позволяет найти экспериментальные значения коэффициента термоэдс по отношению к одной из ветвей измерительных термопар из выражения

$$\alpha = \frac{E}{T_1 - T_2}.$$

При этом стремятся обеспечить такое расположение термопар на образце, при котором они были бы в стороне от основного теплового потока и на измеряемую разность температур не влияла бы разность температур контакта образец — теплоподводящий (отводящий) стержень. В противном случае из-за теплового сопротивления контактов разность температур на образце завышена. Кроме того, основной особенностью испытаний на установках такого типа является измерение напряжений. Обычным способом (рис. 4.8, а) здесь измерять сопротивление и термоэдс нельзя, так как при малых величинах измеряемых параметров очень большое значение имеет переходная разность потенциалов на контактах, т. е. контактные (здесь уже электрические) сопротивления всех спаев. В элементах установок с большой электропроводностью основное значение имеет чисто механическое несовершенство контактов. В образцах же с малой электропроводностью имеют значение запорные слои, возникающие на контактах из-за разности контактных потенциалов. Влияние тех и других на ток может изменять его

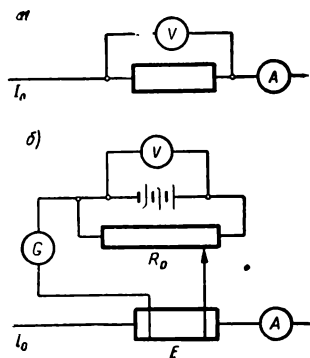


Рис. 4.8. Схемы измерений

имеет чисто механическое несовершенство контактов. В образцах же с малой электропроводностью имеют значение запорные слои, возникающие на контактах из-за разности контактных потенциалов. Влияние тех и других на ток может изменять его

даже на один-два порядка. В связи с этим необходим специальный подход к измерениям. Например, иногда рекомендуют использовать зондовый метод измерения по так называемой компенсационной схеме, показанной на рис. 4.8,б. В этом случае, чтобы измерить термоэдс между торцами Е, следует брать среднее из двух замеров при противоположных направлениях тока  $I_0$ . Верхняя часть установки, показанная на схеме, служит для компенсации тока. Реостат устанавливается так, чтобы вывести гальванометр  $G$  в нулевое положение.

## В. Измерение подвижности и концентрации носителей тока

Для получения данных по подвижности и концентрации носителей тока, кроме измерения электропроводности, также определяют холловскую константу. Тогда можно найти и подвижность, и тип носителей тока, и их концентрацию (см. гл. II).

## Г. Измерение коэффициента теплопроводности

Такие обычные теплофизические исследования проводятся на установке, схематически представленной на рис. 4.7. При этом, так как коэффициент теплопроводности определяется выражением  $k = \frac{Q}{\Delta T}$ , точность его определения зависит в основном от точности определения теплового потока  $Q$ . Чтобы найти тепло-

Т а б л и ц а 4.2

Термоэдс Sn — Pb

Sn — Pb	Sn %	0	20	40	60	80	100
	Pb %	100	80	60	40	20	0
$\alpha$ , мв/град (0÷100° С)		+4,4	+4,4	+4,5	+4,4	+4,3	+4,2

Т а б л и ц а 4.3

Термоэдс Sb — Bi

Sb — Bi	Sb %	0	20	40	60	80	100
	Bi %	100	80	60	40	20	0
$\alpha$ , мв/град (0÷100° С)		-73,4	-73	-40	-11	+18	+49

вой поток, надо замерить подводимое к печке тепло (т. е. ее мощность) и отводимое от холодного торца тепло (например, тепло, отводимое с охлаждающей водой  $Q = G_B c_{pB} \Delta T_B$ ). Очень важно точно определить, а по возможности и исключить все утечки тепла во внешнюю среду. Для этого обычно либо проводят специальные тарировочные испытания, либо используют специальный эталон — тепломер, по разности температур в котором (при хорошо известной его теплопроводности) судят о потоке. Все указанные коэффициенты, естественно, различны у разных материалов и, как уже отмечалось, обычно существенно изменяются с изменением температуры. При этом такие коэффициенты, как термоэдс  $\alpha$  и добротность  $z$ , в одном и том же диапазоне температур у разных материалов (и даже при разных небольших присадках других веществ в одном и том же основном материале) могут меняться и даже по различным законам. Чтобы иллюстрировать характерные особенности изменения этих коэффициентов, приведем две таблицы, табл. 4.2 и табл. 4.3, а также рассмотрим для примера основные свойства одного из наиболее подробно исследованных термоэлементов — теллурида свинца.

На рис. 4.9, 4.10 и 4.11 приведены термоэлектрические, электротехнические и теплотехнические свойства двух типов ( $p$  и  $n$ )

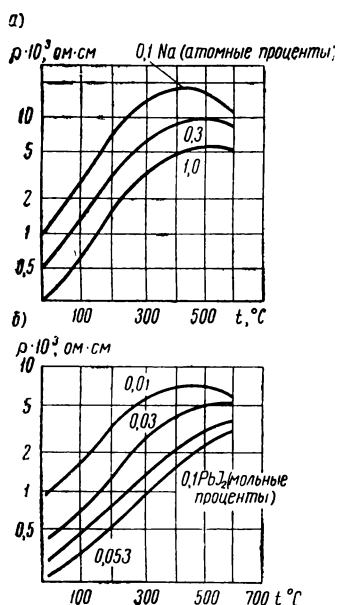


Рис. 4.9. Изменение коэффициента электропроводности теллурида свинца в зависимости от температуры:

- а) для термоэлемента  $p$ -типа;  
б) для термоэлемента  $n$ -типа

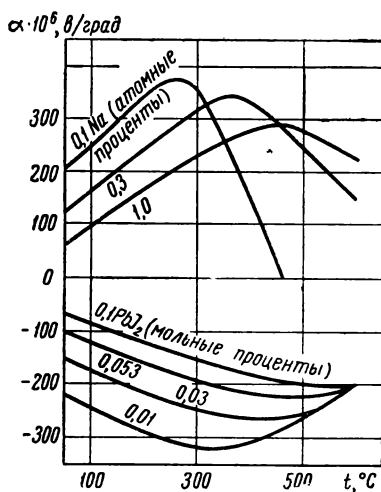


Рис. 4.10. Изменение коэффициента термоэдс теллурида свинца в зависимости от температуры (сверху для термоэлемента  $p$ -типа; снизу — для  $n$ -типа)

термоэлементов на основе теллурида свинца. *p*-тип получен введением натриевой присадки в теллурид свинца, а *n*-тип получен присадкой  $PbJ_2$ . Процентные доли присадок невелики и приведены на графиках. Указанные свойства ( $\alpha$ ,  $\delta$  и  $\kappa$ ) дают возможность построить зависимость от температуры коэффициента добротности  $z$  (рис. 4.12). Рис. 4.9 и 4.10 хорошо иллюстрируют уже неоднократно отмечавшиеся выше (в частности, в гл. II) резкое влияние на коэффициенты термоэдс и электропроводности малых долей присадок. График на рис. 4.11 показывает упоминавшееся отсутствие

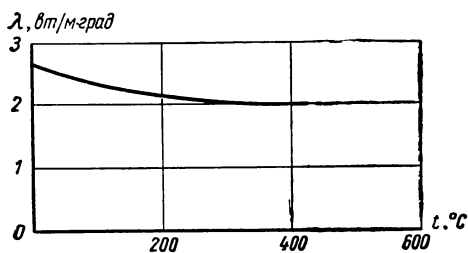
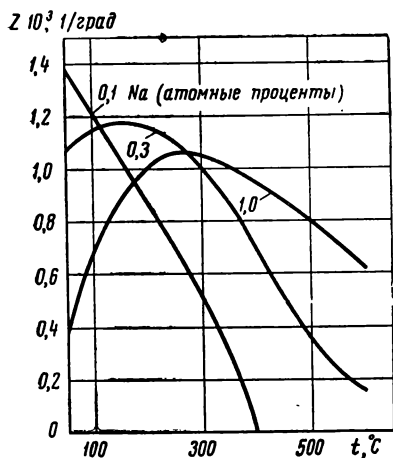


Рис. 4.11. Изменение коэффициента теплопроводности теллурида свинца в зависимости от температуры

(практически) влияния малых присадок на коэффициент теплопроводности. На графике (рис. 4.12) можно видеть, что для каждой температуры имеется свой, вполне определенный оптимальный вариант. Естественно, что выбор типа присадки ведется по принципу обеспечения лучших данных в нужном температурном диапазоне. При этом рис. 4.12 иллюстрирует, кроме того, и отмеченное выше снижение коэффициента добротности с ростом температуры.

а)



б)

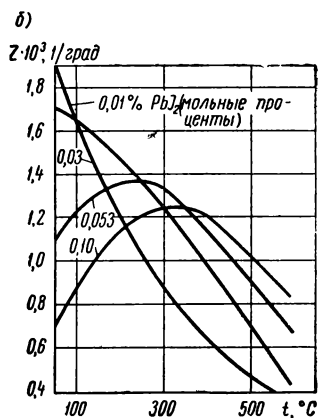


Рис. 4.12. Изменение коэффициента добротности теллурида свинца в зависимости от температуры:

а) для термоэлемента *p*-типа; б) для термоэлемента *n*-типа

На рис. 4.13 показаны свойства другого полупроводника  $Sb_2Te_3$ . Кроме упоминавшихся выше свойств, здесь дополнительно еще приведен коэффициент линейного расширения  $\beta$ . Из анализа рис. 4.13, как и рис. 4.12, можно установить значительное

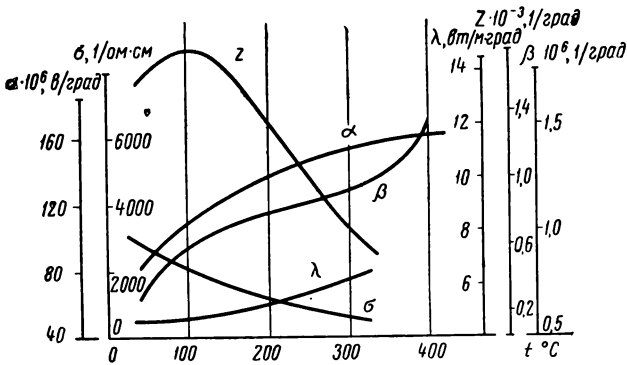


Рис. 4.13. Основные данные по свойствам сурьмянистого теллура

падение коэффициента добротности  $z$  в области высоких температур. Поскольку коэффициент добротности  $z$  существенно зависит от температуры и для каждого материала существует определенная, оптимальная по  $z$  температура, в некоторых случаях целесообразно использовать составной, или каскадный (из нескольких материалов), термоэлемент. Такой каскадный термоэлемент может быть выполнен либо в виде непосредственного контактирования ряда материалов, как, например, показано на рис. 4.14, либо с более сложной электрической коммутацией, как показано на рис. 4.15. Используя в каскадном термоэлементе для каждого диапазона температур свой наиболее выгодный по коэффициенту добротности материал, можно определить к. п. д. (например, по формуле, приводимой в гл. III, для многокаскадной установки). Так, например, для элемента с температурами торцов  $T_r = 1100^\circ K$  и  $T_x = 300^\circ K$ , используя данные по добротности материалов, приведенные на рис. 4.16

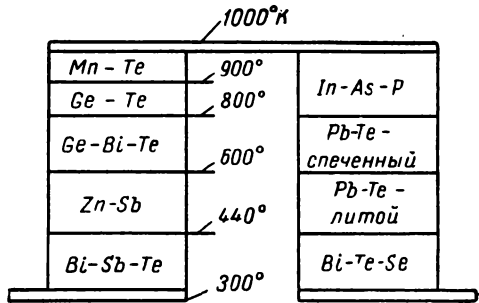


Рис. 4.14. Схема многокаскадного термогенератора



(схема элемента дана на рис. 4.14), можно определить зависимость к. п. д. от числа ступеней (рис. 4.17). Очевидно, что теоретически наибольший к. п. д. будет иметь термоэлемент, в котором бесконечно большое число каскадов. Такой к. п. д. выражается соотношением

$$\eta_{\infty} = 1 - \frac{1}{e^{\int \frac{T_1 \varepsilon(T)}{T_0 T} dT}},$$

где

$$\varepsilon(T) = \frac{\sqrt{1 + zT_{cp}} - 1}{\sqrt{1 + zT_{cp}} + 1}.$$

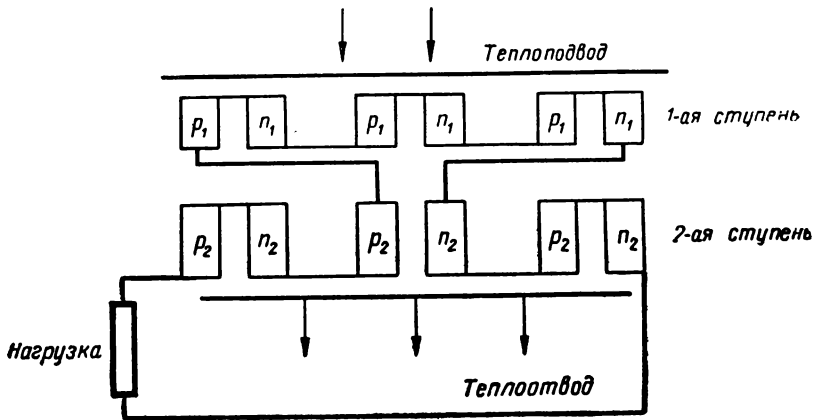


Рис. 4.15. Схема коммутации двухкаскадного термогенератора

При известных материалах, построив зависимость  $\varepsilon = f(T)$  в полупологарифмических координатах, можно, измерив площадь под кривой, определить предельный к. п. д.  $\eta_{\infty}$ . Используя данные графиков (рис. 4.16), можно установить, что для принятых ма-

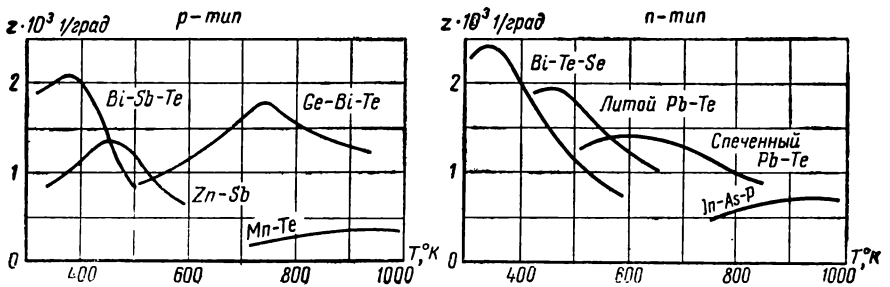


Рис. 4.16. Зависимость коэффициента добротности от температуры для некоторых материалов

териалов и диапазона температур  $1100 \div 300^\circ \text{К}$  к. п. д. каскадированного термогенератора составит 17%, т. е. вдвое больше, чем генератора из одного какого-либо материала.

Такая оценка сделана без учета некоторых потерь, возникающих при соединении ряда термоэлементов в каскад. Эти потери связаны с несогласованием каскадов (например, по потребному потоку тепла при одинаковых проходных сечениях вдоль потока и т. п.) и могут заметно снизить возможный выигрыш. Однако этот вопрос часто в значительной мере зависит от искусства конструктора и качества технологических решений.

В заключение краткого описания термоэлектрических материалов отметим механические свойства теллурида свинца. Этот материал в среде водорода сохраняет очень хорошую работоспособность до температур  $t = 550\text{--}600^\circ \text{С}$ . При больших температурах он уже интенсивно испаряется. В воздухе с этим материалом можно работать только до температуры порядка  $260^\circ \text{С}$ . При больших температурах он интенсивно окисляется. Прочностные данные теллурида свинца характеризуются величинами предельных напряжений разрыва  $\sigma_p = 70 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$  и сжатия  $\sigma_{сж} = 7 \cdot 10^7 \text{ н/см}^2$ , т. е. этот материал очень плохо работает на растяжение. Модуль упругости его  $E = 14 \cdot 10^9 \text{ н/м}^2$ , а плотность  $\rho = 8,15 \text{ г/см}^3$ . Теллурид свинца считается одним из лучших термоэлектрических материалов для применения при температурах около  $550^\circ \text{С}$ . Он позволяет получить к. п. д. генератора до 10—11%.

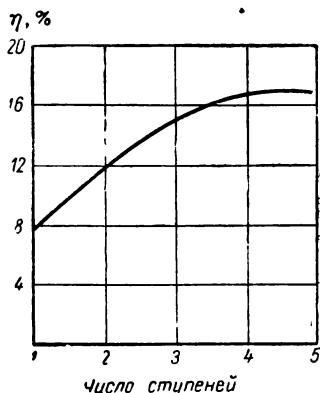


Рис. 4.17. Зависимость к. п. д. от числа каскадов термогенератора

#### § 4.5. РАСЧЕТ УСТАНОВКИ И ОСНОВНЫЕ ДАННЫЕ НЕКОТОРЫХ ТИПИЧНЫХ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

В § 4.2 был дан простейший расчет одного элемента термоэлектрического генератора. Создание установки связано не только с соединением в единое целое значительного числа термоэлементов, но и с их компоновкой совместно с источником энергии и системой теплоотвода. В этом отношении возможные схемы установок удобно делить на группы по организации системы теплоподвода и теплоотвода. На рис. 4.18 показаны четыре наиболее характерных типа установок. Их принципиальная сущность не требует пояснений, и мы ограничимся лишь некоторыми

замечаниями. Схема без теплоносителя (рис. 4.18, а) наиболее проста, однако для существенных мощностей она требует больших поверхностей, т. е. установка будет тяжелой. Кроме того, при больших мощностях в ней должна быть очень высокой температура в центре источника энергии, если он представляет собой сплошное тело (например, в случае реактора), ибо тепло

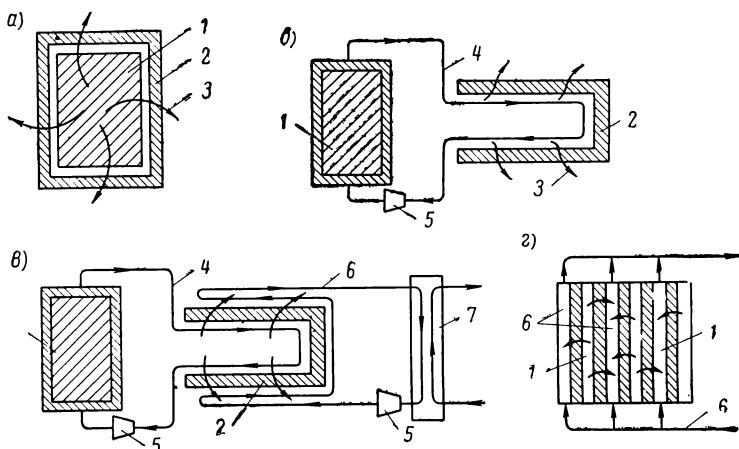


Рис. 4.18. Возможные схемы термоэлектрических установок:

а) без применения теплоносителя; б) одноконтурная с горячим теплоносителем; в) двухконтурная (или трехконтурная с учетом контура 7); г) одноконтурная с холодным теплоносителем; 1 — источник энергии; 2 — термоэлементы; 3 — ход теплового потока через термоэлементы; 4 — горячий теплоноситель; 5 — насос; 6 — холодный теплоноситель; 7 — дополнительный холодильник

здесь передается только теплопроводностью. Схемы с теплоносителем (рис. 4.18, б, в, г) позволяют облегчить работу источника энергии (требуется меньшая температура). Их реализация возможна и для больших мощностей, а выбор самой схемы охлаждения (числа контуров) связан с областью использования установки (ее назначением) и с тем, применяется ли она в качестве единственного источника энергии или в комбинации с другими агрегатами. Поэтому о рациональности той или иной схемы установки следует судить только после ее проработки в конкретных заданных условиях применения.

Получаемые при расчете единичного термоэлемента значения мощности и к. п. д. даже с учетом уже указанных дополнительных потерь в самом элементе являются как бы предельными или идеальными при объединении ряда элементов в батарею. Это связано с тем, что соединение (последовательное или параллельное) ряда элементов для обеспечения заданных для генератора в целом величин напряжения и силы тока связано с введением коммутационных шин. В общем случае такие шины

должны вносить дополнительные потери как в виде джоулевого сопротивления, так иногда и в виде дополнительного участка для бесполезного перетекания топлива от горячего участка к холодному. Правда, последнее при удачной коммутации (см., например, рис. 4.2) может быть сведено к нулю. Однако перетечки тепла по пространству около самого термоэлемента (если в конкретной конструкции они имеются) могут быть заметны даже при его вакуумировании или заполнении всех свободных промежутков изоляционным слоем. Кроме того, при такой системе часть тока тратится на обратные перетечки по изоляции.

В связи с этим в действительности термоэдс расходуется на преодоление уже четырех видов сопротивлений: внешнего, внутреннего, коммутации и изоляции:

$$E = I(R + r + r_{\text{ком}} + r_{\text{изол}}), \quad (4.22)$$

в соответствии с чем и действительный ток в цепи будет меньше идеального на отношение  $\frac{R+r}{R+r+r_{\text{ком}}+r_{\text{изол}}}$ . К. п. д. элементов за этот счет снизится на такую же величину. Ее можно охарактеризовать как к. п. д., учитывающий электрические потери  $\eta_{\text{э. п.}}$ . Число термоэлементов в цепи, а также число цепей для обеспечения заданной силы тока и напряжения следует выбирать обязательно с учетом этого обстоятельства. Такой расчет подчиняется законам, приведенным в § 2.1.

Выражение (4.22) с учетом уравнения (4.7) позволяет установить характер влияния на режим работы генератора внешней нагрузки, т. е. его вольт-амперную и мощностную характеристики. Условие  $E = \text{const}$  при  $r = \text{var}$  приводит, естественно, к линейному виду вольт-амперной характеристики (см. рис. 4.19, а), где  $R_{\Sigma} = R + \Sigma r$ , т. е.  $R_{\Sigma} = R + r + r_{\text{ком}} + r_{\text{изол}}$ . Величина внешней нагрузки на вольт-амперной характеристике определяет угол наклона  $\theta$  прямой в координатах  $U - I R = \frac{U}{I} = \text{tg } \theta$ , а заштрихованная площадь — полезную мощность. В соответствии с выражением (2.16) можно найти, что оптимальное по мощности напряжение на нагрузке  $U_{\text{опт}} = \frac{E}{2}$  (см. рис. 4.19, б).

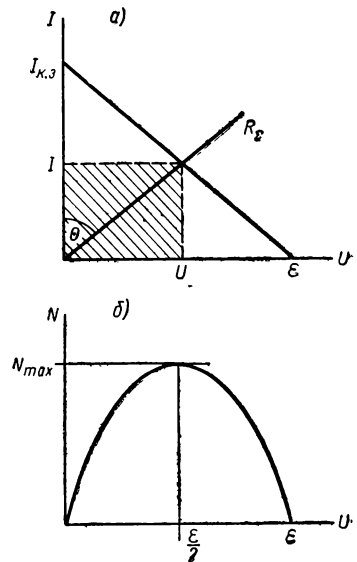


Рис. 4.19. Характеристики термоэлектрического генератора

При определении полного к. п. д. термоэлектрической установки, кроме учета упоминавшихся выше потерь на бесполезный переток тепла  $Q_{\text{тепл}}$ , следует учесть, что для прокачки теплоносителей, подводящих и отводящих тепло от термогенератора, необходимо затрачивать вполне определенную мощность на привод насосов  $N_{\text{нас}}$ . Кроме того, определенная доля тепла пойдет в виде затрат мощности на систему регулирования, на возможные механические потери (в подшипниках, если насосы вращающегося типа, и т. п.). Поэтому величина полезно используемой мощности запишется в виде

$$N_{\text{эф}} = N - N_{\text{нас}} - N_{\text{мех}}. \quad (4.23)$$

К. п. д. установки будет ниже идеального соответственно на величины:

$$\eta_{\text{тепл}} = \frac{Q_1}{Q_1 + Q_{\text{тепл}}}, \quad (4.24)$$

$$\eta_{\text{мех}} = \frac{N - N_{\text{нас}} - N_{\text{мех}}}{N}. \quad (4.25)$$

При расчете термоэлектрических установок возникает еще один вопрос, требующий пояснения. Подвод и отвод тепла, осуществляемые теплоносителем, связаны с его прокачкой по соответствующим трактам системы. На эффективность установки влияет не только тип теплоносителя (см. гл. VI), но и величина его расхода. Тепло, переносимое теплоносителем, выражается соотношением

$$Q = Gc_p\Delta T.$$

Легко видеть, что увеличение расхода теплоносителя  $G$  в условиях заданного количества тепла ведет к меньшему изменению его температуры  $\Delta T$ . При ограниченной максимальной температуре теплоносителя  $T_{\text{max}}$  расход тем меньше, чем больше разность температур  $\Delta T$  и чем при меньших температурах горячих торцов (в среднем по длине цепи из термоэлементов) работает термогенератор. А это ведет к меньшей осредненной по всем элементам полезной мощности термоэлементов и к определенному снижению к. п. д. установки (на величину  $\eta_{\text{оср}}$ ).

Таким образом, полный эффективный к. п. д. установки будет выражаться произведением ряда к. п. д., перечисленных выше:

$$\eta_{\text{эф}} = \eta\eta_{\text{э.п}}\eta_{\text{тепл}}\eta_{\text{мех}}\eta_{\text{оср}}. \quad (4.26)$$

Именно этот эффективный к. п. д.  $\eta_{\text{эф}}$ , а не к. п. д. элемента генератора или даже всего генератора, будет действительно характеризовать установку в целом.

Энергетические установки с термоэлектрическим генератором находятся сейчас лишь в начале своего развития. Их создание связано не только с проблемой выбора лучшего типа полу-

проводника, но и с некоторыми другими проблемами. Важным вопросом, в значительной мере определяющим эффективность таких установок, является надежность обеспечения малых контактных сопротивлений по тракту тепла. Если потеря температуры в них  $\Delta T_{\text{кон}}$  велика, то из-за этого снижается эффективно срабатываемый температурный перепад, и мы много теряем и в удельной мощности, и в к. п. д. Поэтому при создании генератора, внося электроизоляцию между термоэлементами и теплопроводами, необходимо помнить, что она должна быть не только хорошим электроизолятором, но одновременно и хорошим проводником тепла. А эти требования, как известно хотя бы из уже упоминавшегося закона Видемана — Франца, диаметрально противоположны.

В установках большого ресурса главнейшей является проблема совместимости материала полупроводника с контактирующими с ним конструктивными элементами, в частности, с коммутационными пластинами. Малые доли присадок резко изменяют свойства полупроводника. Поэтому диффузия материала коммутационных пластин и других посторонних веществ в полупроводник должна быть ничтожной или не должна портить его свойства. Еще лучше было бы, если бы эти материалы вообще не диффундировали, но, очевидно, что такое условие обеспечить очень сложно, особенно при высоких температурах. Для высокотемпературных термоэлементов возникает еще одно дополнительное требование — стойкость к испаряемости. При испарении материала не только изменяются его свойства, но возможны и разрывы цепи или закорачивание ее вследствие переноса материала. Так, например, в литературе указывается, что по этим соображениям применение термоэлементов состава PbTe и GeBeTe ограничивается температурой  $500 \div 530^\circ \text{C}$ . Термоэлементы из GeSi могут применяться при температуре  $800^\circ \text{C}$  и даже выше.

Параметры установок, использующих различные типы термоэлементов, иногда целесообразно сравнивать при условии обеспечения одинаковых тепловых потоков через термоэлемент. На рис. 4.20 приведены результаты такого сравнения для PbTe-

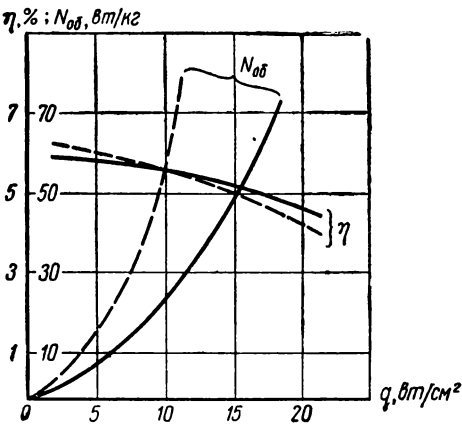


Рис. 4.20. Сравнение данных генератора на двух типах термоэлементов: — GeSi; - - - - PbTe

и GeSi-термоэлементов в диапазонах температур 500—150° С и 688—150° С соответственно. Можно видеть, что в данном примере сравниваемые материалы мало отличаются по реализуемому к. п. д.

Институтом атомной энергии АН СССР им. Курчатова, Физико-техническим институтом, ХФТИ и другими организациями

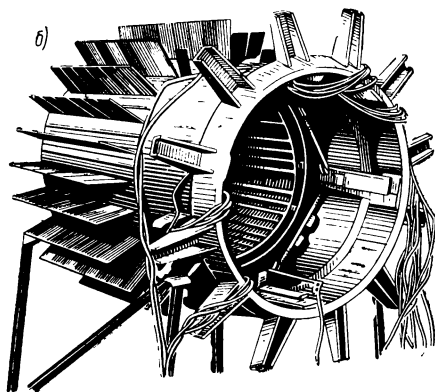
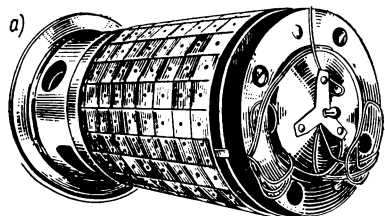


Рис. 4.21. Установка «Ромашка»

Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР создан первый реактор-преобразователь термоэлектрического типа «Ромашка». В этой установке, созданной по простейшей схеме (без теплоносителя), реактор имеет активную зону в форме цилиндра, составленную из тепловыделяющих элементов в виде пластин из дикарида урана с 90%-ным обогащением изотопом  $^{235}\text{U}$  и графитовых конструкций. Активную зону с максимальной температурой в центре 1770° С со всех сторон окружает отражатель из бериллия, в боковых частях которого находятся четыре управляющих стержня. На рис. 4.21, а показан внешний вид реактора-преобразова-

теля: загрузка  $^{235}\text{U}$  в нем равна 49 кг. Термогенератор, несколько тысяч элементов которого выполнены из германиево-кремниевого сплава, расположен прямо на поверхности реактора, имеющего температуру 1000° С, и обеспечивает мощность  $N=500$  вт при силе тока  $I=88$  а. Преобразователь состоит из четырех групп, каждая из которых включает в себя четыре параллельные цепи из термоэлементов. На рис. 4.21, б, показывающем отдельно термогенератор, видны пластины термоэлементов и охлаждающие ребра, перпендикулярные поверхности цилиндра. Установка показала надежную работу в течение более чем 4000 ч.

Кроме установки с реактором деления, получила известность также созданная НИИ радиационной техники термоэлектрическая установка с радиоизотопическим источником энергии «Бета-1» (рис. 4.22). Мощность этой установки невелика, однако с помощью накопителя энергии в ней удается получать мощ-

ность  $150 \div 200$  вт для питания радиопередатчика радиусом действия  $200 \div 600$  км. В этой установке в качестве источника тепла используется изотоп  $^{144}\text{Ce}$ , а в качестве термопреобразователя — тройной низкотемпературный сплав, обладающий наилучшими характеристиками в интервале температур  $20 \div 260^\circ\text{C}$ . В ближайшее время в нашей стране будут созданы тысячи автоматических метеостанций с такими источниками питания.

Широко известен простейший термогенератор Института полупроводников АН СССР ТГУ-1, использующий тепло керосиновой лампы, мощностью 14 вт на термоэлементах из сурьмяноцинкового сплава и константана. Этот генератор работает с температурами торцов термоэлементов  $t_r = 400^\circ\text{C}$  и  $t_x = 90^\circ\text{C}$ .

В печати опубликованы следующие данные проекта американского германиево-кремниевого генератора с нагревом горячим газом:  $N = 10$  квт;  $t_r = 1000^\circ\text{C}$ ;  $\eta = 9\%$ .

Весьма интересными и более или менее подробно известными примерами практического применения зарубежных термогенераторов являются американские установки SNAP-III, SNAP-X и SNAP-XA, работа над которыми идет с 1956 г. (12 генераторов типа SNAP-III наработали за последние годы более 100 тыс. ч.). В основе установки SNAP-III лежит генератор марки ЗМ-1, использующий радиоизотопный источник энергии. Эта установка применялась на искусственных спутниках Земли «Транзит-4» и «Транзит-4В», запущенных в космос в июне и ноябре 1961 г., и работала на первом спутнике около 21 месяца. Кроме того, по литературным данным, один из экземпляров ее непрерывно работал с января 1959 г. до середины 1961 г. Основные параметры батарей ЗМ-1 следующие: рабочие температуры  $T_r = 582 \div 593^\circ\text{C}$ ;  $T_x = 177 \div 209^\circ\text{C}$ ; полезная мощность  $N = 3 \div 5$  вт; мощность источника тепла  $Q = 96$  вт; к. п. д.  $\eta = 4 \div 5,5\%$ . Батарея состоит из 27 термоэлементов из селенида свинца П-образной конструкции и работает, обеспечивая напряжение  $U = 2,5 \div 2,8$  в, при внутреннем сопротивлении  $r = 2,03$  ом и внешнем сопротивлении  $R = 2,12$  ом. Э. д. с. каждого элемента 0,19 в, а напряжение при расчетной нагрузке 0,093 в. Как видно, эта установка весьма небольшой мощности. Однако для полетов в космосе исследуется ряд термоэлектрических установок с различной мощностью.

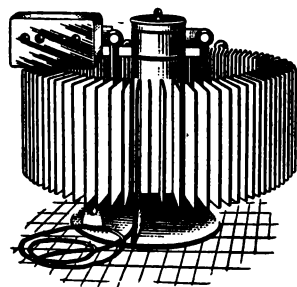


Рис. 4.22. Установка «Beta-1»

<sup>1</sup> Данные по разным источникам различны, поэтому дан диапазон параметров.



Ядерная энергетическая установка с термоэлектрическим генератором SNAP-X в первом этапе должна обеспечивать полезную мощность  $N=250$  вт. Установка отличается отсутствием теплоносителя. Отвод тепла от холодных торцов элементов термоденератора (в качестве  $n$ -типа принят PbTe, а в качестве  $p$ -типа — GeBiTe при железной коммутации) осуществляется за счет теплопроводности специальных внешних (по диаметру реактора) ребер толщиной у основания 19 мм и относительной длиной 1,87 (по отношению к радиусу реактора). Излучающая поверхность ребер покрыта специальным составом, имеющим высокий коэффициент излучения ( $\epsilon=0,8 \div 0,9$  в диапазоне спектра излучения) и малый коэффициент поглощения солнечного излучения ( $\alpha=0,1 \div 0,3$ ). Реактор установки с отношением диаметра к длине (в сантиметрах)  $D/L=30/23$  разделен на две равные части, соединяемые при пуске генератора для обеспечения критичности. Материал активной зоны — пластины из  $^{235}\text{U}=\text{ZrH}$ , чередуемые с пластинами из Ве для повышения теплопроводности (т. е. для уменьшения температур в центре активной зоны). На каждой половине реактора собрано 16 групп элементов по 24 шт. в каждой. Все 768 элементов обеспечивают напряжение 28 в. В экспериментах установка при температуре горячих торцов  $T_r=614^\circ\text{C}$  и холодных  $T_x=344^\circ\text{C}$  обеспечивала мощность 260 вт. В литературе указывается, что при охлаждении ребер водой ( $T_x \sim 40^\circ\text{C}$ ) мощность могла бы возрасти до 1,7 квт. Масса реактора составляет  $79 \div 91$  кг, а масса всей установки без защиты (для  $N=250$  вт) — 202 кг. При варьировании мощности в пределах  $150 \div 350$  вт при температуре холодных торцов  $393^\circ\text{C}$  эта масса изменяется от 90 до 230 кг.

Космическая установка SNAP-XA (рис. 4.23) также основана на ядерном реакторе деления. Реактор с размером активной зоны  $24 \times 41$  см и весом 123 кг, составленный из 37 тепловыделяющих цилиндрических элементов, охлаждается эвтектикой NaK при температуре  $T_{\text{вых}}=518^\circ\text{C}$ ,  $T_{\text{вх}}=455^\circ\text{C}$ . Вырабатывается тепловая мощность 35 квт. Преобразователь из GeSi-термоэлементов совмещен с холодильником, излучающим сбрасываемое тепло в космос. Электрическая мощность установки составляет 500 вт при напряжении 28,5 в. Генератор работает с перепадом температур от 468 до  $310^\circ\text{C}$  и состоит из 1440 элементов, обеспечивающих мощность 0,37 вт и напряжение 0,1 в каждый. Работа установки рассчитана на 1 год. Полная масса установки с защитой приборов от излучения для ракеты Агены составляет 430 кг.

На рис. 4.23 можно видеть общую компоновку реактора с системой регулирования (вращающиеся цилиндры с соосно размещенным в части окружности поглотителем нейтронов), электромагнитным насосом и генератором-излучателем. Принятая в установке SNAP-XA одноконтурная схема, соответствующая

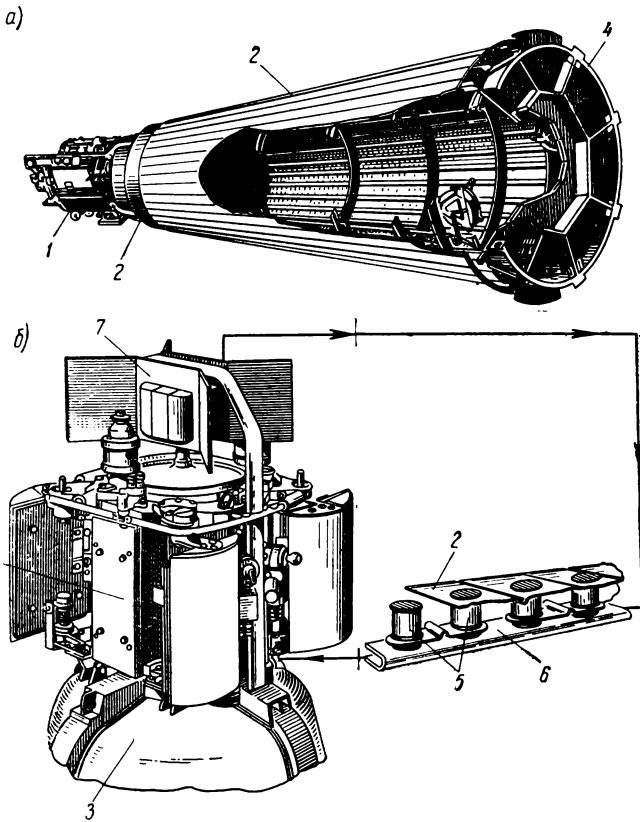


Рис. 4.23. Установка SNAP-XA:

а) компоновочная схема; б) схема тракта теплоносителя; 1 — реактор; 2 — излучатель; 3 — защита; 4 — рама; 5 — термоэлементы; 6 — трубопровод; 7 — электромагнитный насос

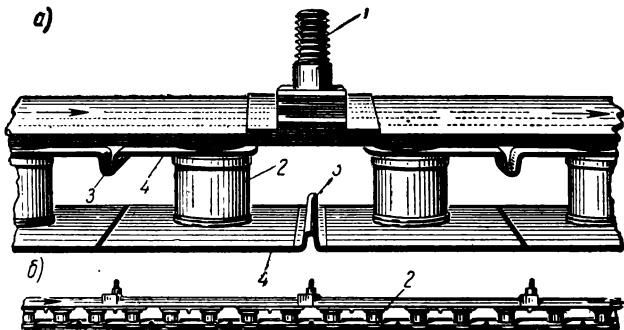


Рис. 4.24. Конструкция термоэлементов установки SNAP-XA:

а) крупный план; б) внешний вид цепи элементов; 1 — штуцер жидкого металла; 2 — термоэлемент; 3 — компенсационные зиги; 4 — коммутация

## Форсирование установки SNAP-XA

$t_r, ^\circ\text{C}$	$N_I, \text{квт}$	$N_{II}, \text{квт}$	$N_{III}, \text{квт}$	$N_{IV}, \text{квт}$	$N_{I-IV}, \text{квт}$
522	0,5	+0,25	+0,25	+0,25	1,25
580	0,8	+0,35	+0,35	+0,35	1,85
645	1,1	+0,45	+0,45	—	1,90
690	1,35	+0,65	—	—	2,0

рис. 4.18, б, позволяет вести отдельную обработку узлов установки (реактор и генератор). Конструкция каждого генерирующего элемента (рис. 4.24) очень проста. В коммутации элементов 4 для компенсации термических расширений предусмотрены зиги 3. Для уменьшения потерь тепла и испарения форма термоэлементов 2 принята цилиндрической; 1 — штуцер жидкого металла. При применении этой установки в форсированном до 11 квт варианте для спутника с пилотом ее следует отодвинуть от помещения пилота на 15 м и увеличить массу защиты до 4000 кг. На рис. 4.25 показана схема такой установки.

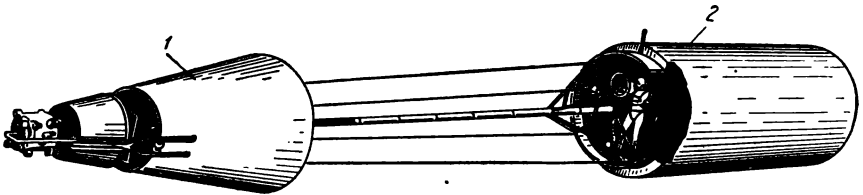


Рис. 4.25. Схема расположения установки в космосе:  
1 — энергетическая установка; 2 — кабина экипажа

Надо отметить, что повышением температуры реактора и увеличением поверхности холодильника установка SNAP-XA может быть форсирована по мощности без существенных переделок. На рис. 4.26 и в табл. 4.4 приведены возможности такого ее форсирования.

В заключение приведем сводную табл. 4.5 некоторых данных американских космических энергетических установок с термоэлектрическим генератором.

## Основные данные установок

Название установки	Основные данные: мощность, масса, габариты	Фирма-изготовитель и объект
SNAP-I A	$N = 125 \text{ вт}; G = 80 \div 91 \text{ кг}^2;$ $60 \times 70 \text{ см}$	Мартин (см. рис. 4.27)
SNAP-III	$N = 3 \div 5 \text{ вт}^1;$ $G = 2,1 \div 2,26 \text{ кг}^2; 13 \times 14 \text{ см}$	Мартин, спутник «Транзит» 1961 г.
SNAP-IX	$N = 25 \text{ вт}; G = 12,6 \text{ кг};$ $51 \times 24 \text{ см}$	Мартин, спутник «Транзит» 1963 г.
SNAP-X	$N = 250 \div 500 \text{ вт (1 кВт)}^1;$ $G = 202 \div 320 (430) \text{ кг}$	—
SNAP-X A	$N$ до 2 кВт; $G$ до 450 кг	—
SNAP-XI (лунная)	$N = 18 \div 25^1 \text{ вт}; G = 14 \text{ кг};$ (при $T_x = 113^\circ\text{K}$ $N = 25 \text{ вт}$ )	Мартин
SNAP-XIX [SLLG, IMPG] <sup>2</sup>	$N = 19 \div 25 \text{ вт}; G = 7,6 \div 9 \text{ кг}^2$	NASA — Годдард
SPG <sup>2</sup>	$N = 100 \text{ вт}; G = 35 \text{ кг}$	—
Генератор для ор- битальной астроно- мической обсервато- рии (ОАО)	$N = 500 \text{ вт}; G = 180 \div 230 \text{ кг}$	—
Солнечная	$N = 1,5 \text{ кВт (7000 элементов}$ при $\Delta T = 320^\circ$ )	Гамильтон Стэн- дарт
Проект	$N = 50 - 60 \text{ кВт}$	Вестингауз (см. рис. 4.28)

<sup>1</sup> Разброс данных по разным источникам.<sup>2</sup> SLLG — вспомогательная энергетическая установка для жесткой посадки на Луне;

IMPG — генератор для межпланетного контрольного опытного спутника;

SPG — космический экспериментальный генератор.

Имеется сообщение, что системы, основанные на  $\alpha$ -радиоизотопном реакторе, позволяют обеспечить удельную мощность системы  $4,5 \div 6,5 \text{ вт/кг}$ , а при  $\beta$ -изотопе —  $3,3 \div 4,5 \text{ вт/кг}$ . Сравнение систем с ядерным реактором или с солнечным источником энергии показывает, что в последних общий к. п. д. может быть порядка 4% вместо 2% вследствие возможности срабатывания в них большей разности температур.

Одна из схем солнечного генератора приведена на рис. 4.29. В такой установке для большей равномерности поля температур предусмотрен специальный накопитель тепла, обеспечивающий также и работу при некоторых перерывах в подаче тепла, например для спутника Земли в теневой части орбиты. Известны некоторые данные о разрабатываемых в США плоских солнечных термогенераторах с накопителем тепла. В них при высоте термоэлемента 2,5 мм можно получить до  $25 \text{ вт/м}^2$  при удельной массе  $220 \text{ кг/квт}$ . Стоимость каждого ватта энергии в таком генераторе составляет  $20 \div 30$  долларов, а стоимость всей панели (с тепловой емкостью) 75 долларов за 1 вт.

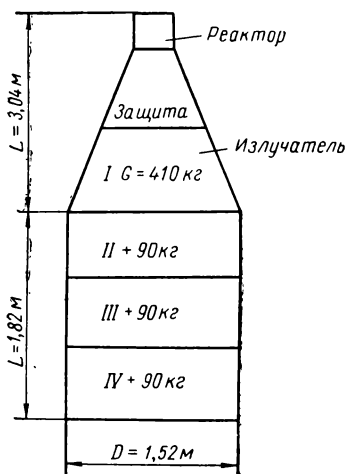


Рис. 4.26. Возможности некоторого форсирования установки SNAP-XA

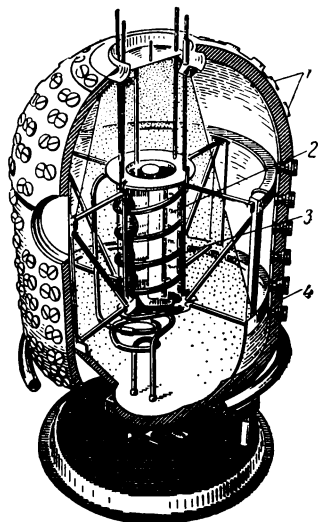


Рис. 4.27. Энергетическая установка SNAP-I:

1 — термоэлементы; 2 — радиоизотоп (церий); 3 — контур охлаждения (на земле); 4 — изоляция

Опубликованы отдельные данные по солнечному термогенератору фирмы «Вестингауз Электрик Корпорейшн». Этот генератор при мощности  $N=14 \text{ вт}$  обеспечивает к. п. д.  $\eta=3,55\%$ . В качестве термоэлементов в нем используются в  $p$ -ветви  $0,95 \text{ GeTe} + 0,05 \text{ BiTe}$ , а в  $n$ -ветви  $0,999 \text{ PbTe} - 0,001 \text{ Bi}$ . Поступают сообщения и о создании термогенераторов для иных целей. Так, пограничная морская служба США в 1964 г. собиралась устанавливать радиомаяки с генератором SNAP-VIIB, полезной мощностью  $60 \text{ вт}$ , тепловой более  $600 \text{ вт}$  и ресурсом 10 лет. Для исследований на дне океана проектируются термогенераторы мощностью 10; 20; 60 и даже  $200 \text{ вт}$  с ресурсом 5 лет и т. п.

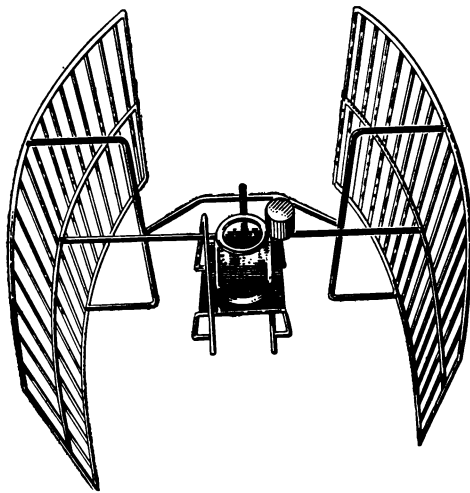


Рис. 4.28. Макет термоэлектрической установки фирмы Вестингауз

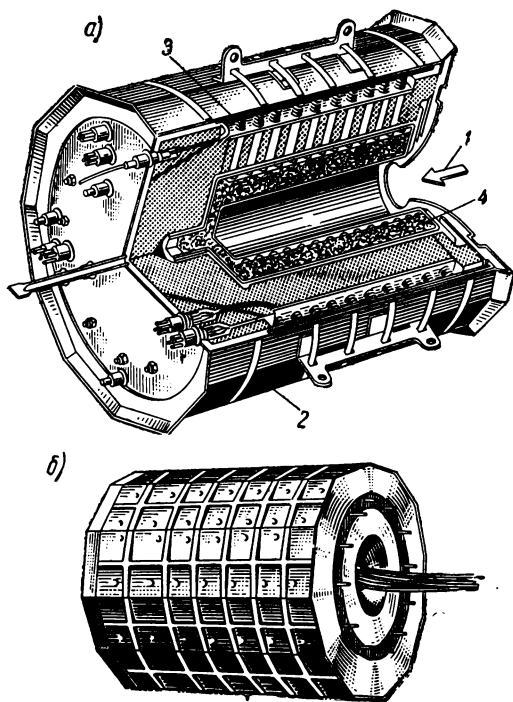


Рис. 4.29. Солнечный термогенератор:  
 а) схема; б) внешний вид; 1 — солнечный поток;  
 2 — излучающий тепло корпус; 3 — термоэлементы;  
 4 — накопитель тепла

## § 4.6. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ

В 1887 г. Герц установил при опытах с разрядниками, что если промежуток между электродами освещен дугой, то разряд осуществить легче. Этот эффект начиная с 1888 г. был детально исследован Столетовым. Было установлено, что на разряд в основном влияет освещение отрицательного полюса и, кроме того, эффект зависит от наличия ультрафиолетовых лучей. При освещении листка цинковой пластинки оказывается, что электроскоп заряжается положительно, т. е. теряет отрицательные заряды. При определенном количестве вылетающих электронов у поверхности накапливается некоторый заряд, и дальнейшее облучение уже не приводит к его увеличению. Возникает как бы порог облучения, или, как говорят, возникает насыщенное электронное облако. Это явление получило теперь название фотоэлектрического эффекта. Вылетающие электроны названы фотоэлектронами, а процесс их вылета — фотоэмиссией. Возможны следующие случаи фотоэффекта: а) внешний фотоэффект, когда выбитые электроны летят навстречу свету в свободное пространство, и б) внутренний фотоэффект, когда электроны остаются в теле.

К настоящему времени установлены следующие законы фотоэффекта:

1. Скорость фотоэлектронов зависит от длины волны падающего света.

2. Скорость фотоэлектронов не зависит от интенсивности облучения, т. е. для скорости фотоэлектронов важна энергия падающих квантов, а не их количество.

3. Число фотоэлектронов, вылетающих с единицы поверхности, пропорционально интенсивности облучения.

4. Число фотоэлектронов, вылетающих с единицы поверхности при облучении, увеличивается с уменьшением длины волны падающего света.

Первый из перечисленных законов объясняет факт наличия порога в эффекте вылета электронов. Фотоэлектроны появляются только тогда, когда частота света больше определенной величины. Эта частота определяется свойствами материала, в частности, работой выхода электронов из металла (см. подробнее гл. V) или потенциалом ионизации (см. § 2.5), т. е. энергия квантов должна быть больше, чем энергия, требуемая для отрыва электрона от атома.

В табл. 4.6 приведены значения пороговой длины волны и соответственно работы выхода электронов, а также потенциала ионизации для ряда материалов.

Особенность фотоэффекта состоит в том, что энергия светового кванта целиком отдается электрону. В этом его отличие, например, от эффекта Комптона, в котором на отрыв электрона тратится только часть энергии, а одновременно испускается но-

## Некоторые свойства металлов

Металл	$\lambda_{\text{пред}}, \text{Å}$	$\varphi, \text{эВ}$	$I, \text{эВ}$
Li	5290	2,36	5,37
K	5460	2,26	4,21
Cs	6400	1,93	3,88
Al	2910	4,25	—
Ti	3150	3,92	—
Ge	2720	4,55	—
Mo	2990	4,20	—
W	2720	4,56	—
Ni	2490	5,00	—
BaO	12 350	1,00	—
Cs на W	9090	1,36	—

вый квант. Именно поэтому скорость фотоэлектрона определяется энергией кванта (т. е. длиной волны падающего на элемент света). Соответственные данные приведены в табл. 4.7.

Таблица 4.7

## Таблица пересчета

$\lambda, \text{Å}$	$\nu, 1/\text{сек}$	$v_e, \text{см/сек}$	$\lambda, \text{Å}$	$\nu, 1/\text{сек}$	$v_e, \text{см/сек}$
0,001	$2,998 \cdot 10^{21}$	$3 \cdot 10^{10}$	100	$10^{16}$	$6,6 \cdot 10^8$
0,01	$10^{20}$	$2,87 \cdot 10^{10}$	1000	$10^{15}$	$2 \cdot 10^8$
0,1	$10^{19}$	$1,78 \cdot 10^{10}$	10 000	$10^{14}$	$6,6 \cdot 10^7$
1	$10^{18}$	$6,6 \cdot 10^9$			

Энергия падающего фотона не только должна быть больше величины запрещенной зоны (см. гл. II), но необходим некоторый избыток ее, чтобы электрон вылетел с поверхности, обладая какой-то определенной кинетической энергией. Если же электрон выбивается из глубинных слоев атома, то нужна еще дополнительная энергия. В связи с этим электрон имеет максимальную энергию в том случае, когда он выбивается с поверхности. Итак,

$$\left. \begin{aligned} W &= A + \frac{mv^2}{2}, \\ v_{\text{max}} &= \sqrt{\frac{2(W-A)}{m}}. \end{aligned} \right\} \quad (4.27)$$



Если квант света имеет энергию меньше величины  $A$ , то, естественно, никакого выхода электронов не будет. Процесс фотоэмиссии весьма быстродействующий. Показано, что время воздействия кванта света с электроном равно  $3 \cdot 10^{-9}$  сек. Глубина активного для фотоэффекта слоя металла составляет всего примерно 100 атомных диаметров, т. е.  $10^{-6}$  см.

Использовать фотоэффект можно также в двух типах преобразователей. Внешний фотоэффект — в фотоэлектронном преобразователе, по принципу работы схожем с термоэлектронным, разбираемым в гл. V. Он может быть и вакуумным, и газонаполненным, однако, как показывают исследования, этот тип преобразователя пока низкоэффективен, и мы на нем подробно останавливаться не будем. Внутренний фотоэффект используется в фотоэлектрическом преобразователе, основанном на действии ( $p-n$ )-перехода в полупроводнике (см. § 2.5), иногда называемом вентильным эффектом. Некоторые основные вопросы, относящиеся к таким генераторам электроэнергии, и будут рассмотрены в данном параграфе.

Проблеме фотоэлектричества и использования солнечной энергии уделяли и уделяют много внимания большое число ученых. Широко внедрились работы наших соотечественников А. Ф. Иоффе, В. А. Баума, В. С. Вавилова, А. П. Ландсмана и др., а также зарубежных авторов — Ф. Даниэлса, В. Саммера, М. Принса, П. Герлиха и др. Остановимся на действии ( $p-n$ )-перехода. Напомним (см. гл. II), что влиянием малых примесей других элементов можно в одном и том же исходном полупроводнике создавать как электронную ( $n$ -тип), так и дырчатую ( $p$ -тип) проводимость. Если в одном куске полупроводника часть материала  $n$ -типа, а часть —  $p$ -типа, то место перехода от одного к другому называют ( $p-n$ )-переходом (рис. 4.30).

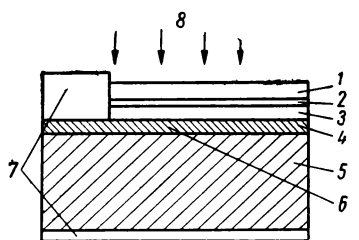


Рис. 4.30. Поперечный разрез ячейки фотоэлемента:

- 1 — стеклянный слой; 2 — интерференционный фильтр; 3 — вязущее вещество; 4 — полупроводник  $p$ -типа; 5 — полупроводник  $n$ -типа; 6 — ( $p-n$ )-переход; 7 — коммутация; 8 — падающий световой поток

В изолированном от внешних воздействий (света и тепла) образце в этой переходной зоне возникает взаимная диффузия избыточных носителей тока. Основные носители тока — электроны и дырки, переходя из области  $n$  в область  $p$  и соответственно из  $p$  в  $n$ , заряжают области  $p$  знаком «минус» и  $n$  — знаком «плюс», тем самым на ( $p-n$ )-пере-

ходе создается разность потенциалов. Эта разность потенциалов ограничивает диффузию, и наступает равновесие (так называемое темновое состояние). При этом все время происходит процесс преодоления частью электронов и дырок

возникшего потенциального барьера, и в каждой из областей появляются неосновные носители тока. Полученная картина представлена на рис. 4.31. Токи электронов и дырок в обоих направлениях при этом равны. Если к области  $p$  применен положительный потенциал, то барьер снижается. Это значит, что

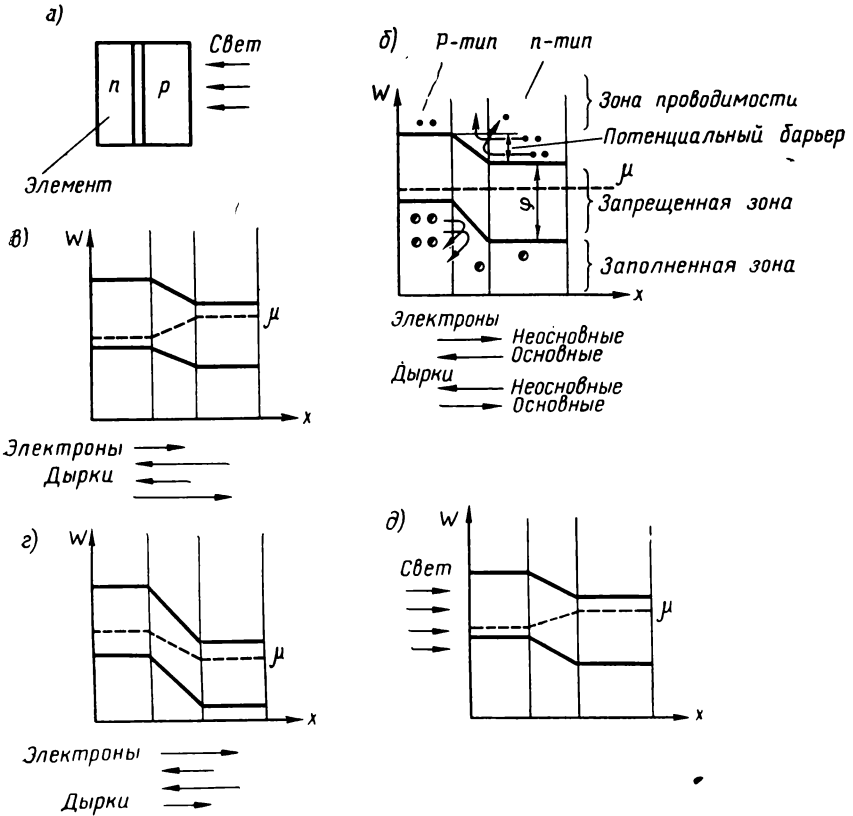


Рис. 4.31. Основные процессы в  $(p-n)$ -переходе:

а) в фотоэлементе; б) в темноте; в) при прямом смещении; г) при обратном смещении; д) при освещении

внесена разница в уровнях Ферми (рис. 4.31, в). При этом ток основных носителей возрастает, а обратный ток неосновных носителей остается старым. Этот случай называют прямым смещением. Если же к области  $p$  прикладывают отрицательный потенциал, то такой случай называют обратным смещением (рис. 4.31, г). Таким образом, очевидно, что ток через  $(p-n)$ -переход зависит от приложенной разницы потенциалов. Соотношение токов разных знаков может достигать весьма больших ве-

личин (порядка  $10^6$ ). Этот факт обусловил широкое применение в технике ( $p-n$ )-перехода как выпрямителя тока. Если же облучать поверхность полупроводника светом, то под действием световых квантов, выбивающих электроны, возникают дополнительные пары электрон—дырка. Из-за наличия потенциального барьера разделяться будут главным образом диффундирующие к ( $p-n$ )-переходу неосновные избыточные носители тока. В связи с этим в  $n$ -области начнут накапливаться избыточные электроны, а в  $p$ -области — избыточные дырки. Это компенсирует объемный заряд у ( $p-n$ )-перехода, т. е. заряжает освещенный слой (на рис. 4.31,  $\delta$  левый  $p$ -тип со знаком «плюс», а правый — со знаком «минус»). Таким образом возникает фотоэдс, или напряжение в режиме холостого хода.

Так как ток, создаваемый электронами в процессе диффузии, зависит от градиента их концентрации в направлении, перпендикулярном ( $p-n$ )-переходу, то он должен уравниваться потоком электронов, создаваемым электрическим полем. В связи с этим можно записать, что

$$I = eD \frac{dn}{dx} = en \frac{dv}{dx} \mu, \quad (4.28)$$

где  $e$  — заряд электронов;

$\mu$  — подвижность электронов;

$D$  — коэффициент диффузии.

Воспользовавшись связью между  $D$  и  $\mu$ , установленной Эйнштейном ( $\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}$ ), можно получить

$$\frac{dn}{n} = \frac{e}{kT} \cdot \frac{dv}{dx} dx.$$

Интегрируя это выражение в пределах ( $p-n$ )-перехода для обоих типов носителей тока, можно получить выражение для связи токов с фотоэдс:

$$\ln \frac{I_n^-}{I_p^-} = \frac{eE}{kT}. \quad (4.29)$$

Затем с помощью баланса токов, вносимых всеми носителями, в условиях равновесия можно определить

$$I_{св} = I_n^+ + I_n^- - I_p^+ - I_p^-, \quad (4.30)$$

где показатели «+» и «-» означают электрон или дырку, а  $p$  и  $n$  — направление передвижения из области  $p$  — в  $n$  и из  $n$  — в  $p$  ( $I_n^-$  и  $I_p^+$  — токи основных носителей, а  $I_n^+$  и  $I_p^-$  — токи неосновных носителей). Учитывая, что токи неосновных носителей при освещении

щении не меняются, т. е.  $I_n^+ = I_{\text{тем}}^+$  и  $I_p^- = I_{\text{тем}}^-$ , можно получить выражения

$$\left. \begin{aligned} I_n^- &= I_{\text{тем}}^- e^{\frac{eE}{kT}}, \\ I_p^+ &= I_{\text{тем}}^+ e^{\frac{eE}{kT}}, \end{aligned} \right\} \quad (4.31)$$

а затем, преобразуя их, найти связь э. д. с. и токов в виде

$$I_{\text{св}} - (I_{\text{тем}}^- - I_{\text{тем}}^+) \left( e^{\frac{eE}{kT}} - 1 \right) = 0. \quad (4.32)$$

При работе фотоэлектрического генератора в замкнутой цепи выражение (4.32) примет иной вид, ибо напряжение  $U$  меньше  $E$ :

$$I_{\text{св}} - (I_{\text{тем}}^- - I_{\text{тем}}^+) \left( e^{\frac{eE}{kT}} - 1 \right) = I_n$$

или, напряжение на нагрузке

$$U = \frac{kT}{e} \ln \left[ \frac{I_{\text{св}} - I_n}{I_{\text{тем}}^- - I_{\text{тем}}^+} + 1 \right]. \quad (4.33)$$

В связи с этим вольт-амперная характеристика фотоэлектрического генератора имеет очень специфичный вид (рис. 4.32), значительно отличающийся от вольт-амперной характеристики термоэлектрического генератора. Оптимальное по мощности напряжение в таких генераторах уже больше, чем  $\frac{E}{2}$ .

Отметим, что из ряда полупроводников, пригодных для использования в качестве фотогенераторов, — селеновых, германиевых, кремниевых и других — получили наибольшее распространение кремниевые вследствие хорошей спектральной чувствительности к солнечному свету, а также наибольшей удельной выходной мощности, определяемой главным образом оптимальной шириной запрещенной зоны (рис. 4.33).

К. п. д. фотоэлементов, под которым понимают отношение полезной мощности к мощности падающего света, определяется рядом факторов. Теоретически он может достигать весьма высоких значений. Так, для фотоэлементов, облучаемых

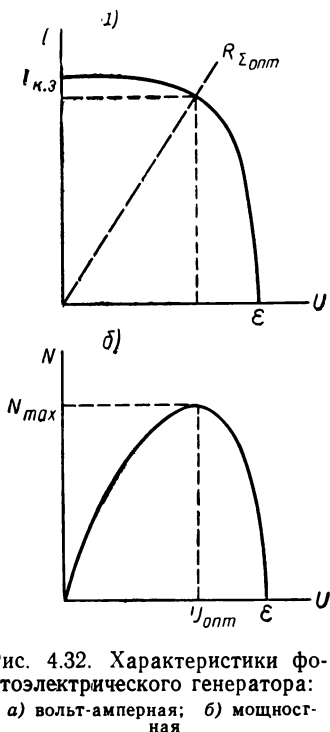


Рис. 4.32. Характеристики фотоэлектрического генератора: а) вольт-амперная; б) мощностная

солнечным светом, в литературе приводятся значения к. п. д. до 22—25% и даже до 45%. Основные факторы, влияющие на к. п. д., следующие:

1. Спектр частот падающего света. В частности, к. п. д. фотоэлемента, работающего на солнечной энергии, зависит от того, где он находится — на Земле или в космосе, ибо земная атмосфера поглощает часть солнечного спектра.

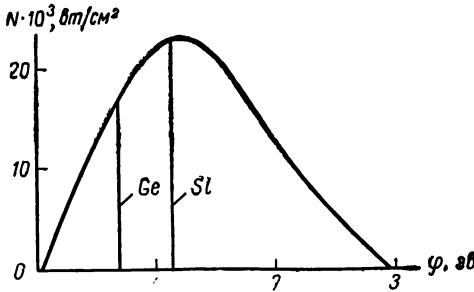


Рис. 4.33. Изменение удельной мощности в зависимости от ширины запрещенной зоны

2. Оптические свойства поверхности. Так, по некоторым данным, для кремния, например, отражаемая энергия составляет 20% от падающей, а неактивно поглощаемая — только 10—20%.

3. Рекомбинационные потери на поверхности, в толще материалов и в

( $p-n$ )-переходе. Эти потери составляют до 25%.

4. Свойства самих полупроводников  $p$ - и  $n$ -типа, т. е. затраты энергии электронов на диффузию в материале.

В космосе, кроме того, влияет еще и то обстоятельство, что полупроводники облучаются потоком протонов большой энергии.

Его воздействие приводит к изменению состава и свойств полупроводника. Так, например, в одной из американских работ приводились сведения о том, что к. п. д. кремниевых элементов в космосе вследствие этого снижается на 17%. В связи с этим если раньше использовались кремниевые элементы ( $p-n$ )-типа, то сейчас применяют более стойкий к радиации ( $n-p$ )-тип. Кроме того, вводят специальные защитные покрытия. Другим отрицательным моментом является существенное ухудшение фотоэлектрических свойств с увеличением температуры материала. На рис. 4.34 показано падение напряжения, тока и мощности кремниевое фотоэлемента с увеличением его температуры. Можно видеть, что даже не очень большое, всего на  $80^\circ$ , нагревание фотоэлемента приводит к трехкратному падению его мощности.

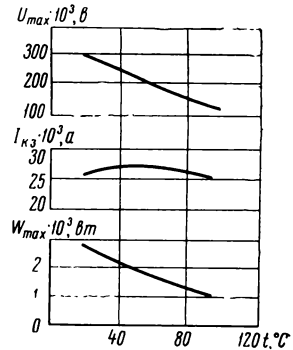


Рис. 4.34. Изменение параметров кремниевое фотоэлемента в зависимости от температуры

Первые фотоэлементы, которые исследовались много лет назад, имели к. п. д. существенно меньше 1%. Сейчас к. п. д. фотоэлементов составляет 7 ÷ 12% и выше. Известны сообщения о получении к. п. д. даже 15%.

Рассмотрим характерные данные отечественных кремниевых фотогенераторов, которые сейчас выпускаются в серийных мас-

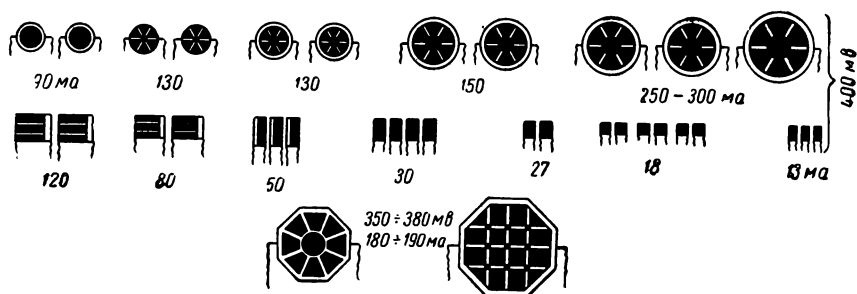


Рис. 4.35. Вид ряда термоэлементов

штабах. Каждый слой фотоэлемента при облучении солнечными лучами в земных условиях в этих элементах обеспечивает напряжение  $U=0,4$  в. Характерные плотности тока при этом  $j=18 \cdot 10^{-3}$  а/см<sup>2</sup>, а следовательно, удельная мощность составляет  $W=7,2 \cdot 10^{-3}$  вт/см<sup>2</sup>. В табл. 4.8 приводятся данные стандартных полупроводниковых фотоэлементов, а на рис. 4.35 показан ряд различных по форме серийных элементов.

Таблица 4.8

Данные фотоэлементов

Тип элемента	Размер, мм	$\eta$ , %	$I \cdot 10^3$ , а/см <sup>2</sup>	$W \cdot 10^3$ , вт/см <sup>2</sup>
ФКД-2	10 × 10	8	18	7,2
ФКД-3	10 × 15	8	27	10,8
ФКД-4	10 × 20	8	36	14,4
ФКД-5	10 × 30	8	50	20

Практически такие же данные имеют элементы американской фирмы «Вестингауз Электрик Корпорейшн». Приведенные данные фотоэлементов соответствуют плотности обычного солнечного потока у Земли. Очевидно, что, вводя систему отражающих зеркал (см. гл. I), можно существенно увеличить плотность

лучистого потока, падающего на фотоэлементы. Некоторые обстоятельства, из которых немаловажным является и просто нагрев фотоэлементов, о чем уже выше шла речь, приводят к снижению к. п. д. фотоэлементов. Поэтому в зависимости съема тепла реальное увеличение полезной мощности может быть от 2- до 100-кратного. Однако возрастание полезной удельной мощности не пропорционально росту плотности потока. Так, например, в одной из конкретных конструкций оно не превышало 20—30-кратного при весьма большой плотности потока (повышенной в 100—150 раз).

При коммутировании большого числа фотоэлементов в батарею с достаточным напряжением на клеммах приходится последовательно соединять тысячи элементов, при этом, естественно, возникают потери на джоулево тепло в коммутации, оцениваемые к. п. д.  $\eta_{\text{ком}}$ . В отличие от предыдущих типов генераторов здесь это единственный вид дополнительных потерь (если фотоэлемент находится при нормальных температурах) и к. п. д.  $\eta_{\text{ком}}$  составляет обычно  $0,7 \div 0,75$ . В связи с этим батарея из серийных фотоэлементов полной площадью  $F=1 \text{ м}^2$  (при полезной площади  $F_{\text{эф}}=0,7 \text{ м}^2$ ), помещенная в солнечный поток с плотностью энергии  $q_{\text{л}}=1000 \text{ вт/м}^2$ , позволяет легко получить мощность 40 вт (с учетом всех потерь). Масса такой батареи составляет 10 кг; батарея показана на рис. 4.36. Фотоэлектрические батареи широко используются

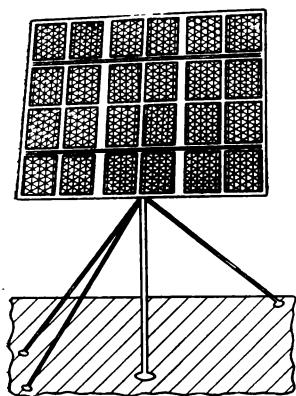


Рис. 4.36. Переносная фотобатарея

в космической энергетике, хотя стоимость их весьма высока и близка к стоимости радиоизотопических генераторов. Сейчас она оценивается в 1000 долларов на ватт.

На наших отечественных искусственных спутниках успешно используются фотоэлектрические батареи, которые наработали по 1÷1,5 года. Ряд маломощных фотогенераторов применяется в СССР и за рубежом для питания электроэнергией радиоприемников, полевых телефонов и радиостанций, часов и др.

В табл. 4.9 приведены основные данные некоторых фотоэлектрических генераторов, уже запущенных или под-

готовляемых для спутников связи.

Известно, что в США, как и в СССР, большое число спутников с фотоэлектрическими генераторами успешно выполнили свои задачи. Так, батарея спутника «Авангард I» массой 0,23 кг, отработала 20 тыс. ч. Аппарат «Пионер V», имея фотоэлектри-

Фотоэлектрические генераторы спутников

Название	Высота орбиты, км	Масса спутника, кг	Тип элемента	Покрытие	Максимальная выходная мощность фотогенератора, <i>вт</i>
Telstar	500—1100	77	<i>n</i> и <i>p</i> Si	сапфир	15
Reley	1850—3000	61	<i>n</i> и <i>p</i> Si	кварц	25
Syncom	36 000 (24-часовая)	25	—	—	20
Alvent	36 000	570	<i>n</i> и <i>p</i> Si	—	650

ческий генератор мощностью 30 *вт*, вел передачи с расстояния 36 млн. км. Батарея на космическом аппарате «Maginer II» массой 34 кг, площадью 2,76 м<sup>2</sup> обеспечивает получение 150 *вт* электроэнергии.

В проекте полета человека «Mercury» рассматривается батарея мощностью 300 *вт* и массой 77 кг, а для проекта «Gemini» проектируется батарея мощностью 500 *вт*. Солнечная батарея мощностью  $N=400$  *вт* создается в США и для Орбитальной астрономической обсерватории (ОАО). Она будет состоять из 85 тыс. элементов, занимающих две стороны панели площадью 21 м<sup>2</sup>. При удельной мощности 97 *вт/м*<sup>2</sup> максимальная мощность такой батареи составляет до 1 *квт*. Масса ее 129 кг, а стоимость 1,3 млн. долларов.

Использование фотоэлектрических батарей мощностью 0,5—1,0 *квт* на спутниках Земли с низкой орбитой считают нецелесообразным ввиду необходимости (из-за большой их площади) постоянной коррекции орбиты. Вместе с тем имеются сообщения о разработке для космических станций с высокой орбитой солнечной батареи на 4 *квт* и даже на 25 *квт*. Так, первая должна иметь удельную массу  $\gamma = 126$  кг/*квт* (в перспективе  $\gamma = 79$  кг/*квт*), обеспечивая напряжение 27 ÷ 35 *в*.

Приведенные данные показывают, что сейчас мощность космических фотогенераторов того же порядка, что и мощность радиоизотопных. Однако увеличение мощности фотогенераторов может достигаться значительно легче, хотя для низкоорбитных спутников Земли оно влечет за собой необходимость введения системы коррекции орбиты вследствие влияния аэродинамического сопротивления.

Для облегчения веса создаются тонкопленочные фотоэлектрические генераторы (путем напыления в вакууме кремния, арсенида галлия, сульфида кремния и других веществ на фоль-



гу). При слое веществ  $0,025 \div 0,05$  мм получают элементы площадью  $50 \div 100$  см<sup>2</sup>. Однако к. п. д. таких элементов в несколько раз меньше, чем у кристаллического кремния, и составляет 2—3%, а поэтому потребные размеры в площади, перпендикулярной солнечным лучам, еще больше.

Использование фотогенераторов в космических условиях предусматривается и в иных целях. Так, для исследования Луны в США фирмой «Спейс-Дженерал» создана интересная самоходная фотоэлектрическая установка шагающего типа (рис. 4.37).

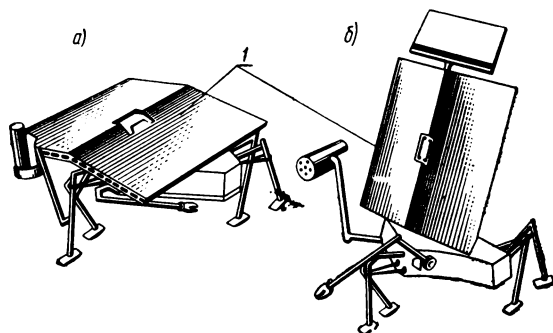


Рис. 4.37. Самоходная лунная фотоэлектрическая установка:  
а) в собранном положении; б) в рабочем положении;  
1 — фотогенератор

Габариты этой установки в сложенном состоянии  $1 \times 1 \times 0,3$  м. Масса ее составляет 45—60 кг. Скорость передвижения 3—5 км/ч. Мощность генератора 100 вт. Управление движением установки должно осуществляться с Земли. В случае возникновения неожиданного препятствия или нарушения связи установка по специальной программе должна отступить назад на 3 м и остановиться. Предполагается, что она будет работать по 8 ч в сутки, в то время пока будет находиться в пределах прямой видимости с земной станцией управления. Остальное время лунного дня будет использоваться для зарядки аккумуляторной батареи с помощью солнечных фотоэлементов, которые все время будут автоматически поворачиваться к Солнцу.

К числу очень крупных энергетических установок фотоэлектрического типа относится проект электростанции мощностью в несколько тысяч киловатт, разработанный советскими учеными и намечаемый к созданию в Армении.

## ЛИТЕРАТУРА

- Иоффе А. Ф. Полупроводниковые термоэлементы. Изд-во АН СССР, 1955.
- Иоффе А. Ф. Физика полупроводников. Изд-во АН СССР, 1957.
- Глиберман А. Я. и Зайцева А. К. Кремниевые солнечные батареи. М.—Л., Госэнергоиздат, 1961.
- Исследования в области использования солнечной энергии. Сб. статей, ИЛ, 1957.
- Прямое преобразование тепловой энергии в электрическую. Сб. статей. М., Госатомиздат, 1961.
- Теплоэнергетика. Сборник № 3, АН СССР, 1961.
- Бурштейн А. И. Физические основы расчета полупроводниковых термоэлектрических устройств. Физматгиз, 1962.
- Соминский М. С. Полупроводники. Физматгиз, 1961.
- Алексеев Г. А. Непосредственное превращение различных видов энергии в электрическую и механическую. М.—Л., Госэнергоиздат, 1963.
- Р. Смит. Полупроводники М., ИЛ, 1962.
- Space Power Systems. Сборник статей, т. IV и т. XI, 1961.
- Савченко В. И. Фотозффект и его техническое применение. Гостехиздат, 1956.
- Ионные, плазменные и дуговые двигатели. Сборник статей. Госатомиздат, 1961.
- Полупроводники. Под ред. Хеннея. ИЛ, 1962.
- Wilson, Hamilton, Anderson. Статьи в журнале «Astronautics and Aerospace Engineering», vol 1, № 4, V, 1963.
-

## ГЛАВА V

### УСТАНОВКИ С ТЕРМОЭЛЕКТРОННЫМИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ ТЕПЛОЙ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ

Установки с термоэлектронным преобразователем, как уже отмечалось во введении и гл. I, представляют собой один из наиболее перспективных способов непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую. Явление эмиссии частиц с нагретого катода было открыто в 1884 г. Эдиссоном в процессе работы с угольной электрической лампой накаливания. В 1897 г. Томсон показал, что с катода эмитируются электроны. Вскоре Ричардсон на основе термодинамической теории эмиссии предложил формулу для определения плотности тока насыщения, явившуюся как бы фундаментом для большого числа исследований в ряде областей техники, использующих эффект термоэлектронной эмиссии. Термоэлектронная эмиссия играла и играет большую роль в радиотехнике. Возможность ее использования в устройствах для получения электрической энергии была показана в 1914 г. и несколько позднее рядом ученых (Ленгмюр и др.). Однако специальные исследования в этом направлении стали проводиться лишь в последние 10—12 лет. Работы советских ученых Л. Н. Добрецова, А. И. Ансельма, Н. Д. Моргулиса, Б. Я. Мойжеса, Г. Е. Пикуса, И. П. Стаханова и других, американцев Г. Хатсопулоса, Ж. Кея, В. Ноттингема и других послужили теоретической и экспериментальной основой нового направления в энергетике.

#### § 5.1. ПРОЦЕСС ТЕРМОЭМИССИИ

Рассмотрим электрическую схему, изображенную на рис. 5.1. В двухэлектродной лампе цепь накала дает возможность, изменяя в ней ток, менять температуру катода и тем самым получать и регулировать эмиссию электронов из поверхности катода.

Внешняя батарея позволяет создавать разность потенциалов между электродами и тем самым регулировать ток в цепи, т. е. изменять долю электронов из числа эмитированных катодом в прикатодную область, переходящих из нее через межэлектродный зазор к аноду. Можно провести физическую и энергетическую аналогию процесса эмиссии с процессом испарения жидкости. Затрачиваемую в процессе испарения жидкости энергию называют скрытой теплотой парообразования. В процессе термоэмиссии подобная энергия идет на совершение работы выхода электронов из материала катода. Очевидно, что, как и при испарении жидкости, в этом случае можно говорить о некотором давлении электронного газа (по аналогии с давлением насыщенного пара). На аноде термоэлемента осуществляется процесс, аналогичный конденсации пара. На нем осуществляется как бы конденсация (рекомбинация) электронов с выделением тепла, соответствующего работе выхода анода и кинетической энергии электрона.

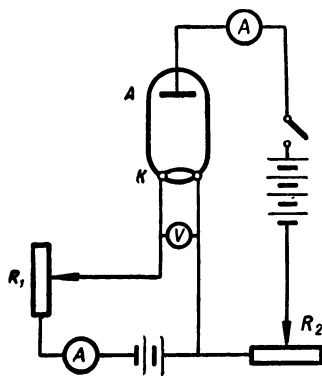


Рис. 5.1 Схема двухэлектродного устройства

Вернемся к рассмотрению схемы, представленной на рис. 5.1. Пусть катод нагрет. Замкнем ключ анодной цепи — свечение катода резко упадет. Это показывает, что при замкнутой цепи возникают некоторые дополнительные потери энергии с катода. Эти потери энергии, снижающие температуру катода, представляют собой сумму работ выхода из катода достигших анода электронов и переноса тепла за счет их кинетической энергии. Число электронов определяет ток в анодной цепи.

В гл. II были приведены основные соотношения, определяющие энергетическое распределение электронов в металле. Было показано, что при температуре материала, близкой к абсолютному нулю ( $T=0^\circ\text{K}$ ), максимальная энергия электронов характеризуется вполне определенной величиной — уровнем Ферми  $\mu$ . С ростом температуры энергетическое распределение изменяется. Так, уже при температуре окружающей среды много электронов имеют энергию больше энергии уровня Ферми  $\mu$ , т. е. они, казалось бы, могут вылетать за пределы металла. Так как атомная решетка не распадается, то, следовательно, от вылета электронов далеко за пределы металла их удерживают определенные силы. Действие этих сил и определяет упомянутую работу выхода. Каждый отдельный свободный электрон, блуждающий внутри металла, находится в сфере действия сил поло-

жительных зарядов атомов. Если такой электрон в процессе перемещения в обычных условиях переходит границу металла, то в силу притяжения его оставшимся в металле атомом с «некомпенсированным» положительным зарядом он не может удалиться от поверхности металла и возвращается к ней. Лишь когда кинетическая энергия электрона больше, чем электростатическая, создаваемая притяжением зарядов, электрон может совсем оторваться от поверхности металла. Ввиду этого у поверхности всегда существует «облако» или «пленка» электронного газа, а тем самым на границе металла образуется двойной слой зарядов («плюс» в металле и «минус» в вакууме, если принять, что металл граничит с вакуумом), и соответственно ему устанавливается скачок потенциала. Оказывается, что толщина этого слоя  $s$  невелика ( $\sim 10^{-8}$  см), однако величина скачка потенциала исчисляется единицами вольт, а следовательно, напряженность поля — величинами порядка  $10^8$  в/см. Оценив кинетическую энергию, нужную для прохождения электроном скачка, можно получить скорость электрона порядка  $10^6$  м/сек, тогда как при комнатной температуре средняя скорость электронов в металле порядка  $10^5$  м/сек. Это является первой причиной удерживания электронов в металле. Однако электрон, выйдя за пределы двойного слоя, еще не избавляется от действия оставленного им металла, в котором возникает положительный заряд. Взаимодействие его с зарядом электрона осуществляется на расстоянии, большем, чем толщина двойного слоя  $s$  (см. правую часть на рис. 5.2), теоретически на бесконечно боль-

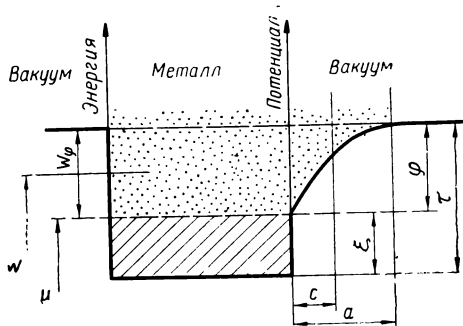


Рис. 5.2. К процессу эмиссии электронов из металла

шом расстоянии. Так как уменьшение сил притяжения идет очень резко, то уже при некотором расстоянии, хотя и большем, чем толщина двойного слоя, ими можно практически пренебречь. Общий ход изменения потенциала электрона обычно упрощенно изображают в виде, представленном левой частью рис. 5.2. Работу, которую должен совершить электрон для ухода от поверхности металла, и называют работой выхода, определяя ее в электрон-

вольтах. Оценим теперь расстояние, на которое должен электрон отойти от поверхности, чтобы преодолеть взаимодействие с зарядом, оставшимся на поверхности. Так, приняв, что необходи-

мая для ухода электрона энергия  $W = \int_0^{\infty} f dx$  ввиду потенциально-го характера поля равна  $W = e(\mu + \varphi)$ , и воспользовавшись элементарным соотношением

$$W = \int_0^{\infty} \frac{e^2}{4x^2} dx = \frac{e^2}{4a},$$

определим в качестве примера расстояние  $a$ , на котором электрон затратит 99,99% своей энергии  $W$ . Так, например, для вольфрама при  $\mu = 8,95$  эв (см. гл. II, стр. 101) и  $\varphi = 4,56$  эв.

$$a = \frac{e^2}{4W} = \frac{9 \cdot 10^{18} (1,6 \cdot 10^{-19})^2}{4 \cdot 10^{-4} \cdot 13,5 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ см.}$$

Таким образом, это расстояние, хотя и на три порядка больше толщины двойного слоя, т. е. по существу больше расстояния между атомами, оно все же весьма невелико, по сравнению с геометрическим размером реализуемых на практике межэлектродных зазоров. В связи с этим нельзя забывать, что изображаемый на рис. 5.2 характер распределения потенциала у электродов по перпендикуляру к поверхности (см. размеры  $a$  и  $c$ ) обычно не соответствует действительным масштабам.

Обозначим  $W_{\tau}$  энергию, которую должен иметь электрон, чтобы уйти из металла. Тогда работа выхода — это разность энергий

$$W_{\varphi} = W_{\tau} - W_{\xi},$$

или, учитывая, что  $W_{\varphi} = e\varphi$  и т. п., в других обозначениях

$$\varphi = \tau - \xi.$$

Потенциальную диаграмму электронов, изображаемую правой частью рис. 5.2, при отсчете потенциала от какого-то определенного уровня, например от начала валентной зоны, называют потенциальным ящиком, сравнивая электрон с шариком в сосуде, по форме напоминающим кривую изменения энергии. Отметим, что от направления положительной оси энергии вверх или вниз (т. е. от того, что понимается под положительной энергией) зависит вид диаграммы. В литературе встречаются оба вида энергетических диаграмм. Это связано с тем, что в радиотехнических устройствах электроны обычно движутся между электродами по направлению действия, приложенного извне электрического поля, разгоняясь в нем. В генераторах энергии движение электронов должно осуществляться против внешнего (в цепи) электрического поля. При этом после прохождения межэлектродного зазора (где в принципе возможно поле, не совпадающее со внешним), попав на анод, электроны должны получить запас энергии для совершения ими работы во внешней цепи (на на-

грузке). В аналогии с шариками — как бы для вкатывания на горку высотой  $U$ .

В общем случае выход электронов из металла зависит от ряда факторов. Основные из них: 1) тип материала; 2) его температура; 3) наличие приложенного извне электрического поля (над поверхностью металла) и величина его.

О влиянии типа материала речь будет идти ниже. Говоря о влиянии температуры, следует исходить из того, что электроны вылетают в пространство вне металла, когда их энергия больше  $W_{\tau}$ . Поэтому очевидно, что с ростом температуры выход электронов

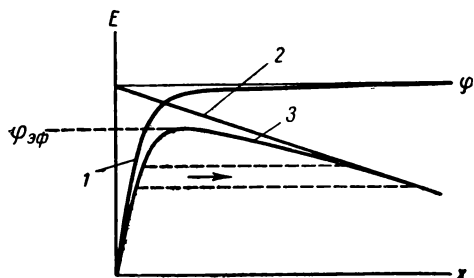


Рис. 5.3. Влияние внешнего электрического поля на работу выхода электронов:

1 — распределение потенциального поля при отсутствии внешнего поля; 2 — распределение внешнего поля; 3 — результирующая кривая распределения

должен резко расти. Если над поверхностью металла существует наложенное извне электрическое поле, то оно может влиять на эффективность выхода электронов. Однако его величина должна быть достаточно большой — порядка  $10^3$ — $10^6$  в/см и выше. Поскольку электроны вылетают под разными углами к поверхности металла, то для преодоления приложенного извне поля нормальная (по скорости) к поверхности часть ее долж-

жна быть больше определенного значения. При поле, содействующем вылету электронов, изменение величины работы выхода в зависимости от внешнего поля показано на рис. 5.3. В этом случае внешнее поле, способствуя движению электронов, тем самым как бы снижает эффективное значение работы выхода  $\varphi_{эф}$ . Это так называемый эффект Шоттки. Кроме того, при этом создается горбообразный характер кривой  $E=f(x)$ , который приводит к возможности вылета электронов с энергией меньше  $\varphi_{эф}$  через барьер без затраты полной работы в силу их волновых свойств (как показывает квантовая механика). Этот вылет называют туннельным эффектом, а получаемую за счет внешнего поля эмиссию — холодной (автоэлектронной) эмиссией. Отметим, что при очень больших полях  $E > 10^6$  в/см ток эмиссии уже практически не зависит от температуры электродов.

Рассмотрим общие положения, позволяющие вывести уравнения для определения величины термоэмиссионного тока. Используя (2.53), после некоторых преобразований можно получить выражение для количества электронов с энергией в интервале от  $W$  до  $W+dW$ , проходящих в секунду через единицу пло-

щади, параллельной поверхности металла, в непосредственной близости от него, в виде

$$N(W) dW = 4\pi \frac{G}{h^3} mkT \ln \left[ 1 + e^{-\frac{W - W_\xi}{kT}} \right] dW.$$

На рис. 5.4 изображена функциональная зависимость, характеризующая распределение электронов по энергиям.

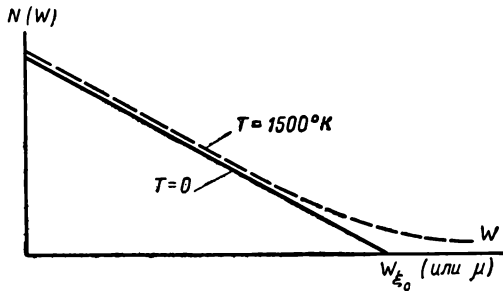


Рис. 5.4. Распределение электронов по энергиям

Для больших энергий, т. е. тех, с которыми встречаемся при эмиссии,

$$\frac{W - W_\xi}{kT} \gg 1.$$

Тогда можно  $\ln$  разложить в ряд и, ограничиваясь первым членом, получить приближенную формулу:

$$N(W) dW \approx 4 \frac{\pi G}{h^3} mkT e^{-\frac{W - W_\xi}{kT}} dW. \quad (5.1)$$

Эта формула описывает распределение энергий вылетающих электронов. Отметим, что если средняя энергия электронов, занимающих некоторый объем, равна  $\frac{3}{2} kT$  (по  $\frac{kT}{2}$  на каждую степень свободы), то средняя энергия электронов, попадающих на площадку, перпендикулярную к направлению потока ( $x$ ), т. е. средняя энергия в потоке, равна  $2 kT$ . При этом для направлений  $y$  и  $z$  величина энергии остается равной по  $\frac{kT}{2}$ , а для  $x$  —  $kT$ .

Чтобы получить полное число появившихся из поверхности металла электронов, выражение (5.1) надо проинтегрировать в пределах энергии  $\infty > W \geq W_\tau$ . Кроме того, следует ввести поправочный множитель, так называемый коэффициент прозрачности  $D$ , который учитывает на основе представлений волновой



механики эффективность прохождения электронных волн через границу металл — среда. Тогда полное число вылетевших электронов определится выражением

$$N = 4\pi \frac{G}{h^3} m kT \int_{W_\tau}^{\infty} D(W) e^{-\frac{W - W_\xi}{kT}} dW.$$

Вводя среднеинтегральный (по скоростям) коэффициент прозрачности и учитывая величину заряда электрона  $e$ , можно получить эмиссионный ток с единицы поверхности катода в виде

$$j = \frac{J}{S} = \frac{4\pi G m e k^2}{h^3} \bar{D} T^2 e^{-\frac{W_\tau - W_\xi}{kT}}. \quad (5.2)$$

Выражая энергию через заряд электрона и потенциал  $e\tau = W_\tau$ ,  $e\varphi = W_\xi$  и вводя константу

$$A = G \frac{4\pi e m k^2}{h^3} \bar{D},$$

из выражения (5.2) получаем

$$j = A T^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}}, \quad (5.3)$$

— известное уравнение Ричардсона. Величина  $\frac{4\pi e m k^2}{h^3}$ , соответствующая константе  $A$  в уравнении (5.3), равна  $120 \text{ а/см}^2 \cdot \text{град}$ . Это значение несколько лет назад принимали для всех материалов. По экспериментальным данным, величина константы  $A$  весьма существенно зависит от типа материала. Так, например, для золота  $A = 40$ , для цезия  $A = 162$ , для молибдена и платины  $A = 60$  и т. д., а для других веществ ее значения изменяются даже на порядок величин. К сожалению, до сих пор нет теории, позволяющей объяснить такой разброс и дающей основания для расчета коэффициента  $\bar{D}$ . Значения работ выхода для ряда материалов приводились выше в табл. 4.5.

Итак, уравнение (5.3) можно записать в виде

$$j = \bar{D} G 120 T^2 e^{-\frac{11600}{T}}. \quad (5.3')$$

Уравнение (5.3') определяет плотность тока, эмиттируемого с поверхности металла, при беспрепятственном прохождении всеми электронами, которые уже вылетели, межэлектродного зазора, т. е. при устранении его сопротивления. Тогда в нем возникает ток, называемый током насыщения. Этот случай соответствует эмиссии в абсолютном вакууме с компенсацией уходящих зарядов. Очевидно, что определяемая таким образом величина тока насыщения является предельно возможной плотностью тока, которую можно снять с данного металла в заданных усло-

виях, т. е. при заданной температуре металла и отсутствии приложенного внешнего поля. Для иллюстрации количественных данных, определяемых уравнением Ричардсона, на рис. 5.5 приведены возможные величины тока насыщения в зависимости от работы выхода  $\phi$  и температуры катода  $T_k$  при коэффициенте  $A = 120 \text{ а/см}^2 \cdot \text{град}$ . Можно видеть резкое влияние обоих параметров: как работы выхода  $\phi$ , так и температуры катода  $T_k$ . Одновременно легко установить, что при не очень высоких, т. е. сравнительно реальных температурах (не более  $1800\text{—}2000^\circ \text{C}$ ), для получения больших плотностей тока, хотя бы не менее  $1000 \text{ а/м}^2$ , требуется иметь работу выхода не более  $3\text{—}3,5 \text{ эв}$ . Ниже будет показано, что в действительности вследствие значительных ограничений в плотности тока рядом причин требования к величине  $\phi_{\text{max}}$  еще более жесткие.

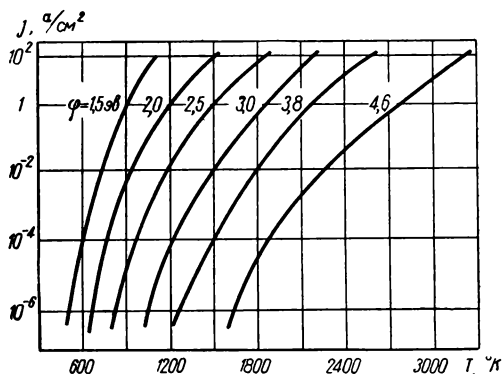


Рис. 5.5. Зависимость эмиссионного тока насыщения от температуры и работы выхода эмиттера

## § 5.2. ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ЗАРЯД В ВАКУУМЕ И ЕГО НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ

Если внешняя цепь в лампе (см. рис. 5.1) замкнута и катод нагрет, то уже через очень малое время электроны, вылетевшие в межэлектродное пространство, создадут в нем заряженное облако, препятствующее дальнейшему вылету электронов. Плотность тока, проходящего через зазор, когда в нем уже возник пространственный заряд, значительно меньше плотности насыщенного тока, ибо электроны должны преодолеть дополнительный потенциальный барьер, созданный зарядом облака. Эта новая плотность тока связана с током насыщения и величиной энергетического барьера  $U_{\text{max}}$ , образованного пространственным зарядом (рис. 5.6):

$$j = j_{\text{нас}} e^{-\frac{eU_{\text{max}}}{kT}}. \quad (5.4)$$

Это соотношение получается из (5.3) при условии, что электроны на самом деле преодолевают энергетический барьер  $\phi + U_{\text{max}}$ ,

а не только  $\phi$ . Прикладывая внешний потенциал  $U_a$ , можно, как уже указывалось выше, изменить распределение поля в межэлектродном зазоре и увеличить вплоть  $j$  до тока насыщения (см. пунктир на рис. 5.6). Величина барьера  $U_{max}$ , образованного пространственным зарядом, зависит от ряда условий. В первую очередь, — от ширины самого межэлектродного зазора. Большой зазор — это большее количество электронов в нем, больший заряд и, следовательно, меньшая плотность тока термоэмиссии. Анализируя систему из двух плоских электродов в вакууме, Ленгмюр получил уравнение, связывающее плотность тока с внешним полем  $U$  и межэлектродным зазором  $d$ , так называемое, уравнение «трех вторых», широко используемое в радиотехнике

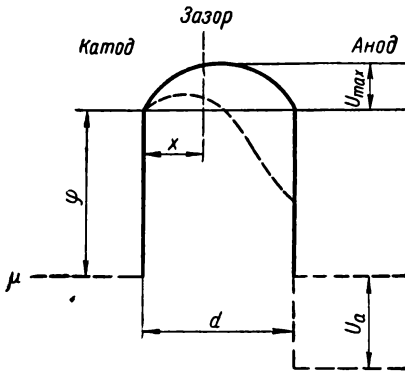


Рис. 5.6. Распределение потенциального поля в межэлектродном зазоре

$$j = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U^{3/2}}{d^2} = 2,3 \cdot 10^{-6} \frac{U^{3/2}}{d^2} \text{ а/см}^2. \quad (5.5)$$

Часто уравнение (5.5) записывают, вводя константу  $P = 2,3 \cdot 10^{-6} \frac{F}{d^2}$ , в виде

$$I = PU^{3/2}.$$

Константу  $P$  называют первансом. Она характеризует проводимость двухэлектродного устройства при токе насыщения. Ток по формуле Ленгмюра в пределе, при уменьшении зазора или увеличении приложенного поля, ограничивается величиной тока насыщения (рис. 5.7). Однако в связи с условиями, принятыми при выводе этой формулы, в области очень малых и очень больших токов (области 1 и 2 на рис. 5.7) она не отражает действительно существующей картины.

В применении к термогенераторам для тока термоэмиссии при условии обеспечения

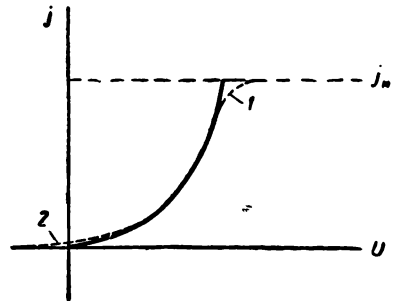


Рис. 5.7. Вольт-амперная характеристика (к формуле Ленгмюра): 1—2 — области недейственности формулы Ленгмюра

вакуума между электродами и при условии, что высота барьера больше тепловой энергии электронов, т. е.  $U_{\max} > \frac{T}{11600}$ , получено уравнение зависимости тока от температуры катода  $T_k$  и величины межэлектродного промежутка  $d$ :

$$j = 7,73 \cdot 10^{-12} \frac{T^{3/2}}{d^2} \text{ а/см}^2. \quad (5.6)$$

Уравнения (5.5) и (5.6) показывают, что влияние межэлектродного зазора на плотность тока очень велико. Одновременно можно установить, что уменьшение межэлектродного зазора — это первый, простейший способ нейтрализации (а точнее уменьшения) объемного заряда электронов в межэлектродном промежутке. Стремление к повышению тока эмиссии и, в частности, к приближению его к току насыщения, ведет к созданию генераторов с очень малым межэлектродным зазором — до 10—15 мк. Это так называемые вакуумные генераторы. Ниже будут рассмотрены некоторые особенности их расчета.

Другим способом снижения влияния пространственного заряда электронов может быть его компенсация зарядами положительных ионов. Вводя в межэлектродный зазор определенное количество таких ионов, можно не только уменьшить «горб» на графике распределения потенциала, но и добиться полной его ликвидации. При этом, конечно, вместе с интенсивным движением электронов в зазоре появится и ток ионов. Однако, если учесть, что плотности этих зарядов равны ( $\rho_{e-} = \rho_{n+}$ ), то, так как ток связан с плотностью и скоростью зарядов выражением  $j = \rho v$ , получим отношение токов к скорости частиц в виде

$$\frac{I_e}{v_e} = \frac{I_n}{v_n},$$

где  $v$  — скорость частиц.

Следовательно, так как отношение скоростей имеет вид

$$\frac{v_n}{v_e} = \sqrt{\frac{m}{M}},$$

то плотность тока ионов много меньше плотности тока электронов. Так, например, для цезия отношение масс частиц  $\sqrt{\frac{m}{M}} = 0,002$ , т. е. скорость ионов в 500 раз меньше, чем скорость электронов, и следовательно, влиянием ионного тока с большой точностью можно пренебречь.

При этом способе нейтрализации объемного заряда весьма важен процесс получения ионов в зазоре. Ионы можно получать термической ионизацией, но это требует очень высоких температур (см. гл. II), т. е. введения в конструкции специальных устройств типа плазмотрона. Другим способом, не требующим

таких высоких температур, является поверхностная ионизация. При ударе хаотически движущихся в межэлектродном зазоре атомов какого-либо вещества о поверхность электродов возможна их ионизация. Однако для этого необходимо, чтобы потенциал ионизации вводимых в зазор атомов был меньше работы выхода материала поверхности эмиттера. Тогда почти при каждом соударении легко захватывается электрон металла, и коэффициент ионизации близок единице. Вероятность ионизации или коэффициент поверхностной ионизации одновалентных металлов выражается формулой

$$\frac{\beta}{1-\beta} = \frac{1}{2} e^{-\frac{e(U_i-\varphi)}{kT}},$$

где  $U_i$  — величина потенциала ионизации.

Это выражение, иллюстрируемое табл. 5.1, позволяет установить, что для такой ионизации лучше всего применять цезий, ибо у него потенциал ионизации наименьший из всех известных веществ, и поверхностная ионизация идет наиболее полно. Поэтому для одинаковой с другими веществами степени ионизации цезий требует минимальных температур. И кроме того, если цезий осаждается только на одном электроде (на аноде), то тем самым обеспечивается меньшая работа выхода электронов с него и достигается получение большей контактной разности потенциалов (см. ниже).

Таблица 5.1

Поверхностная ионизация на вольфраме ( $\varphi = 4,52$  эв)

Металл	Коэффициент ионизации $\beta$ при $T$ , °К			Потенциал ионизации, эв
	1000	1500	2000	
Cs	0,999	0,985	0,95	3,9
K	0,87	0,68	0,61	4,3
Na	0,0005	0,005	0,016	5,1

Для определения требуемого количества цезия, которое нужно иметь в межэлектродном зазоре для нейтрализации, известен ряд методов. Наиболее простой метод рекомендует формулу вида

$$p = \frac{j}{e\beta} \sqrt{2\pi mkT},$$

связывающую давление пара цезия в зазоре  $p$  с температурой  $T$ , плотностью тока  $j$  и степенью ионизации  $\beta$ . Для ионизации цезия на вольфраме коэффициент ионизации  $\beta \sim 1$ . Тогда, например,

при температуре катода  $T_k = 1600^\circ\text{C}$  и при плотности тока  $j = 10 \text{ а/см}^2$  получаем необходимое давление пара насыщения цезия  $p = 10^{-1} \text{ н/м}^2$ . По давлению паров насыщения (в *мм рт. ст.*) с помощью уравнения линии паров насыщения

$$\lg p = 11,05 - 1,35 \lg T - \frac{4040}{T} \quad (5.7)$$

легко найти необходимую величину температуры цезия в резервуаре, из которого он поступает в межэлектродный зазор. Для рассмотренного примера температура цезия составляет  $120^\circ\text{C}$ . Если на самом деле давление цезия в зазоре будет меньше указанного, то еще будет существовать горб в потенциальной диаграмме. Если давление больше выбранного таким образом, то атомы пара-нейтрализатора становятся как бы дополнительной решеткой на пути электронов, т. е. рассеивают электроны в зазоре, что также вызывает уменьшение тока, проходящего через зазор. Это и определяет существование оптимальной плотности пара-нейтрализатора. Экспериментами установлено, что теплота испарения цезия с горячей вольфрамовой поверхности равна  $2,83 \text{ эв}$ , а энергия, требующаяся для перехода цезия из жидкого в газообразное состояние, составляет  $0,77 \text{ эв}$ . Существование пленки пара на поверхности будет возможно тогда, когда скорость осаждения атомов пара на поверхность тела будет равна или больше скорости их испарения. Поэтому в данном случае пленка исчезает, если температура вольфрама более чем в 3,6 раза превышает температуру цезия (конечно, по абсолютной шкале температур). А следовательно, осаждение цезия на поверхности вольфрама с соответствующим снижением работы выхода и увеличением эмиссионной способности возможно лишь при условии, когда  $T_w < 3,6 T_{Cs}$ .

Режим работы термоэлемента при нейтрализации объемного заряда в условиях сравнительно низких величин зазора, когда длина свободного пробега частиц в зазоре  $l$  больше ширины зазора  $d$ , называют квазивакуумным. При этом электроны почти не испытывают сопротивления своему движению в зазоре, и ток с катода практически соответствует току насыщения<sup>1</sup>. Случай заметного рассеяния электронов в зазоре, когда длина свободного пробега электронов меньше величины зазора ( $l \ll d$ ), называют диффузионным, или плазменным, режимом работы термоэлемента; соответственно такой генератор называют диффузионным, или плазменным. В этом режиме ток с катода может быть и меньше и даже больше тока насыщения в вакууме для материала катода. Это связано, с одной стороны, с режимом работы по вольт-амперной характеристике, а с другой стороны, с величиной давления пара-нейтрализатора. При малых напряжениях

<sup>1</sup> Следует отметить, что при высоком прианодном барьере (см. далее) в этих условиях все же будет происходить рассеяние электронов.

во внешней цепи и больших давлениях пара в зазоре ток с катода может на несколько порядков превышать ток насыщения в вакууме (см. ниже). Это обстоятельство и привлекает особое

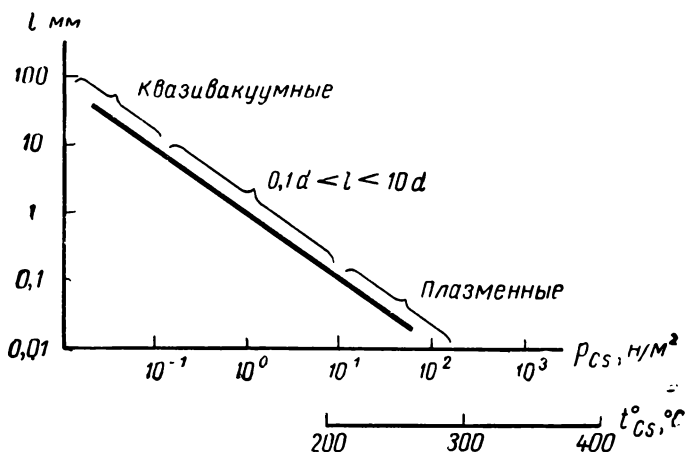


Рис. 5.8. Области квазивакуумных и плазменных режимов работы преобразователя

внимание к плазменным термоэлементам. Обычно при зазоре меньше  $0,1 \div 0,15$  мм, заполненном паром цезия низкого давления ( $10^{-4} \div 10^{-3}$  мм рт. ст.), имеем дело с квазивакуумным термоэлементом. При больших зазорах ( $1 \div 1,5$  мм) и при давлении  $1 \div 10$  мм рт. ст. имеем дело с плазменными термоэлементами (см. рис. 5.8). Конструктивно, конечно, последний тип термоэлементов наиболее реально осуществим, особенно для больших площадей электродов, т. е. больших значений полной мощности генератора.

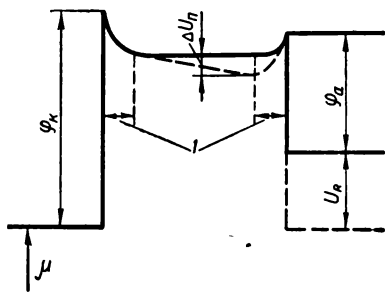


Рис. 5.9. Распределение потенциального поля в межэлектродном зазоре плазменного термоэлемента

плазма в межэлектродном зазоре находится почти всюду при одинаковом потенциале. Исключение составляют приэлектродные области (рис. 5.9). В этих областях (1) протяженностью порядка дебаевской длины при достаточном давлении плазмы возникают заметные скачки потенциала (так называемые приэлектродные скачки), вызванные изменением концентрации ионов и электронов из-за влияния зарядов электродов. Однако данных по этим скачкам пока мало, и определение их величины

относится к важному направлению исследований. Если же давление плазмы и плотность тока в ней значительны, то, кроме скачков, и в самой плазме происходит падение напряжения  $\Delta U_{\text{п}}$ , определяемое соответствующим распределением потенциала и вызванное ее омическим сопротивлением (см. пунктир на рис. 5.9).

Известен еще один способ нейтрализации межэлектродного объемного заряда введением располагаемой против анода и катода ускоряющей сетки и воздействием на электронный поток магнитным полем. Однако установленная на сегодня эффективность этого метода значительно хуже, чем нейтрализация паром цезия. Поэтому именно на последней основываются все известные конструкции термоэлектронных генераторов.

**§ 5.3. ВЛИЯНИЕ НА ЭЛЕКТРОННУЮ ЭМИССИЮ МЕТАЛЛА  
АДСОРБИРОВАНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОДА  
ПОСТОРОННИХ ВЕЩЕСТВ.  
КОНТАКТНАЯ РАЗНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛОВ  
И Э. Д. С. ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ**

Если на поверхности металла находятся атомы другого вещества, легко теряющие валентные электроны, то на ней образуется дипольный слой с ионами снаружи. На кривую потенциального барьера исходного основного металла накладывается распределение потенциала в дипольном слое. Действие дипольного слоя сводится либо к снижению работы выхода, либо к существенному изменению формы потенциального поля у поверхности — появлению так назы-



Рис. 5.10. Образование диполей у поверхности эмиттера

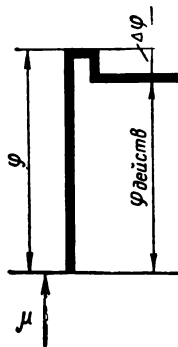


Рис. 5.11. Уменьшение работы выхода при адсорбции положительных ионов

ваемого «потенциального холма», при котором возможно уже упоминавшееся выше туннельное прохождение электронов через потенциальный барьер. При этом, когда вся поверхность металла покрыта одним слоем атомов, их плотность  $n = 10^{14} \div 10^{15}$  атомов/см<sup>2</sup>. У поверхности как бы образуется микроконденсатор с полем напряженностью  $E \sim en$  (см. рис. 5.10).



Появление такой пленки атомов часто упрощенно изображают ступенькой вниз в потенциальной диаграмме (рис. 5.11). В этом эффекте, очевидно, значительную роль должны играть степень покрытия исходного материала атомами и соотношение между работой выхода чистого эмиттера и потенциалом ионизации адсорбирующихся атомов. Так, например, зависимость величины работы выхода покрытой атомами (легко образующими положительные ионы) поверхности вольфрама, от степени заполнения иллюстрируются рис. 5.12.

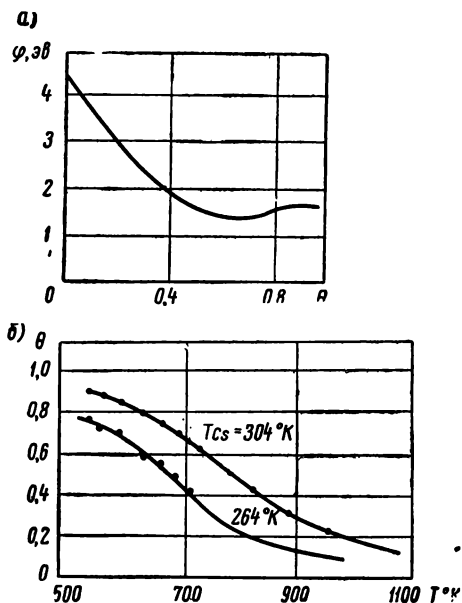


Рис. 5.12. Зависимости:

а) работы выхода вольфрама  $\varphi$  от степени покрытия его пленкой цезия; б) степени покрытия  $\theta$  от температуры поверхности и цезия

крайнем случае  $\theta = 0$  (отсутствие покрытия),  $\varphi = 4,6$  эв, что соответствует работе выхода чистого вольфрама. При этом с ростом температуры поверхности степень покрытия ее цезием  $\theta$  уменьшается (рис. 5.12, б). Рост давления цезиевого пара (а точнее, плазмы), или, что то же самое, рост его температуры, ведет к увеличению степени покрытия  $\theta$ . Процесс ионизации при этом идет под действием разности энергий 0,7 эв (работа выхода электронов у вольфрама 4,6 эв, а потенциал ионизации цезия 3,9 эв), т. е. без подвода энергии на ионизацию извне. Измерения Ленгмюра показали, что при величине степени покрытия поверхности  $\theta \approx 2/3$  значение работы выхода достигает минимума, становясь даже меньшим, чем у чистого цезия (см. рис. 5.12, а). При большей степени покрытия работа выхода начинает расти. Последнее объясняется возникновением значительного взаимодействия диполей, заряды каждого из которых стремятся сблизить заряды соседних диполей. При малой плотности покрытия это воздействие

между работой выхода чистого эмиттера и потенциалом ионизации адсорбирующихся атомов. Так, например, зависимость величины работы выхода покрытой атомами (легко образующими положительные ионы) поверхности вольфрама, от степени заполнения иллюстрируются рис. 5.12. Из рис. 5.12, а следует, что работа выхода  $\varphi$  покрытого цезием вольфрама может существенно изменяться. При практически полном перекрытии поверхности  $\theta = 1$ , т. е. при наличии на ней полного моноатомного слоя цезия, величина  $\varphi$  для такой поверхности равна работе выхода чистого цезия ( $\varphi \approx 1,6$ ). В другом

слабое, а при достижении некоторой определенной плотности осаждение новых атомов приводит уже не к увеличению, а к уменьшению среднего момента дипольного слоя и соответственно к увеличению работы выхода.

Эффект такого воздействия адсорбции атомов постороннего вещества на работу выхода эмиттера был обнаружен еще опытами Ленгмюра — Кингдона. Они при низких температурах ( $T = 690^\circ \text{K}$ ) измеряли термоэмиссию вольфрама и нашли, что измеренная плотность тока на двадцать порядков превышает расчетную ( $j = 8,8 \cdot 10^{-5} \text{ а/см}^2$  вместо расчетной  $j = 3,6 \cdot 10^{-26} \text{ а/см}^2$ ). Оказалось, что поскольку при комнатной температуре давление паров цезия составляет  $6 \cdot 10^{-4} \text{ н/м}^2$ , то их наличие вызывает такой эффект. Аналогичную картину создает адсорбция на поверхности эмиттера атомов бария, тория и др. Торированный вольфрам, например, довольно широко применяется в радиотехнике. Он имеет заметно меньшую работу выхода, чем чистый вольфрам. Известен еще и так называемый Л-катод (окись бария, адсорбированная на вольфрамовом катоде) с очень малой работой выхода. Торированные катоды применяют в радиотехнике при температурах порядка  $1800^\circ \text{K}$ . При более низких температурах они эффективно не работают, а при более высоких температурах испаряется торий. В таких катодах  $\phi \sim 2,6 \text{ эв}$  и  $A = 3 \text{ а/см}^2 \cdot \text{град}^2$ . При  $T_{\text{к}} = 1800^\circ \text{K}$  ток насыщения у них  $j \sim 0,5 \text{ а/см}^2$ . Оксидные катоды с покрытием в несколько десятков микрон применяют для низких температур  $650 \div 850^\circ \text{C}$  при ресурсе соответственно в десятки тысяч и десятки часов.

Пропитка спеченного, очень пористого вольфрама алюминатом бария (импрегнирование) позволяет создать катоды с током насыщения  $j = 2 \div 5 \text{ а/см}^2$  при температуре  $1100^\circ \text{C}$ . Если же на поверхность катода осядут атомы кислорода, образующие отрицательные ионы, то возникнет обратное явление. Работа выхода увеличится, а эмиссия резко уменьшится. Это обстоятельство определяет важность борьбы с окислением катодов.

Широкие исследования адсорбции цезия на вольфраме были обобщены интересным графиком (рис. 5.13), на котором видно, что с ростом температуры катода при постоянном давлении паров цезия у эмиттера адсорбция цезия на вольфраме (область

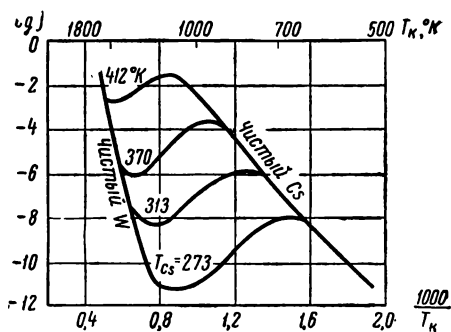


Рис. 5.13. Изменение тока эмиссии вольфрама в парах цезия от его температуры  $T_{\text{цс}}$  и температуры вольфрама  $T_{\text{к}}$

кривой S-формы) уменьшается. Это обстоятельство снижает ток эмиссии до тех пор, пока весь цезий не сойдет с вольфрама. Для разных величин давления пара цезия режимы начала и конца испарения (реадсорбции) цезия изменяются. При больших температурах цезия можно получать большие его давления и тем самым затягивать начало реадсорбции по температуре эмиттера, достигая больших плотностей тока. Для иллюстрации влияния давления пара цезия на работу выхода ряда материалов рассмотрим рис. 5.14. По этим кривым, полученным эксперимен-

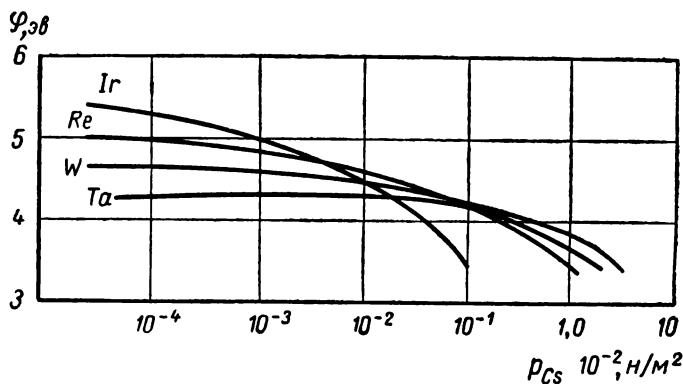


Рис. 5.14. Изменение работы выхода ряда материалов от давления пара цезия

тально для температуры  $T_k = 2140^\circ \text{K}$  при межэлектродном зазоре 0,254 мм, можно видеть, что для материалов с большей работой выхода, оказывается, требуется меньшее давление цезия, чтобы добиться значительного снижения работы выхода. Это приводит к возможности получения на таких материалах, как рений и иридий, большей плотности тока, чем, например, на вольфраме и на тантале.

Рассмотрим еще одно важное понятие — контактную разность потенциалов. В месте стыка двух кусков металла (левая часть рис. 5.15) у них должен быть одинаковый уровень Ферми. При этом из-за различия в свойствах материалов на стыке в тонком слое образуется разность потенциалов  $U_{12}$ . С этой так называемой внутренней разностью потенциалов мы уже встречались в гл. IV, в разделе, посвященном ( $p-n$ )-переходу в полупроводниках. Здесь же нас интересует другая, внешняя разность потенциалов, образующаяся в абсолютном вакууме между теми же двумя кусками металла (правая часть рис. 5.15). Можно видеть, что эта разность потенциалов определяется разностью работ выхода материалов  $U_{12} = \phi_2 - \phi_1$ . Если здесь катод обо-

значить индексом «I», то электрон, чтобы достигнуть анода (индекс «II»), должен преодолеть не только работу выхода катода  $\varphi_1$  (или  $\varphi_k$ ), но и контактную разность потенциалов  $U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$  (случай  $\varphi_1 < \varphi_2$ ). Если работа выхода катода больше, чем анода ( $\varphi_1 > \varphi_2$ ), то вылетевший электрон получает избыток потенциальной энергии, который он может отдать во внешней цепи. Отметим, что рис. 5.15 характеризует режим короткого замыкания, когда уровни Ферми обоих электродов одинаковы и во внешней цепи между I и II нет нагрузки. Введение в цепь внешней полезной нагрузки означает поднятие уровня Ферми второго материала. Вернувшись к рис. 5.6, вспомним, что увеличение разности потенциалов  $U_a$ , т. е.

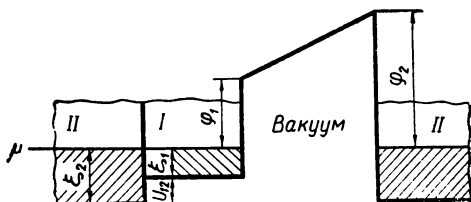


Рис. 5.15. К понятию контактной разности потенциалов

в данных обозначениях это  $U_{12}$ , уменьшает ток. При большой величине внешнего сопротивления цепь может оказаться даже запертой для тока. Если работа выхода катода больше работы выхода анода  $\varphi_k > \varphi_a$ , то до тех пор, пока при увеличении нагрузки будет обеспечиваться условие  $U_a < \varphi_k - \varphi_a$ , можно ожидать, что ток с катода будет неизменен. Когда же возникнет режим  $U_a > \varphi_k - \varphi_a$ , то ток в цепи будет ограничиваться в соответствии с формулой (5.4). В самом общем случае, как уже говорилось выше, э. д. с. любого преобразователя называют внешней разность потенциалов при разомкнутой цепи. В термоэлектронном преобразователе к понятию э. д. с. нужно подходить очень осторожно. Это связано с тем, что в идеальном термоэлектронном преобразователе (т. е. при отсутствии джоулевых потерь в электродах, плазме и коммутации) э. д. с. будет складываться из двух членов — разности работ выхода электродов и величины дополнительного барьера  $U_{доп}$ , который возникнет при условии  $\varphi_k = \varphi_a$  (рис. 5.16):

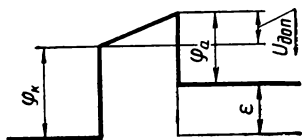


Рис. 5.16 К понятию э. д. с. термоэлемента

$$E = \varphi_k - \varphi_a + U_{доп}. \quad (5.8)$$

Последний член в уравнении (5.8) определяется с помощью уравнения (5.4), выражающего ток с анода, и может быть записан иначе:

$$E = \varphi_k - \varphi_a + \frac{kT}{e} \ln \frac{I_k}{I_a}.$$

Отметим, что в общем случае здесь величина температуры во втором члене  $T = T_k$  при токах насыщения  $I_k > I_a$  и  $T = T_a$  при  $I_k < I_a$ . Путем простых преобразований получим

$$E = \varphi_a \left( \frac{T_k}{T_a} - 1 \right) + \frac{2kT_k}{e} \ln \frac{T_k}{T_a}, \quad (5.9)$$

т. е. в идеальном вакуумном термоэлементе э. д. с. не зависит от работы выхода катода и определяется только работой выхода анода и температурами электродов. Уравнение (5.8) показывает, что величина э. д. с. зависит от потенциального барьера  $U_{\text{доп}}$ . Последний в свою очередь зависит от степени нейтрализации заряда в межэлектродном зазоре, т. е. от силы тока, проходящей через термоэлемент в данных условиях. Отметим, что в связи с изложенным в термоэлектронных преобразователях использование обычной формы закона Ома

$$E = I(R + r)$$

для определения характеристик преобразователя при изменении  $R$  неправомерно, так как э. д. с. и внутреннее сопротивление  $r$  здесь не являются постоянными, а зависят от силы тока в межэлектродном зазоре  $r = f(I)$ . Поэтому в практике обычно пользуются не величиной э. д. с. преобразователя, а разностью потенциалов на внешнем сопротивлении  $U$  при заданном токе. Эту разность потенциалов определяют исходя из режима работы термоэлемента следующим путем. В данных условиях, т. е. при определенных величинах работ выхода и температур электродов, размера межэлектродного зазора и концентрации пара-нейтрализатора, детальным расчетом, задавая плотность тока через элемент  $j$ , определяют располагаемую э. д. с.  $E$  (с учетом потерь в плазме, если они есть). Затем, учитывая потери на джоулево тепло в электродах и коммутации  $r$ , определяют внешнее напряжение

$$U = E - Ir$$

и в конце расчета определяют соответствующую этой плотности тока нагрузку на внешнем сопротивлении  $R = \frac{U}{I}$ .

#### § 5.4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

До сих пор мы рассматривали лишь предельные возможные параметры термоэлектронного преобразователя: ток насыщения  $I$ , э. д. с.  $E$  и др. Однако генератор обычно работает на нагрузку, а влияние ее величины на вырабатываемые параметры в данной установке, как уже указывалось, весьма специфично. Поэтому, как и для рассмотренных в предыдущих главах генераторов, важно знать влияние на параметры генератора внешней нагрузки, т. е. знать вольт-амперную и мощностную характери-

стики генератора. В начале этой главы рассматривалась схема двухэлектродного устройства. В этой схеме предполагалось, что электроды изготовлены из одинакового материала, т. е. с одинаковой работой выхода  $\varphi_k = \varphi_a$ . Если принять, что термопреобразователь вакуумный, то в соответствии с изложенным выше его вольт-амперная характеристика будет иметь вид, представленный на рис. 5.7, или кривой I на рис. 5.17. В этом случае большие токи в цепи могут быть обеспечены только при большой приложенной извне разности потенциалов. А это значит, что надо работать в режиме с затратой энергии от внешнего источника. Нас же интересует режим генерирования энергии, т. е. в такой диаграмме область напряжения  $U < 0$ . В рассмотренном случае I эта область реализуется за счет тока, обеспечиваемого начальными тепловыми скоростями электронов. Величина внешней нагрузки, естественно, определяет угол наклона прямой в координатах  $U-I$ :

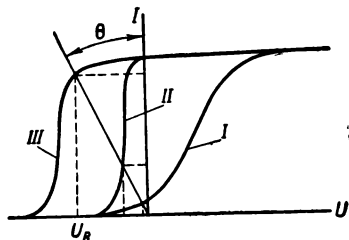


Рис. 5.17. Возможные характеристики термоэлементов

$$R = \frac{U}{I} = \operatorname{tg} \theta.$$

Очевидно, что возможная полезная мощность, определяемая площадью  $IU$ , в таком преобразователе весьма мала.

Чтобы увеличить полезную работу, можно идти двумя путями (учтем, что предельная сила тока определяется током насыщения): или добиться увеличения крутизны характеристики в ее левой части (в области  $U < 0$ ), или сдвинуть всю характеристику влево по оси напряжений  $U$ . Если бы объемный заряд был полностью нейтрализован, то характеристика приняла бы вид, показанный на рис. 5.17 кривой II. В области напряжений  $U \geq 0$  при этом обеспечивалось бы предельное значение тока, а в области  $U < 0$  ток убывал бы с ростом внешней нагрузки вплоть до предельного случая равенства токов с обоих электродов  $j_k = j_a$  (см. § 5.3). На рис. 5.17 можно видеть, как резко возрастает при условии нейтрализации полезная мощность (при той же нагрузке  $R$ ), по сравнению с ее величиной в вакуумном режиме.

Если соответствующим подбором материалов или внешних условий, например адсорбцией цезия на аноде, обеспечить условие, чтобы работа выхода катода была больше работы выхода анода, то можно еще больше улучшить положение. В диапазоне напряжений от  $U=0$  до  $U=-U_R=-(\varphi_k - \varphi_a)$  при этом в принципе можно получать ток насыщения  $I_{\text{нас}}$  и существенно большую, чем в предыдущем случае, полезную работу (рис. 5.17,

кривая III). С увеличением внешнего сопротивления  $R$  в области  $U < U_R$  ток падает, и полезная работа уменьшается. Координаты характеристик, представленных на рис. 5.17, характерны для радиотехнических приборов. В применении к термогенераторам за положительное напряжение следует принимать напряжение на нагрузке. Тогда вместо рис. 5.17 следует рассматривать

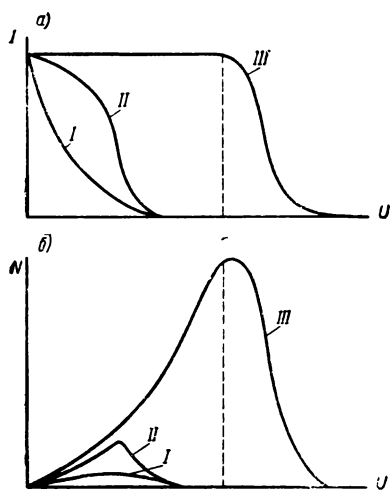


Рис. 5.18. Вольт-амперные и мощностные характеристики различных термоэлементов

рис. 5.18, а. Кроме того, для термогенераторов можно построить мощностные характеристики в координатах  $N = f(U)$ , в которых легко выявить наиболее целесообразное по мощности значение напряжения на нагрузке и определить оптимальную величину полезной нагрузки (рис. 5.18, б). Одновременно можно установить, что оптимальное напряжение существенно зависит от режима работы (от типа) термоэлемента [кривые I, II, III для зависимостей  $N = f(U)$ ] и может быть как больше, так и меньше значения  $E/2$ . Такое положение позволяет сделать вывод, что в технически эффективном термоэлементе надо не только обеспечить ней-

трализацию объемного заряда, но и создать значительную контактную разность потенциалов. Для этого, в свою очередь, нужно иметь сравнительно низкую температуру анода, чтобы на нем осаждался цезий, и высокую температуру катода, чтобы на нем цезий не осаждался совсем или осаждался слабее. В связи с этим материал анода влияет на работу преобразователя с цезиевой нейтрализацией значительно меньше, чем в вакуумном термоэлементе.

Вопрос выбора величины работы выхода катода  $\varphi_k$  более сложен и имеет две стороны. Увеличение работы выхода  $\varphi_k$  не только увеличивает контактную разность потенциалов  $\varphi_k - \varphi_a$ , но, как уже отмечалось, при малом давлении пара цезия снижает плотность тока насыщения. При сравнительно больших давлениях положение изменяется. На рис. 5.14 уже показывались результаты экспериментов, и выше анализировался этот вопрос. В дополнение приведем еще два экспериментальных графика (рис. 5.19 и 5.20), на которых видно, что при давлениях пара цезия около  $1 \cdot 10^2 \text{ н/м}^2$  (т. е.  $\sim 1 \text{ мм рт. ст.}$ ) и при разности потенциалов 1 в ток с рениевого катода составит  $3 \div 4 \text{ а/см}^2$ ,

а с вольфрамового — всего  $0,8 \div 0,9 \text{ а/см}^2$  (здесь межэлектродный зазор равен  $0,254 \text{ мм}$  и температура катода  $T_k = 2140^\circ \text{ К}$ ). В то же время работа выхода чистого рения составляет  $5,07 \text{ эв}$  ( $A = 95 \text{ а/см}^2 \cdot \text{град}^2$ ), а работа выхода чистого вольфрама существенно меньше  $4,54 \text{ эв}$  ( $A = 46 \text{ а/см}^2 \cdot \text{град}^2$ ). Поэтому при за-

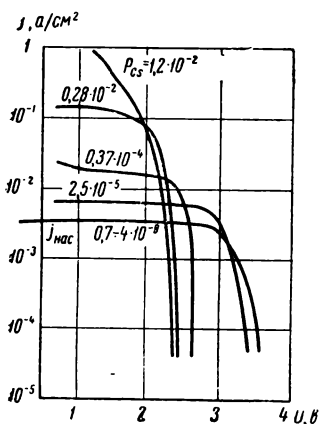


Рис. 5.19. Вольт-амперная характеристика вольфрамового преобразователя при разных давлениях пара цезия ( $T_k = 2140^\circ \text{ К}$ ;  $d = 0,254 \text{ мм}$ )

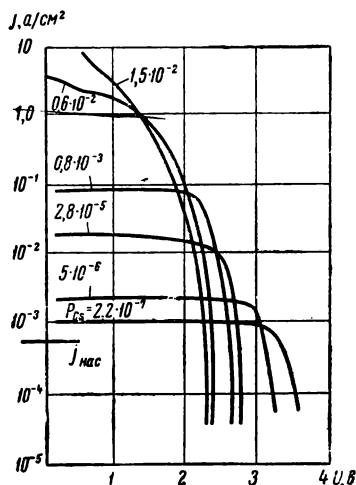


Рис. 5.20. Вольт-амперная характеристика рениевого преобразователя при разных давлениях пара цезия ( $T_k = 2140^\circ \text{ К}$ ;  $d = 0,254 \text{ мм}$ )

данных температурах электродов и зазоре каждой ранее выбранной величине работы выхода анода  $\varphi_a$  соответствуют определенные, наилучшие по мощности (т. е. по произведению  $IU$ ) значения работы выхода катода  $\varphi_k$  и величины давления паров цезия. Правила подбора работ выхода электродов  $\varphi_k$  и  $\varphi_a$  в преобразователе с цезием всегда определяются S-образной кривой (см. рис. 5.13). Такие кривые по ряду материалов катода и вольт-амперные характеристики позволяют выбрать не только наилучший материал для рассматриваемого температурного режима и зазора, но и оптимальное давление пара цезия и оптимальное напряжение во внешней цепи.

## § 5.5. ОСНОВЫ РАСЧЕТА ТЕРМОЭЛЕКТРОННЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ И ИХ ХАРАКТЕРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Рассмотрим сначала основы расчета вакуумного преобразователя. Как уже отмечалось выше, из-за конструктивных ограничений в уменьшении величины межэлектродного зазора, а анода дойдет лишь часть тока насыщения, определяемая вели-



чиной потенциального барьера  $U_{\max} + \varphi_a + U_R - \varphi_k$  (рис. 5.21). В общем случае при условии  $U_{\max} + \varphi_a + U_R > \varphi_k$  плотность тока с катода можно выразить как

$$j_k = A_k T_k^2 e^{-\frac{e\varphi_k}{kT_k}} e^{-\frac{e}{kT_k}(U_{\max} + \varphi_a + U_R - \varphi_k)},$$

а плотность тока с анода как

$$j_a = A_a T_a^2 e^{-\frac{e\varphi_a}{kT_a}} e^{-\frac{eU_{\max}}{kT_a}}.$$

Результирующая плотность тока записывается соотношением

$$j = j_k - j_a = A_k T_k^2 e^{-\frac{e\varphi_k}{kT_k}} e^{-\frac{eU_{\max}}{kT_k}} e^{-\frac{eU_R}{kT_k}} - A_a T_a^2 e^{-\frac{e\varphi_a}{kT_a}} e^{-\frac{eU_{\max}}{kT_a}}. \quad (5.10)$$

Из этого выражения можно установить, что в вакуумном термоэлементе ток не зависит от работы выхода катода.

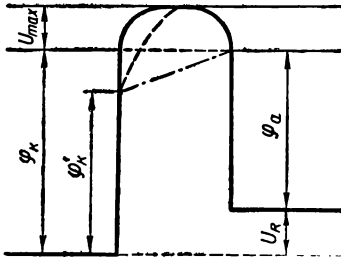
Отметим, что влияние потенциального барьера  $U_{\max}$  практически сводится к нулю при очень малых межэлектродных зазорах ( $d \leq 0,025$  мм). Если еще при этом  $j_a \ll j_k$ , то можно считать, что результирующая плотность тока выражается просто зависимостью

$$j = A_k T_k^2 e^{-\frac{e\varphi_k}{kT_k}} e^{-\frac{eU_R}{kT_k}}. \quad (5.11)$$

Удельная мощность идеального термоэлемента (т. е. без учета потерь), естественно, запишется как

$$N_{уд} = jU_R. \quad (5.12)$$

Рис. 5.21. К расчету термоэлемента



Для расчета вакуумного термоэлемента с учетом влияния величины объемного заряда, соответствующего рассматриваемому зазору и току, существует ряд методов, основанных главным образом на графо-аналитическом построении вольт-амперных характеристик тока (типа таких, какие показаны на рис. 5.22, а). А затем уже с их помощью строятся зависимости удельной мощности от напряжения или тока (рис. 5.22, б) для разных зазоров и выбираются оптимальные режимы для каждого сочетания основных параметров.

Для определения коэффициента полезного действия отдельного термоэлемента генератора надо, кроме удельной мощности, определить полное тепло, подводимое к катоду, и потери электроэнергии в самом элементе. В тепло, отводимое от катода, входят следующие составляющие теплового потока:

1. Потери на излучение, учитывающие взаимный лучистый теплообмен между катодом и анодом. Эти потери, отнесенные к единице поверхности, при плоской геометрии электродов записываются в виде

$$q_{\text{л}} = \frac{\sigma_0 (T_{\text{к}}^4 - T_{\text{а}}^4)}{\frac{1}{\epsilon_{\text{к}}} + \frac{1}{\epsilon_{\text{а}}} - 1}, \quad (5.13)$$

где  $\epsilon_{\text{к}}$  и  $\epsilon_{\text{а}}$  — степени черноты материала поверхности соответственно катода и анода;  
 $\sigma_0$  — константа Стефана — Больцмана ( $\sigma_0 = 5,7 \cdot 10^{-12}$  вт/см<sup>2</sup>·град<sup>4</sup>).

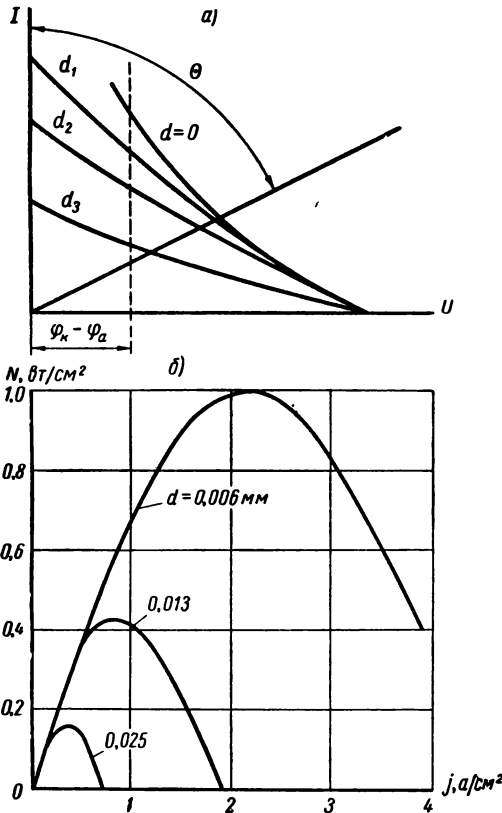


Рис. 5.22. Влияние зазора на вольт-амперную и мощностную характеристики вакуумного термоэлемента ( $T_{\text{к}} = 1100^\circ \text{К}$ ;  $\varphi_{\text{к}} = 1,63 \text{ эВ}$ ;  $\varphi_{\text{а}} = 1,1 \text{ эВ}$ )

Иногда в уравнение (5.13) вводят эквивалентный коэффициент черноты

$$\epsilon_э = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_к} + \frac{1}{\epsilon_а} - 1}.$$

2. Энергия, которую электроны уносят с катода, определяется суммой двух величин — энергии выхода из эмиттера и преодоления потенциального барьера  $U_{\max}$  и средней кинетической энергии:

$$q_{эл} = j(U_{\max} + \varphi_а + U_R) + q_{кин}. \quad (5.14)$$

Кинетическая энергия электронов  $q_{кин}$ , движущихся от катода к аноду, как указывалось на стр. 215, равна  $2kT$ . В связи с этим величина теплового потока  $q_{кин}$  запишется как

$$q_{кин} = 2kT \frac{j}{e}.$$

Отметим, что так как величина  $\frac{k}{e} = 0,086 \cdot 10^{-3}$  эв/град, то даже, например, при  $T = 2500^\circ \text{K}$  средняя кинетическая энергия  $2kT$  электрона по скорости, перпендикулярной к поверхности катода, равна 0,43 эв.

3. Джоулевы (омические) потери в электродах  $q_{дж}$  оцениваются по обычным соотношениям (см., например, гл. II и IV).

При оценке к. п. д. всего генератора следует учесть еще ряд потерь. Для некоторого, идеализированного в тепловом отношении генератора — это минимум еще один вид потерь. Поскольку напряжение, создаваемое каждым элементом, невелико (доли вольта), то при соединении ряда элементов в батарее в зависимости от ее конструкции в к. п. д. войдут потери на электрическую коммутацию, утечки тепла через нее и джоулевы потери в ней. Кроме того, в реальных конструкциях всегда будут те или иные потери тепла и тока через изоляцию, дистанционирующие элементы и т. п. Очевидно, что лишь в лучшем, предельном случае все эти потери могут быть сведены к потерям только в коммутационных пластинах. При этом следует отметить важную особенность коммутационных потерь в термоэлектронных преобразователях, которая либо совсем не имеет места, либо мала в преобразователях других типов и сказывается из-за больших отличий в температурах анода и катода.

Перемычка катод — анод в электрической коммутации отдельных термоэлементов всегда вносит два вида потерь. Иначе говоря, коммутационные потери  $q_{ком}$  складываются из потерь тепла за счет теплопроводности  $q_{теп}$  и джоулевых потерь  $q_{дж}$  в коммутационных перемычках. Если коммутационная перемычка толстая, то омические потери в ней малы, а тепловые — велики. При тонкой перемычке картина обратная. Поэтому во влиянии

изменения сопротивления коммутационных переключателей на полную мощность термоэлемента при изменении их толщины существует оптимум. Рассмотрим основные соотношения для его определения.

Джоулево тепло, отнесенное к единице площади катода, записывается в виде

$$\frac{q_{\text{дж.ком}}}{S_{\text{эл}}} = j^2 \rho \frac{l}{S_{\text{ком}}} = j^2 R_{\text{ком}}.$$

Тепло, передаваемое за счет теплопроводности через переключатель постоянного сечения,

$$q_{\text{теп}} = \kappa \frac{S_{\text{ком}}}{S_{\text{эл}} l} (T_{\text{к}} - T_{\text{а}}) - \frac{1}{2} q_{\text{дж.ком}}.$$

Поскольку к. п. д. элемента есть отношение  $\eta = \frac{N}{q}$ , то можно найти оптимум в к. п. д. по сопротивлению переключателя, дифференцируя выражение для к. п. д. по величине сопротивления переключателя  $\frac{d\eta}{dR_{\text{ком}}}$  и приравняв полученное соотношение нулю, что соответствует условию

$$\frac{dN}{dR_{\text{ком}}} \approx \frac{N}{q} \cdot \frac{dq}{dR_{\text{ком}}} = \eta \frac{dq_{\text{ком}}}{dR_{\text{ком}}}.$$

Учтем также, что

$$\frac{dN}{dR_{\text{ком}}} = -I^2 \text{ и } \frac{dq_{\text{ком}}}{dR_{\text{ком}}} = -\frac{\rho \kappa}{R_{\text{ком}}^2} (T_{\text{к}} - T_{\text{а}}) - \frac{1}{2} I.$$

Тогда можно найти, что условие оптимизации к. п. д. требует выбора следующего омического сопротивления коммутационной переключателя:

$$R_{\text{ком.опт}} = \frac{1}{I} \sqrt{\frac{2\eta}{2-\eta} \rho \kappa (T_{\text{к}} - T_{\text{а}})}. \quad (5.15)$$

В более общем случае при неоптимальной величине коммутационных переключателей иногда применяют понятие относительного к. п. д. переключателей:

$$\bar{\eta} = \frac{\eta}{\eta_{\text{нд}}} = (1 - \gamma) \left\{ 1 - \frac{\eta_{\text{нд}}}{2} \left( \gamma - \frac{1}{G\gamma} \right) \right\}^{-1},$$

где

$$\gamma = \frac{r}{R + r}; \quad G = (U_R - IR_{\text{пл}})^2 [L (T_{\text{к}}^2 - T_{\text{а}}^2)]^{-1};$$

$R_{\text{пл}}$  — омическое сопротивление межэлектродного промежутка (в случае, например, заполнения его цезиевой плазмой);

$L$  — коэффициент пропорциональности в уравнении Видемана — Франца (см. стр. 174).

Отметим, что, используя уравнение Видемана — Франца, соотношение (5.15) можно записать в виде

$$R_{\text{ком.опт}} = \frac{1}{I} \sqrt{\frac{2\eta}{2-\eta} L T_{\text{ср}} (T_{\text{к}} - T_{\text{а}})} \quad (5.15')$$

и установить, что оптимальное сопротивление перемычки в первом приближении (главным образом, отвлекаясь от влияния к. п. д.  $\eta$ ) не зависит от ее материала.

С учетом указанных потерь к. п. д. термогенератора примет вид

$$\eta_{\text{тг}} = \frac{N}{q_{\text{л}} + q_{\text{эл}} + q_{\text{ком}}}. \quad (5.16)$$

При этом следует учитывать, что полезная мощность здесь имеет вид

$$N = N_{\text{ид}} - q_{\text{дж}} - q_{\text{дж.ком}}. \quad (5.17)$$

Иногда в литературе встречается иная запись к. п. д.:

$$\eta_{\text{эл}} = \frac{N}{q_{\text{эл}}}. \quad (5.18)$$

Это выражение называют электронным к. п. д., а к. п. д. генератора тогда записывают в виде произведения

$$\eta_{\text{тг}} = \eta_{\text{эл}} \eta_{\text{л}} \eta_{\text{ком}}. \quad (5.19)$$

Тепловые и электрические перетечки других видов — через различные конструктивные элементы зависят от искусства конструктора, и, конечно, от свойств применяемых материалов, в первую очередь дистанционирующих электроизоляционных проставок, гарантирующих выдерживание в конструкции нужной величины межэлектродного зазора. Очевидно, что, например, в солнечных термоэлементах ввиду сравнительно малых размеров катода по отношению к вспомогательным элементам, утечки тепла с него могут быть весьма большими. В термоэлементах, проектируемых для ядерных реакторов (см. ниже) при не очень малой длине ТВЭЛов — катодов такие потери играют меньшую роль.

В установке термоэлектронной так же, как и в термоэлектрической, необходимо учесть затраты энергии на прокачку теплоносителей, регулирование и т. п. Введя механический к. п. д., получим выражение для полного к. п. д. установки как произведение двух к. п. д.:

$$\eta_{\text{п}} = \eta_{\text{тг}} \eta_{\text{мех}}.$$

Следует отметить, что решающий вклад в полный к. п. д. установки вносит к. п. д. генератора  $\eta_{\text{тг}}$ , особенно в достаточно мощных установках, и главным образом его составляющие  $\eta_{\text{эл}}$  и  $\eta_{\text{л}}$ . Поэтому повышение последних к. п. д. имеет определяющее значение и является основным направлением в перспективных исследованиях термоэлектронных генераторов.

К определению полной мощности  $N$  и к. п. д.  $\eta_{\text{п}}$  сводится расчет вакуумного преобразователя. Для конкретизации величин основных параметров рассмотрим данные вакуумного преобразователя с очень малым межэлектродным зазором  $d=0,001 \text{ см}$  при температуре анода  $T_a=900^\circ \text{ К}$ , работе выхода анода  $\phi=1,85 \text{ эв}$  и при сравнительно высоких температурах катода. Результаты расчетов такого термоэлемента в зависимости от температуры катода приведены на рис. 5.23. Эти данные, полученные уже с учетом оптимизации по сопротивлению перемычек, показывают, что удельные мощности вакуумных термоэлементов даже при таком малом зазоре все же не очень велики и достигают лишь  $W=1-2 \text{ вт/см}^2$  с к. п. д.  $\eta=10-12\%$ .

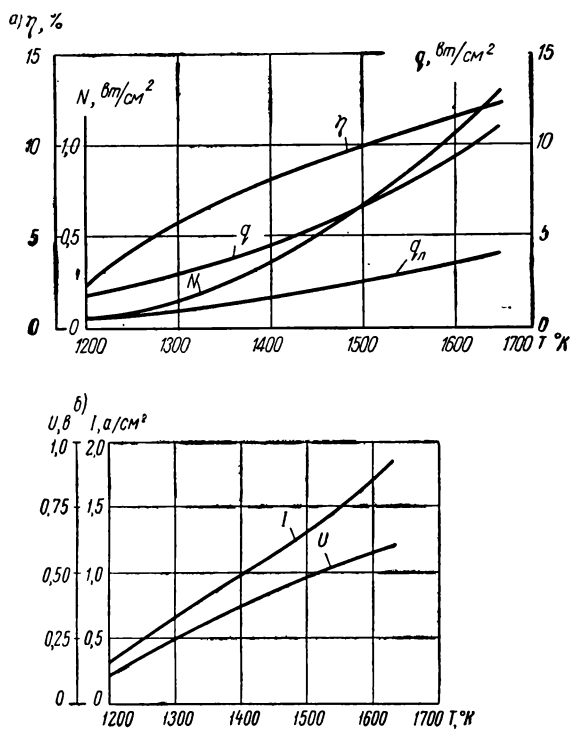


Рис. 5.23. Влияние температуры катода на основные данные вакуумного термоэлемента

Расчет преобразователей с нейтрализацией объемного заряда введением цезиевой плазмы значительно более сложен. В расчетах иногда различают два предельных случая: а) диффузионный — при относительно малом давлении цезиевой плазмы;

б) квазиравновесный — при относительно большом давлении цезиевой плазмы и температуре анода, близкой температуре катода. Тогда в одном случае в расчетах определяются рассеивание электронов в цезиевой плазме и тем самым соответствующее уменьшение тока, а также определяются возникающие при этом потери энергии. В другом случае плазма рассматривается как полупроводниковая ветвь термодпары, и расчет ведется так же, как расчет полупроводниковых термоэлементов.

Анализ показывает, что с преобразователем для нейтрализации объемного заряда, в котором в межэлектродный зазор введена цезиевая плазма, целесообразно работать в режиме, когда падение напряжения на нагрузке близко контактной разности потенциалов, т. е.  $U_R = \varphi_k - \varphi_a$ . Сила тока и мощность в таком преобразователе даже при относительно весьма больших зазорах (порядка 1 мм) из-за влияния адсорбции цезия и нейтрализации заряда будет значительно больше, чем у вакуумного преобразователя с тем же материалом катода и существенно меньшим зазором. Естественно, что в таком преобразователе к упомянутым выше потерям следует добавить потери энергии в цезиевой плазме. Эти потери включают в себя тепло Джоуля, Томсона, теплопроводность и затраты энергии на ионизацию цезия потоком электронов. Однако отдельные виды потерь невелики и даже при точных расчетах могут не учитываться. Для примера приведем величины потерь для термоэлемента с полезной мощностью  $N = 4$  вт/см<sup>2</sup>, работающего при температуре катода  $T_k = 1800^\circ$  К, со степенями черноты электродов  $\epsilon_k = \epsilon_a = 0,35$  и при давлении пара цезия  $p_{Cs} = 10^2$  н/м<sup>2</sup> в межэлектродном зазоре, равном 0,2 мм. В этом режиме потери на излучение составляют 16 вт/см<sup>2</sup>, кинетическая энергия электронов 0,6 вт/см<sup>2</sup>, потери на теплопроводность в плазме цезия 0,2 вт/см<sup>2</sup>, джоулевы потери 2,5 вт/см<sup>2</sup>, потери на тепло Томсона  $10^{-3}$  вт/см<sup>2</sup> и потери на ионизацию  $10^{-2}$  вт/см<sup>2</sup>. Таким образом, можно видеть, что основными являются потери на излучение и джоулево тепло. Для определения теплопроводности и электропроводности цезиевой плазмы при этом использовались следующие уравнения, полученные из экспериментов, в зависимости от давления плазмы  $p$  (в мм рт. ст.):

$$\alpha = 1,5 \cdot 10^{-4} (1 - e^{-40p\alpha}),$$

$$\rho = 2,67p.$$

Некоторые возможные характеристики термоэлементов с цезиевым наполнением приведены на рис. 5.24 и 5.25 и в табл. 5.1. На рис. 5.24 показан ряд параметров идеально нейтрализованного термоэлемента, полученных для вольфрамового катода с учетом омического сопротивления цезиевой плазмы при разных температурах катода. На графиках, рассчитанных для оптималь-

ных по к. п. д. режимов при межэлектродных зазорах  $0,0025 \div 0,25 \text{ мм}$ , показаны максимально возможные к. п. д. и соответствующие значения температур анода и цезия. Можно видеть, что в режиме температур катода  $T_k \approx 2000^\circ \text{ К}$  нужно иметь

максимальное давление цезиевой плазмы. Снижение потребной температуры  $T_{Cs}$  при очень высокой температуре катода ( $T_k > 2000^\circ \text{ К}$ ) и тем самым уменьшение потерь в плазме ведет к резкому повышению к. п. д. На рис. 5.25 показано влияние типа материала катода и возможные величины к. п. д. при разных токах эмиссии (при условиях  $T_a = 900^\circ \text{ К}$  и  $\varphi_a = 1,7 \text{ эВ}$ ). Оптимум в к. п. д. по температуре при заданной плотности тока определяется взаимным влиянием изменения полезной мощности и потерь на излучение. Поскольку с ростом температуры катода все данные термоэлемента резко улучшаются, очевидно, следует стремиться к большим температурам. Однако в этом

направлении развития термогенераторов существует очевидное ограничение — жаропрочностью и жаростойкостью материалов. Причем даже применение наиболее тугоплавких материалов

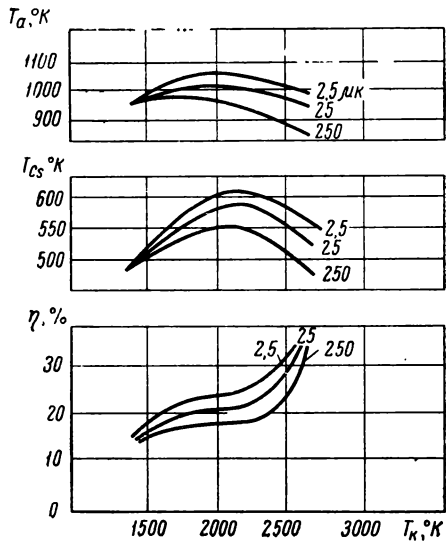


Рис. 5.24. Изменение параметров термоэлемента с полной нейтрализацией объемного заряда в зависимости от величины межэлектродного зазора и температуры вольфрамового катода

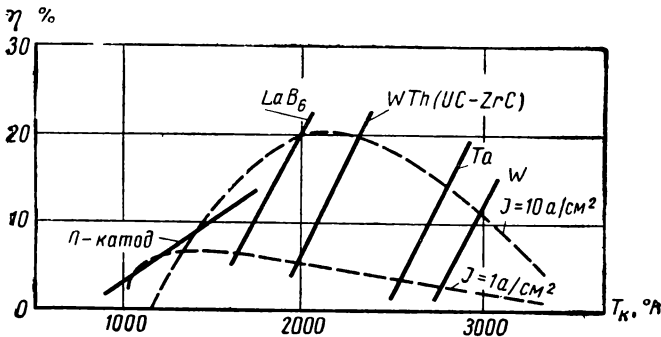


Рис. 5.25. Зависимость к. п. д. термоэлемента от температуры и типа эмиттера



(типа вольфрама) пока еще не позволяет обеспечить получение очень высоких температур.

В табл. 5.2 приведены некоторые данные расчета вольфрамового термоэлемента с цезиевым наполнением и большим межэлектродным зазором  $d=1,2$  мм.

Таблица 5.2

Данные расчета термоэлемента

$T_K, ^\circ K$	$\eta, \%$	Скорость испарения, мм за 1000 ч	$T_K, ^\circ K$	$\eta, \%$	Скорость испарения, мм за 1000 ч
2300	0,215	0,00015	2900	10,7	0,642
2500	1,05	0,0038	3100	21,7	4,96
2700	3,81	0,0592	3300	33,8	29,9

Эта таблица показывает, что даже для такого жаростойкого материала, как вольфрам, и при небольших ресурсах (около 1000 ч) применение температур более 2800—2900° К нереально из-за значительного испарения поверхности катодов.

Рассмотрим несколько подробнее выявленные выше два обстоятельства, важные для оценки параметров плазменных термогенераторов: влияние учета рассеяния электронов в цезиевой плазме и влияние величины температуры анода.

Во влиянии температуры анода на удельную мощность сказывается в первую очередь только обратный ток с анода. Очевидно, что при приближении температуры анода к температуре катода мощность начнет падать (рис. 5.26, б). Влияние температуры анода на к. п. д. более сложное. Падение к. п. д. в правой ветви кривой на рис. 5,26, а объясняется падением мощности, а падение к. п. д. в левой ветви — увеличением лучистого потока,

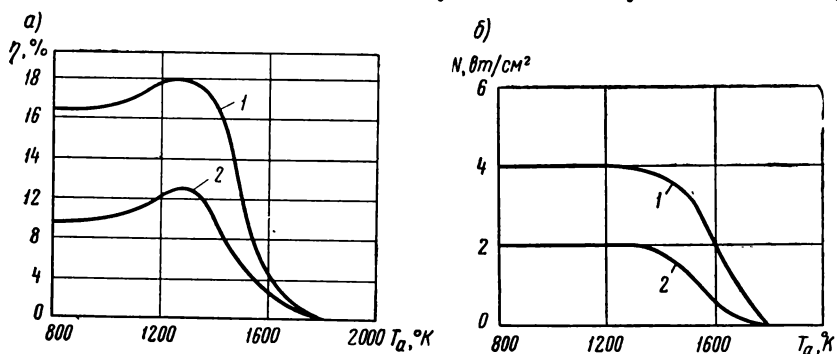


Рис. 5.26. Влияние температуры анода и учета рассеяния электронов в межэлектродном зазоре на удельную мощность и к. п. д. термоэлемента (вольфрамовый катод с цезиевым наполнением зазора при  $T_K=1800^\circ K$ ,  $d=0,2$  мм)

бесполезно отводящего тепло с катода. Таким образом, можно видеть (и это необходимо учитывать при выборе параметров установки), что во влиянии температуры анода на к. п. д. генератора существует вполне определенный оптимум. В этом отличие термоэлектронного генератора от термоэлектрического. Напомним, что в последнем к. п. д. монотонно растет с уменьшением температуры холодного торца. Следовательно, в установках с термоэлектронным генератором совсем не надо стремиться к очень низким температурам анода. Так, на рис. 5.24 приводились оптимальные по к. п. д. достаточно высокие температуры анода для вольфрамового термоэлемента.

Следует указать, что для космических энергетических установок стремление снизить размеры и вес одного из наиболее больших и тяжелых узлов — излучателя — ведет к требованию возможно большего повышения температуры анода. Противоречивость во влиянии температуры анода при ее значениях больших, чем оптимальные по к. п. д., на вес генератора и источника энергии, с одной стороны, и на вес излучателя — с другой ведет к появлению оптимальных по весу установки в целом значений температур анода. На рис. 5.27 представлено изменение ряда параметров космической термоэлектронной установки в зависимости от температуры катода вольфрамового термоэлемента с цезиевым наполнением и межэлектродным зазором 0,125 мм. Эти данные, полученные после весовой оптимизации, показывают, что в космических условиях при весьма высоких температурах катода нецелесообразно использовать оптимальные по к. п. д.

температуры анода, а надо работать при меньших к. п. д., но больших температурах анода. Там же показано увеличение весовой эффективности установки ( $G/N$ ) в отвлеченных величинах в зависимости от температуры катода.

Влияние учета рассеяния электронов на атомах цезиевой плазмы в межэлектродном зазоре сказывается, естественно, на всех температурных режимах, снижая как мощность, так и к. п. д. Для примера влияние такого рассеяния без учета электродных скачков показано на рис. 5.26 кривыми 2 в сравнении с режимом без рассеяния в плазме (кривые 1). Таким образом, умень-

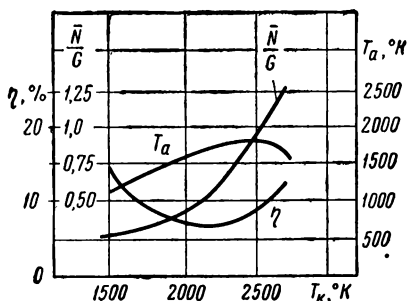


Рис. 5.27. Оптимальные по весу параметры космической термоэлектронной энергетической установки (катод вольфрамовый, межэлектродный зазор  $d=0,125$  мм заполнен цезиевой плазмой с оптимальным давлением)

шение межэлектродного зазора, естественно, выгодно не только в вакуумных, квазивакуумных, но и в плазменных термоэлементах, ибо величина зазора в них определяет эффект рассеяния электронов. На рис. 5.28 показаны экспериментальные результаты исследования влияния величины зазора на удельную мощность.

Если с учетом оптимизации в температуре анода определить расчетные характеристики термогенератора, приняв, что его ток равен току насыщения, потери на

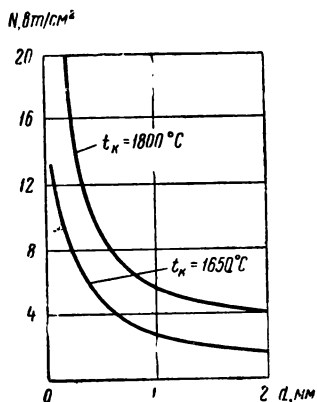


Рис. 5.28. Влияние межэлектродного зазора. Экспериментальные данные при оптимальном подборе давления цезия и напряжения на нагрузке.

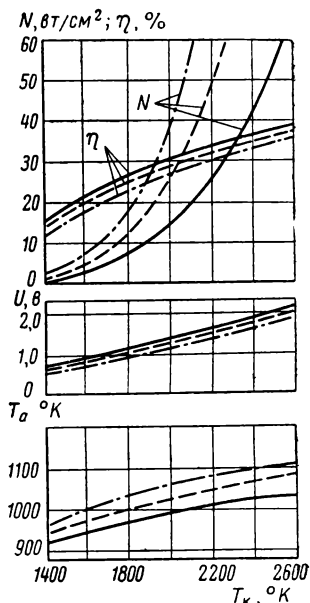


Рис. 5.29. Максимальные характеристики термогенератора, работающего в режиме тока насыщения, при  $\varphi_a = 1,7$  эВ и при отсутствии теплопроводности в межэлектродном зазоре

—  $\epsilon_3 = 0,05$   
 - - -  $0,10$   
 - - - -  $0,20$

теплопроводность в межэлектродном зазоре отсутствуют, а величина работы выхода анода  $\varphi_a = 1,7$  эВ, то такие характеристики будут лучше рассмотренных выше и как бы предельно возможными. На рис. 5.29 приведены результаты подобных расчетов для ряда значений эффективной степени черноты, характеризующей лучистый теплообмен между электродами  $\epsilon_3$ .

Данные расчета показывают, что при достаточно высокой температуре катода  $T_k = 2000 - 2100^\circ \text{C}$  удельная мощность может достигать до  $N = 60 - 80 \text{ Вт/см}^2$ , а к. п. д.  $\eta$  — до 35%. При этом оптимальная температура анода сравнительно велика ( $1000 - 1100^\circ \text{K}$ ), и поэтому, используя отводимое тепло, напри-

мер, в термоэлектрическом генераторе с к.п.д. порядка 15% (см. гл. IV), можно ожидать весьма высокого полного к.п.д. такой идеализированной комбинированной установки — порядка 45%. Отметим, что при этих условиях к.п.д. цикла Карно составит около 85%. Таким образом, даже в идеальных условиях к.п.д. комбинированной установки вдвое хуже к.п.д. Карно.

При сравнительно низких температурах в последнее время получены интересные данные при работе в режиме объемной ионизации цезия, имеющей ступенчатый характер, в так называемом дуговом режиме. В этом случае в начальный момент работы приложением внешнего потенциала в цезиевой плазме возбуждается дуговой режим, который далее поддерживается генерируемым электрическим током. Термоэлементы, работающие в таком режиме, при сравнительно низких температурах катода  $T_k = 1200—1300^\circ\text{C}$  позволяют получать удельную мощность  $N$  до 2—3  $\text{вт/см}^2$ . Однако экспериментальных сведений по этому режиму пока мало, а завершенная теория еще не создана, хотя уже есть сведения о проектировании конкретных установок, работающих в таком режиме.

#### **§ 5.6. МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ТЕРМОЭЛЕМЕНТОВ, ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЕ ПРОБЛЕМЫ И ХАРАКТЕРНЫЕ ДАННЫЕ УСТАНОВОК С ТЕРМОЭЛЕКТРОННЫМИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ**

По термоэлектронным генераторам еще не накоплено такого опыта, как по термоэлектрическим, и определенные результаты получены лишь в области экспериментальных исследований констант. Хотя исследования небольших моделей термоэлементов и ведутся широко, но пока еще очень разнородны и подробных сведений о них мало. Остановимся на некоторых типах исследовательских работ по определению свойств материалов и параметров термоэмиссионных элементов. Одним из главных направлений исследований является измерение работы выхода. Термоэмиссия электронов из металла зависит от ряда факторов, из которых, как уже отмечалось, наиболее важны температура и чистота поверхности материала. Точное измерение высоких температур и обеспечение высокой однородности и чистоты поверхности требуют проведения экспериментов в вакууме, а это, естественно, достаточно осложняет эксперименты, сами по себе требующие большой аккуратности в постановке.

В процессе измерений для определения константы  $A$  в уравнении тока термоэмиссии и работы выхода электронов из материала  $\phi$  обычно пользуются методом прямой Ричардсона. Уравнение Ричардсона (5.3) можно записать в логарифмическом виде так:

$$\lg \frac{I}{T^2} = - \frac{e\phi}{2,3k} \frac{1}{T} + \lg AS, \quad (5.20)$$

т. е. оно четко представляется прямой, показанной на рис. 5.30. Результаты экспериментов, позволяя построить часть такой прямой, дают возможность экстраполяцией получить величину константы  $A$ , а по углу наклона прямой найти работу выхода  $\varphi$ . Неточности этого метода зависят не только от неоднородности

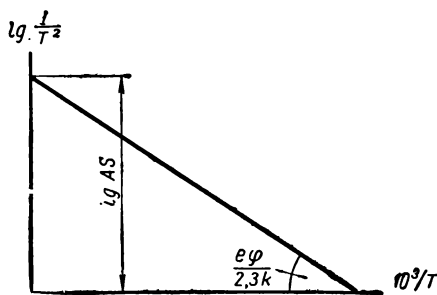


Рис. 5.30. К экспериментальному определению величин  $A$  и  $\varphi$

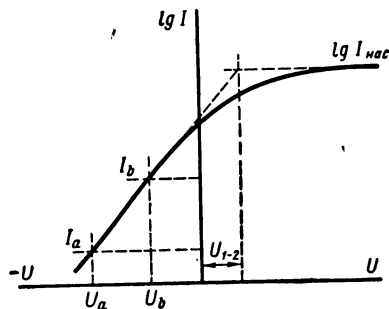


Рис. 5.31. Вольт-амперная характеристика

и плохой чистоты материала, а также от неточности определения величины поверхности испытываемого образца (например, из-за ее шероховатости, ибо обычно применяют образец в виде проволочки). Снимая с помощью устройства, изображенного на рис. 5.1, вольт-амперную характеристику двухэлектродного элемента в вакууме, можно определить контактную разность потенциалов, а также по двум точкам на прямолинейном участке найти электронную температуру (рис. 5.31):

$$T_{эл} = \frac{e}{k} \cdot \frac{U_a - U_b}{2,3 \lg \frac{I_b}{I_a}}$$

Необходимо отметить, что для чистых металлов оказывается, что температура вылетевших электронов  $T_{эл}$  равна термодинамической  $T$ , а для сложных катодов (например, для оксидных)  $T_{эл} > T$  на 10 ÷ 30%. Это связано с влиянием потенциального барьера (коэффициента отражения), приводящим к отсеву медленных электронов из максвелловского распределения.

Измерения удельной мощности и к. п. д. требуют большой точности замера основных параметров, определения всех видов потерь и утечек тепла. Обычно такие исследования ведут на тщательно препарированных моделях, например типа, представленного на рис. 5.32. Катод 1 и анод 2 модели снабжаются устройствами для их нагрева и охлаждения 6 и 7. Боковые охранные элементы (экраны 4) позволяют обеспечить большую равномерность параметров, в частности температуры на исследуемом элементе, а также обеспечить надежность сведения теплового баланса. Измерения на такой установке достаточно сложны, так

как здесь не только необходимо точно измерять высокую температуру, но так же, как описано в гл. IV при исследовании термоэлектрических генераторов, приходится измерять сравнительно малые величины напряжений, тщательно контролировать все виды утечек тепла и тока и т. п.

Испытания по снятию вольт-амперных характеристик, по проверке величины удельной мощности и к. п. д. элементов сейчас ведут и с нагревом катода продуктами деления в ядерном реакторе, т. е. в условиях, соответствующих реальным для будущих термоэлементов. На рис. 5.33 показана одна из таких моделей, успешно работавшая в реакторе.

Эксперименты на моделях ведутся

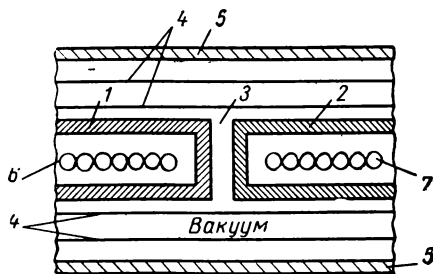


Рис. 5.32 Схема экспериментальной модели термоэлемента:

1 — катод; 2 — анод; 3 — межэлектродный зазор; 4 — экраны; 5 — труба; 6 и 7 — устройства для теплоподвода и теплоотвода

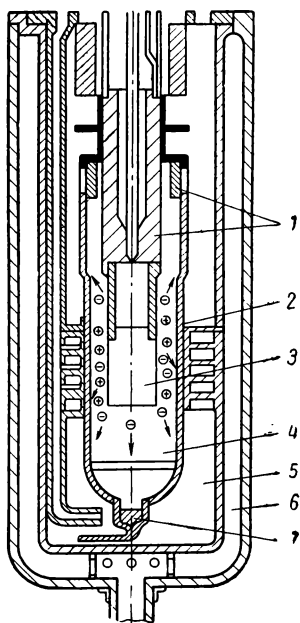


Рис. 5.33 Термоэлемент, испытанный в ядерном реакторе:

1 — изолятор; 2 — анод; 3 — ТВЭЛ; 4 — плазма цезия; 5 — охладитель; 6 — изоляция (вакуум); 7 — жидкий цезий

довольно широко. В табл. 5.3 приведены экспериментальные данные, полученные в ряде фирм США и Англии, позволяющие видеть широкий размах исследований термоэлектронных преобразователей.

Основными проблемами, определяющими возможный прогресс в области термоэлектронных генераторов и реальность их широкого внедрения в космическую и земную энергетику, являются следующие. Наиболее важный узел любой такой установки — высокотемпературный реактор. Успехи в его создании будут решающими в создании и генератора, и установки в целом. В самом термоэлементе важны решение проблемы стойкости высокотемпературной изоляции, работающей в парах цезия при

## Результаты экспериментов

Фирма	Источник тепла	Катод		Анод		Зазор, мм	Форма	Площадь катода, см <sup>2</sup>	W, вт/см <sup>2</sup>	η, %	Время работы, ч	Число цик- лов
		материал	Т, °К	мате- риал	Т, °К							
G. E. Res. Lab.	электрический	Mo	1950	сталь	875	0,27	цилиндрический	69	2,55	10р <sup>1</sup>	3263	15
G. E. Res. Lab.	электрический	Ta	2080	"	1000	"	"	"	4,55	12р	5012	12
G. E. Res. Lab.	электрический	Nb	1855	"	900	"	"	"	2,87	9р	8538	20
G. E. Power Tube and M. S. Div.	солнечный	Mo	1940	Mo	800	0,25	плоский	19,5	3,1	8р	350	148
T. Electron E. Co.	солнечный	Ta	2000	Mo	—	0,05	"	19,5	6,7	7,4и	600	450
T. Electron E. Co.	солнечный	Re	2000	Mo	—	0,05	"	13	13,2	—	3100	—
T. Electron E. Co.	солнечный	Re	1673	Mo	—	0,3	"	17,5	13,8	—	2000	—
T. Electron E. Co.	электрический	Ta	2000	Cu	—	0,15	цилиндрический	15	8,5	17р	50	—
T. Electron E. Co.	электрический	Mo	1713	Mo	—	0,36	плоский	28	3	7и	100	—
R. C. A.	электрический	Mo	1628	Ni	—	—	"	—	2,5	—	555	—
R. C. A.	электрический	Mo	1468	W	—	—	"	—	0,6	—	1501	—
R. C. A.	электрический	Mo	1468	Ni	—	—	"	—	0,6	—	1588	—
G. E. Vol. Atomic Lab.	ядерный	Mo	1970	сталь	—	0,07	цилиндрический	16,1	5	—	130	—
Los Alamos	ядерный	UC+ZrC	2150	Ni	823	1	"	26	9	4р	284	—
Scientific Lab.	ядерный	UC+ZrC	2200	Ni	733	1	"	32	15	8р	112	—
Harwell	ядерный	UC+ZrC	—	сталь	960	5	"	65	2,1	5р	38	—
Bavcos and Yll.	ядерный	UC+ZrC	1623	—	—	—	"	60	2,6	10р	305	—

<sup>1</sup> и — измеренное; р — рассчитанное.

необходимых конструктивных ее видах, и удачность конструктивных решений компоновки генератора, обеспечивающей гарантийное поддержание неизменности размеров возможно более малых межэлектродных зазоров. Кроме того, естественно, требуют решения проблемы предотвращения испаряемости катодных материалов, коммутации больших токов и др.

Переходя к конкретным установкам с термоэлектронным генератором, следует указать, что их схемы принципиально не отличаются от схем термоэлектрических установок, рассмотренных в гл. IV. На рис. 4.18 и на стр. 186 давалась краткая характеристика этим схемам. В дополнение к изложенному в гл. IV следует указать только, что в настоящем случае значительно высокие требования к температуре источника энергии позволяют считать более реальной схему с холодным теплоносителем. Это связано главным образом со значительными трудностями в создании и эксплуатации высокотемпературных жидкометаллических контуров: коррозия и эрозия тракта, проблема создания насосов для высоких температур (более  $1000^{\circ}\text{C}$ ) и т. д.

Рассмотрим некоторые данные проектируемых установок с термопреобразователями, а также приведем ряд экспериментальных показателей термопреобразователей.

Одна из проектируемых и описанных в литературе установок, мощностью 27 квт, основана на ядерном реакторе. Катоды ее выполнены из торированного вольфрама, а аноды — из чистого вольфрама. Нейтрализация осуществляется введением в зазоры цезиевой плазмы. Диаметр ТВЭЛов, выполненных из карбида урана,  $d=2,5\text{ мм}$ . Общая площадь электродов  $S=2000\text{ см}^2$ . При температуре катода  $T_{\text{к}}=2000^{\circ}\text{K}$ , температуре анода  $T_{\text{а}}=1000^{\circ}\text{K}$  и  $\varphi_{\text{а}}=2,6\text{ эВ}$  получены расчетом следующие величины удельной мощности и к. п. д.:  $N=10\text{ вт/см}^2$  и  $\eta=9,7\%$ . Масса установки должна составить  $G=640\text{ кг}$ .

На рис. 5.34 представлен схематический разрез реактора, вы-

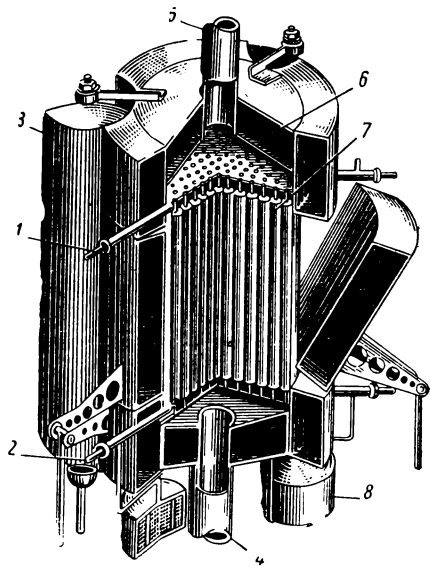


Рис. 5.34 Реактор термогенератор:  
1, 2 — шины; 3 — поворачиваемый отражатель; 4, 5 — тракт теплоносителя; 6 — отражатель; 7 — ТВЭЛы; 8 — бачок с цезием



полняющего одновременно функции и генератора, одной из космических установок США термоэлектронного типа мощностью 300 кВт. В активной зоне одного из таких реакторов размерами  $D \times H = 32 \times 28$  см размещено 546 ТВЭЛов — термоэлементов. Масса реактора 264 кг. Общий к. п. д. установки 12% (при к. п. д. элементов 14%). Удельная мощность  $W = 11-12$  вт/см<sup>2</sup> при плотности тока  $j = 8$  а/см<sup>2</sup> должна вырабатываться при температуре катода 1815°С, изготовленного из UC—ZrC. Аноды охлаждаются прокачкой жидкого металла с температурой от 982 до 1094°С. Общая удельная масса установки  $\gamma = 1,91$  кг/квт.

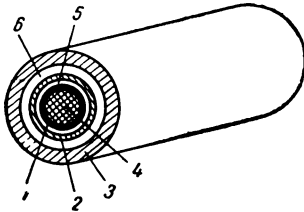


Рис. 5.35 Типичная схема термоэлемента реакторного типа:

- 1 — катод; 2 — анод; 3 — замедлитель или защита; 4 — ТВЭЛ; 5 — зазор; 6 — охладитель

Другая установка с реактором полезной мощностью  $N = 1000$  кВт, выполненная также на вольфрамовых электродах и с цезиевым наполнением, должна давать напряжение  $100 \div 200$  в. Установка состоит из 100 секций с площадью катода в каждой по 100 см<sup>2</sup>. Типичная конструкция термоэлемента показана на рис. 5.35. Масса установки должна быть 300—500 кг. Она должна использоваться в комбинации с паротурбинной установкой, имеющей к. п. д. 30% и дающей дополнительную мощность  $N = 450$  кВт. Общий к. п. д. комбинированной установки должен составить  $\eta = 58\%$ .

Следующим характерным типом является термоэлектронная установка на радиоизотопном реакторе, использующем кюрий  $Cm^{242}$  с периодом полураспада 162 дня и удельным объемным тепловыделением  $q_{об} = 15$  вт/г. Эта установка при мощности  $N = 100$  вт должна иметь площадь катода  $S = 80$  см<sup>2</sup>. Установка

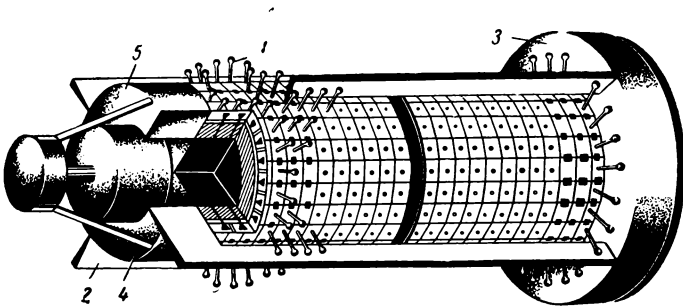


Рис. 5.36 Космическая термоэлектронная установка STAR:

- 1 — бачки с цезием; 2 — конструктивные стержни для жесткости; 3 — защита; 4 — корпус генератора; 5 — торцевой отражатель нейтронов

рассчитывается как низкотемпературная с температурой катода всего  $T_k = 1200^\circ\text{K}$  и  $T_a = 700^\circ\text{K}$ . Ресурс работы ее — один год, а масса  $G = 10$  кг. Она предназначена для обеспечения питанием космических исследовательских аппаратов.

На рис. 5.36 показан внешний вид космической термоэлектронной установки STAR фирмы «Дженерал Электрик». Эта установка весом в  $590 \div 680$  кг должна обеспечить мощность  $10 \div 70$  кВт.

В табл. 5.4 приведены температуры основных элементов установки и ее размеры для ряда значений мощности (как этапы ее развития).

Таблица 5.4

Данные установки STAR

Мощность, кВт	Размеры, см		Температура, °K			
	$D$	$L$	$T_{\text{центр}}$	$T_k$	$T_a$	$T_{\text{рад}}$
10	30,4	100	2150	2000	1200	1150
20	30,4	100	2500	2200	1550	1400
40	49,5	120	2600	2300	1700	1500

Характерной особенностью этой установки является отсутствие теплоносителя. Тепло с анода отводится в космос излучением, так как плоские термоэлементы образуют внешнюю поверхность реактора, имеющего диаметр  $0,3$  м и длину  $1,0$  м. Поверхность разбита на большое число термоэлементов. Для обеспечения напряжения  $24 \div 28$  в коммутация элементов осуществляется параллельно по кольцам, а кольца соединяются последовательно. В другом варианте при мощности  $10$  кВт в установке вырабатывается напряжение  $1$  в при силе тока  $10\,000$  а

Термоэлектронные преобразователи могут хорошо монтироваться и при солнечном источнике энергии. На рис. 5.37, 5.38 показаны типовые конструкции некоторых преобразователей, а на рис. 5.39 и 5.40 — внешний вид двух генераторов с подобными преобразователями. Преобразователь, показанный на рис. 5.38, имеет следующие основные размеры. Диаметр катода  $1-3,8$  см, диаметр излучателя  $8-10,2$  см. Один такой элемент при температуре катода  $T_k = 2100^\circ\text{K}$  обеспечивает мощность  $85$  вт и

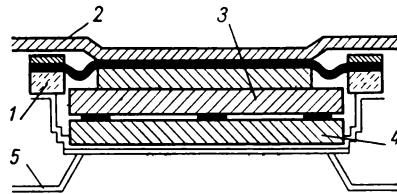


Рис. 5.37 Вакуумный солнечный термоэлектронный преобразователь для космических условий:  
1 — изолятор; 2 — излучатель; 3 — анод;  
4 — катод; 5 — конструктивная опора

к. п. д. около 15% (ток 64 а при напряжении 1,3 в). Масса его 290 г, т. е. удельная масса 3,4 кг/квт. Этот тип солнечного термоэлектронного элемента рассматривается как исходный прототип для ряда генераторов, отличающихся абсолютной мощ-

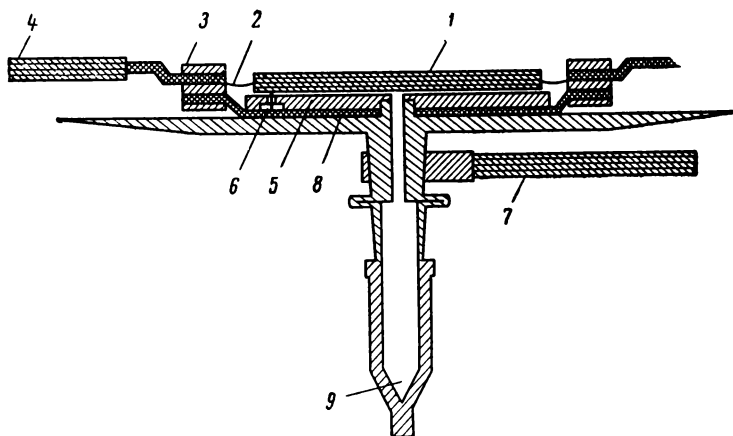


Рис. 5.38. Цезиевый солнечный термоэлемент для космических условий:

1 — катод; 2 — фольга; 3 — изоляция; 4 — шина; 5 — анод; 6 — фиксатор зазора; 7 — шина; 8 — излучатель; 9 — жидкий цезий

ностью. Солнечный сконцентрированный поток падает на элемент сверху (по схеме), а излученное тепло уходит вниз, в сторону, куда направлена ампула с жидким цезием 9. Этот преобразователь при межэлектродном зазоре 0,13 мм (анод — никелевый) испытывался в нескольких режимах.

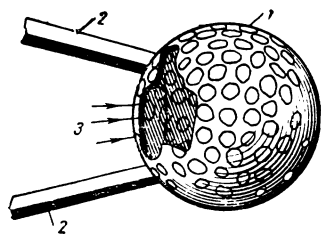


Рис. 5.39. Солнечный термоэлектронный генератор:

1 — термоэлементы; 2 — конструктивные стойки; 3 — солнечный поток

На рис. 5.41 приведены его вольт-амперные характеристики, а на рис. 5.42 показаны значения максимальной удельной мощности и к. п. д. Можно видеть, что полученные мощность и к. п. д. составляют 8  $вт/см^2$  и 15% при условиях, близких к предельным по условию испарения вольфрама.

Известны данные еще одного солнечного генератора, у которого полость, поглощающая энергию, окружена пятью соединенными последовательно преобразователями.

При диаметре концентратора 1,53 м в течение 1000 ч генератор обеспечивал мощность  $N=122$  вт при напряжении 3,5 в

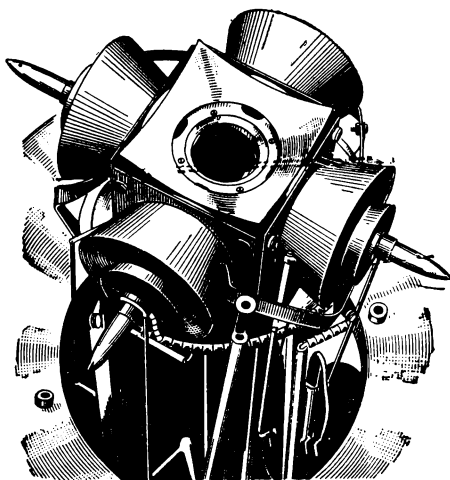


Рис. 5.40. Генератор мощностью 100 вт

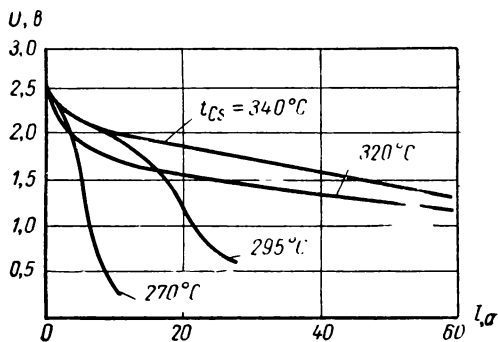


Рис. 5.41. Вольт-амперные характеристики преобразователя, показанного на рис. 5.38

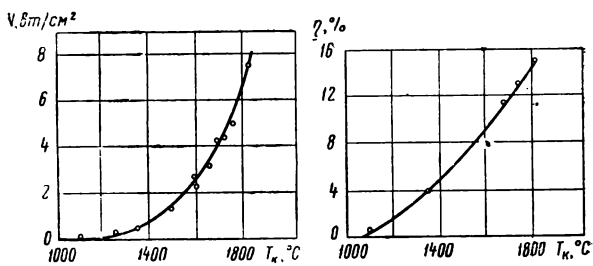


Рис. 5.42 Зависимость мощности и к. п. д. преобразователя, показанного на рис. 5.38, от температуры катода

при температуре катодов  $1700^{\circ}\text{C}$ . Усовершенствованные варианты этого генератора работают более 2500 ч.

В США NASA разрабатывает солнечную термоэлектронную установку мощностью  $N=135\text{ вт}$  для использования на Марсе. Эта система, снабженная жесткими зеркалами диаметром 2,8 м,

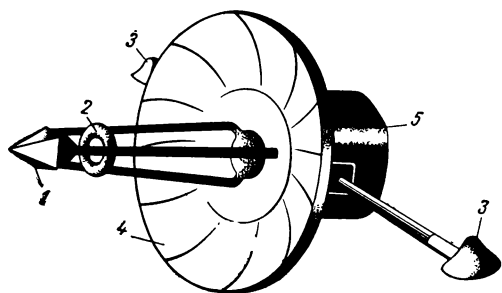


Рис. 5.43 Солнечная энергетическая установка STEPS на спутнике связи:

1 — генератор; 2 — тепловая защита; 3 — радиоантенна; 4 — солнечный коллектор; 5 — корпус спутника

требует затрат на разработку 2 млн. долларов. Масса только преобразователя и коллектора составит 13,5 кг. Требования к точности изготовления зеркал велики также, как и требования к точности ориентации на Солнце, определяемой в  $1/4^{\circ}$ .

На рис. 5.43 показан солнечный термоэлектронный генератор STEPS мощностью до 1 кВт. Этот генератор с диаметром солнечного коллектора 4,86 м имеет к.п.д. 5% и массу 70 кг. Преобразователь в нем вакуумный. В литературе есть сведения, что применение в этом генераторе термоэлементов с цезиевым наполнением позволит ожидать повышения к.п.д. до 10% и мощности до 3 кВт. Генератор STEPS отличается от генератора, изображенного на рис. 5.38, формой внешней поверхности излучателя. На рис. 5.43 четко виден защитный тепловой экран (2) для предохранения наружной поверхности генератора от повреждений при отклонении фокального пятна.

Приведем пример наземной американской установки с термоэлектронным генератором. Такая установка, проектируемая в качестве передвижной электростанции с водяным охлаждением на мощность 1000 кВт, должна иметь массу  $91 \cdot 10^3\text{ кг}$  при тепловой мощности реактора 16 тыс. кВт и расходе воды  $185 \cdot 10^3\text{ кг/ч}$ . Активная зона реактора-преобразователя состоит из 33 комплектов по семи каналов с пятью ТВЭЛами и имеет диаметр 102 см и длину 114 см. ТВЭЛы — катоды представляют собой Мо-оболочку, наполненную таблетками из  $(\text{UO}_2 - \text{Mo})$ -смеси. Замедлитель гидрид — циркониевый. При температуре катода  $1550^{\circ}\text{C}$  проектная удельная мощность  $W=4\text{ вт/см}^2$ , ТВЭЛы, соединенные последовательно по два, дают ток напряжением  $U=32\text{ в}$  и силой  $I=65,4\text{ а}$ .

Кроме приведенных выше, известно большое число экспериментальных данных, полученных некоторыми авторами, например:

1. На вольфрамовом катоде с цезиевой компенсацией объемного заряда в высокотемпературном преобразователе с  $T=3000^\circ\text{К}$  получены к. п. д.  $\eta=16\%$ , плотность тока  $j=15\text{ а/см}^2$  и удельная мощность  $W=35\text{ вт/см}^2$ .

2. В экспериментах на танталовом катоде с цезиевым наполнением в тех же условиях получены удельная мощность  $W=10\text{ вт/см}^2$ , к. п. д.  $\eta=5\%$  и плотность тока  $j=20\text{ а/см}^2$ .

3. В низкотемпературном преобразователе с Л-катодом при температуре катода  $T_k=1510^\circ\text{К}$  и давлении цезия  $p_{\text{Cs}}=4\text{ н/м}^2$  получена плотность тока  $j=2\text{ а/см}^2$  при напряжении  $U=0,7\text{ в}$  и к. п. д.  $\eta=5\%$ .

4. На модели с вольфрамовым катодом и цезиевым наполнением при  $T_k=1350^\circ\text{С}$ ,  $p_{\text{Cs}}=7\cdot 10\text{ н/м}^2$  получены плотность тока  $j=0,5\text{ а/см}^2$  при напряжении  $U=0,7\text{ в}$  и к. п. д.  $5\%$ .

5. На вакуумной модели при зазоре  $20\text{ мк}$  и температуре  $T_k=1300^\circ\text{С}$  получена мощность  $1\text{ вт/см}^2$  при  $\eta=13\%$  и т. д.

Сейчас в технической литературе упоминается, что промышленные компании США могут обеспечить поставку термоэлектронных генераторов с ресурсом не менее 1000 ч при параметрах:

а)  $W=1\text{ вт/см}^2$  и  $\eta=10\%$  при  $T_k=1200^\circ\text{С}$ ;

б)  $W=7\text{ вт/см}^2$  и  $\eta=12\%$  при  $T_k=1700^\circ\text{С}$

и удельной массе  $22,5\text{ кг/квт}$ . В будущем же ядерные установки с термогенераторами, по данным этих компаний, будут иметь удельную массу до  $2,3\text{ кг/квт}$ , а солнечные — до  $57\text{ кг/квт}$ .

Как уже указывалось в начале этой главы, в некоторых работах термоэлектронные преобразователи считаются дальнейшим развитием термоэлектрических генераторов, и их называют плазменными термопарами. Этот подход, впервые введенный А. Ф. Иоффе, позволяет сравнить возможные данные термоэлектрических и термоэлектронных установок по общему качеству. Если первые хорошо характеризуются коэффициентом добротности  $z$ , то и для термоэлектронных элементов можно ввести подобный коэффициент добротности  $z$ . Для этого следует определить коэффициент термоэдс в виде

$$\alpha = \frac{U_R}{T_k - T_a}.$$

При этом значение коэффициента термоэдс в термоэлектронном генераторе при достаточно высоких температурах сравнивается с получаемым в полупроводниках. Проводимость  $\sigma$  в вакууме выше, чем у полупроводника, а теплопроводность  $\lambda$  меньше. Поэтому в принципе коэффициент добротности  $z$  у термоэлектронной установки может быть существенно лучше, чем у термоэлектрической. На рис. 5.44 приведены данные по такому сравнению коэффициента добротности  $z$  в зависимости от максимальной температуры для PbSe — полупроводникового элемента

и вольфрамового термоэлектронного элемента. Можно видеть, что температура горячего торца (катода) примерно  $1000^{\circ}\text{C}$  является как бы рубежом для перехода от одного типа генератора к другому. Очевидно, что, как уже указывалось, в большом числе случаев могут применяться комбинации из каскадов термоэлект-

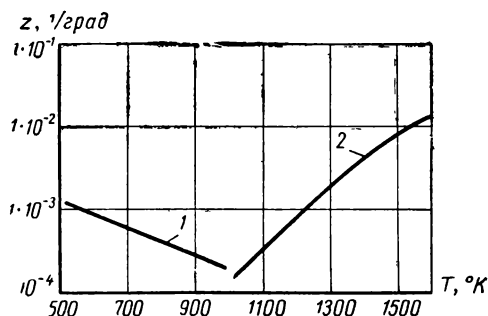


Рис. 5.44 Сравнение термоэлектронного (2) и термоэлектрического (1) генераторов

ронных и термоэлектрических генераторов по мере снижения температуры в направлении теплового потока. Естественно, что к. п. д. таких установок будут более высокими, чем к. п. д. приведенных выше отдельных термоэлектронных генераторов.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Капцов Н. А. Электроника. М., Гостехиздат, 1956.  
 Герман и Вагенер. Оксидный катод. Госэнергоиздат, 1949.  
 Добрецов Л. Н. Термоэлектронные преобразователи тепловой энергии в электрическую. ЖТФ, 1960, т. 30, № 4.  
 Моргулис Н. Д. Термоэлектронный (плазменный) преобразователь энергии. Госатомиздат, 1961.  
 Ансельм А. И. Термоэлектронный вакуумный термоэлемент. Изд-во АН СССР, 1951.  
 Мойжес Б. Я., Пикус Г. Е. К теории плазменного термоэлемента. ФТТ АН СССР, 1960, т. 11, № 4.  
 Добрецов Л. Н. Термоэлектронная и ионная эмиссия. Физматгиз, 1956.  
 Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. ИЛ, 1950.  
 Прямое преобразование тепловой энергии в электрическую. Сб. переводов. Госатомиздат, 1961.  
 Преобразование тепла и химической энергии в электроэнергию в ракетных системах. Сб. статей. М., ИЛ, 1963.  
 Алексеев Г. Н. Непосредственное превращение различных видов энергии в электрическую и механическую. Госэнергоиздат, 1963.  
 Кармазин В. П. и Стаханов И. П. Расчет вольт-амперных характеристик термоэлектронного преобразователя в диффузионном режиме. ЖТП и ТФ, 1963, № 5.  
 Gust W. H. International atomic energy agency library. 1962, Preprint UCRL 6809.  
 Richardson, Fein, Gottlieb, Kememy, Zollweg Metallurgy Semiconductor materials, 1961.

## ГЛАВА VI

### НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ, СВЯЗАННЫЕ С ПЕРЕДАЧЕЙ ТЕПЛА В ЗАМКНУТЫХ КОНТУРАХ

Реализация большинства схем энергетических установок, как можно было установить из предыдущих глав, связана с необходимостью организации подвода и отвода тепла с помощью специальных теплоносителей. При этом, особенно в замкнутых схемах установок, размеры теплообменных систем и их совершенство во многом определяют габариты и вес энергетических установок. Расчету теплообменных аппаратов и теплообмена в каналах посвящен ряд монографий и специальных учебных пособий. Отсылая читателей к этим работам, вместе с тем нельзя не рассмотреть некоторых специфичных вопросов, имеющих непосредственное отношение к данному курсу и не излагающихся в опубликованных учебниках. Первым из таких вопросов является выбор лучшего теплоносителя в замкнутом контуре. Другой важный вопрос, возникающий при создании контуров теплоносителей,— это вопрос расчета и компенсации потерь давления в системе применением насосов или компрессоров. Расчетам гидравлических сопротивлений так же, как и жидкостным ротационным насосам и газовым компрессорам, посвящены специальные учебники и пособия, в то время как по насосам электромагнитного типа для жидких металлов имеется лишь небольшое число специальных научных работ. Вместе с тем широкое применение их в установках непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую определяет необходимость краткого изложения их особенностей, схем и принципов расчета. И еще один вопрос, рассматриваемый в данной главе, относится к размерностям основных величин и к критериям подобия. Применение критериев подобия при оценке режимов работы, расчетах и испытаниях теплотехнических, гидродинамических и магнитогидро-



динамических устройств вносит ясность в оценки влияния отдельных физических процессов и облегчает составление инженерных методов расчета. Этот раздел имеет существенно более широкое значение, чем только в применении к данной главе (теплообмен и электромагнитные насосы) и является одновременно дополнительным материалом к гл. III, посвященной МГД-генераторам.

### § 6.1. О РАЗМЕРНОСТИ ОСНОВНЫХ ВЕЛИЧИН И ГЛАВНЫХ КРИТЕРИЯХ ПОДОБИЯ

Расчет гидродинамических, а тем более магнитогиродинамических течений жидкости и газа, а также процессов теплообмена в отдельных элементах установок в большинстве случаев удобно вести с использованием критериев подобия. Точное решение задач подобного рода возможно лишь в отдельных случаях, и, как правило, приходится довольствоваться лишь приближенным решением. В связи с этим приложение методов подобия позволяет не только правильно оценить исследуемую задачу, но и зачастую получить технически удовлетворительные количественные данные.

В настоящем курсе роль критериев подобия наиболее велика в магнитогиродинамических устройствах (генераторы и насосы) и в теплообменных агрегатах. Поэтому введем ряд критериев подобия, которые могут встретиться в такого рода задачах, с кратким пояснением их физического смысла. При этом, поскольку с 1963 г. введена Международная система единиц, приведем в ней все размерности основных параметров, что позволит читателям избежать ошибок при использовании в конкретных расчетах справочных данных в иного рода системах единиц.

Основные единицы СИ следующие: длина  $L$ ,  $m$ ; масса  $m$ ,  $kg$ ; время  $t$ ,  $сек$ ; сила тока  $I$ ,  $a$ .

Параметры жидкости и газа имеют следующую размерность: плотность  $\rho$ ,  $kg/m^3$ ; скорость  $v$ ,  $m/сек$ ; сила  $F$ ,  $n$ ; давление  $p$ ,  $n/m^2$ ; удельный вес  $\gamma$ ,  $kg/m^3$ ; работа, энергия  $A$ ,  $W$ ,  $дж$ ; мощность  $N$ ,  $вт$ .

Электрические единицы имеют следующую размерность: электрический заряд  $Q$ ,  $к$ ; плотность электрического тока  $j$ ,  $a/m^2$ ; разность потенциалов  $U$ ,  $в$ ; напряженность электрического поля  $E$ ,  $в/м$ ; электрическое сопротивление  $R$ ,  $ом$ ; магнитная индукция  $B$ ,  $тл$ ; напряженность магнитного поля  $H$ ,  $a/м$ ; плотность заряда  $q$ ,  $к/м^3$ ; электрическая индукция  $D$ ,  $к/м^2$ . Для облегчения работы с литературой, использующей систему единиц СГСЕ, приведем сводку основных уравнений электромагнетизма в двух системах.

Уравнения Максвелла

а)	$\operatorname{div} D = \rho$	$\operatorname{div} D_s = 4\pi\rho_s$
б)	$\operatorname{rot} E = -\frac{\partial B}{\partial t}$	$c \operatorname{rot} E_s = -\frac{\partial B_s}{\partial t}$
в)	$\operatorname{div} B = 0$	$\operatorname{div} B_s = 0$
г)	$\operatorname{rot} H = j + \frac{\partial D}{\partial t}$	$c \operatorname{rot} H_s = 4\pi j_s + \frac{\partial D_s}{\partial t}$

Сила, действующая на заряд  $q$  в электрическом поле  $E$

$$F = qE; \quad F = q_s E_s$$

Смещение на расстоянии  $r$  от заряда  $q$

$$D = \frac{q}{4\pi r^2}; \quad D = \frac{q_s}{r^2}$$

Сила, возникающая между зарядами в диэлектрике

$$F = \frac{q_1 q_2}{4\pi \epsilon_0 r^2}; \quad F = \frac{q_{s1} q_{s2}}{\epsilon r^2}$$

Соотношение между  $E$  и  $U$  в электростатическом поле

$$E = -\operatorname{grad} U; \quad E_s = -\operatorname{grad} U_s$$

Потенциал на расстоянии от заряда  $q$  в вакууме

$$U = \frac{q}{4\pi \epsilon_0 r}; \quad U_s = \frac{q_s}{r}$$

Плотность энергии электрического поля

$$W = \frac{DE}{2}; \quad W = \frac{D_s E_s}{8\pi}$$

Сила, действующая на движущийся в магнитном поле заряд

$$F = q [v \times B]; \quad F = q_s \left[ v \times \frac{B_s}{c} \right]$$

Сила, действующая на элемент тока в магнитном поле

$$F = I [l \times B]; \quad F = I_s \left[ l \times \frac{B_s}{c} \right]$$

Связь  $B$  и  $H$

$$B = \mu_0 \mu_r H = \mu H; \quad B_s = \mu_r H_s$$

Магнитное поле, образуемое движущимся зарядом

$$H = q \frac{[\bar{v} \times \bar{i}]}{4\pi r^2}; \quad H_s = q_s \frac{[\bar{v} \times \bar{i}]}{c r^2}$$

Магнитное поле на расстоянии  $r$  от линейного проводника

$$H = \frac{I}{2\pi r}; \quad H_s = \frac{2I_s}{c r}$$

Плотность энергии магнитного поля

$$W = \frac{BH}{2}; \quad W = \frac{B_s H_s}{8\pi}$$

Тепловые единицы выражаются так: термодинамический потенциал, количество теплоты  $Q$ , дж; теплоемкость, энтропия системы  $S$ , дж/град; удельный тепловой поток  $q$ , вт/м<sup>2</sup>.

Коэффициенты, характеризующие свойства веществ и процессов, определяются из следующих условий.

Из уравнения напряжения (давления), создаваемого силой трения,

$$\tau = -\mu \frac{\partial v}{\partial y} \text{ н/м}^2 \quad (6.1)$$

находят коэффициент динамической вязкости  $\mu$  н·сек/м<sup>2</sup>. Коэффициент кинематической вязкости  $\nu$  связан с  $\mu$  выражением

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \text{ м}^2/\text{сек}. \quad (6.2)$$

Отметим, что обратную величину  $\frac{1}{\nu} = \rho/\mu$  иногда называют мерой диффузности газа, что очевидно из самого вида соотношения.

Из уравнения теплового потока

$$dq = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} dx \text{ дж/м}^2 \quad (6.3)$$

находят коэффициент теплопроводности  $\lambda$ , вт/м·град.

Из уравнения количества тепла, выражаемого соотношением

$$dq = a \Delta T dx \text{ дж/м}^2, \quad (6.4)$$

находят коэффициент теплоотдачи  $a$ , вт/м<sup>2</sup>·град. Иногда пользуются также коэффициентом температуропроводности, представляющим собой отношение передаваемого теплового потока  $qdS$  [см. 6.3] к изменению объемного теплосохранения вещества  $c_p \gamma \Delta T dx$ :

$$a = \frac{\lambda}{c_p \gamma} \text{ м}^2/\text{сек}. \quad (6.5)$$

Из выражения для электрического сопротивления

$$R = \rho \frac{l}{S} \text{ ом}$$

находят коэффициент удельного электрического сопротивления  $\rho$ , ом·м и коэффициент электропроводности  $\sigma = \frac{1}{\rho} 1/\text{ом} \cdot \text{м}$ . Отметим, что ниже, чтобы не было путаницы в обозначениях ( $\rho$  — и плотность, и коэффициент электрического сопротивления), для определения электрических свойств будем пользоваться только коэффициентом  $\sigma$ .

Критериями подобия называют безразмерные комплексы, составленные из величин, входящих в условия однозначности рассматриваемого процесса. Они определяют геометрические свойства системы, существенные для этого процесса, характеристики рабочих тел, начальное состояние и условия на границах системы.

Рассмотрим основные критерии подобия при течении жидкостей и газов.

В предыдущих главах книги неоднократно и в разных формах рассматривалось уравнение импульсов [(см. 3.15), (3.21), (3.36)]. Общая форма этого уравнения имеет вид

$$\rho v \frac{dv}{dx} + \frac{dp}{dx} + \frac{d\tau}{dx} + jB = 0. \quad (6.6)$$

Здесь первый член характеризует силы инерции, второй — силы давления, третий — силы трения и последний — пондермоторные силы. Учитывая закон Ома в форме, представленной уравнением (3.19), и приводя к безразмерным переменным (по отношению к начальному сечению струи), получаем следующую форму уравнения (6.6):

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \bar{v} \frac{d\bar{v}}{d\bar{x}} + \frac{p_0}{\rho_0 v_0^2} \cdot \frac{d\bar{p}}{d\bar{x}} - \frac{\mu}{d_0 \rho_0 v_0} \cdot \frac{d^2 \bar{v}}{d\bar{y}^2} + \\ + \frac{\sigma B^2 d_0}{\rho_0 v_0} \left(1 - \frac{U}{v B d}\right) = 0. \end{aligned} \quad (6.7)$$

Очевидно, что коэффициенты, стоящие перед каждым членом, определяют влияние этого члена уравнения. Заменяя эти коэффициенты буквенными выражениями, перейдем к критериальной записи. Уравнение (6.7) можно записать, например, в виде

$$\bar{\rho} \bar{v} \frac{d\bar{v}}{d\bar{x}} + Eu \frac{d\bar{p}}{d\bar{x}} - \frac{1}{Re} \cdot \frac{d^2 \bar{v}}{d\bar{y}^2} + \delta \left(1 - \frac{E}{E_{\text{дин}}}\right) = 0. \quad (6.8)$$

Здесь критерий Эйлера  $Eu$  — отношение статического и динамического давлений:

$$Eu = \frac{p}{\rho v^2}. \quad (6.9)$$

Отношение сил инерции к силам трения характеризует критерий Рейнольдса:

$$Re = \rho v^2 \frac{d}{\mu} = \frac{\rho v d}{\mu}, \text{ или } Re = \frac{v d}{\nu}. \quad (6.10)$$

Отношение пондермоторной силы к силе инерции называют параметром МГД-воздействия

$$\delta = \frac{\sigma B^2}{\rho v}. \quad (6.11)$$

В скобках уравнения (6.8) стоит отношение приложенной  $E$  и индуцированной  $E_{\text{дин}}$  э. д. с. Уравнение (6.7) может быть записано с применением других критериев подобия. Так, вместо критерия Эйлера можно применить показатель изоэнтропы и число Маха:

$$Eu = \frac{p}{\rho v^2} = \frac{RT}{v^2} = \frac{1}{kM^2}, \quad (6.12)$$

так как отношение скорости течения среды к скорости распространения колебаний в ней характеризуется числом Маха

$$M = \frac{v}{a} = \frac{v}{\sqrt{kRT}} \quad (6.13)$$

Вместо параметра МГД-воздействия можно использовать число Рейнольдса  $Re$  и число Гартмана  $Ha$  или магнитное число Рейнольдса  $Rm$  и магнитное число Маха  $Mm$ :

$$\delta = \frac{Ha^2}{Re} = \frac{Rm}{Mm^2} \quad (6.14)$$

Квадрат числа, называемого критерием Гартмана, характеризует отношение пондеромоторной силы к силе вязкости:

$$Ha^2 = \sigma v d B^2 \frac{d}{\mu \nu} = B^2 d^2 \frac{\sigma}{\mu} \quad (6.15)$$

Магнитным числом Рейнольдса  $Rm$  по аналогии с гидродинамическим называют отношение напряжения, создаваемого пондеромоторной силой [см. уравнения (2.25'), (2.27) и (2.12)] к градиенту магнитного давления [см. уравнение (2.34'')]:

$$Rm = \frac{\sigma v B^2 d}{\mu_0 H^2} = \mu_0 \sigma v d \quad (6.16)$$

Обратим внимание, что здесь  $\mu_0$  магнитная проницаемость среды. Магнитное число Маха характеризует отношение скорости течения среды к скорости распространения в ней МГД-волн (волн Альфвена):

$$Mm = \frac{v}{v_A} = \frac{v}{\sqrt{\frac{B^2}{\rho \mu_0}}} = \frac{v}{B} \sqrt{\mu_0 \rho}, \quad (6.17)$$

а квадрат магнитного числа Маха представляет собой отношение магнитного и динамического давлений:

$$Mm^2 = \frac{\rho v^2 \mu_0}{B^2}.$$

Можно установить следующую связь приведенных выше критериев:

$$Ha^2 = Em \cdot Rm \cdot Re \quad (6.18)$$

Здесь применено магнитное число Эйлера, связанное с магнитным числом Маха соотношением, похожим на соотношение  $\frac{1}{kM^2}$ :

$$Em = \frac{1}{Mm^2} \quad (6.19)$$

Еще один параметр, равный отношению магнитного и гидродинамического чисел Рейнольдса и характеризующий отношение диссипации механической энергии за счет вязкости к диссипации

электрической энергии за счет магнитной вязкости, называют магнитным числом Прандтля:

$$\text{Pm} = \frac{\mu\sigma}{\rho} = \nu\sigma. \quad (6.20)$$

Иногда пользуются безразмерным комплексом, характеризующим напряженность электрического поля:

$$N = Ed^2\rho \frac{\sigma^{1/2}}{\mu^{3/2}}. \quad (6.21)$$

Этот комплекс представляет собой произведение трех критериев чисел  $\text{Mm}$ ,  $\text{Re}$  и отношения индуцированной э. д. с. к приложенному напряжению  $\text{Mm} \cdot \text{Re} \frac{vB}{E}$ .

Рассмотрим теперь второе фундаментальное уравнение — уравнение сохранения энергии. В гл. III для МГДГ употреблялась следующая форма его записи [см., например, уравнение (3.22)]:

$$-d \frac{\rho v}{dx} \left( c_p T + \frac{v^2}{2} \right) = \frac{j^2}{\sigma} - vjB.$$

В более общем виде с учетом теплообмена со стенками канала, преобразовав правую часть этого уравнения для случая конвективного теплообмена, получим

$$d \frac{\rho v}{dx} \left( c_p T + \frac{v^2}{2} \right) dV = -jEdV - \alpha \Delta T S dx, \quad (6.22)$$

где

$$dV = dxF; \Delta T = T_{\text{газ}} - T_{\text{ст}}; S = \frac{4F}{d}$$

После приведения к безразмерной форме и упрощения уравнение (6.22) принимает вид

$$d \frac{\bar{\rho} \bar{v} \bar{T}}{d\bar{x}} \left( 1 + \frac{k-1}{2} \text{M}^2 \right) = - \frac{j_0 E_0 d}{\rho_0 v_0 c_p T_0} \bar{j} \bar{E} - \frac{\alpha (\bar{T} - \bar{T}_{\text{ст}}) 4}{\rho_0 v_0 c_p}. \quad (6.23)$$

Здесь первый член характеризует изменение удельного теплосодержания потока. Кстати, выражение  $\bar{T} \left( 1 + \frac{k-1}{2} \text{M}^2 \right)$  может быть заменено относительной температурой торможения  $\bar{T}^*$ . Второй член характеризует предел полезной электроэнергии, получаемой в МГДГ, а третий — теплоотвод в стенки.

В критериальной форме уравнение (6.23) запишется как

$$d \frac{\bar{\rho} \bar{v} \bar{T}^*}{d\bar{x}} = - \eta_{\text{пр}} \left( 1 + \frac{r}{R} \right) \bar{j} \bar{E} - \text{St}4 (\bar{T} - \bar{T}_{\text{ст}}). \quad (6.24)$$

Здесь использованы: к. п. д. превращения  $\eta_{\text{пр}}$ , отношение сопротивлений во внешней  $R$  и внутренней  $r$  цепях и критерий Стантона

$$\text{St} = \frac{\alpha}{\rho v c_p}. \quad (6.25)$$

Если бы рассматривался не конвективный теплообмен, а теплопроводность, то последний член в уравнении (6.22) имел бы вид:  $\lambda \frac{dT}{dy} S dx$ , а в критериальную форму уравнения (6.24) вошел бы член  $\frac{4}{\text{Pe}} \cdot \frac{d\bar{T}}{dy}$ .

Критерий  $\text{Pe}$  характеризует отношение молекулярного и конвективного переносов тепла в потоке, т. е. тепловое подобие, и называется числом Пекле:

$$\text{Pe} = \frac{v \rho c_p d}{\lambda} = \frac{v d}{a}. \quad (6.26)$$

В учении о теплообмене подобие скоростных и температурных полей характеризуют числом Прандтля:

$$\text{Pr} = \frac{\text{Pe}}{\text{Re}} = \frac{\nu}{a}. \quad (6.27)$$

Связь между интенсивностью теплоотдачи и температурным полем в пограничном слое потока характеризуют критерием Нуссельта, иногда называя его безразмерным коэффициентом теплопередачи. Число Нуссельта легко получить как произведение чисел  $\text{St}$  и  $\text{Pe}$ . Таким образом,

$$\text{Nu} = \frac{\alpha d}{\lambda}. \quad (6.28)$$

В заключение напомним еще один критерий, который характеризовал эффективность термоэлементов (в гл. IV), — критерий Иоффе

$$I = zT. \quad (6.29)$$

При расчете определенных агрегатов или процессов основные уравнения часто могут быть сведены к безразмерной форме, характеризующей изменение главных параметров: температуры, давления, скорости и т. д. При этом критерии подобия или комбинации из них, входящие в отдельные члены уравнения [как видно из уравнений (6.8) и (6.24)], позволяя оценить их величину, дают возможность упростить анализ, установив области параметров, в которых можно пренебречь отдельными членами уравнений. Равенство критериев подобия в разных условиях и для разных задач означает подобие явлений.

Для иллюстрации количественной характеристики некоторых величин основных критериев подобия применительно к МГД-машинам приведем их значения в двух характерных случаях:

1. Течение жидкого металла (натрия) со скоростью 1 м/сек в канале с гидравлическим диаметром 10 см в магнитном поле 0,5 тл при температуре 700° С. Физические коэффициенты при этом следующие:  $\rho = 0,78 \text{ г/см}^3$ ;  $c_p = 1,27 \cdot 10^3 \text{ Дж/кг} \cdot \text{град}$ ;  $\lambda = 59 \text{ Вт/м} \cdot \text{град}$ ;  $\sigma = 0,33 \cdot 10^5 \text{ 1/ом} \cdot \text{см}$ ;  $\mu = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ н} \cdot \text{сек/м}^2$ .

2. Течение аргона с 1%-ной присадкой цезия с числом  $M = 0,5$  (скорость 510 м/сек) в магнитном поле 1 тл в канале с диаметром 1 м при температуре 3000° К и давлении  $5 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ . Физические коэффициенты в данном случае следующие:  $k = 1,67$ ;  $c_p = 0,52 \cdot 10^3 \text{ Дж/кг} \cdot \text{град}$ ;  $R = 21,2 \text{ м/град}$ ;  $\lambda = 0,095 \text{ Вт/м} \cdot \text{град}$ ;  $\mu = 1,23 \cdot 10^{-4} \text{ н} \cdot \text{сек/м}^2$ ;  $\sigma = 0,2 \text{ 1/ом} \cdot \text{см}$ .

Результаты расчета критериев сводим в табл. 6.1.

Таблица 6.1

Критерии подобия

	Re	Rm	Mm	Em	Ha	$\delta$	Pe	Pr
Натрий	$4,5 \cdot 10^5$	$0,42 \cdot 10^{-4}$	$6,3 \cdot 10^{-2}$	250	69	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^3$	$0,4 \cdot 10^{-2}$
Аргон	$3,2 \cdot 10^6$	$0,32 \cdot 10^{-4}$	$5,1 \cdot 10^{-1}$	3,8	20	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^6$	0,69

Первый из рассмотренных режимов характерен для мощного электромагнитного насоса (ЭМН), а второй — для МГД-генератора. Из табл. 6.1 можно видеть, что в рассмотренных примерах влияние сил трения невелико (большие числа Re), тогда как влияние пондермоторных сил на порядок больше. Отметим, что вообще чем больше число Гартмана Ha, тем больше роль МГД-воздействия и тем большего к. п. д. можно ожидать в рассматриваемой машине. Это означает, что можно пренебречь сложным взаимодействием между средой и магнитным полем, возникновением гидромагнитных волн, появлением нестабильностей и т. д. Очень малые магнитные числа Рейнольдса показывают, что в данных случаях, а кстати, и во всех реальных машинах такого типа индуцированное магнитное поле, определяемое током или пондермоторными силами, невелико, и им можно пренебречь, учитывая только приложенное извне магнитное поле. Значения параметра  $\delta$  показывают, что магнитогидродинамическое воздействие в насосе на два порядка больше, чем в МГД-генераторе.

Величина числа Прандтля показывает, что в МГДГ (у аргона  $Pr \sim 1$ ) наблюдается подобие скоростных и температурных



полей, тогда как в ЭМН (у натрия  $Rg \ll 1$ ) этого нет и температурное поле очень слабо выражено, что хорошо известно из курсов теплообмена.

На примерах величин критериев подобия для задач теплообмена останавливаться не будем, ибо это выходит за рамки настоящего курса.

## § 6.2. ВЫБОР ТИПА ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В ЗАМКНУТОМ КОНТУРЕ

В качестве теплоносителей в замкнутых контурах могут рассматриваться различные газы и жидкости. При этом если газы могут применяться при любом уровне температур, то для жидкого теплоносителя необходимы достаточно низкая температура плавления и высокая температура кипения, т. е. пологое изменение кривой давления паров насыщения в зависимости от температуры. Последнее приводит к необходимости перехода с ростом применяемых температур все к более и более высококипящим жидкостям. Так, для низких температур, как правило, не превышающих  $100\text{--}200^\circ\text{C}$ , обычно применяют воду. Однако уже при температуре  $200^\circ\text{C}$  для предотвращения кипения воды необходимо иметь избыточное давление более  $16 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ , а при температуре  $374^\circ\text{C}$  достигается критическое состояние. Поэтому, начиная с температуры порядка  $250^\circ\text{C}$ , обычно рекомендуют в качестве теплоносителя применять органические или кремнийорганические соединения, например даутерм (критические параметры  $t = 528^\circ\text{C}$ ,  $p = 41 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ ). При еще более высоких температурах нужно применять жидкие металлы. При этом по мере роста температуры необходимо переходить от ртути к щелочным металлам: сначала к калию, потом к натрию и уже затем к литию. Отметим, что удобство эксплуатации также влияет на выбор жидкометаллического теплоносителя. Например, в обычных лабораторных условиях очень удобен эвтектический сплав натрия с калием ( $22\% \text{ Na} + 78\% \text{ K}$ ), затвердевающий при  $t = -11^\circ\text{C}$  и кипящий при  $t = 784^\circ\text{C}$  при  $p = 10^5 \text{ н/м}^2$  (см. табл. 6.2). Однако в ряде случаев при одних и тех же температурных условиях можно применять значительное количество различных теплоносителей. Выбор наиболее целесообразного теплоносителя диктуется разными соображениями. Из них главными являются вопросы технологического-эксплуатационные и теплотехнические. Вопросы технологии и эксплуатации связаны не только с температурой плавления и кипения, но и с химической и эрозивной активностью теплоносителя в системе, его электропроводностью, чувствительностью к облучаемости (если теплоноситель проходит через реактор, то он может разлагаться в случае сложного его состава или приобретать наведенную радиоактивность) и др. Этот круг вопросов мы оставим в стороне и рассмотрим лишь теплотехнические соображения, имеющие значение для установок с замк-

нутым контуром теплоносителя. Так как вес и габариты теплообменных аппаратов (источник энергии, холодильник и др.), а также мощность, затрачиваемая на прокачку теплоносителя, определяются в значительной мере типом теплоносителя, его свойствами, то при создании установки обычно возникает задача выбора наилучшего теплоносителя. Сравнение теплоносителей целесообразно вести в условиях одинаковой передаваемой тепловой мощности и при одинаковом температурном уровне, ибо последний не только определяет прочность теплообменных агрегатов и магистралей, но и основные данные всей установки, т. е. и абсолютная температура  $T$  и разность температур  $\Delta T$  теплоносителей при сравнении должны быть одинаковыми.

Естественно, что резкое улучшение теплообмена при жидком теплоносителе по сравнению с газовым позволяет во многих случаях отдавать ему предпочтение. Однако встречается ряд задач, особенно при повышенных температурах, где применение жидких теплоносителей исключается, например, ввиду их коррозионной активности или из-за электропроводности. Поэтому сначала проведем анализ отдельно для газов и отдельно для жидкостей, а затем сопоставим лучшие теплоносители в каждой группе друг с другом. Следует отметить, что поскольку теплотехнические свойства большинства рассматриваемых теплоносителей зависят от температуры, то получаемые ниже в примерах количественные результаты могут изменяться с изменением уровня температур. Однако, как показывают расчеты, качество картины при этом сохраняется.

### А. Теплоносители-газы

Уравнение количества тепла

$$Q = Gc_p\Delta T$$

при заданном проходном сечении  $S$  для расхода теплоносителя

$$\frac{Q}{S\Delta T} = \gamma v c_p.$$

Так как в условиях сравнения левая часть соотношения должна быть неизменной, то можно получить выражение

$$\rho v c_p = \text{const},$$

а учитывая уравнение состояния  $p = \rho RT$ , — соотношение

$$\frac{c_p}{R} v \frac{p}{T} = \text{const}.$$

Считая, что по условиям прочности давление разных газов в системе должно быть одинаковым, окончательно имеем выражение

$$\frac{c_p}{R} v = \text{const}, \text{ или } \bar{v} = \frac{\bar{R}}{c_p}. \quad (6.30)$$

Физические постоянные

Название элемента и его номер	Атомный вес	Температура плавления, °С	Теплота плавления, $10^{-3} \frac{Дж}{кг}$	Температура кипения при $10^5 \frac{Н}{м^2}$ °С	Теплота испарения, $10^{-3} \frac{Дж}{кг}$	Упругость	
						$\frac{Н}{м^2}$	при $T$ °С
Алюминий Al, 13	26,97	660,2	403	2450	12 800	133	1537
						1 330	1770
						13 300	2081
						26 600	—
						53 200	2360
Висмут Вi, 83	209,0	271,0	50,4	1477	858	133	917
						1 330	1076
						13 300	1257
						26 600	1325
						53 200	1400
Галлий Ga, 31	69,72	29,92	82,4	1983	4260	133	1315
						1 330	1497
						13 300	1726
						26 600	1807
						53 200	1895
Калий К, 19	39,096	63,7	61,4	760	2084	133	342
						1 330	443
						13 300	581
						26 600	635
						53 200	696
Литий Li,3	6,94	179	664	1317	19 660	133	745
						1 330	890
						13 300	1084
						26 600	1156
						53 200	1236

Т а б л и ц а 6.2

## некоторых жидких металлов

Плотность		Теплоемкость		Динамическая вязкость		Теплопроводность		Удельное электрическое сопротивление	
$\text{кг/м}^3$	при $T^\circ\text{C}$	$10^{-3} \frac{\text{дж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$	при $T^\circ\text{C}$	$10^4 \cdot \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{м}^2}$	при $T^\circ\text{C}$	$\text{вт/м} \cdot \text{град}$	при $T^\circ\text{C}$	$10^6 \cdot \text{ом} \cdot \text{м}$	при $T^\circ\text{C}$
2380	660			29	700	103	700	0,196	657
2369	700			14	800	121	790	0,205	670
2315	900	1,09	660—1000					0,213	735
2261	1100							0,224	807
								0,232	870
10930	300	0,143	271	16,62	304	17,2	300	1,289	300
9910	400	0,149	400	12,8	451	15,6	400	1,342	400
9660	600	0,158	600	9,96	690	15,6	500	1,4525	600
9400	802	0,167	800			15,6	600	1,5353	750
9200	962	0,176	1000			15,6	700		
6093	32,38			18,94	52,9			0,259	29,75
5905	301			10,29	301		темпера- тура плав- ления	0,272	30,3
5720	600	0,344	12,5—200	8,783	402	29,4—37,8		0,284	46,1
5604	806			8,113	500				
5445	1100			6,524	806				
819	100	0,822	75	5,15	69,6	45,1	200	0,1316	64
783	250	0,792	200	3,31	167,4	42,5	300	0,1870	150
747	400	0,767	400	2,58	250	40,9	400	0,250	250
711	550	0,766	600	1,91	400	37,7	500	0,282	300
676	700	0,792	800	1,36	700	35,5	600	0,314	350
507	200	4,2	200	5,918	183,4				
490	400	4,2	600	5,749	193,2				
474	600	4,2	1000	5,541	208,1	37,8	218—233	0,4525	230
457	800			4,917	250,8				
441	1000			4,548	285,5				

Название элемента и его номер	Атомный вес	Температура плавления, °С	Теплота плавления, 10 <sup>-3</sup> Дж/К <sup>2</sup>	Температура кипения при 10 <sup>6</sup> Дж/м <sup>2</sup> , °С	Теплота испарения, 10 <sup>-3</sup> Дж/К <sup>2</sup>	Упругость	
						$\frac{H}{M^2}$	при T °С
Натрий Na, 11	22,997	97,8	114	883	4220	133	440
						1 330	548
						13 300	696
						26 600	752
						53 200	815
Сплав (прибл. эвтектика) Na—K (22% и 78%)	33,9	-11		784		133	355
						1 330	458
						13 300	603
						26 600	659
						53 200	721
Сплав Na — K (54% и 44%)	28,1	19		825		133	382
						1 330	490
						13 300	638
						26 600	696
						53 200	760

Плотность		Теплоемкость		Динамическая вязкость		Теплопроводность		Удельное электрическое сопротивление	
$\text{кг/м}^3$	при $T$ °С	$10^{-3} \frac{\text{дж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$	при $T$ °С	$10^4 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{м}^2}$	при $T$ °С	$\text{вт/м} \cdot \text{град}$	при $T$ °С	$10^8 \cdot \text{ом} \cdot \text{м}$	при $T$ °С
927	100	1,4	97,8	7,05	100	86,3	100	0,0967	100
904	200	1,4	100	5,41	150	81,8	200	0,1105	140
882	300	1,35	200	4,50	200	76,0	300	0,1358	200
859	400	1,31	300	3,92	250	71,4	400	0,1519	260
834	500	1,28	400	3,45	300	67,0	500	0,1657	300
809	600	1,27	500	2,84	400			0,1795	340
783	700	1,26	600	2,43	500			0,2199	400
757	800	1,26	700	2,10	600			0,2727	500
		1,27	800	1,86	700			0,3274	600
		1,30	900	1,65	800			0,3877	700
				1,50	900			0,4607	800
847	100	0,95	100	4,68	103,7	24,5	100	0,4563	100
823	200	0,91	200	3,59	167,5	26,7	400	0,5133	200
799	300	0,90	300	2,79	250			0,5858	300
775	400	0,88	400	2,05	400			0,6565	400
751	500	0,88	500	1,46	700			0,7348	500
727	600	0,88	600					0,8261	600
703	700	0,89	700					0,9176	700
								1,0451	800
887	100	1,13	100	5,40	100	25,9	100	0,4161	100
862	200	1,1	200	3,79	200	26,6	200	0,4723	200
838	300	1,07	300	2,99	300	27,2	300	0,5433	300
814	400	1,06	400	2,45	400	27,8	400	0,6221	400
789	500	1,05	500	2,07	500	28,3	500	0,6937	500
765	600	1,04	600	1,78	600			0,7829	600
740	700	1,05	700	1,57	700			0,8823	700
		1,06	800					0,9968	800

Название элемента и его номер	Атомный вес	Температура плавления, °С	Теплота плавления, 10 <sup>-3</sup> Дж/кг	Температура кипения при 10 <sup>5</sup> Па, °С	Теплота испарения, 10 <sup>-3</sup> Дж/кг	Упругость	
						$\frac{H}{M^2}$	при T °С
Олово Sn, 50	118,7	231,9	61	2270	2410	133	1492
						1330	1703
						13 300	1968
						26 600	2063
						53 200	2169
Ртуть Hg, 80	200,61	-38,87	11,75	357	293	133	126,2
						1330	184
						13 300	261,7
						26 600	290,7
						53 200	323
Рубидий Rb, 37	85,48	39,0	25,6	688	891	133	394
						1330	387
						13 300	519
						26 600	569
						53 200	628
Сурьма Sb, 51	121,76	630,5	161	1440	1610	133	886
						1330	1033
						13 300	1223
						26 600	1288
						53 200	1364
Свинец Pb, 82	207,21	327,4	24,7	1737	860	133	987
						1330	1167
						13 300	1417
						26 600	1508
						53 200	1611

Плотность		Теплоемкость		Динамическая вязкость		Теплопроводность		Удельное электрическое сопротивление		
$\text{кг/м}^3$	при $T^\circ\text{C}$	$10^{-3} \frac{\text{дж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$	при $T^\circ\text{C}$	$10^4 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{м}^2}$	при $T^\circ\text{C}$	$\text{вт/м} \cdot \text{град}$	при $T^\circ\text{C}$	$10^6 \cdot \text{ом} \cdot \text{м}$	при $T^\circ\text{C}$	
6834	409	0,244	250	19,1	240	33,6	240	0,476	231,9	
6761	523			16,7	300	34,0	292	0,514	400	
6729	574			13,8	400	33,2	417	0,568	600	
6671	648			11,8	500	32,7	498	0,627	800	
6640	704			0,319	1100	10,5	600		0,686	1000
13 645	-20	0,140	0	18,5	-20	8,24	0	0,984	50	
13 546	20	0,138	100	16,8	0	9,70	60	1,032	100	
13 352	100	0,136	200	15,5	20	11,0	120	1,142	200	
13 115	200	0,135	300	12,1	100	11,72	160	1,275	300	
12 881	300	0,136	450	10,1	200	12,73	220	1,355	350	
1475	39,0	0,383	39—126	6,734	38	29,4	Температ. плавл.	0,2315	50	
				6,258	50			0,2532	75	
				4,844	99,7	31,5		50	0,2747	100
				4,133	140,5					
				3,234	220,1					
6490	640	0,276	650—950	12,96	702	21,8÷21,0	730÷630	1,17	627	
6450	700			11,13	801			1,1765	700	
6380	800			9,94	900			1,2031	800	
6290	970			9,05	1002			1,2354	850	
								1,310	900	
10 510	400	0,164	327	21,16	441	16,4	330	0,946	327	
10 390	500	0,155	400	20,59	456	16,0	400	0,980	400	
10 270	600	0,155	500	17,00	551	15,5	500	1,072	600	
10 040	800			13,49	703	15,1	600	1,164	800	
9810	1000			11,85	844	15,1	700	1,257	1000	



Название элемента и его номер	Атомный вес	Температура плавления, °С	Теплота плавления, $10^{-3} \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$	Температура кипения при $10^5 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$ , °С	Теплота испарения $10^{-3} \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$	Упругость	
						$\frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$	при $T$ °С
Свинцово-висмутовый сплав	208	125		1670			
Цезий Cs, 55	132,91	28,5	15,8	705	613	133 1330 13 300 26 600 53 200	278 387 515 570 635

Это уравнение показывает, что при замене в системе одного газа другим необходимо изменить его скорость в соответствии с отношением газовых постоянных и теплоемкостей.

Величина поверхности теплообмена, обеспечивающая передачу тепла  $Q$ , определяется выражением

$$F_{т.о} = \frac{Q}{\alpha (T_{ст} - T)}$$

Коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  при турбулентном течении газов определяется критериальным выражением

$$\alpha = \frac{0,021}{d} \lambda \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,43}$$

Так как критерии подобия  $\text{Re}$  и  $\text{Pr}$  при принятых условиях в относительных величинах имеют вид

$$\overline{\text{Re}} = \frac{1}{c_p \mu} \quad (6.31)$$

и

$$\overline{\text{Pr}} = \frac{\mu c_p}{\lambda}, \quad (6.32)$$

Плотность		Теплоемкость		Динамическая вязкость		Теплопроводность		Удельное электрическое сопротивление	
$\text{кг/м}^3$	при $T^\circ\text{C}$	$10^{-3} \frac{\text{дж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$	при $T^\circ\text{C}$	$10^{-4} \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{м}^2}$	при $T^\circ\text{C}$	$\text{вт/м} \cdot \text{град}$	при $T^\circ\text{C}$	$10^6 \cdot \text{ом} \cdot \text{м}$	при $T^\circ\text{C}$
10 460	200			17,0	332	10,9	300	1,13	200
10 190	400			13,8	450	9,2	160	1,18	300
9910	600	0,147	144—358	12,9	500	9,7	200	1,23	400
9640	800			12,3	550	10,1	240	1,28	500
9360	1000			11,7	600	11,3	320		
1840	28	0,252	28,5	6,299	43,4	18,5	Темпер. плавл.	0,366	30
				4,753	99,6			0,370	37
				4,065	140,5				
				3,750	168,0				
				3,430	210,0				

то можно получить следующее выражение для отношения коэффициентов теплоотдачи:

$$\bar{\alpha} = \frac{\bar{\lambda}^{0,57}}{(c_p \mu)^{0,37}}. \quad (6.33)$$

Для относительной величины площади теплообмена или для отношения разности температур имеем

$$\bar{F}_{T,0} = \frac{1}{\alpha (T_{\text{ст}} - \bar{T})}. \quad (6.34)$$

Последнее выражение позволяет определить необходимое изменение площади теплообмена и среднего температурного напора  $\bar{\theta} = T_{\text{ст}} - \bar{T}$ , вызываемое изменением коэффициента теплоотдачи  $\alpha$ .

Потери давления при протекании теплоносителя через замкнутую систему, определяемые в основном трением, можно записать в виде

$$\Delta p = \xi_{\text{ср}} \frac{L_e}{d} \cdot \frac{\rho v^2}{2}.$$

При турбулентном течении газа в гладких каналах величина коэффициента трения

$$\xi = \frac{0,316}{\text{Re}^{0,25}}, \quad (6.35)$$

или в относительных величинах

$$\bar{\xi} = (\bar{c}_p \mu)^{0,25}. \quad (6.35')$$

Используя эти выражения, легко получить отношение потерь давления

$$\Delta \bar{p} = \frac{\bar{R} \mu^{0,25}}{\bar{c}_p^{1,75}}. \quad (6.36)$$

Мощность на прокачку теплоносителя определяется его расходом и потерями давления в виде

$$N = \frac{\Delta p}{\gamma} G.$$

Так как отношение плотностей  $\bar{\gamma} = \frac{1}{R}$ , а отношение расходов  $\bar{G} = \frac{1}{c_p}$ , то отношение мощностей на прокачку

$$\bar{N} = \frac{\bar{R}^2 \mu^{0,25}}{\bar{c}_p^{2,75}}. \quad (6.37)$$

Пользуясь приведенной системой уравнений (6.30) — (6.37), возможно проводить сравнительные расчеты. Ниже в табл. 6.3 для примера приведены результаты такого сравнения ряда газов при температуре 700°С. В качестве исходного газа при сравнении был выбран воздух.

Таблица 6.3

Сравнение газообразных теплоносителей

Газ	R	$\Delta \cdot 10^9$	$c_p \cdot 10^{-3}$	$\mu \cdot 10^7$	$\bar{\nu}$	$\bar{\alpha}$	$\bar{\tau}_{\text{ст}} - \bar{\tau}$	$\Delta \bar{p}$	$\bar{N}$
Воздух	29,3	67	1,14	4,26	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
Азот	30,1	65	1,15	4,04	1,01	0,99	1,01	0,96	1,00
Гелий	212	360	5,2	4,4	1,58	1,45	0,69	0,5	0,54
Углекислый газ	19,2	69	1,2	4,19	0,61	0,99	1,01	0,57	0,35
Оксид углерода	30,3	65	1,18	4,12	0,73	1,00	1,00	0,7	0,52
Водород	420	460	15	2,01	0,9	1,52	0,66	0,09	0,1
Водяной пар	47	95	2,3	3,86	0,8	0,98	1,02	0,47	0,32
Аммиак	49,7	147	3,3	3,67	0,59	1,12	0,9	0,1	0,12

Из этой таблицы видно, что лучшим по теплотехническим свойствам является водород, затем последовательно идут гелий, аммиак и т. д. Наименьшие затраты мощности на прокачку теплоносителя обеспечиваются при применении водорода и аммиака. Отметим, что полученные данные теплотехнического сравнения часто еще не позволяют сделать окончательный выбор теплоносителя и требуют учета других факторов, отмеченных во вступлении к данному параграфу.

### Б. Теплоносители-жидкости

В данном случае исходные уравнения несколько изменяются, так как отпадает уравнение состояния. Из уравнений количества тепла и расхода легко получить следующие выражения:

$$\bar{v} = \frac{1}{c_p \rho}, \quad (6.38)$$

и

$$\bar{G} = \frac{1}{c_p}. \quad (6.39)$$

Уравнение для потерь давления в данном случае примет вид

$$\bar{\Delta p} = \frac{\mu^{0,25}}{c_p^{1,75} \rho}, \quad (6.40)$$

а отношение мощностей на прокачку теплоносителя определится выражением

$$\bar{N} = \frac{\mu^{0,25}}{c_p^{2,75} \rho}. \quad (6.41)$$

При расчете теплоотдачи жидких металлов применяют критериальное уравнение в виде зависимости числа Нуссельта от чисел Прандтля и Рейнольдса:

$$Nu = 4,5 + 0,014 (Re Pr)^{0,8},$$

а для теплоотдачи неметаллических жидкостей характерно то же выражение, что и для теплоносителя-газа.

Произведение критериев подобия  $RePr$  может в относительном виде быть записано как

$$\overline{RePr} = \frac{1}{\lambda}, \quad (6.42)$$

а отношение критериев Нуссельта позволяет получить выражение

$$\bar{\alpha} = \overline{Nu} \bar{\lambda}. \quad (6.43)$$

Отношение весов теплоносителя, которое в данном случае, в отличие от предыдущего, может иметь существенное значение, выразится как

$$\bar{G}_{т.н} = \bar{\rho}. \quad (6.44)$$

Для сравнения разных теплоносителей выберем два резко отличных температурных режима: 100 и 700°С, приняв для первого в качестве исходного при сравнении воду в режиме  $Re = Re_{Pr} = 650$ , а для второго — натрий при том же числе  $Re$ .

Результаты расчетов по сравнению низкотемпературных теплоносителей приведены в табл. 6.4.

Таблица 6.4

Сравнение низкотемпературных теплоносителей

	$c_p \cdot 10^{-3}$	$\lambda$	$\rho$	$\mu \cdot 10^5$	$\overline{c_p \cdot \rho}$	$\bar{v}$	$\bar{G}$	$\bar{\alpha}$	$\overline{T_{ст}-T}$	$\bar{N}$	$\bar{G}_{т.н}$
Вода	4,2	0,7	1,00	0,29	1,00	1,0	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
Сплав Na—K	0,96	24	0,85	0,48	0,20	5,1	4,3	50	0,02	90	0,85
Сплав Pb—Bi	0,15	9	10,5	1,8	0,37	2,7	28,5	19	0,053	150	10,5
Ртуть	0,14	11,6	13,4	1,23	0,44	2,3	30	25	0,04	90	13,4
Даутерм	1,9	0,12	1,00	1,03	0,45	2,2	2,2	0,28	3,6	12	1,00

Как можно легко установить из этой таблицы, первый в таблице очень широко употребляемый теплоноситель — вода, хотя в равных условиях много хуже по коэффициентам теплоотдачи, чем жидкие металлы, но требует на 1—2 порядка меньшей мощности на прокачку. Даутерм же обладает наихудшими данными.

В табл. 6.5 приведены результаты сравнения теплоносителей при 700°С.

Таблица 6.5

Сравнение высокотемпературных теплоносителей

	$c_p \cdot 10^{-3}$	$\lambda$	$\rho$	$\mu \cdot 10^5$	$\overline{c_p \cdot \rho}$	$\bar{v}$	$\bar{G}$	$\bar{\alpha}$	$\overline{T_{ст}-T}$	$\bar{N}$	$\bar{G}_{т.н}$
Натрий	1,28	60	0,78	0,19	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
Калий	0,8	28	0,68	0,14	0,54	1,87	1,64	0,64	1,61	4,8	0,88
Висмут	0,15	18	9,53	0,96	1,44	0,7	8,5	0,48	2,1	3,6	12,2
Свинец	0,17	15	10,2	1,4	1,72	0,58	7,7	0,43	2,35	2,6	13,1
Литий	4,6	48	0,47	0,29	2,16	0,46	0,28	0,87	1,15	0,1	0,6
Сплав Na—K	0,9	31	0,7	0,154	0,65	1,54	1,41	0,65	1,54	3,0	0,9
Сплав Pb—Bi	0,15	17	9,88	1,15	1,46	0,69	8,7	0,46	2,17	3,0	12,6
Олово	0,26	39	6,64	0,97	1,7	0,59	5,0	0,73	1,34	1,97	8,5

Здесь лучшими по коэффициентам теплоотдачи являются натрий и литий. Последний также требует наименьших затрат энергии на его прокачку и может быть признан лучшим теплоносителем. Тяжелые теплоносители — висмут и свинец — обеспечивают вдвое худшие значения коэффициента теплоотдачи  $\alpha$ , в 3—4 раза большие значения мощности  $\bar{N}$  на прокачку и на порядок больший вес теплоносителя  $G_{т.н}$  в системе, чем у щелочных металлов.

### Сравнение параметров, обеспечиваемых разными типами теплоносителей

Качественно выгодность замены газообразного теплоносителя жидким очевидна, но чтобы оценить количественные показатели, приведем результаты сравнения двух теплоносителей — воздуха и натрия. В табл. 6.6. приведены такие данные для температуры  $700^\circ\text{C}$ .

Таблица 6.6

Сравнение двух теплоносителей

	$\bar{p}$	$\bar{v}$	$\Delta\bar{p}$	$\bar{N}$	$\bar{\alpha}$	$\bar{T}_{ст} - T$	$\bar{G}_{т.н}$
Натрий	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
Воздух	250	10	0,45	4,6	0,16	6,2	0,11

Эти цифры показывают, что замена в тракте теплоносителя натрия воздухом требует увеличения давления в 250 раз и скорости течения — в 10 раз. Однако даже при этом требующиеся температурные напоры для воздуха должны возрасти в 6 раз, значительно растет и мощность на прокачку теплоносителя. Таким образом, табл. 6.4 наглядно иллюстрирует известное преимущество жидких теплоносителей.

Приведенные в данном параграфе соотношения для расчета при применении к разного рода задачам могут легко видоизменяться. Так, в практике могут встречаться случаи необходимости выбора лучшего теплоносителя при заданной мощности на прокачку или при заданном коэффициенте теплоотдачи и т. д.

### § 6.3. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ НАСОСАХ (ЭМН)

Прокачивание по замкнутому контуру жидких металлов электромагнитными насосами вместо обычно употребляемых для жидкостей ротационных связано с рядом преимуществ. Первым и наиболее важным преимуществом является обеспечение хо-

рошей герметизации жидкого металла от внешней среды. Исключение возможности утечек и создания специальных уплотнений значительно улучшает эксплуатационную надежность. Вторым преимуществом является отсутствие вращающихся агрегатов, а следовательно, отсутствие подшипников с их смазкой, охлаждением и т. д. Привлекательным в ЭМН является и простота их регулирования — изменением напряжения. Основными недостатками ЭМН являются более низкие к. п. д. по сравнению с к. п. д. ротационных насосов, больший вес и определенная требовательность к источнику питания, к параметрам электрического тока. В гл. II и III приводились основные сведения из теории электричества и магнитной гидродинамики, определяющие работу разного рода МГД-устройств. ЭМН представляет собой как бы обращенный МГД-генератор, поэтому некоторые вопросы для них являются общими с МГДГ, и при настоящем рассмотрении могут быть опущены.

По принципу действия ЭМН можно разделить на две большие группы — кондукционные и индукционные. Так же, как и МГДГ, первые могут работать на постоянном и переменном токе, тогда как вторые — только на переменном. При этом ЭМН постоянного тока наиболее просты конструктивно, удобны в эксплуатации, ибо, как правило, удается ограничиться естественным воздушным их охлаждением, и надежны по электроизоляции, ибо требуют малых напряжений. Их специфичность — потребление больших токов с малым напряжением. Насосы переменного тока удобны по источнику энергии (не требуют специального униполярного генератора), но в них необходимо циркуляционное охлаждение, они сложнее конструктивно и т. д. Достоинством индукционных насосов является нетребовательность к большому току. Форма канала в ЭМН может быть разнообразной: плоской, кольцевой (соосной) и т. п.

Рассмотрим главные соотношения для расчета простейшего кондукционного насоса постоянного тока. При этом так же, как и в главе, посвященной МГДГ, не будем останавливаться на обычных электрических расчетах магнитной системы, а будем рассматривать лишь процессы, относящиеся к взаимодействию магнитного поля и электрического тока.

Несжимаемая жидкость значительно упрощает задачу расчета ЭМН по сравнению с расчетом МГДГ. Соотношение (2.25) определяло поперечную силу, действующую на проводник с током в магнитном поле. Этой силой в электропроводной жидкости создается давление. А поскольку создаваемое давление избыточное, то правильнее записать не просто величину давления  $p$ , а создаваемую разность давлений  $\Delta p$ . В обозначениях, приведенных на рис. 6.1, эта величина

$$\Delta p = jBL = \frac{IB}{b}. \quad (6.45)$$

Скорость жидкости определяется объемным расходом, проходящим через сечение канала  $S$ :

$$v = \frac{Q}{S} \text{ м/сек, или } v = \frac{G}{\rho S}.$$

Так как сечение канала  $S=ab$ , то, естественно, что выбор напора ( $\Delta p$ ), размера канала вдоль магнитного поля и скорости взаимосвязан. Увеличение скорости лимитируется не только ограничением по коррозии, но и тем, что с ростом скорости уменьшаются потребные размеры канала, увеличивается противоздс и доля тока, проходящего вне эффективной части канала

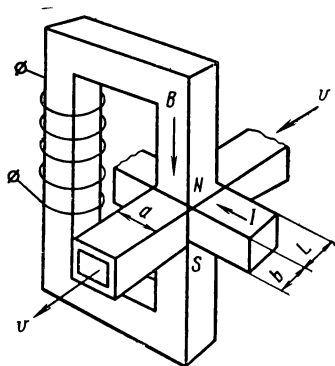


Рис. 6.1 Схема кондукционного насоса постоянного тока

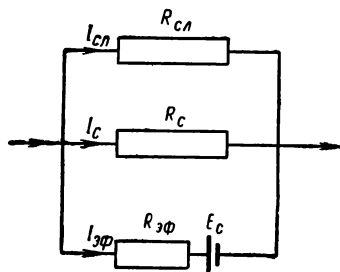


Рис. 6.2 Электрическая схема к расчету кондукционного насоса

ла ЭМН, растут и гидравлические потери. В рабочей части насоса через жидкий металл идет не весь ток. Часть его проходит через стенки трубок в области сильного магнитного поля  $I_c$ , а часть — через жидкий металл в области слабого магнитного поля  $I_{сл}$ . Это первый краевой эффект в ЭМН, изменяющий картину течения тока, по сравнению с течением тока в идеализированном насосе. Поэтому можно записать, что

$$I = I_{эф} + I_c + I_{сл}. \quad (6.46)$$

Кроме того, при протекании тока через жидкий металл из-за взаимодействия с магнитным полем в нем возникает так называемая противоздс  $E_c$  [название произошло от ее знака, см. уравнение (2.28)], определяемая выражением

$$E_c = Bva = B \frac{Q}{b}. \quad (6.47)$$

Из электрической схемы, представленной на рис. 6.2, с помощью закона Ома можно получить

$$\left. \begin{aligned} I_c R_c &= I_{эф} R_{эф} + E_c, \\ I_{сл} R_{сл} &= I_{эф} R_{эф} + E_c. \end{aligned} \right\} \quad (6.48)$$



Уравнения (6.46) ÷ (6.48) дают возможность определить полную силу тока:

$$I = I_{\text{эф}} R_{\text{эф}} \frac{R_c + R_{\text{сл}}}{R_c R_{\text{сл}}} + I_{\text{эф}} + E_c \frac{R_c + R_{\text{сл}}}{R_c R_{\text{сл}}}. \quad (6.49)$$

Напряжение на рабочем участке

$$U = E_c + I_{\text{эф}} R_{\text{эф}} = \frac{BQ}{b} + \frac{\Delta p b}{B} R_{\text{эф}}, \quad (6.50)$$

а полезная электрическая мощность, затрачиваемая на насос, соответственно

$$N_{\text{полв}} = IU.$$

Затем, используя соотношения (6.45), (6.47) ÷ (6.50), можно получить величину расхода через насос:

$$Q = \frac{b}{B} \left[ I \frac{R_{\text{сл}} R_c}{R_c + R_{\text{сл}}} - \frac{\Delta p b}{B} \left( R_{\text{эф}} + \frac{R_{\text{сл}} R_c}{R_{\text{сл}} + R_c} \right) \right]. \quad (6.51)$$

Отметим, что все значения сопротивлений  $R_{\text{эф}}$ ,  $R_{\text{сл}}$  и  $R_c$  определяются только геометрией и электропроводностью материалов. Так,

$$R_{\text{эф}} = \frac{a}{bL\sigma}.$$

Уравнение (6.51) может быть записано также и в виде зависимости напора  $\Delta p$  от расхода:

$$\Delta p = \frac{BI}{b} \left[ \frac{R_{\text{сл}} R_c}{R_{\text{сл}} R_c + R_{\text{эф}} (R_{\text{сл}} + R_c)} \right] - Q \frac{B^2}{b^2 \left[ R_{\text{эф}} + \frac{R_{\text{сл}} R_c}{R_{\text{сл}} + R_c} \right]}, \quad (6.52)$$

т. е. в функциональном виде  $\Delta p = f(B, I, Q)$ , или  $\Delta p = f(B, U, Q)$ , или, если обмотка электромагнита включена в ту же самую электрическую цепь,  $\Delta p = f(N, Q)$ .

$\Delta p \cdot 10^{-5}, \text{Н/м}^2$

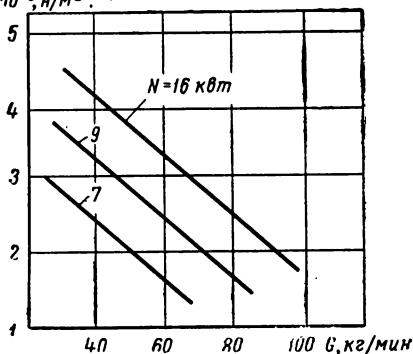


Рис. 6.3. Типовая характеристика электромагнитного насоса

Типичная напорно-расходная характеристика ЭМН показана на рис. 6.3.

Уравнение (6.52) позволяет установить, что существует минимальная сила тока, при которой расход равен нулю, а также что

$$\frac{dQ}{dI} = \frac{b}{B} \cdot \frac{R_{\text{сл}} R_c}{R_{\text{сл}} + R_c},$$

т. е. расход пропорционален силе тока.

Уравнение (6.52) позволяет еще установить, что при

заданном давлении существует оптимум расхода в зависимости от величины магнитной индукции. Если провести дифференцирование расхода по индукции  $\frac{\partial Q}{\partial B}$  и приравнять полученное выражение нулю, то можно найти оптимальное значение магнитной индукции:

$$B_{\text{опт}} = \frac{2\Delta p b}{I} \left( 1 + \frac{R_{\text{эф}}}{R_c} + \frac{R_{\text{эф}}}{R_{\text{сл}}} \right). \quad (6.53)$$

Еще одно интересное выражение можно найти, определяя оптимальное повышение давления в зависимости от ширины канала  $b$ . Так, приравняв  $\frac{\partial p}{\partial b} = 0$  и проведя ряд упрощающих подстановок, можно установить, что

$$b_{\text{опт}} = \frac{2BQ}{U}.$$

К. п. д. насоса представляет собой отношение полезной мощности к подведенной:

$$\eta = \frac{\Delta p Q}{N_{\text{подв}}}. \quad (6.54)$$

Анализ зависимости к. п. д. насоса  $\eta$  с учетом сопротивления обмотки возбуждения, характеризуемой коэффициентом  $C = 10^{-2} \div 10^{-3}$ , от размера канала  $b$  показывает, что существует оптимальное значение размера  $b$ :

$$b_{\text{опт}} = \sqrt[3]{\frac{BQ}{2LjC}}.$$

Однако в представленные выше выражения для величин  $\Delta p$  и  $N$  входил лишь один вид потерь — омические потери в стенках и в металле вне магнитного поля. Остановимся на других потерях, характерных для ЭМН. Прежде всего следует отметить, что так как протекающий в жидком металле ток создает собственное магнитное поле (рис. 6.4), то оно суммируется с прило-

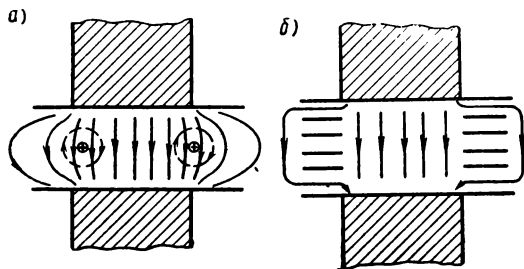


Рис. 6.4 Магнитное поле в ЭМН:

а) в обычных условиях (пунктиром показаны магнитные силовые линии тока); б) при введении металлических перегородок

женным извне, увеличивая его на входе в канал и уменьшая на выходе. В результате появляется неоднородность магнитного поля, неоднородность противоздс и плотности тока в металле. Этот эффект называют реакцией якоря. Изменение магнитного поля в результате реакции якоря на входе и выходе из насоса записывается приближенными соотношениями ( $B_0$  — исходная магнитная индукция):

$$\left(\frac{B}{B_0}\right)_{\text{вх}} \approx 1 + \frac{j}{\sigma v B_0}; \quad \left(\frac{B}{B_0}\right)_{\text{вых}} \approx 1 - \frac{\mu L j}{B_0}.$$

Вследствие действия реакции якоря эффективное давление будет всегда меньше расчетного. На рис. 6.5 для примера показана зависимость такого снижения давления в функции магнитного числа Рейнольдса для насоса с величиной  $\frac{\mu L j}{B_0} = 1,5$ . Для борьбы с такой неоднородностью делают так называемые петли жидкого металла в насосе (рис. 6.6). Однако зазор между полюсами магнита при этом значительно увеличивается.

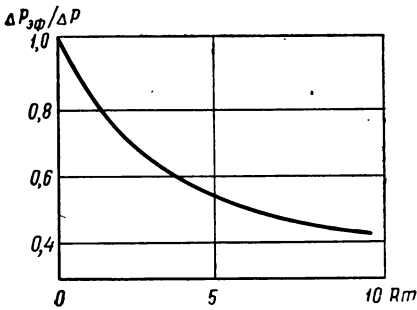


Рис. 6.5 Влияние эффекта якоря на полезный напор насоса

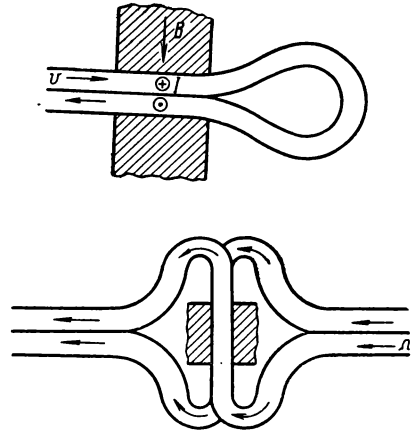


Рис. 6.6 Два вида петель с жидким металлом, уменьшающим изменение магнитного поля в зазоре

Для уменьшения потерь тока на растекание в трубке ее толщину делают минимально возможной. С целью уменьшения потерь вне основной эффективной зоны в канал можно вводить металлические экраны. Кроме эффекта растекания тока, в ЭМН имеется второй краевой эффект — рассеяние магнитного поля вблизи рабочего зазора. Этот эффект увеличивается с увеличением магнитной индукции и особенно в условиях, когда в магнитопроводе осуществляется режим, близкий к режиму насыщения.

Для обеспечения меньшего рассеяния магнитного поля в эффективной части канала следует выбирать геометрические размеры так, чтобы  $a$  и  $L$  были заметно больше  $b$ . Тогда вес электромагнита будет относительно наиболее низким. Часто рекомендуют следующую пропорцию  $L:a:b=4:2:1$ . Рассеяние магнитного поля может быть значительным. Например, при зазоре 3 см на таком же расстоянии от края магнита поле уменьшается до 40%. Поэтому ширину наконечников делают на 15—20% больше канала.

Поскольку скорости металла в канале ЭМН достаточно большие, то часть полезного напора  $\Delta p$  будет затрачиваться на преодоление гидравлического сопротивления. Коэффициент трения при этом следует определять не только по числу Рейнольдса, но, при значительных магнитных полях, и с учетом их влияния. Для этого вводят число  $m$ :

$$m = \frac{\mu_0 B \cdot 10^{-4}}{\sqrt{4 + 10^{10} \mu \rho}}, \quad (6.55)$$

где  $\mu$  в  $г/см \cdot сек$ ;  $\rho$  в  $ом \cdot см$ ;  $B$  в  $тл$ ;  $\mu_0$  — магнитная проницаемость среды. Тогда при больших  $m$  коэффициент трения  $\xi = \frac{8m}{Re}$ , а при малых  $m$  он определяется по обычным формулам, например по формуле Блазиуса [см. уравнение (6.35')]. На рис. 6.7 показана зависимость коэффициента трения  $\xi$  от  $m$ , резко отличная для двух областей течения: турбулентной (1) и ламинарной (2). В общие потери должны войти также и омические потери в обмотках электромагнита. Учет всех потерь ведет к тому, что эффективный напор существенно меньше идеального  $\Delta p_{эф} < \Delta p$ , определяемого по уравнению (6.52). Затрачиваемая мощность  $N_{подв}$  больше мощности, определяемой по соотношению  $N=IU$ , и действительный к.п.д. заметно меньше к.п.д., выраженного уравнением (6.54).

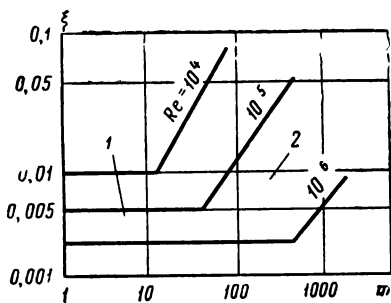


Рис. 6.7 К расчету потерь на трение в ЭМН

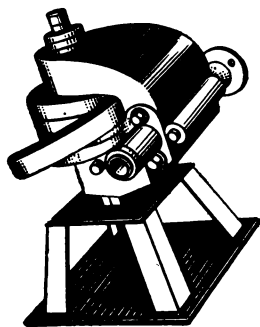


Рис. 6.8 Кондукционный насос КН-1

Кондукционные насосы постоянного тока довольно широко распространены. В известных конструкциях объемный расход  $Q$  доходит до  $3000 \text{ м}^3/\text{ч}$ , напор  $\Delta p$  — до  $5 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ , и работают они при температурах до  $500^\circ \text{С}$  и выше. К. п. д. мощных насосов доходит до 60%. Они потребляют ток очень большой силы и низкого напряжения. В этом их нетребовательность к электрической изоляции, что позволяет применять такие насосы до весьма высоких температур (чуть ли не до  $800^\circ \text{С}$ ) без специального охлаждения. Внешний вид одного из насосов показан на рис. 6.8.

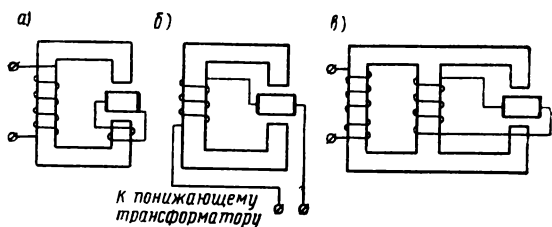


Рис. 6.9. Схемы однофазных кондукционных насосов переменного тока:

а) простейшая схема; б) насос с отдельным трансформатором; в) комбинированный насос-трансформатор

Приведем основные данные для одного из насосов средней производительности  $Q = 2 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3/\text{сек}$ ;  $\Delta p = 1,7 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ ;  $a = 2,8 \text{ см}$ ;  $b = 0,7 \text{ см}$ ;  $v = 10 \text{ м/сек}$ ; зазор  $15 \text{ мм}$  с индукцией  $B = 0,3 \text{ тл}$ ; магнитопровод из железа Армко; параметры тока  $U = 0,39 \text{ в}$ ;  $I = 2650 \text{ а}$ ;  $E_c = 0,08 \text{ в}$ .

Другой насос, созданный Аргонской национальной лабораторией (США), имеет следующие параметры:  $Q = 68 \text{ м}^3/\text{ч}$ ;  $\Delta p = 2,8 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ ;  $b \approx 4 \text{ см}$ ;  $a \approx 8 \text{ см}$ ; к. п. д. насоса  $\eta = 43\%$  при  $I = 20\,000 \text{ а}$  и  $U = 1 \text{ в}$ .

Кондукционный насос переменного тока очень похож на насос постоянного тока. На рис. 6.9 представлены три схемы таких насосов. Эти насосы очень удобны по источнику энергии, но потери в них больше, чем в ЭМН постоянного тока, и к. п. д. ниже (в известных конструкциях достигает только 10—15% и даже меньше — до 3%). Это связано с тем, что из-за переменного тока возникают потери, связанные с вихревыми токами в жидком металле и в сердечнике. Дополнительно возникают потери и на скин-эффект. Так как ток в таких насосах переменный, то при расчетах будут входить как активные, определяемые омическим сопротивлением, так и реактивные, определяемые индуктивностью, составляющие, и в число главных данных насоса будет входить также коэффициент мощности  $\cos \phi$ . Вследствие указанных особенностей применение таких насосов ограничивается областью малых повышений давлений и малых расходов.

Приведем для примера данные кондукционного ртутного насоса на переменном токе. При расходе  $3,2 \text{ м}^3/\text{ч}$  в канале размерами  $8,6 \times 24 \text{ мм}$  при создаваемом напоре  $\Delta p = 1,2 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$  насос имеет к. п. д.  $6,5\%$ , потребляя  $1,65 \text{ кВт}$  мощности. Коэффициент мощности  $\cos \varphi$  этого насоса равен  $0,32$ .

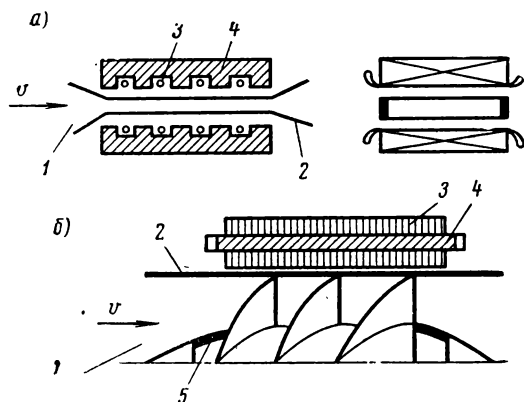


Рис. 6.10 Схемы индукционных насосов:

- а) плоский; б) коаксиальный; 1 — жидкий металл; 2 — стенки канала; 3 — обмотка; 4 — магнитопровод; 5 — кольца для замыкания индуктированного тока

Другим классом ЭМН являются индукционные насосы. Такие насосы, так же как и МГДГ индукционного типа, основаны на эффекте взаимодействия индуктированных в жидком металле токов с перемещающимся магнитным полем. Переменное напряжение в обмотке ряда пар электромагнитов может создавать движение магнитного поля: либо вдоль канала с жидким металлом (бегущее магнитное поле, линейная схема рис. 6.10, а), либо вращающееся около оси канала со спиральным потоком жидкости (коаксиальная схема, рис. 6.10, б). Наиболее распространены линейные индукционные насосы. Такой насос

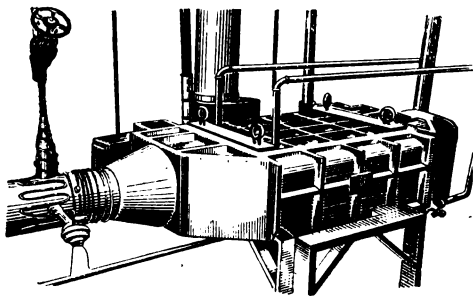


Рис. 6.11 Мощный линейный индукционный насос

Такой насос массой  $7 \cdot 10^3 \text{ кг}$  с расходом металла  $Q = 8 \text{ м}^3/\text{ч}$ , создающий напор  $\Delta p = 1,1 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ , приведен на рис. 6.11. К. п. д. известных насо-

сов такого типа достигает 45%, а создаваемый напор  $\Delta p = 10 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ . При расчете индукционных насосов к геометрическим величинам, рассмотренным выше, как и при расчете МГДГ, добавляется еще полюсный шаг. Напорно-расходные характеристики индукционных насосов  $\Delta p = f(Q)$  имеют такой же вид, как и характеристики кондукционных насосов.

#### ЛИТЕРАТУРА

Богуславский М. Г. и др. Таблицы перевода единиц измерений. М., Стандартгиз, 1963.

Тютин И. А. Электромагнитные насосы для жидких металлов. Рига, Изд-во АН Латв. ССР, 1959.

Кутателадзе С. С. Основы теории теплопередачи. Госэнергоиздат, 1962.

Андреев П. А., Канаев А. А., Федорович Е. А. Жидкометаллические теплоносители ядерных реакторов. Судпромгиз, 1959.

Кутателадзе С. С., Боришанский В. М. Справочник по теплопередаче. М., Госэнергоиздат, М.—Л., 1958.

Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическому сопротивлению фасонных и прямых частей трубопроводов. Изд-во ЦАГИ, 1959.

Жидкометаллические теплоносители. Под ред. Джексона. ИЛ, 1958.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	3
<b>Глава I. Введение.</b>	
§ 1.1. Возможные схемы генераторов электрической энергии . . . . .	7
§ 1.2. Классификация и области применения установок непосредственного преобразования (УНП) . . . . .	14
§ 1.3. Источники энергии для установок непосредственного преобразования . . . . .	21
А. Солнечный источник энергии . . . . .	27
Б. Ядерные источники энергии . . . . .	36
Литература . . . . .	36
<b>Глава II. Некоторые физические основы</b>	
§ 2.1. Взаимодействие заряженных частиц с магнитным полем (элементы электротехники) . . . . .	38
§ 2.2. Строение электронных оболочек атомов и их взаимодействие . . . . .	51
§ 2.3. Термодинамические свойства газов в области высоких температур . . . . .	68
§ 2.4. Теплофизические и электрические свойства газов в области высоких температур . . . . .	84
§ 2.5. Некоторые сведения о строении в электрических свойствах материалов в твердой фазе . . . . .	96
Литература . . . . .	105
<b>Глава III. Установки с магнитогазо(гидро)динамическими преобразователями тепловой энергии в электрическую</b>	
§ 3.1. Принципы работы и применяемые к.п.д. МГД-генераторов . . . . .	107
§ 3.2. Основы расчета кондукционного линейного генератора постоянного тока . . . . .	113
§ 3.3. Некоторые вопросы уточнения расчета и выбора параметров МГДГ (трение, холловский эффект, концевые потери и др.) . . . . .	124
§ 3.4. Понятие об индукционных МГДГ . . . . .	138
§ 3.5. Расчет параметров установок с магнитогазодинамическим и магнитогидродинамическим генераторами . . . . .	143
§ 3.6. Основные методы экспериментальных исследований процессов и характеристик МГДГ . . . . .	153
§ 3.7. Схемы станций на основе МГДГ и реализованные параметры МГД-генераторов . . . . .	155
Литература . . . . .	160



**Глава IV. Установки с полупроводниковыми  
(термо- и фотоэлектрическими) преобразователями тепловой энергии  
в электрическую**

§ 4.1. Физические законы, определяющие работу термоэлектрических преобразователей (термогенераторов) и выбор материала термоэлемента . . . . .	162
§ 4.2. Расчет основных параметров термоэлемента . . . . .	167
§ 4.3. Пример расчета термоэлемента . . . . .	174
§ 4.4. Методы исследования термоэлектрических свойств материалов и характерные данные . . . . .	177
А. Метод измерения коэффициентов Пельтье и Томсона . . . . .	178
Б. Определение коэффициента термоэдс и электропроводности . . . . .	179
В. Измерение подвижности и концентрации носителей тока . . . . .	180
Г. Измерение коэффициента теплопроводности . . . . .	180
§ 4.5. Расчет установки и основные данные некоторых типичных термоэлектрических установок . . . . .	185
§ 4.6. Фотоэлектрические генераторы . . . . .	198
Литература . . . . .	209

**Глава V. Установки с термоэлектронными преобразователями тепловой энергии в электрическую**

§ 5.1. Процесс термоэмиссии . . . . .	210
§ 5.2. Пространственный заряд в вакууме и его нейтрализация . . . . .	217
§ 5.3. Влияние на электронную эмиссию металла адсорбирования на поверхности электрода посторонних веществ. Контактная разность потенциалов и э. д. с. преобразователя . . . . .	223
§ 5.4. Характеристики преобразователя . . . . .	228
§ 5.5. Основы расчета термоэлектронных преобразователей и их характерные параметры . . . . .	231
§ 5.6. Методы экспериментальных исследований термоэлементов, исследовательские проблемы и характерные данные установок с термоэлектронными преобразователями . . . . .	243
Литература . . . . .	254

**Глава VI. Некоторые вопросы, связанные с передачей тепла  
в замкнутых контурах**

§ 6.1. О размерности основных величин и главных критериях подобия . . . . .	256
§ 6.2. Выбор типа теплоносителя в замкнутом контуре . . . . .	264
А. Теплоносители-газы . . . . .	265
Б. Теплоносители-жидкости . . . . .	275
§ 6.3. Основные сведения об электромагнитных насосах (ЭМН) . . . . .	277
Литература . . . . .	286

---

Цена 07 коп.

**ВЫСШАЯ ШКОЛА**