

Министерство образования Российской Федерации

**РОССИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
НЕФТИ И ГАЗА им. И.М. ГУБКИНА**

Кафедра физики

И.Н. Евдокимов

МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ИССЛЕДОВАНИЙ

Часть 1.

Т Е М П Е Р А Т У Р А

**Определение понятия.
Методы получения и контроля.
Измерительная аппаратура.**

МОСКВА 2004

I. Введение.

Повышение эффективности промышленных объектов идет по пути совершенствования как самих технологических процессов, так и процессов управления ими. Немаловажным фактором, затрудняющим построение систем управления, является то, что технологи, хорошо знающие, что следует измерять в объекте, как правило, плохо осведомлены о возможностях современной измерительной техники.

Весьма важно, чтобы с новыми приборами и методами были хорошо знакомы как производственники, так и лица, занимающиеся исследовательской работой. При этом они должны совершенно отчетливо представлять себе, в каких областях эти новые приборы и методы наиболее целесообразно использовать, с какими это сопряжено затратами времени (и средств) и какова точность получаемых с их помощью результатов.

Роль измерений при наблюдении за производственными процессами заметно отличается от роли измерений при проведении лабораторных опытов (физико-химических экспериментов). В первом случае задачей измерений является лишь получение численного значения наблюдаемой характеристики объекта измерений для контроля за правильностью осуществления известных операций производства. При проведении же опытов результат измерений рассматривается как отклик на целенаправленное изменение условий эксперимента, проводимого с целью получения неизвестных ранее сведений об исследуемом объекте. Различие между двумя типами измерений отмечалось еще в "Кратком руководстве к физике", изданном в Санкт-Петербурге почти два столетия назад, в начале XIX века. В этом руководстве говорится : "Физика есть сколько приятная, столько и полезная наука, толкующая свойства тел или предметов, нас

окружающих. Свойства тел познаются или через *наблюдения*, когда тело рассматривается в естественном состоянии, то есть так, как оно есть, или через *опыты*, когда тело доводят в такое состояние, до которого оно само прийти никогда не может".

Одним из важнейших параметров как лабораторных экспериментов, так и технологических процессов многих отраслей промышленности является температура. По оценкам отечественных и зарубежных специалистов технические измерения температуры составляют 40-50% общего числа всяких измерений. Поэтому качество температурного контроля часто обуславливает успех процесса производства.

В данном пособии изложена физическая трактовка понятия температуры, описаны принципы построения температурных шкал. Специальные разделы посвящены изложению физических основ методов получения температур в широком диапазоне - от "гелиевых" до "плазменных", а также описанию принципов действия некоторых термометрических приборов, в том числе – современных методов термометрии в нефтяной и газовой промышленности. Пособие не является самостоятельным учебником по термометрии, а составлено как дополнение к курсам лекций, читаемым в РГУ нефти и газа им. И.М. Губкина.

II. Основные предпосылки. Исторические сведения.

Процесс измерения характеризуется с одной стороны восприятием и отображением физической величины, а с другой стороны - нормированием, т.е. присвоением ей определенного значения (размера).

Размер x величины X представляет собой отношение измеряемой величины к величине N , принимаемой за эталон (единицу измерения) :

$$X = x N \quad (1)$$

Для проведения указанных операций измерения должны быть удовлетворены две основные предпосылки :

1) подлежащая измерению физическая величина должна быть *однозначно определена*;

2) единицы измерения должны быть *установлены соглашением*.

Обе предпосылки не являются само собой разумеющимися. В то время как величины "длина", "вес", "время" воспринимаются всеми как вполне определенные из опыта, величина "коэффициент полезного действия" уже нуждается в конкретном определении. Такие величины как "степень комфортности" из области климатотехники или "коэффициент умственного развития" (I. Q.) до сих пор не имеют общепризнанного определения и поэтому не могут быть воспроизводимо измерены. Аналогично, понятие "температуры" возникло из весьма неопределенных понятий теплоты и холода, которые располагались в сознании человека где-то рядом с запахом и вкусом. Никто не пытался связать с этими понятиями какие-либо количественные соотношения : до сих пор не ставится вопрос, во сколько раз жареный окунь вкуснее манной каши.

По-видимому, впервые необходимость применения количественной меры к тепловым ощущениям осознали древние медики. Они давно заметили, что здоровье человека как-то связано с теплотой его тела и что

лекарства могут влиять на здоровье, принося с собой, в частности, теплоту или холод. Так, знаменитый врач Гален (II век н.э.) использовал классификацию лекарственных препаратов по "градусам" (латинское *gradus* - ступень) : градус тепла, градус холода, градус влажности, градус сухости. Градусов было четыре и каждый градус еще разбивали на три части. Препараты смешивались и эти смеси имели разные градусы (при этом холод и тепло не считали противоположными качествами - тепло побеждалось влажностью, а холод - сухостью). Для каждой болезни составлялось свое лекарство (надлежащая смесь препаратов), которое называлось "температура" (от лат. *temperatura* - надлежащее смешение, правильное соотношение). Таким образом, в медицине впервые была сделана попытка установить 12-градусную шкалу теплового действия лекарств ("температур"). Однако задача теоретического определения градуса смеси по градусам компонент так и осталась нерешенной. Отсутствовали также средства измерений теплового воздействия - приборы либо для качественного обнаружения изменений степени нагрева ("термоскопы"), либо для количественного измерения характеристик теплового состояния ("термометры").

Изготовление первых практически применимых термоскопов обычно приписывают Галилею (около 1597 г.). Эти приборы состояли из стеклянного шара, наполненного воздухом. Тонкая трубка, выходящая из шара, была опущена в подкрашенную жидкость. Высота столбика жидкости в трубке была очень чувствительна к изменениям теплового состояния, но она зависела не только от температуры, но и от атмосферного давления, так что отсутствовала возможность установления воспроизводимой температурной шкалы и проведения количественных измерений.

Ньютон в 1701 г. предложил ввести температурную шкалу, разделенную на 12 градусов (как у древних медиков) и воспроизводимую по сопоставлению с характеристиками природных процессов (по реперным

точкам). Ноль он отождествил с точкой замерзания воды, а 12 градусов - с температурой тела здорового человека.

Первые воспроизводимые термометры, аналогичные современным и градуируемые по природным реперным точкам, были изготовлены Габриелем Даниелем Фаренгейтом, стеклодувом из Голландии. В 1714 г. он использовал шкалу, в которой за ноль принималась наинизшая температура смеси льда, поваренной соли и нашатыря, а за 12 градусов - температура человеческого тела. Полученная шкала оказалась слишком грубой для практических измерений, поэтому Фаренгейт впоследствии приписал телу здорового человека температуру 96 градусов. В таком виде шкала Фаренгейта до сих пор используется в США и Великобритании (но сейчас за реперные точки принимают температуры замерзания и кипения воды - соответственно 32 и 212 градусов по шкале Фаренгейта).

Во Франции и некоторых других европейских странах имела широкое распространение (и до сих пор иногда используется) шкала Р. Реомюра (1730 - 1740 г.), с самого начала строившаяся на точках замерзания воды (ноль градусов) и ее кипения (80 градусов). Такое деление шкалы использовалось Реомюром так как его измерения показывали, что вода в жидкостном термометре расширяется между этими двумя реперными точками на 80 тысячных своего объема (современные измерения дают величину 84 тысячных).

Известная стоградусная шкала была введена в 1742 г. А. Цельсием. Для того, чтобы исключить появление отрицательных значений температуры в медицине и метеорологии, Цельсий поместил ноль градусов в точку кипения воды, а 100 градусов - в точку ее замерзания. Однако такая "перевернутая" шкала оказалась неудобной и вскоре она была приведена к современному виду.

Во всех последующих температурных шкалах, в том числе и в принятых в настоящее время в качестве стандартных, величина "градуса" в точности равна величине деления стоградусной шкалы Цельсия. Реперные

же точки могут быть иными - так в "абсолютной" температурной шкале (Кельвина) имеется лишь одна основная реперная точка, а именно тройная точка воды, которой приписано значение 273,16 кельвин для обеспечения точного соответствия единицы этой шкалы - кельвина (К) градусу Цельсия (°C). единице стоградусной шкалы уже получившей широкое распространение а науке и технике.

III. Физическая трактовка понятия температуры.

Измерение температуры затрагивает несколько вопросов, которые вытекают из приведенного выше определения измерения. В противоположность таким физическим величинам, как длина, масса и т.д., температура является не экстенсивной (параметрической), а интенсивной (активной) величиной. При соединении двух тел их длины складываются; аналогично делится пополам масса гомогенного тела при его делении на две равные части. Температура, являющаяся интенсивной величиной, таким свойством аддитивности не обладает. Определение температуры - первая основная предпосылка измерения - исходит из обнаруженного экспериментально явления термического равновесия. Согласно ему температура систем (тел), находящихся в термическом равновесии, одинакова. Это явление не дает непосредственных путей построения температурной шкалы; не представляется возможным создать эталон температуры, аналогично тому как создаются эталоны экстенсивных величин.

Построение температурной шкалы аналитическими методами, например, с помощью коэффициента полезного действия цикла Карно, законов идеального газа и статистической газодинамики, не пригодно для использования как метрологически, так и вследствие непреодолимых теоретических трудностей.

Задача построения температурной шкалы может быть решена путем измерения какого-либо термического свойства некоторого тела (термометра), находящегося в термическом равновесии с контролируемой системой. Свойство и вид тела должны быть выбраны по соответствующему соглашению. Должна быть также выбрана нулевая точка шкалы (что для экстенсивных величин не требуется). Такой принцип построения шкалы позволяет создать эталон температуры с экстенсивными свойствами.

Так как выбор термометра и измеряемого свойства принципиально ничем не ограничен, то могут быть обеспечены воспроизводимость и практическая применимость, а также удовлетворены требования расчета теоретической температурной шкалы

IV. Возможные теоретические определения температуры и применимость этих определений.

1. Температура как термодинамическая величина.

Термодинамическими называют физические величины, характеризующие макроскопические состояния тел. Особенностью *термодинамики* является возможность вывода целого ряда таких соотношений между термодинамическими величинами, которые имеют место независимо от того, к каким конкретным телам эти величины относятся. При этом обычно пренебрегают флуктуациями, считая что термодинамические величины меняются лишь при изменении макроскопического состояния тел.

Понятие температуры как термодинамической величины вводится при рассмотрении нескольких тел, находящихся в тепловом равновесии друг с другом и составляющих замкнутую систему. При этом

доказывается, что показателем теплового равновесия является равенство для всех тел системы производных энтропии тела $S = \ln \Delta\Gamma$ ($\Delta\Gamma$ - статистический вес) по его энергии E . Отсюда, учитывая традиционную качественную трактовку температуры как показателя теплового равновесия, вводят термодинамическую *абсолютную температуру* T как величину, обратную упомянутой производной:

$$\frac{dS}{dE} = \frac{1}{T}. \quad (2)$$

Так как энтропия S - безразмерная величина, то из данного определения следует, что температура имеет размерность энергии и может измеряться, например, в джоулях. Для обеспечения соответствия с существовавшими шкалами термометров (и эмпирическими уравнениями состояния), где единицей измерения "эмпирической температуры" является условный "градус" Цельсия (или "кельвин" [K], равный "градусу"), ввели постоянный переводной коэффициент (постоянную Больцмана), равный числу джоулей в "градусе" $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К :

$$\frac{dS}{dE} = \frac{1}{kT}. \quad (3)$$

В последней формуле термодинамическая абсолютная температура T измеряется в эмпирических единицах - кельвинах ("градусах").

Введение понятия термодинамической температуры позволяет (по крайней мере принципиально) построить теоретическую *термодинамическую шкалу температур*, для произвольного рабочего тела, не используя какой либо явной формы уравнения состояния. Впервые возможность построения термодинамической шкалы температур продемонстрировал Кельвин, в связи с чем вместо термина

"термодинамическая шкала" часто используют наименование "шкала Кельвина" , а единица измерения температуры по этой шкале получила наименование "кельвин". Кельвин рассмотрел идеальную тепловую машину , работающую по циклу Карно, включающему два адиабатических процесса и два изотермических процесса - с получением количества тепла Q_H от "нагревателя", имеющего термодинамическую температуру T_H , и с передачей количества тепла Q_X "холодильнику" с термодинамической температурой T_X . Он показал, что для любых рабочих тел отношение этих количеств тепла одинаково и равно отношению соответствующих термодинамических температур. :

$$\frac{Q_H}{Q_X} = \frac{T_H}{T_X} \quad (4)$$

Впоследствии было показано, как для произвольного рабочего тела можно установить зависимость $T=T(\tau)$ между термодинамической абсолютной температурой T и чисто условной шкалой "температур" τ , определяемой произвольно градуированным "термометром". [При выводе неявно предполагается наличие взаимно однозначного соответствия между T и τ т.е то, что $T(\tau)$ - монотонная непрерывная функция]. Получаемое соотношение:

$$\frac{d(\ln T)}{d\tau} = - \frac{\left(\frac{\partial V}{\partial \tau}\right)_P}{\left(\frac{\partial Q}{\partial P}\right)_\tau}. \quad (5)$$

В правой стороне равенства (5) стоят величины, которые могут быть непосредственно измерены как функции условной температуры τ :

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial P}\right)_\tau$$

определяется количеством тепла, которое должно быть сообщено телу, для того, чтобы при расширении поддерживать его "температуру" (показание "термометра") постоянной, а производная $(\frac{\partial V}{\partial \tau})_P$ определяется изменением объема тела при нагревании. Таким образом, приведенная формула решает поставленную задачу, принципиально позволяя определить искомую зависимость $T=T(\tau)$.

В практическом смысле, однако, приведенные выше соотношения оказываются не очень полезными. Решаемая задача не становится ни легче, ни понятнее - вместо трактовки "температуры" теперь требуется не менее сложная трактовка "тепла" и нахождение способов измерения этого "тепла". Поэтому термодинамическая шкала осуществляется не непосредственно (проведением цикла Карно или процессов, определяемых уравнением..(5).), а с использованием других термодинамических соотношений, выражаемых через однозначно измеряемые величины, и справедливых уже лишь для определенных типов рабочих тел с хорошо известными уравнениями состояния.

2. Температура как параметр уравнений состояния.

Наиболее простым является уравнение состояния молекулярных систем, называемых «идеальными газами» :

$$PV = \frac{m}{\mu} RT \quad (6)$$

Исходя из этого уравнения, температурой можно назвать коэффициент пропорциональности между давлением P и обратным объемом $1/V$ системы молекул с известными значениями полной массы m и молекулярного веса μ . Температурную шкалу, устанавливаемую на основании уравнения состояния идеальных газов, иногда называют «шкалой газового термометра». Шкала газового термометра практически совпадает с идеальной термодинамической шкалой температуры. Измерения с помощью газового термометра можно осуществить, например, определяя давление «идеального газа» в сосуде постоянного объема. Как показано на рисунке 1, при этом связь термодинамической температуры с давлением должна описываться прямой линией, продолжение которой проходит через начало координат.

Необходимыми свойствами идеальных газов являются пренебрежимо малые значения как размеры молекул, так и сил взаимодействия между ними. В большинстве практически доступных газов систем эти значения нельзя считать малыми, в связи с чем уравнение состояния имеет гораздо более сложный вид :

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = \frac{m}{\mu} RT \quad (7)$$

Молекулярные системы, описываемые уравнением (7) принято называть «реальными газами». В закрытом сосуде, содержащем «реальный газ», связь термодинамической температуры с давлением также описывается прямой линией (рисунок 1), однако продолжение этой линии более не проходит через начало координат, что осложняет интерпретацию результатов измерений.

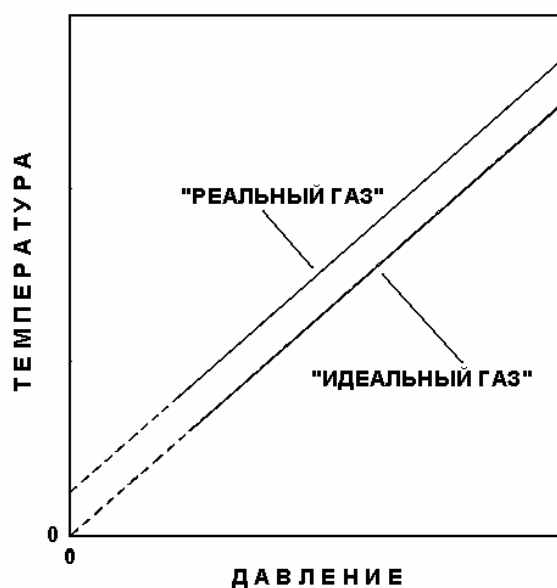


Рисунок 1. Связь термодинамической температуры с давлением в закрытых сосудах, содержащих «идеальный» и «реальный» газы.

3. Температура как параметр уравнений тепловых процессов.

Использование термодинамических уравнений состояния для определения понятия температуры возможно лишь по отношению к системам, находящимся в равновесном состоянии. Наличие равновесия означает, что поток тепловой энергии, выходящей из любой рассматриваемой части системы совпадает с потоком приходящей энергии,

так что величина результирующего потока равна нулю. В системах, не являющихся равновесными, тепловыми потоками более нельзя пренебрегать и их необходимо учитывать при написании уравнений, описывающих изменения термодинамических характеристик системы (например, уравнений теплового баланса). Один из параметров подобных уравнений можно назвать «температурой» неравновесной системы, хотя связь подобной «температуры» со стандартной термодинамической температурой заранее не очевидна и в каждом конкретном случае требует специального теоретического рассмотрения.

Так, например, в простой климатической модели Земли используется уравнение теплового баланса, учитывающее поглощение и отражение энергии солнечного излучения, а также энергию теплового излучения Земли :

$$\frac{dT_3}{dt} = \frac{Q(t)[1 - \alpha(T_3)] - \varepsilon\sigma T_3^4}{C} \quad (8)$$

Здесь C – теплоемкость системы (Земли); Q – солнечная постоянная (величина энергии, поступающей в верхние слои атмосферы в единицу времени на единицу площади, перпендикулярной солнечным лучам); α - альbedo Земли (доля солнечного излучения, отражаемого в космос); σ - постоянная Стефана-Больцмана в законе теплового излучения абсолютно черного тела; ε - эмиссионная способность, учитывающая отличие Земли от черного тела.

Параметр T_3 , производная по времени от которого входит в уравнение (8), называют «температурой Земли», не объясняя связь этого параметра со значительно термодинамическими температурами отдельных точек земной коры и атмосферы. Более того, выяснение этой связи вряд ли возможно, учитывая неравновесность состояния самой Земли и сложность структуры ее температурного поля.

В зависимости от вида функций $\alpha(T_3)$ и $Q(t)$ уравнение (8) допускает решения, соответствующие неустойчивому и даже колебательному поведению климата Земли, характеризуемого «температурой» T_3 . Качественно, подобные колебания климата подтверждаются современными геологическими исследованиями. Так в Северном полушарии происходил ряд последовательных оледенений, продвигавших иногда ледники до средних широт. Эти климатические изменения происходили со средней периодичностью около 100 000 лет, как показано на рисунке 2.

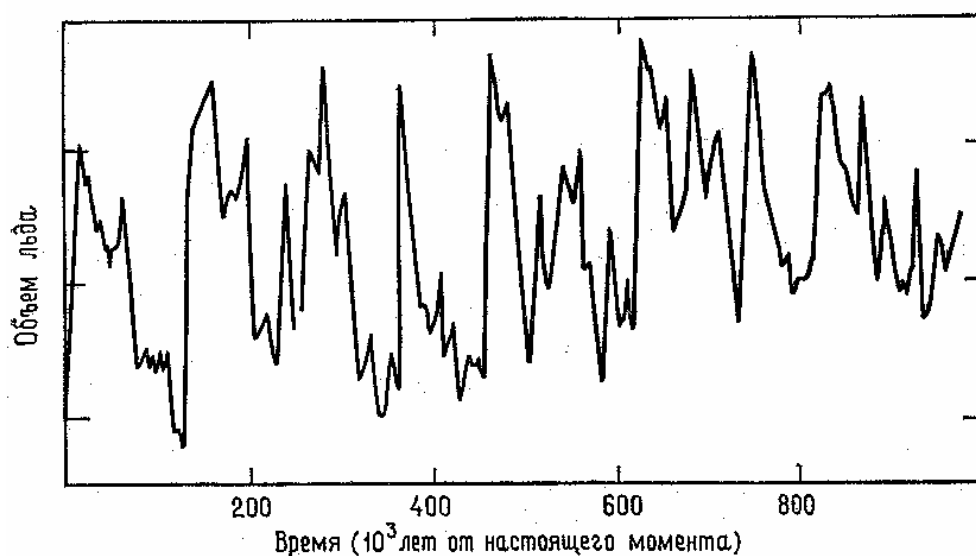


Рисунок 2. Изменение объема льда на Земле за последние 800 000 лет по данным изотопных геологических исследований.

Таким образом, несмотря на недостаточную строгость понятия «температуры», определяемой уравнением теплового баланса (8), использование даже столь плохо определенного понятия позволяет

формулировать физические модели, описывающие реально наблюдаемые явления.

4. Температура как параметр равновесных функций распределения.

Достаточно строгое определение температуры, непосредственно связанное с возможностью ее практического измерения, может быть введено на основе статистической физики. В отличие от термодинамики, в соответствующих теоретических моделях учитывается внутреннее строение молекулярных систем, состоящих из большого числа частиц (молекул, атомов, электронов, фотонов...). В классической статистике температура трактуется как мера средней кинетической энергии частиц тела. Термодинамическая температура совпадает со «статистической» температурой системы, которая может быть определена как параметр одной из статистических функций распределения системы частиц. Для равновесных состояний многих статистических систем точный вид этих функций распределения получен теоретически. Современными методами исследования позволяют непосредственно измерить большинство функций распределения и, тем самым, определить величину «статистической» температуры из известных теоретических закономерностей.

4.1 Для идеальных газов с молекулами массы m справедлива функция Максвелла для распределения молекул по скоростям V :

$$F(V) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{mV^2}{2kT}\right) 4\pi V^2 \quad (9)$$

Здесь k - постоянная Больцмана, а температура T является единственным параметром функции распределения. Изменение этого параметра влияет на вид функции распределения, как показано на рисунке 3. В частности, при изменении T меняется положение максимума функции распределения (величина наиболее вероятной скорости молекул $V_{\text{вер}}$) :

$$V_{\text{вер}} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (10)$$

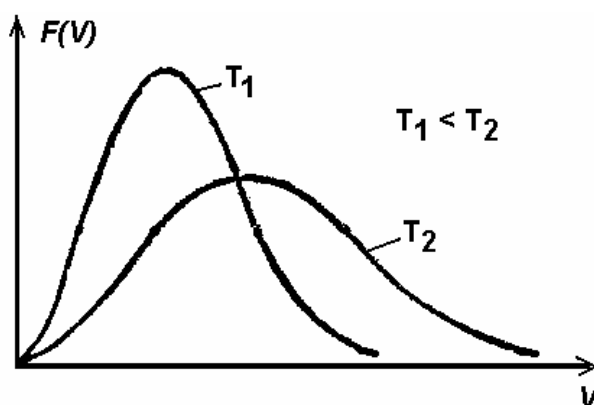


Рисунок 3. Функции распределения Максвелла при различных температурах идеального газа.

4.2 Если статистическая система одинаковых частиц находится в потенциальном силовом поле, то распределение частиц по значениям их потенциальной энергии описывается законом Больцмана :

$$n(E_p) = n_0 e^{\left(-\frac{E_p}{kT}\right)} \quad (11)$$

Здесь $n(E_p)$ – концентрация частиц в том месте пространства, где потенциальная энергия частицы имеет значение E_p ; n_0 – концентрация молекул в том месте, где потенциальная энергия равна нулю; k –

постоянная Больцмана. Температура T и в этом случае является единственным параметром функции распределения, определяя вид распределения Больцмана, как показано на рисунке 4.

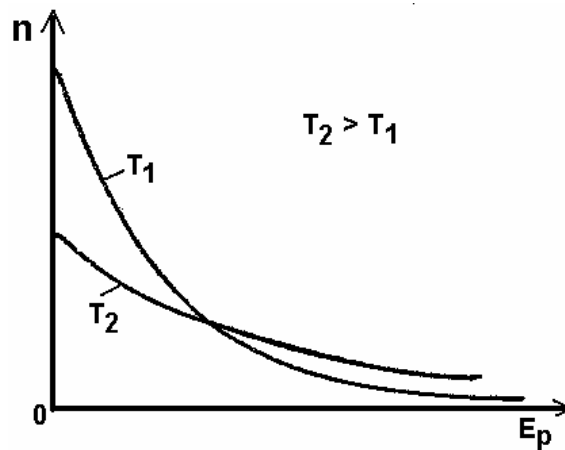


Рисунок 4. Распределения Больцмана для системы одинаковых частиц во внешнем потенциальном силовом поле.

Необходимо уточнить, что распределение Больцмана справедливо лишь для так называемых «классических» частиц, не проявляющих квантовых свойств. В частности, у таких частиц отсутствует такая квантовомеханическая характеристика как спин.

4.3 Для системы частиц с полуцелым значением спина (фермионов) справедливо распределение по энергиям E , описываемое функцией Ферми-Дирака :

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - \mu}{kT}\right) + 1} \quad (12)$$

В этом распределении температура T более не является единственным параметром, в отличие от функций распределения Максвелла и Больцмана.

Вторым параметром распределения Ферми-Дирака является химический потенциал μ . Параметр μ , имеющий размерность энергии, часто обозначают символом E_F и называют *уровнем Ферми* или *энергией Ферми*.

Характерный ступенчатый вид функции распределения Ферми-Дирака показан на рисунке 5. С ростом температуры увеличивается ширина размытости «ступеньки» вблизи $E=E_F$.

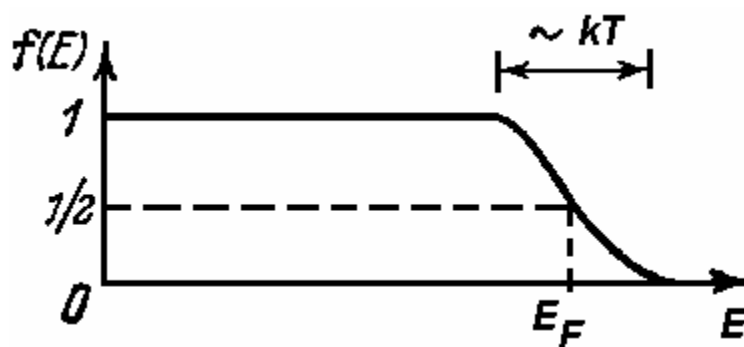


Рисунок 5. Функция распределения Ферми-Дирака для системы частиц с полуцелым спином.

Наиболее известной статистической системой, описываемой распределением Ферми-Дирака, является совокупность свободных электронов (электронов проводимости) в металлах.

4.4 Значительный практический интерес представляет определение температуры из теоретически выводимых и экспериментально измеримых закономерностей теплового излучения нагретых тел.

Так, для абсолютно черного тела Планк теоретически вывел вид функции распределения спектральной плотности потока энергии излучения (испускательной способности) по длинам волн λ :

$$\varphi(\lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right) - 1} \quad (13)$$

Здесь h – постоянная Планка, k – постоянная Больцмана, c – скорость света в вакууме. Функцию (13) называют также *спектром излучения* абсолютно черного тела. Практическое удобство использования функции Планка состоит в том, что температура является ее единственным параметром, который можно определить, например, измеряя длину волны λ_m , на которую приходится максимум испускательной способности :

$$T = \frac{hc}{4,965k\lambda_m} \quad (14)$$

При увеличении температуры максимум спектра излучения смещается в сторону более коротких длин волн, как показано на рисунке 6.

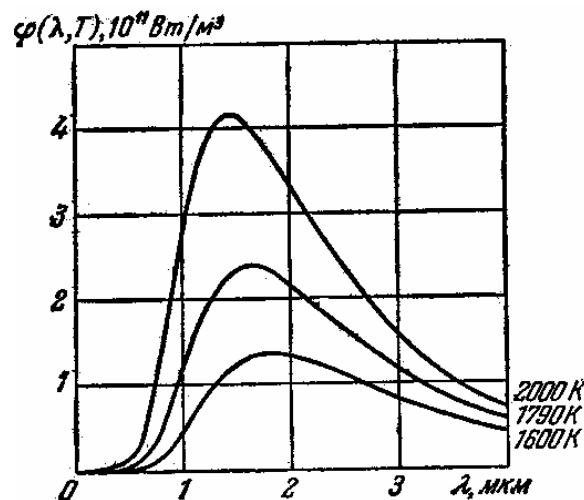


Рисунок 6. Спектры излучения абсолютно черного тела при различных температурах.

5. Флуктуации температуры.

Даже при наличии теплового равновесия, точность, с которой может быть дано определение температуры тела T , принципиально ограничивается статистическими флуктуациями термодинамической температуры ΔT в отдельных малых (но содержащих достаточно много частиц) частях тела. Используя термодинамические соотношения, можно показать, что в применении к малым флуктуациям, средний квадрат флуктуации температуры (измеряемой в кельвинах)

$$\overline{(\Delta T)^2} = \frac{kT^2}{C_V}. \quad (15)$$

Здесь k – постоянная Больцмана, C_V – теплоемкость тела при постоянном объеме.

В равновесных однокомпонентных системах флуктуации сравнительно невелики и охватывают очень малые части тела. Как показано на рисунке 7, величины и размеры флуктуаций могут значительно возрастать в многокомпонентных системах, особенно в окрестностях фазовых переходов.

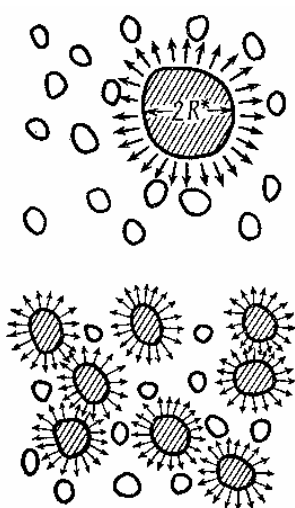


Рисунок 7.

Флуктуации в двухкомпонентной системе
в метастабильном (вверху)
и в неустойчивом (внизу) состояниях.

6. Функции распределения, отличающиеся от равновесных.

Строго говоря, о термодинамической температуре имеет смысл говорить только в случае равновесной системы. Тем не менее, понятием температуры часто пользуются для характеристики состояния неполного локального равновесия. Так, может оказаться, что распределение по скоростям электронов проводимости в полупроводнике, находящемся в достаточно сильном электрическом поле, близко к равновесному распределению Максвелла-Больцмана, причем соответствующая этому распределению температура существенно больше температуры кристаллической решетки. Такая ситуация возникает, если время установления равновесия внутри электронной подсистемы значительно меньше времени релаксации для установления равновесия между электронами и решеткой. В этом случае говорят отдельно о температуре электронов и температуре решетки. Аналогичная ситуация может реализоваться и в плазме. На рисунках 8 и 9 приведены примеры функций распределения в системах, отклоняющихся от состояния термодинамического равновесия.

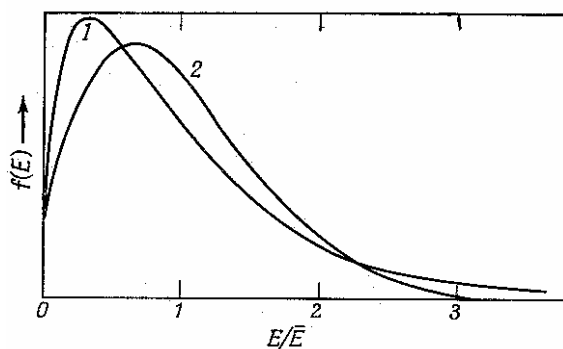


Рисунок 8. Сравнение максвелловского распределения (1) с распределением Дрюйвестена (2) для роя электронов, медленно дрейфующих в слабом электрическом поле.

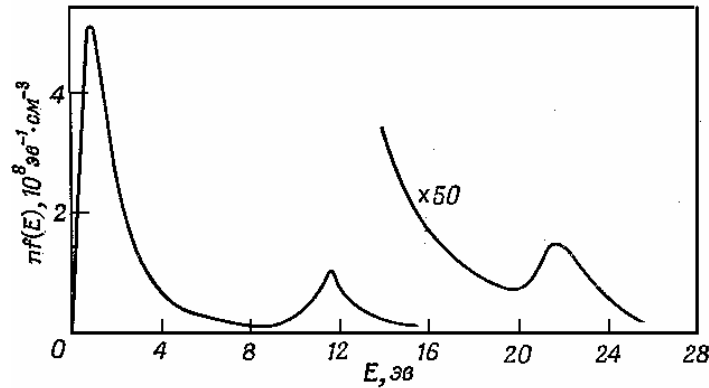


Рисунок 9. Распределение по энергиям для электронов в положительном столбе газового разряда.

В астрофизике исследуемые объекты не находятся в состоянии термодинамического равновесия и их термодинамическое состояние, как правило, не удастся описать, приняв одно значение температуры. Поэтому в астрофизике одновременно различают: 1) эффективную температуру - температуру черного тела тех же размеров и той же интегральной светимости, что и излучаемое тело; 2) яркостную температуру, отличающуюся от эффективной тем, что рассматривается светимость в определенном спектральном диапазоне; 3) цветовую (спектрофотометрическую) температуру - параметр формулы Планка, наилучшим образом представляющей измеренное распределение энергии в заданном интервале длин волн; 4) кинетическую температуру, определяемую как параметр максвелловского распределения скоростей частиц, причем электронная и ионная температуры могут значительно различаться; 5) ионизационную температуру - параметр формулы Саха, описывающий степень ионизации вещества); 6) температуры возбуждения - параметры распределений Больцмана, характеризующих населенности возбужденных уровней атомов или молекул (при этом колебательная и

вращательная температуры возбуждения, определяемые по соответствующим спектрам какой-либо молекулы, могут различаться между собой и отличаться от температур возбуждения, определяемых по спектрам других молекул, либо по атомарным линиям).

V. Обеспечение единства измерения температур.

1. Стандартные температурные шкалы.

Для практического проведения измерений температуры необходимо ввести определение единиц температуры и температурных шкал. Основной температурной шкалой является термодинамическая (см. раздел IV) . Единица измерения термодинамической температуры T - кельвин (К), определяемый как $1/273,16$ термодинамической температуры тройной точки воды.

Экспериментальные трудности измерения температуры по термодинамической шкале привели к установлению легко реализуемой и хорошо воспроизводимой Международной практической температурной шкалы (МПТШ). Эта шкала периодически уточняется таким образом, чтобы температура, измеряемая по ней, была возможно более близкой к термодинамической температуре.

Международная практическая температурная шкала (МПТШ-68) обеспечивает единство воспроизведения как стандартной абсолютной шкалы температур $T[\text{К}]$, так и внесистемной шкалы Цельсия $t[^\circ\text{C}]$. С учетом рекомендаций Консультативного комитета по термометрии 1984 г. МПТШ основывается :

А) на группе из 12 воспроизводимых температур фазовых переходов (реперных точек), перечисленных в Таблице 1. Численные значения реперных точек получены по результатам измерений с помощью эталонного газового термометра.

Б) на интерполяционных приборах (термометрах), предназначенных для интерполирования значений температур между реперными точками

В) на интерполяционных формулах, значения коэффициентов в которых определяются по реперным точкам и из условий гладкости сшивания с интерполяционными кривыми соседних диапазонов.

Так, выше температуры затвердевания золота интерполяционным прибором является спектральный пирометр, а интерполяционной формулой - закон излучения Планка.

Взаимосвязь между "спектральной" плотностью $L(\lambda, T)$ излучения твердого тела при длине волны λ и подлежащей измерению температурой T с одной стороны и "спектральной" плотностью $L(\lambda, T_{Au})$ при той же длине волны λ и исходной температуре $T_{Au} = 1337,58$ К (точке затвердевания золота) воспроизводится следующим соотношением:

$$\frac{L(\lambda, T)}{L(\lambda, T_{Au})} = \frac{\exp\left(\frac{c}{\lambda T_{Au}}\right) - 1}{\exp\left(\frac{c}{\lambda T}\right) - 1}, \quad (16)$$

где $c = 0,014388$ м·К

Таблица 1.

РЕПЕРНЫЕ ТОЧКИ МПТШ-68

| Реперные точки | T ₆₈ [K] | t ₆₈ [°C] | p[H/m ²] |
|-----------------------------|---------------------|----------------------|----------------------|
| Тройная точка водорода | 13,81 | -259,34 | -- |
| Точка кипения водорода | 17,042 | -256,108 | 33 330,6 |
| Точка кипения водорода | 20,23 | -252,87 | 101 325 |
| Точка кипения неона | 27,102 | -246,048 | 101 325 |
| Тройная точка кислорода | 54,361 | -218,789 | -- |
| Точка кипения кислорода | 90,188 | -182,962 | 101 325 |
| Тройная точка воды | 273,16 | 0,01 | -- |
| Точка кипения воды | 373,15 | 100 | 101 325 |
| Точка затвердевания олова | 505,1181 | | |
| Точка затвердевания цинка | 692,73 | 419,58 | 101 325 |
| Точка затвердевания серебра | 1235,08 | 961,93 | 101 325 |
| Точка затвердевания золота | 1337,58 | 1064,43 | 101 325 |

В области от 903,89 до 1337,58 К интерполяционным термометром является термопара с электродами из платины и платинородия (10% родия). Соотношение между термоэлектродвижущей силой E и температурой T выражается уравнением второй степени:

$$E(T) = a + bT + cT^2 . \quad (17)$$

В качестве интерполяционного термометра в области от 13,81 К до 903,89 К принят платиновый термометр сопротивления с определенной спецификой. Эта область разбита на пять подобластей, для каждой из которых определены формулы интерполяции зависимости сопротивления от температуры в виде полиномов до 4-й степени.

Температуры ниже 13,81 К (тройной точки водорода) в МПТШ-68 не были определены. Поэтому для температур от 0,5 К до 30 К в 1978г. Консультативным комитетом по термометрии была рекомендована Временная практическая температурная шкала (ВПТШ-76) , основанная на реперных точках, перечисленных в Таблице 2.

Интерполирование значений температур между реперными точками ВПТШ-76 проводится следующими способами :

1) выше $T = 13,81$ К используется МПТШ-68 с уточняющими поправками,

2) ниже $T = 13,81$ К используются шкалы Национального бюро эталонов США "4He 1958" и "3He 1962" , основанные на изменении с температурой давления насыщенных паров изотопов гелия.

Таблица 2.

РЕПЕРНЫЕ ТОЧКИ ВПТШ-76

| Реперные точки | Т, К |
|---|---------|
| Точка перехода сверхпроводимости кадмия | 0,519 |
| Точка перехода сверхпроводимости цинка | 0,851 |
| Точка перехода сверхпроводимости алюминия | 1,1796 |
| Точка перехода сверхпроводимости индия | 3,4145 |
| Точка кипения гелия | 4,2221 |
| Точка перехода сверхпроводимости свинца | 7,1999 |
| Тройная точка водорода | 13,8044 |
| Точка кипения водорода при $p = 33\ 330,6$ Па | 17,0373 |
| Точка кипения водорода при $p = 101\ 325$ Па | 20,2735 |
| Тройная точка неона | 24,5591 |
| Точка кипения неона | 27,102 |

В России для реализации ВПТШ-76 используют также ГОСТ 8.157-75 "Шкалы температурные практические", которым для температур от 0,01 до 0,8 К установлена шкала, основанная на температурной зависимости магнитной восприимчивости термометра из церий-магниевого нитрата. Для $T = 0,8 - 1,5$ К установлена шкала " ^3He 1962", а для $T = 1,5 - 4,2$ К - шкала " ^4He 1958". В интервале $T = 4,2 - 13,81$ К установлена шкала, основанная на зависимости сопротивления германиевого термометра от температуры

Типичная относительная погрешность воспроизведения реперных точек составляет от 10^{-6} (при 0 °С) до 10^{-3} (при 1 К и при 4000 К). Считается, что температуры, полученные по МПТШ-68 и ВПТШ-76 отличаются от термодинамических температур не более чем на 0,001 К

2. Нестандартные температурные шкалы.

В инженерной практике достаточно широко продолжают использовать нестандартные эмпирические температурные шкалы ртутно-стеклянных термометров, например шкалы Цельсия, Фаренгейта, Реомюра и др.

Наиболее известна температурная шкала А. Цельсия, предложенная им в 1742 году. В этой шкале интервал между точкой таяния льда (принятой за 0°) и точкой кипения воды при нормальных условиях (принятой за 100°) был разделен на 100 равных частей (градусов). Температура по этой шкале обозначается как $t^{\circ}\text{C}$.

С помощью МПТШ (см. Таблицу 1) шкала Цельсия приведена в соответствие с термодинамической шкалой. Градус Цельсия ($^{\circ}\text{C}$) принят в точности равным единице измерения термодинамической температуры – кельвину (К), определяемому как $1/273,16$ термодинамической температуры тройной точки воды. При этом самой тройной точке воды X Генеральная конференция по мерам и весам (1954) присвоила значение $0,01^{\circ}\text{C}$. Поэтому связь шкалы Цельсия с термодинамической шкалой определяется формулой :

$$T[\text{K}] = t[^{\circ}\text{C}] + 273,15 \quad (18)$$

Еще в начале 20-го века широко использовалась температурная шкала Р. Реомюра (предложенная в 1730 г.), в которой интервал между точкой таяния льда (принятой за 0°) и точкой кипения воды (80°) разделен на 80 равных частей, в связи с чем величина градуса Реомюра ($^{\circ}\text{R}$) значительно больше, чем величина градуса Цельсия ($^{\circ}\text{C}$). В настоящее время шкала Реомюра практически вытеснена 100 - градусной шкалой

Цельсия. Связь шкалы Реомюра со шкалой Цельсия определяется соотношением :

$$t[{}^{\circ}\text{R}] = (4/5) t[{}^{\circ}\text{C}] \quad (19)$$

До сих пор в США и в Великобритании наиболее широко используемой температурной шкалой является нестандартная шкала Фаренгейта. В настоящее время реперными точками этой шкалы являются температура таяния льда (принятая за 32 °F) и температура кипения воды (принятая за 212 °F). Температуры из шкалы Цельсия в шкалу Фаренгейта переводятся по формуле:

$$t[{}^{\circ}\text{F}] = (9/5) t[{}^{\circ}\text{C}] + 32 \quad (20)$$

В научной и инженерной практике США и Великобритании используют шкалу Рэнкина (Rankine). Ноль этой шкалы совпадает с нулем термодинамической температуры. Однако величина деления этой шкалы – градус Рэнкина (°Rn) отличается от величины кельвина, а приравнена к величине градуса Фаренгейта. Поэтому температура тройной точки воды (273,15 К) по шкале Рэнкина равна 491,67 °Rn . Пересчет в шкалу Рэнкина температур, выраженных в кельвинах или в градусах Цельсия осуществляется по формулам:

$$t[{}^{\circ}\text{Rn}] = (9/5) T[\text{K}] \quad (21)$$

$$t[{}^{\circ}\text{Rn}] = 491,67 + (9/5) t[{}^{\circ}\text{C}] \quad (22)$$

VI. Методы получения низких температур (элементы криогенной техники).

1. Охлаждение при адиабатическом расширении.

Одним из наиболее простых охлаждающих устройств является *поршневой детандер* в котором сжатый газ может адиабатически расширяться, перемещая поршень и совершая работу против внешних сил. В *турбодетандере* механическая работа затрачивается на вращение турбины. Если при расширении давление газа изменилось от P_1 до P_2 , а первоначальная температура была равна T_1 , то температуру газа после расширения T_2 можно определить из соотношения :

$$T_2 = \frac{T_1 \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{(C_P - C_V)}}{C_P} \quad (23)$$

где C_P и C_V – удельные теплоемкости газа при постоянном давлении и при постоянном объеме.

2. Эффект Джоуля – Томсона.

Процессом Джоуля-Томсона называют стационарный переход теплоизолированного газа от одного давления к другому, происходящий в условиях, когда газ в процессе перехода не приобретает заметной

скорости. Стационарность процесса означает, что оба давления остаются неизменными в продолжении всего перехода.

Схематически процесс можно представить (рисунок 10) как переход газа, находящегося в цилиндрическом сосуде, через пористую перегородку (узкое отверстие дроссельного вентиля). Подвижные поршни поддерживают постоянные давления p_1 и p_2 по обеим сторонам перегородки.

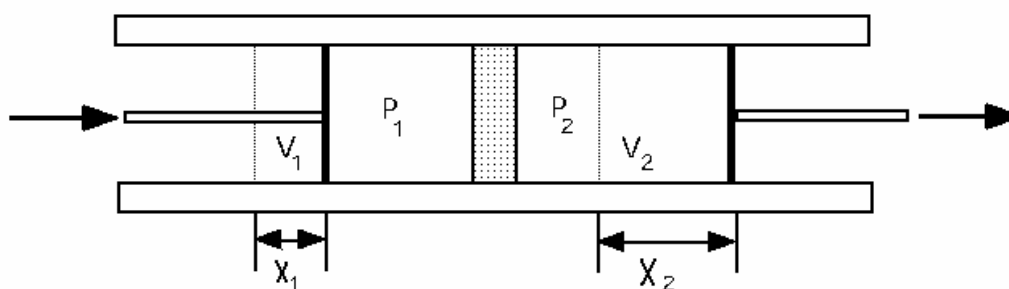


Рисунок 10. Схема эффекта Джоуля-Томсона

Газ, занимавший слева от перегородки объем V_1 , после перемещения поршней займет объем V_2 справа от перегородки.

Процесс происходит без теплообмена с окружающей средой ($Q=0$), так что работа A , произведенная поршнями :

$$A = p_1 V_1 - p_2 V_2 \quad (24)$$

Эта работа равна приращению внутренней энергии газа :

$$\Delta U = U_2 - U_1 = p_1 V_1 - p_2 V_2 \quad (25)$$

Поэтому
$$U_1 + p_1 V_1 = U_2 + p_2 V_2 \quad (26)$$

или
$$H_1 = H_2 \quad (27)$$

где $H = U + pV$ – энтальпия газа.

Таким образом, в процессе Джоуля-Томсона энтальпия остается неизменной и этот процесс является *изоэнтальпическим*.

Для идеального газа, описываемого уравнением состояния Клапейрона-Менделеева

$$pV = RT \quad (28),$$

внутренняя энергия и энтальпия зависят только от температуры :

$$dU = Mc_v dT \quad (29)$$

$$dH = Mc_p dT \quad (30)$$

Поэтому из равенства энтальпий следует равенство температур. То есть, если процесс Джоуля-Томсона осуществить с идеальным газом, то его температура не изменится.

Изменение температуры возможно только для реальных газов, состояние которых описывается уравнением Ван-дер-Ваальса :

$$(p + a/V^2)(V - b) = RT \quad (31)$$

Выясним причины того, что при осуществлении процесса Джоуля-Томсона одни реальные газы нагреваются, а другие охлаждаются.

1. Сначала предположим, что молекулы обладают конечным объемом ($b>0$), но слабо взаимодействуют друг с другом ($a=0$). Тогда уравнение состояния приобретает вид:

$$p(V - b) = RT \quad (32)$$

откуда
$$pV = RT + p b \quad (33)$$

В этом случае приращение внутренней энергии газа :

$$\Delta U = p_1 V_1 - p_2 V_2 = R(T_1 - T_2) + b(p_1 - p_2) \quad (34)$$

Изменение температуры при однократном осуществлении эффекта Джоуля Томсона мало, поэтому :

$$\Delta U \approx b(p_1 - p_2) \quad (35)$$

Так как $p_1 > p_2$ то из формулы (34) следует, что внутренняя энергия возрастает и газ нагревается.

Таким образом, если в реальном газе объем молекул играет большую роль, чем их взаимодействие, то при осуществлении процесса Джоуля-Томсона температура повышается ($\Delta T > 0$ – *отрицательный эффект Джоуля – Томсона*)

2. В другом предельном случае молекулы сильно взаимодействуют ($a>0$), но их объемом можно пренебречь ($b=0$). Тогда уравнение состояния:

$$(p + a/V^2)V = RT \quad (36)$$

откуда
$$pV = RT - a/V \quad (37)$$

и приращение внутренней энергии газа :

$$\Delta U = p_1 V_1 - p_2 V_2 = R(T_1 - T_2) + a(1/V_2 - 1/V_1) \quad (38)$$

Окончательно, пренебрегая малыми изменениями температуры, получаем:

$$\Delta U \approx a(1/V_2 - 1/V_1) \quad (39)$$

Так как $V_2 > V_1$ -то из формулы (38) следует, что внутренняя энергия уменьшается, а газ охлаждается.

Таким образом, если в реальном газе взаимодействие молекул играет большую роль, чем их объем, то при осуществлении процесса Джоуля-Томсона температура понижается ($\Delta T < 0$ – *положительный эффект Джоуля – Томсона*).

В общем случае, для реального газа, описываемого полным уравнением Ван-дер-Ваальса, тип получаемого эффекта определяется соотношением начальной температуры газа T_1 с характеристикой неидеальности $(2a/Rb)$. В пределе малых начальных давлений газа положительный эффект Джоуля -Томсона ($\Delta T < 0$) наблюдается при $T_1 < 2a/Rb$. Если же $T_1 > 2a/Rb$, то эффект будет отрицательным ($\Delta T > 0$). Поэтому температуру

$$(T_{и})_{\max} = 2a/Rb \quad (40)$$

называют (максимальной) *температурой инверсии* (инверсионной температурой). Ниже приведены максимальные температуры инверсии для некоторых газов:

He → 40 К

H₂ → 202 К

Ne → 231 К

N₂ → 621 К

O₂ → 764 К

CO₂ → 1900 К

Видно, что в процессе расширения при комнатных температурах CO₂, O₂ и N₂ и будут охлаждаться. Однако He, H₂ и Ne будут нагреваться и для их охлаждения необходимо предварительное понижение температуры другими методами.

При увеличении начального давления температура инверсии несколько снижается, как показано на рисунке 11.

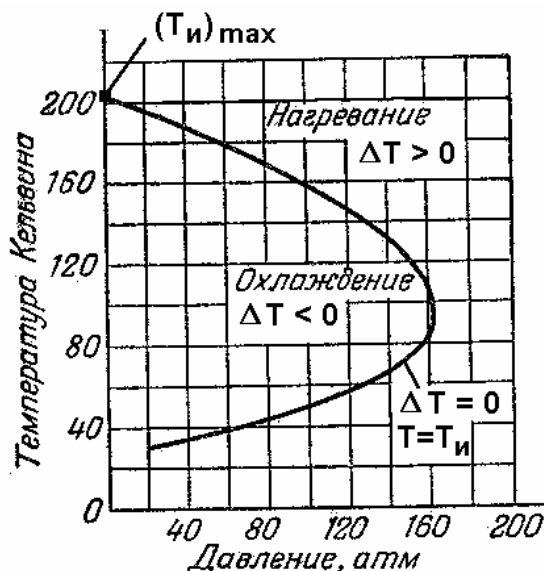


Рисунок 11. Зависимость температуры инверсии от начального давления для водорода.

При расчетах технической аппаратуры часто пользуются не справочниками по температурам инверсии, а таблицами значений так называемого коэффициента Джоуля – Томсона $\mu(T_1, p_1)$, величина которого определяется видом газа, его начальными давлением и температурой.

В технических устройствах для получения изменения температуры ΔT задают величину перепада давлений Δp . Отношение этих приращений примерно равно производной :

$$\Delta T/\Delta p \approx (dT/dp)_H = \mu_{JT} \quad (41)$$

μ_{JT} называют коэффициентом Джоуля-Томсона. В идеальных газах этот коэффициент равен нулю и отличен от нуля только в реальных газах (описываемых уравнением состояния Ван-дер-Ваальса).

Знание величины коэффициента Джоуля-Томсона необходимо, так как эта величина показывает, будет ли газ охлаждаться при расширении.

$$T_2 = T_1 - \mu (P_1 - P_2) \quad (42)$$

Величина μ_{JT} является функцией температуры и меняет знак при температуре инверсии эффекта Джоуля - Томсона (см. Таблицу 3). При расширении газа приращение давления $dp < 0$. Будет ли dT положительным или отрицательным зависит от знака μ_{JT} . Из определения μ_{JT} видно, что если μ_{JT} положителен, то dT отрицательно при расширении, то есть газ охлаждается. И наоборот, если μ_{JT} отрицателен, то $dT > 0$ так что газ при расширении нагревается.

Таблица 3.

Коэффициенты Джоуля-Томсона для азота при некоторых начальных температурах и давлениях.

| T, К | P, Мпа | μ , К/МПа |
|------|--------|---------------|
| 123 | 2 | 11,28 |
| 123 | 10 | 0,20 |
| 123 | 20 | - 0,27 |
| 423 | 2 | 0,79 |
| 423 | 10 | 0,49 |
| 423 | 20 | 0,22 |

3. Аппаратура для охлаждения и сжижения газов.

Эффект Джоуля-Томсона широко используют в различных отраслях промышленности – в холодильных устройствах, в установках для получения сжиженных газов. На рисунке 12 показана схема типичного процесса сжижения газов за счет эффекта Джоуля-Томсона.

В **компрессоре** газ сжимается до высокого давления и при этом нагревается. В **холодильнике** сжатый газ охлаждается хладагентом (для азота - водой, для водорода - жидким азотом) до температур, лежащих в области, ограниченной кривой инверсии. Дополнительное охлаждение газа происходит в **теплообменнике**, после чего газ расширяется (дросселируется), проходя через **вентиль**. При этом часть газа сжижается и скапливается в сборнике, а не сжиженный холодный газ направляется в теплообменник и охлаждает свежие порции сжатого газа.

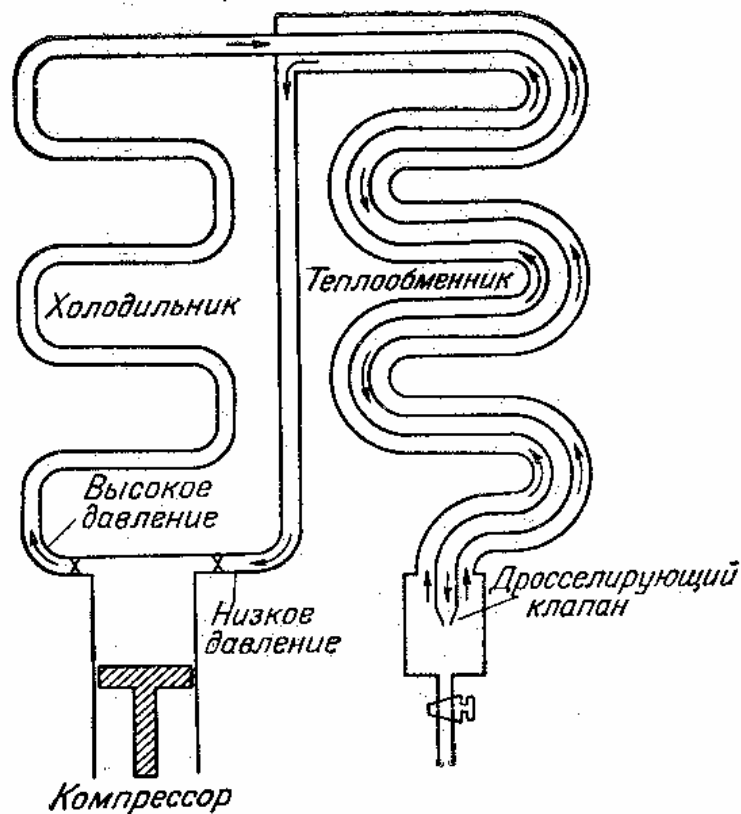


Рисунок 12. Принципиальная схема устройства для сжижения газа с использованием эффекта Джоуля-Томсона.

В устройствах, работающих лишь за счет эффекта Джоуля – Томсона, охлаждение сравнительно мало. Основным преимуществом таких устройств по сравнению с детандерами является отсутствие движущихся деталей, необходимых для совершения механической работы.

На промышленных предприятиях, а также и в лабораторных установках часто комбинируют оба метода, производя первоначальное охлаждение газа с помощью детандера, а последующее ожижение охлажденного газа – методом Джоуля – Томсона.

На рисунке 13 показано устройство промышленной установки для сжижения газов, включающей поршневой детандер.

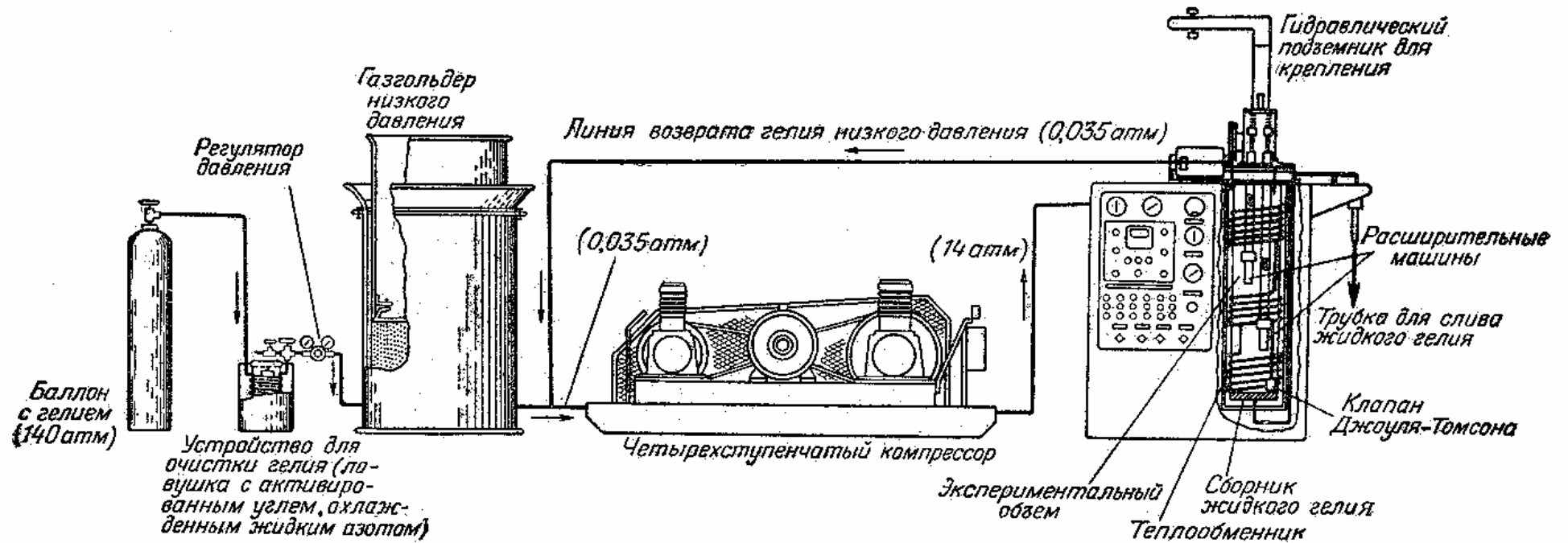


Рисунок 13. Изображение установки для ожижения гелия.

Температуры в области инверсии эффекта Джоуля – Томсона достигаются за счет адиабатического и почти обратимого расширения гелия в цилиндре с поршнем.

Параметры некоторых сжиженных газов приведены в таблице 4.

Таблица 4.

| <input type="checkbox"/> | N₂ <input type="checkbox"/> | O₂ <input type="checkbox"/> | H₂ <input type="checkbox"/> | He⁴ <input type="checkbox"/> |
|---|--|--|--|---|
| Т кипения при 1 атм. (К) <input type="checkbox"/> | 77,32 <input type="checkbox"/> | 90,12 <input type="checkbox"/> | 20,39 <input type="checkbox"/> | 4,21 <input type="checkbox"/> |
| Плотность при Т кипения (кг/м ³) | 800 | 1150 | 71 | 125 |
| Т отвердевания (К) | 63,14 | 54,36 | 14,04 | НЕТ |
| Плотность твердого газа (кг/м ³) | 1026 | 1425 | 80 | --- |

Устройства, использующие детандеры и эффект Джоуля-Томсона являются незаменимыми для получения жидких газов и охлаждения больших объемов продуктов в крупном промышленном производстве. Во многих же практически важных случаях получение очень низких температур не является необходимым и ставится задача охлаждения лишь сравнительно небольших объемов (бытовые холодильники, электронные устройства и т.п. При этом применение описанных выше устройств становится нецелесообразным как по экономическим причинам (большие размеры, высокая стоимость, значительное потребление энергии), так и с точки зрения экологии (в бытовых холодильниках эффект Джоуля-Томсона осуществляют с использованием фреона, оказывающего разрушительное воздействие на озоновый слой атмосферы Земли).

По этим причинам, в последние десятилетия произошел бурный рост как научных исследований, так и производства различных миниатюрных охлаждающих устройств, в которых отсутствуют движущиеся механические детали и которые не содержат веществ, представляющих экологическую опасность. Принцип действия подавляющего большинства этих веществ

основан на одном и том же физическом явлении из области термоэлектричества – эффекте Пельтье.

4. Эффект Пельтье.

Эффект Пельтье состоит в том, что при протекании тока через контакт разнородных металлов или полупроводников в месте контакта происходит выделение или поглощение дополнительного количества тепла (по отношению к теплу Джоуля-Ленца).

На рисунке 14 приведены графики потенциальной энергии электронов вблизи места контакта двух металлов. После приведения металлов в контакт часть электронов из одного металла переходит в другой и их уровни Ферми выравниваются, в результате чего вблизи контакта возникает скачок потенциальной энергии на величину, равную первоначальной разности энергий Ферми : $eU_{к.вн}$ ($U_{к.вн}$ - внутренняя контактная разность потенциалов).

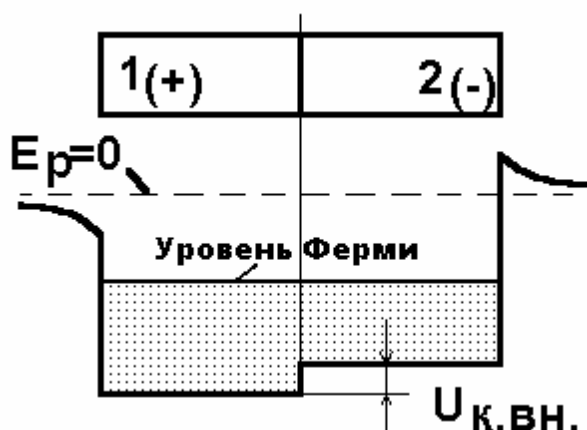


Рисунок 14. Потенциальная энергия электронов вблизи контакта двух разнородных металлов.

На рисунке 14 потенциальная энергия электронов в первом металле меньше, чем во втором. Поэтому носители тока (электроны) по обе стороны от контакта имеют, различные полные энергии (кинетические плюс потенциальные). Если через контакт пропустить электрический ток J , то, в зависимости от направления тока, электроны будут отдавать кристаллической решетке, либо получать от нее, некоторую энергию при прохождении через потенциальный барьер, характеризуемый внутренней контактной разностью потенциалов $U_{к.вн.}$. В замкнутой цепи имеется два места контакта разнородных проводников, скачки потенциала на которых имеют различный знак. Поэтому если на одном из контактов будет происходить поглощение энергии (охлаждение), то на другом контакте будет выделяться дополнительная энергия (нагрев). Поэтому в холодильниках Пельтье всегда требуется обеспечивать интенсивный отвод тепла от нагреваемых спаев. На охлаждающихся спаях обеспечиваются регулируемые температуры до $\approx -100^{\circ}\text{C}$.

Тепловая мощность Пельтье пропорциональна первой степени силы тока: $P_{\Pi} = \Pi_{1-2} \cdot J$ (Π_{1-2} - коэффициент Пельтье для контакта 1-2), в отличие от тепловой мощности Джоуля-Ленца: $P_{д} = R \cdot J^2$

5. Адиабатическое размагничивание парамагнитных солей («Электронный холодильник»).

Для получения температур порядка 1 К и ниже используют методы «магнитного охлаждения».

Рабочим телом в «электронном холодильнике» служит кристалл парамагнитной соли (например, хромо-калиевых квасцов $\text{Cr}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot \text{K}_2\text{SO}_4 \cdot 24\text{H}_2\text{O}$). При отсутствии внешнего магнитного поля отсутствует и порядок в

расположении магнитных моментов электронных оболочек ионов в кристалле (рисунок 15а) т.е. система обладает высокой «магнитной энтропией». Создание внешнего магнитного поля создает порядок в расположении магнитных моментов (рисунок 15б) и магнитная энтропия системы резко уменьшается.

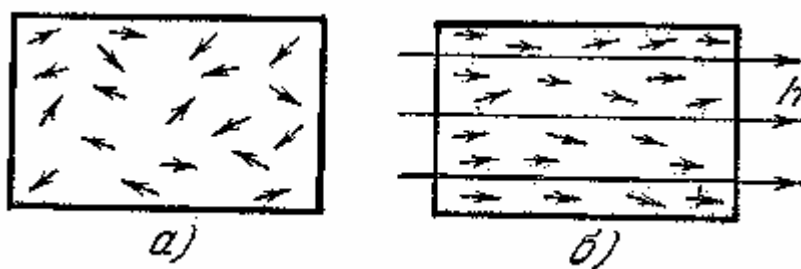


Рисунок 15. Ориентация магнитных моментов ионов в кристалле соли.

а) вне магнитного поля; б) в магнитном поле.

На рисунке 16 показан рабочий цикл «электронного холодильника» в координатах напряженность магнитного поля H – температура T . В начальном состоянии 1 магнитное поле отсутствует а кристалл соли находится при температуре жидкого гелия ($T \approx 1$ К). Процесс изотермического намагничивания 1–2 происходит без нарушения контакта с жидким гелием для обеспечения отвода тепла. В этом процессе происходит как понижение магнитной составляющей энтропии, так и уменьшение полной энтропии кристалла. В состоянии 2 кристалл соли термоизолируют от жидкого гелия и осуществляют процесс адиабатического размагничивания 2–3. В этом процессе полная энтропия кристалла остается постоянной, а за счет повышения магнитной составляющей энтропии резко снижается температура кристалла. Как показано на рисунке 17, Напряженность магнитного поля в состоянии 2 определяет значение конечной «магнитной температуры» T^*_f , определяемой по величине магнитной восприимчивости кристалла.

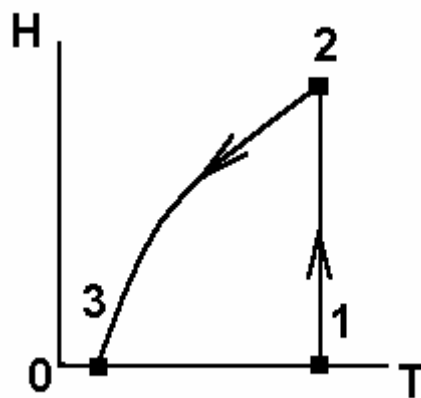


Рисунок 16. Диаграмма процесса «магнитного охлаждения» парамагнитной соли.

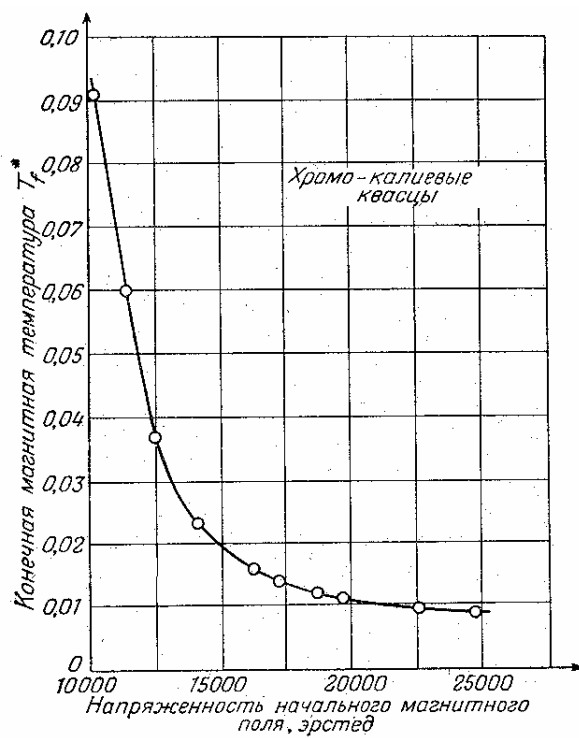


Рисунок 17. Влияние величины магнитного поля в начале процесса размагничивания на конечную «магнитную температуру» кристалла хромо-калиевых квасцов.

Реальная термодинамическая температура кристалла (в кельвинах) ниже, чем «магнитная температура» T^*_f :

| | | | | | | | |
|---------|-------|-------|-------|-------|--------|--------|--------|
| T^*_f | 0,064 | 0,054 | 0,050 | 0,046 | 0,042 | 0,038 | 0,034 |
| T, K | 0,035 | 0,022 | 0,015 | 0,010 | 0,0075 | 0,0056 | 0,0041 |

Таким образом, в «электронном холодильнике» получают температуры, составляющие лишь несколько тысячных долей кельвина.

Конструкция «электронного холодильника» показана на рисунке 18.

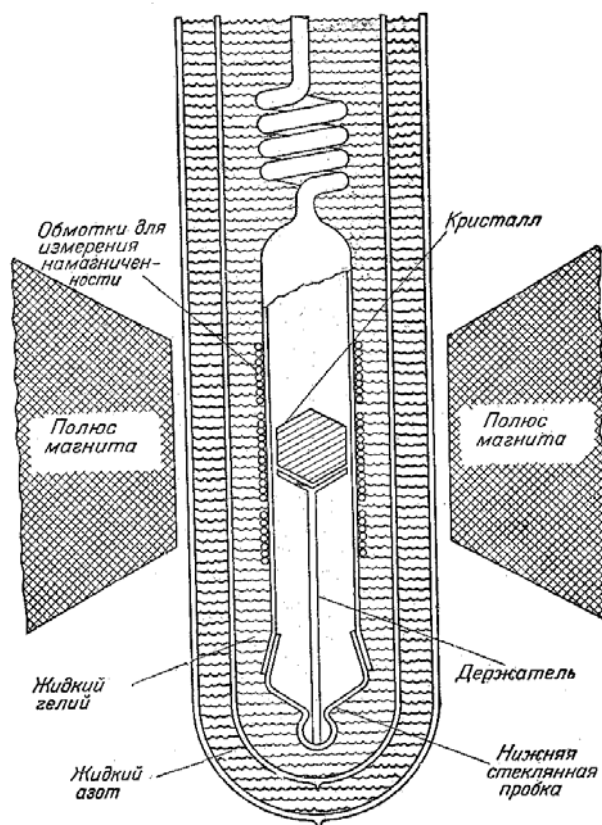


Рисунок 18. Схема установки для получения низких температур методом адиабатического размагничивания.

Кристалл соли помещен в двухслойную колбу (с жидким азотом и с жидким гелием) между полюсами электромагнита. Тепловой контакт

(тепловая изоляция) с колбой осуществляется путем напуска (откачки) газообразного гелия в пространство вокруг кристалла соли.

6. Адиабатическое размагничивание системы атомных ядер («Ядерный холодильник»).

В «электронном холодильнике» получение температур порядка 10^{-3} К обеспечивается путем воздействия на систему электронных магнитных моментов атомов. Более низкие температуры, до миллионных долей кельвина (10^{-6} К) можно получить путем адиабатического размагничивания системы магнитных моментов атомных ядер (в «ядерном холодильнике») поскольку магнитные моменты ядер примерно в тысячу раз меньше магнитных моментов электронов.

Охлаждаемым веществом в первых «ядерных холодильниках» служила медь. Рабочий цикл «ядерного холодильника» подобен циклу, изображенному на рисунке 16. Главное отличие состоит в том, что процесс изотермического намагничивания 1–2 происходит в условиях контакта меди с кристаллом парамагнитной соли, предварительно охлажденным в «электронном холодильнике» до температуры $\approx 10^{-3}$ К. Адиабатическое размагничивание меди 2–3 производят, механически прерывая тепловой контакт меди с кристаллом соли.

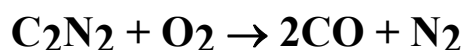
VI. Методы получения высоких температур.

1. Химические реакции (горение).

Температуры, которые можно получить, нагревая вещество в пламени горелки могут достигать несколько тысяч кельвин.

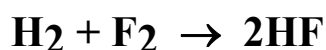
Так, температуры горения природного газа, распыленных нефтепродуктов составляют до **2000 К**.

В реакции окисления циана



температура горения составляет **4850 К**.

В реакции образования фторводорода



температура горения достигает **6000 К**.

На начальных стадиях взрыва (тринитротолуол) температуры могут возрастать до **5000 К**.

Температуру горения можно повысить путем *электрической интенсификации* (создания в области пламени высоковольтного слаботочного электрического разряда). Этот способ позволяет поднять температуру пламени газовой горелки от **2000 К** до **5000 К**.

2. Энергия электромагнитного поля.

А. Низкочастотные поля.

Наиболее известны методы нагрева проводников электрическим током. Если по проводнику течет постоянный ток I , а на концах проводника поддерживается напряжение U , то за время t в проводнике выделяется количество теплоты :

$$Q = U I t \quad (43)$$

Так как по закону Ома $U = R I$, то :

$$Q = R I^2 t \quad (44)$$

(Закон Джоуля-Ленца).

Б. Высокочастотные поля.

При помещении проводника в переменное электромагнитное поле в нем индуцируются токи, протекающие по замкнутым путям. Подобные токи называют также *вихревыми токами* или *токами Фуко*. В массивных проводниках большого сечения электрическое сопротивление мало, поэтому как индукционные токи, так и выделяющееся джоулево тепло могут достигать большой величины.

Тепловое действие вихревых токов используют в индукционных печах, основной частью которых является катушка, питаемая высокочастотным током большой силы. Вещества, помещаемые внутрь

катушки, могут разогреваться вихревыми токами до температуры плавления.

Как показано на рисунке 19, нагрев с помощью энергии электромагнитного поля часто осуществляют в условиях вакуума. Этим способом устраняют потери тепла путем конвекции и теплопроводности, а также предотвращают осуществление нежелательных химических реакций (окисления) в воздушной среде.

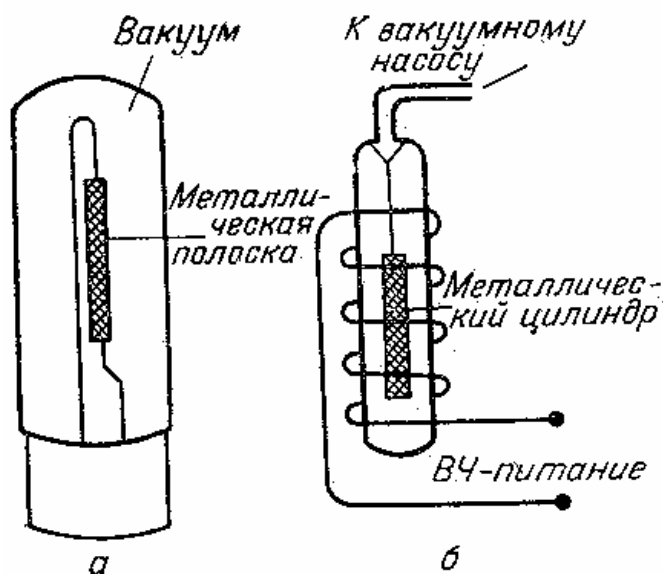


Рисунок 19. Электромагнитный нагрев в вакууме. а) за счет джоулева тепла при пропускании электрического тока через металл. б) за счет токов Фуко в металле, помещенном в высокочастотное электромагнитное поле.

3. Энергия электромагнитного излучения.

Высокая плотность потока энергии электромагнитного излучения характерна для лазерных лучей. Современные конструкции лазерных установок обеспечивают мощность лазерного излучения такую же как (а в импульсном режиме – превосходящую) мощность индукционных нагревателей, дуговой плазмы и т.п. Это ускорило развитие старых и разработку новых методов лазерной обработки материалов (резка, сверление, сварка, термоупрочнение...).

Так, при термоупрочнении лазерное излучение (интенсивный поток фотонов с энергией $h\nu$) передается почти без потерь к поверхности металлов и, поглощаясь, обеспечивает выделение большой тепловой энергии в тонком приповерхностном слое. В этом слое температура очень быстро повышается до высоких значений, достаточных для преобразования структуры материала (а, если необходимо, и для его плавления). Благодаря перемещению луча вдоль детали (рисунок 20) в ее объеме сохраняются относительно невысокие температуры.

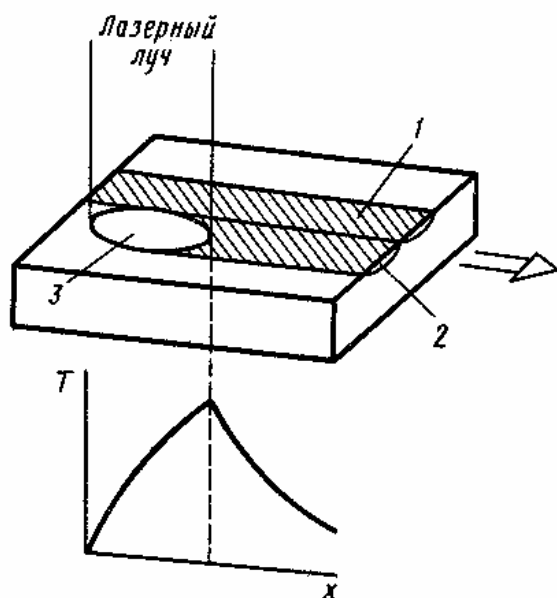


Рисунок 20. Схема лазерной закалки металла.

1 – зона закалки;

2 – глубина зоны закалки ;

3 – пятно фокусировки лазерного излучение.

Внизу – распределение температуры вдоль поверхности.

Основная проблема лазерного нагрева заключается в перенесении максимального количества энергии лазерного излучения в материал. Поглощенная энергия зависит от поглотительных/отражательных свойств материала (которые, в свою очередь, определяются температурой и шероховатостью поверхности, ее степенью окисления, длиной волны лазерного излучения). Для лазерного нагрева наиболее широко используют инфракрасные CO₂ – лазеры с длиной волны излучения $\lambda=10,6$ мкм. Все конструкционные металлы при нормальной температуре отражают примерно 80 % такого излучения и поглощают лишь 20 % его энергии. С достижением температуры плавления способность поглощать лазерное излучение значительно возрастает. Плотность потока энергии лазерного излучения, необходимая для начала плавления углеродистых и коррозионно-стойких сталей составляет до $2 \cdot 10^4$ Вт/см². При меньших плотностях потока возможна термообработка, при больших – сварка и резка металла.

На рисунке 21 показано изменение поглотительной способности А коррозионной стали под воздействием излучения CO²-лазера (10,6 мкм).

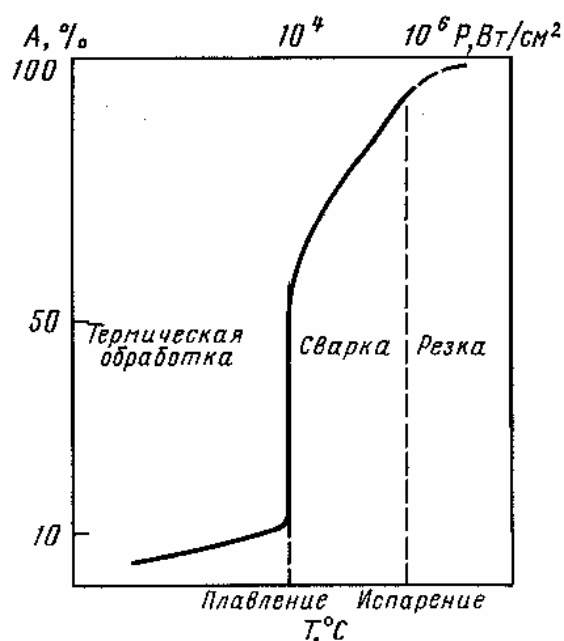


Рисунок 21. Поглотительная способность стали при различных температурах (нижняя шкала), достигаемых при изменении плотности потока энергии падающего излучения (верхняя шкала).

4. Электродуговые и плазменные устройства.

В реальных условиях любые газы, содержат не только нейтральные атомы и молекулы, но и некоторое количество свободных носителей заряда (ионов и электронов). Поэтому, если газ поместить в электрическое поле (постоянное или переменное) то в нем возникает электрический ток. Процесс прохождения электрического тока через газы называют *газовым разрядом*.

Для газа, находящегося при постоянном давлении между неподвижными электродами, зависимость тока газового разряда J от напряжения на электродах U обычно имеет вид, показанный на рисунке 22.

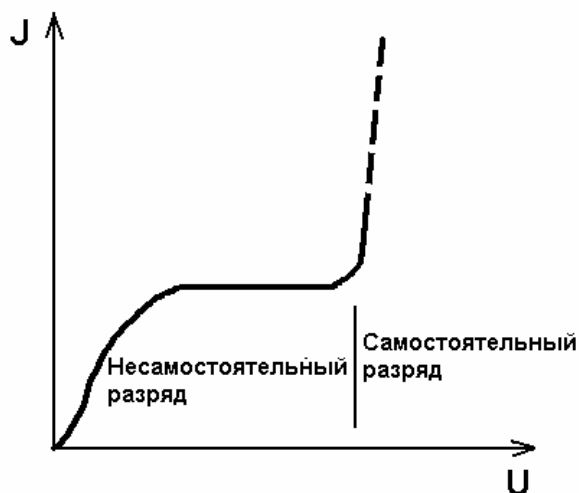


Рисунок 22. Типичная вольт-амперная характеристика газового разряда при постоянном давлении.

В области *несамостоятельного разряда* носители тока возникают лишь под действием внешних причин (внешний нагрев, ультрафиолетовое, рентгеновское облучение). Концентрация этих носителей не зависит от электрического поля, поэтому при увеличении напряжения величина тока перестает расти и наступает состояние *насыщения*.

При достаточно больших напряжениях наблюдается переход в область *самостоятельного разряда*, характеризуемого резким возрастанием тока. Это возрастание объясняется тем, что первоначально имевшиеся носители заряда, ускоряясь в достаточно сильном электрическом поле, приобретают энергию достаточную для ионизации нейтральных атомов и молекул. Новые носители заряда, ускорившись, в свою очередь вызывают ионизацию. Так происходит лавинообразное размножение носителей заряда и усиление разрядного тока.

Возникновение самостоятельного разряда в воздухе впервые обнаружил В. В. Петров в 1802 г. Между угольными электродами, подключенными к большой гальванической батарее возникал ослепительно светящийся шнур газа, изогнутый в форме дуги. Поэтому обнаруженное явление стали называть *электрической дугой или дуговым разрядом*.

Сила тока в дуге может достигать нескольких тысяч (и даже десятков тысяч) ампер при напряжении всего в несколько десятков вольт. Дуговой разряд может возникать как при атмосферном, так и при очень высоком (до 1000 атмосфер) давлении. Характерными свойствами дуги является высокая температура как на электродах, бомбардируемых ускоренными носителями заряда, так и в межэлектродном пространстве, заполненном высокотемпературной плазмой.

В воздухе, при атмосферном давлении, температура дуги между двумя угольными электродами составляет около 4000 К (при токе 100 А), а в дуге между вольфрамовым стержнем (+) и медной пластиной (-) температура может достигать 30 000 К (при токе 500 А). Напомним, что температура поверхности Солнца равна ≈ 5800 К.

Электродуговые устройства широко используют в промышленности, например, для электросварки и в металлургических плавильных печах (рисунок 23).

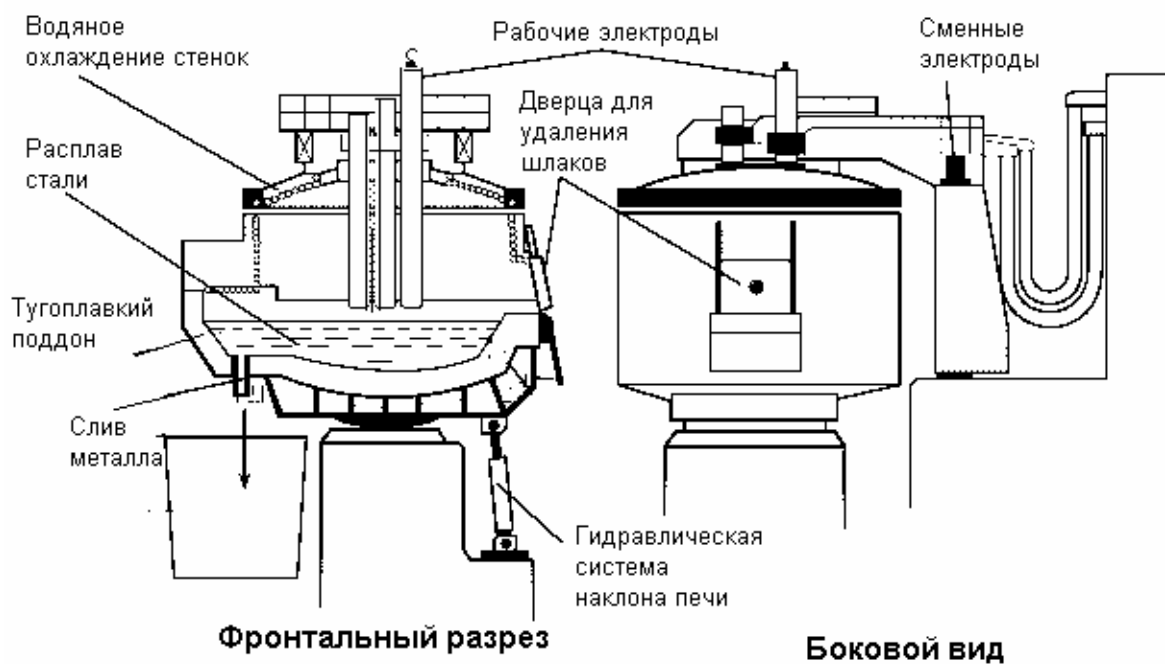


Рисунок 23. Электродуговая плавильная печь.

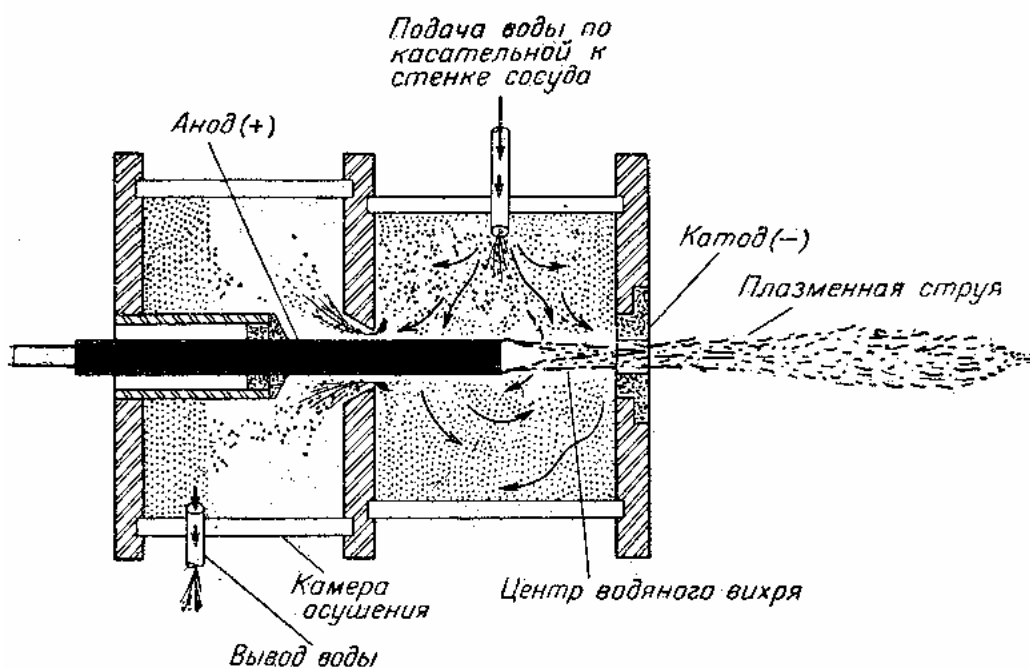


Рисунок 24. Плазменный генератор (горелка) с электрической дугой постоянного тока, стабилизированной водой.

На использовании дугового разряда основан принцип работы так называемой «плазменной горелки», устройство которой показано на рисунке 24. Здесь сжатие плазмы потоком воды обеспечивает осуществление так называемого «пинч-эффекта», что приводит к сосредоточению мощности разряда в малом объеме. В промышленных условиях, при токах в сотни ампер, плазменные горелки обеспечивают получение температур порядка 14 000 К, что достаточно для эффективного испарения и резки любых материалов. В лабораторных условиях, при токе 1200 А, достигнуты температуры $T \approx 50\,000\text{ К}$.

5. Ударные волны.

Ударная волна (скачок уплотнения) – распространяющаяся в среде со сверхзвуковой скоростью тонкая переходная область, в которой происходит резкое увеличение плотности, давления и температуры вещества. Так, при взрывах, граница, которая отделяет сжатый воздух от невозмущенного, и представляет собой ударную волну (или, как говорят, - фронт ударной волны). Именно ударная волна оказывает механическое и тепловое воздействие на окружающие объекты.

Толщина ударной волны мала – порядка длины свободного пробега молекул. При прохождении газа через ударную волну его параметры (давление, плотность, и т.п.) меняются разрывным образом – скачком.

Параметры газа в ударной волне, распространяющейся со скоростью $V_{уд}$ зависят от числа Маха $M = V_{уд}/u$, где u - скорость звука в среде. Теоретические формулы для оценки скачков плотности, давления, температуры получены только для простейшего случая идеального газа с постоянной теплоемкостью. Для реальных газов параметры за фронтом ударной волны можно определить лишь численными расчетами на основе сложных систем уравнений. В таблице 5 приведены расчетные величины

сжатия ρ_1/ρ_0 , а также давления p_1 и температуры T_1 за фронтом ударных волн, распространяющихся с различными скоростями $V_{уд}$ по воздуху при нормальных условиях ($p_0 = 1$ атм, $T_0 = 293$ К, $\rho_0 = 1,29 \cdot 10^{-3}$ г/см³).

Таблица 5.

| $V_{уд}$, м/с | ρ_1/ρ_0 | P_1 , атм | T_1 , К |
|----------------|-----------------|-------------|-----------|
| 330 | 1 | 1 | 293 |
| 700 | 2,84 | 5 | 482 |
| 980 | 3,88 | 10 | 705 |
| 2150 | 6,04 | 50 | 2 260 |
| 3350 | 8,58 | 127 | 4 000 |
| 6970 | 11,00 | 561 | 10 000 |

Общей теории ударных волны в твердых телах не существуют и их свойства определяют из опытных данных. В таблице 6 приведены опытные данные для параметров за фронтом ударной волны в свинце.

Таблица 6.

| $V_{уд}$, м/с | ρ_1/ρ_0 | P_1 , атм | T_1 , К |
|----------------|-----------------|-------------|-----------|
| 3200 | 1,3 | 25 000 | 1 050 |
| 6500 | 1,9 | 2 250 000 | 15 100 |
| 8100 | 2,2 | 4 010 000 | 26 400 |

В технических приложениях наибольшее значение имеют “слабые” ударные волны с давлениями 10 000 – 100 000 атмосфер и скоростями распространения от 2000 до 9000 метров в секунду.. Это – типичные параметры для взрывов в жидкостях, ударах продуктов взрыва о преграды. Как видно из данных таблиц 5 и 6, при этом температуры на фронте волны могут достигать нескольких тысяч и десятков тысяч кельвин.

Еще больших температур достигают в ударных волнах, осуществляемых в лабораторных условиях – например, в устройстве, схема которого показана на рисунке 25.

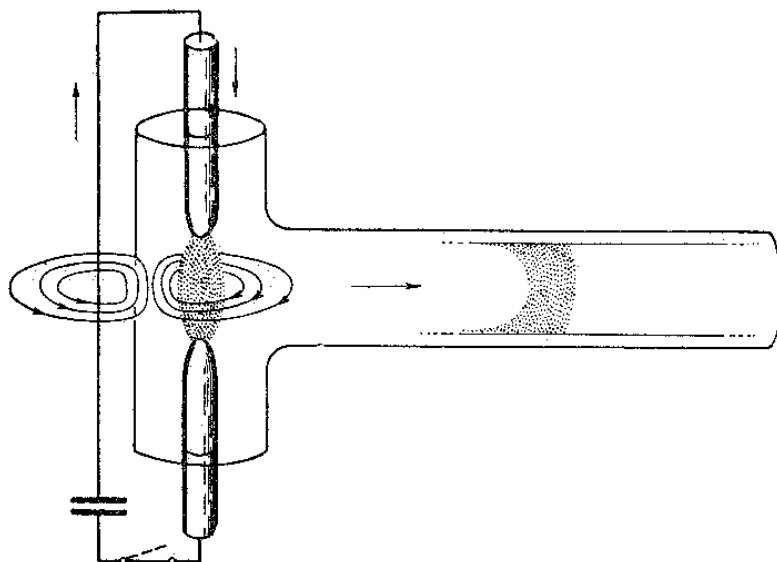
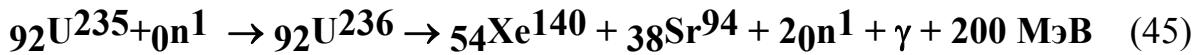


Рисунок 25. Электромагнитное возбуждение ударной волны.

В этом устройстве ударная волна в воздухе вокруг электрической дуги между двумя электродами создается в результате практически мгновенного ($\approx 10^{-6}$ с) возрастания тока через плазму дуги до очень больших величин ($\approx 1\,000\,000$ А) в результате разрядки мощной батареи конденсаторов. Распространение ударной волны характеризуется высоким числом Маха ($M \approx 200$) в результате чего температура в ударной волне достигает **500 000 К**.

6. Ядерные реакции деления и синтеза.

При ядерном взрыве производство большой тепловой мощности обеспечивается за счет протекания цепочек реакций деления ядер. Такая цепочка может быть инициирована, например, делением ядра урана в результате поглощения нейтрона :



подавляющая часть энергии деления освобождается в форме кинетической энергии движения ядер-осколков. В результате их воздействия на окружающую атмосферу вокруг точки взрыва образуется «огненный шар», ограниченный быстро распространяющейся ударной волной. Как показано на рисунке 26, в начальные моменты взрыва температура этого шара превышает 100 000 К.

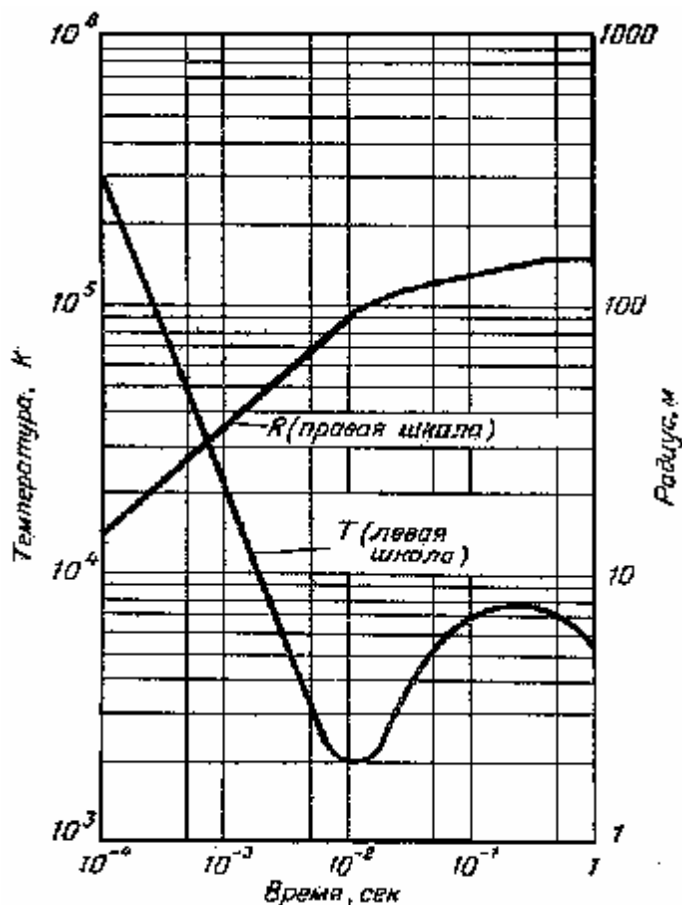
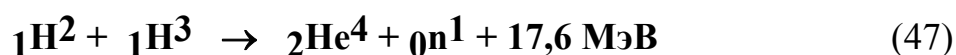
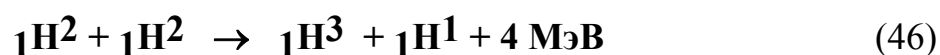


Рисунок 26.

Температура T и радиус R огненного шара в зависимости от времени после начала ядерного взрыва.

Реакции ядерного синтеза (термоядерные реакции) для целей энергетики осуществляют, в частности, с использованием изотопов «тяжелого водорода» – дейтерия (${}^2_1\text{H}$) и трития (${}^3_1\text{H}$):



Реакция синтеза может начаться лишь если кинетическая энергия ядер достаточна для преодоления потенциального барьера, обусловленного их кулоновским отталкиванием. Необходимую энергию сообщают, нагревая газ до температур порядка 10^7 К. При таких высоких температурах газ представлять собой полностью ионизированную плазму. Из-за потерь на излучение, к.п.д. термоядерного реактора начинает превышать единицу лишь при значительно больших температурах, называемых «температурами зажигания», как показано на рисунке 27.

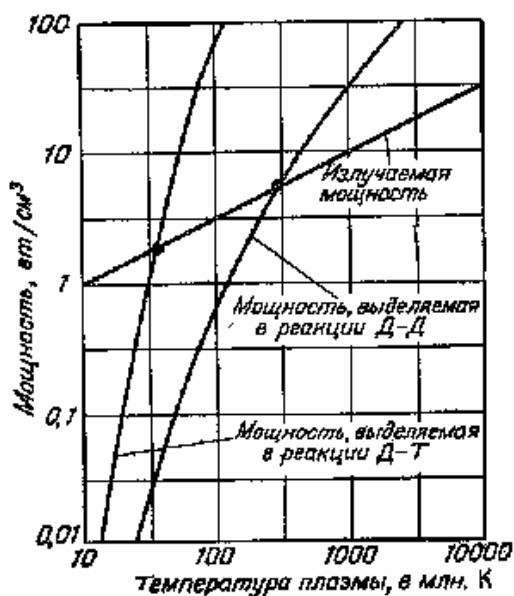


Рисунок 27.

Зависимости от температуры для выделяемой и излучаемой мощности в плазме при термоядерном синтезе. Точками на пересечениях кривых отмечены «температуры зажигания».

7. Отрицательные температуры.

В классической равновесной термодинамике понятие «отрицательная температура» лишено смысла. Для равновесных систем характерно увеличение степени беспорядка (а, следовательно, и энтропии S) при увеличении энергии системы E (рисунок 28А). Поэтому производная dS/dE всегда положительна, и термодинамическая температура – принципиально положительная величина (см. формулы 2 и 3)..

В «открытых», неравновесных системах, активно обменивающихся энергией с окружающей средой, могут наблюдаться иные ситуации. Методы неравновесной термодинамики позволили установить, что при подведении достаточно большого потока энергии к открытым системам в их отдельных частях (подсистемах) могут возникать процессы самоорганизации, связанные с увеличением порядка, и, таким образом, с уменьшением энтропии. В подобных самоорганизующихся подсистемах $dS/dE < 0$ (рисунок 28Б), следовательно температуру можно считать отрицательной величиной.

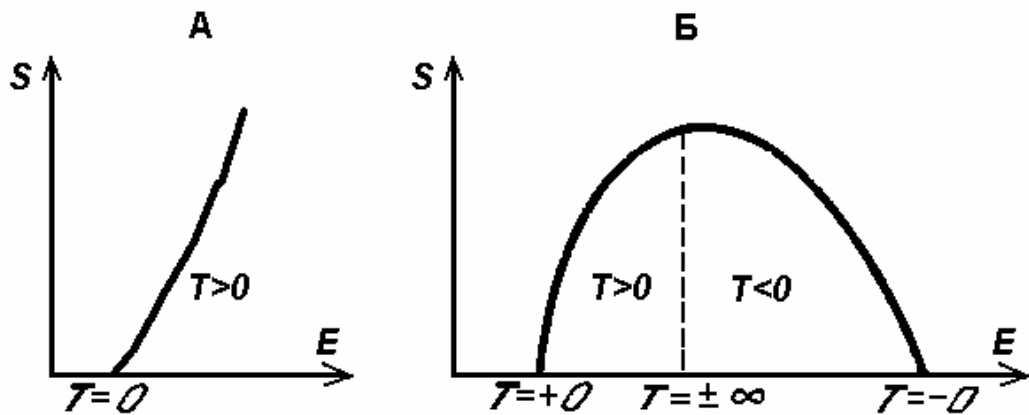


Рисунок 28. Связь энтропии с внутренней энергией в равновесных системах (А) и в неравновесных, самоорганизующихся подсистемах (Б).

Понятие отрицательной температуры можно проиллюстрировать, рассматривая распределение частиц по уровням энергии. На рисунке 29 схематически показаны подобные распределения для подсистемы с двумя уровнями энергии и зависимостью $S(E)$, описываемой графиком рисунка 28Б.

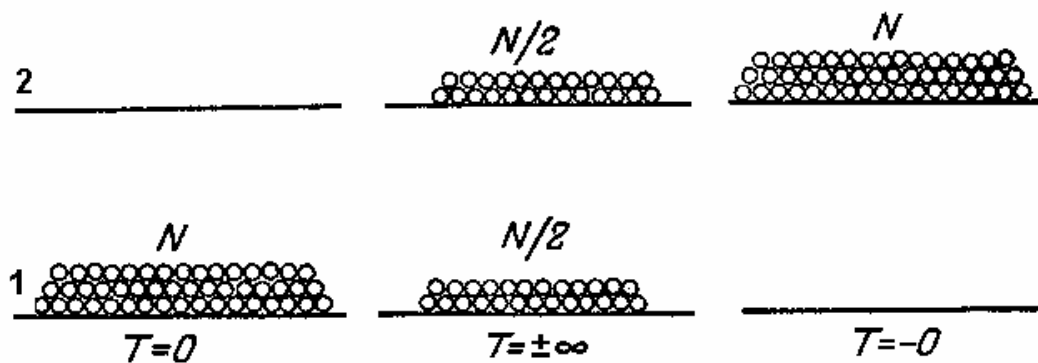


Рисунок 29. Распределение частиц по двум уровням энергии для неравновесной подсистемы рисунка 28Б.

В области положительных температур распределение частиц по энергиям описывается известным законом Больцмана :

$$n(E_2) = n(E_1) \exp(-E_2 / kT) \quad (48)$$

При $T = +0$ уровень 2 свободен : $n(E_2)=0$. С увеличением температуры число частиц на уровне 2 растет. При $T \rightarrow \infty$, $\exp(-E_2/kT) \rightarrow 1$ и $n(E_2) = n(E_1)$. В области отрицательных температур $n(E_2) > n(E_1)$ (образуется так называемая **инверсная заселенность**). При уменьшении модуля отрицательной температуры $n(E_1)$ продолжает уменьшаться. Наконец, в предельном случае $T = -0$, все частицы сосредоточены на уровне с высокой энергией, а уровень 1 свободен : $n(E_1)=0$.

Практически, отрицательные температуры можно создать, например, в подсистеме ядерных спинов (магнитных моментов) ионов лития в кристалле фторида лития. На рисунке 30 показана схема подобного эксперимента. В данном случае подсистема магнитных моментов является двухуровневой. Спины, ориентированные противоположно направлению магнитного поля, обладают большей энергией, чем спины, ориентированные по полю.

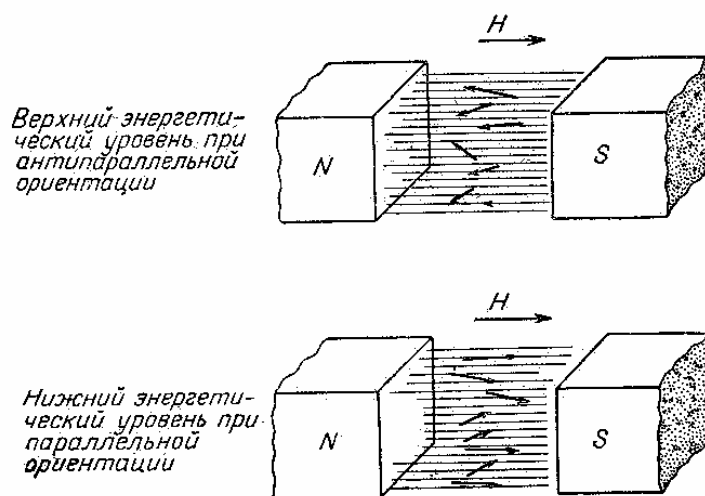


Рисунок 30. Энергетические состояния подсистемы магнитных моментов в магнитном поле.

Спиновая подсистема имеет большое время релаксации (5 - 30 минут). Поэтому после быстрого изменения направления внешнего магнитного поля спиновая подсистема характеризуется инверсной заселенностью, то есть имеет отрицательную температуру.

Другой пример – подсистема электронов в оптических квантовых генераторах (лазерах). Типичное расположение рабочих уровней энергии лазера показано на рисунке 31. Под действием потока внешнего излучения обеспечиваются переходы **1, 2** электронов с основного уровня **A** на

метастабильный уровень C . В результате на уровне C создается инверсная заселенность (отрицательная температура в электронной подсистеме). Лазерное излучение возникает при переходе 3 в основное состояние.

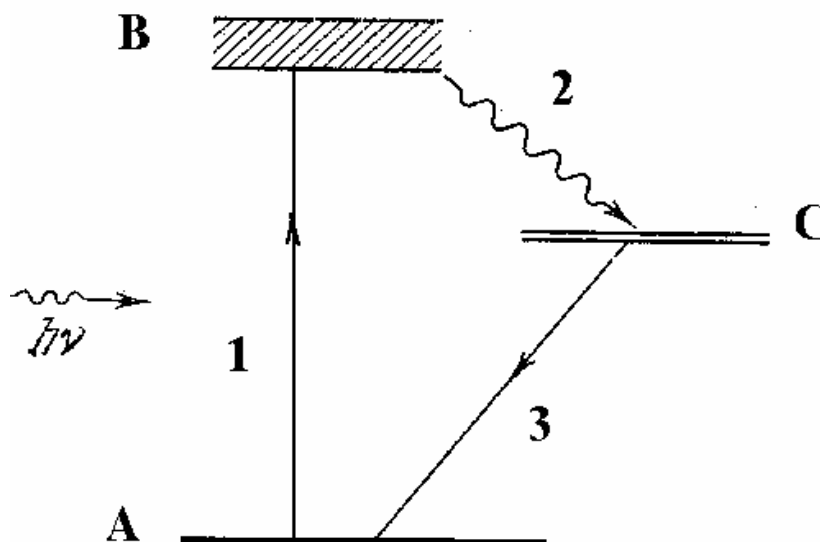


Рисунок 31. Типичная схема образования инверсной заселенности в лазерах.

Необходимо всегда иметь в виду, что отрицательные температуры наблюдаются лишь в отдельных подсистемах объекта (тела), находящегося в неравновесных условиях, и не характеризуют свойства всего объекта, рассматриваемого как единое целое.

Если подсистему с отрицательной температурой привести в контакт с системой, обладающей положительной температурой, то, как правило, в результате перехода энергии результирующая положительная температура возрастает. Так, если две одинаковые подсистемы имеют температуры $T_1 = -300 \text{ K}$ и $T_2 = +300 \text{ K}$, то температура объединенной системы будет составлять $\pm \infty \text{ K}$, а не 0 K .

VII. Средства и методы термометрии.

1. Области применимости различных термометров.

При заключении соглашения о Международной практической температурной шкале МПТШ (см. раздел V.1) в качестве основных приборов для измерения температур между реперными точками были утверждены платиновые термометры сопротивления, платино-родиевые термопары и спектральные (яркостные) пирометры. Установленные диапазоны применения этих устройств показаны в нижней части рисунка 32.

Во многих технических измерениях, не требующих высокой точности, считается допустимым использовать более простые и дешевые термометры – стеклянные жидкостные термометры, полупроводниковые термисторы, радиационные пирометры, термопары из неблагородных металлов и т.п. Рекомендуемые области применения таких термометров показаны в верхней части рисунка 32.

В бытовых устройствах для измерения температур используют и другие разнообразные индикаторы температуры, такие как биметаллические пластины, светочувствительные краски.

В отдельных областях промышленности разработаны нестандартные методы измерения температуры, приспособленные к требованиям конкретных производственных процессов. Так, для измерения поля температур в нефтегазовых «умных» скважинах все более широко используют термометрию, основанную на закономерностях комбинационного рассеяния света в стеклянных оптоволоконных кабелях.

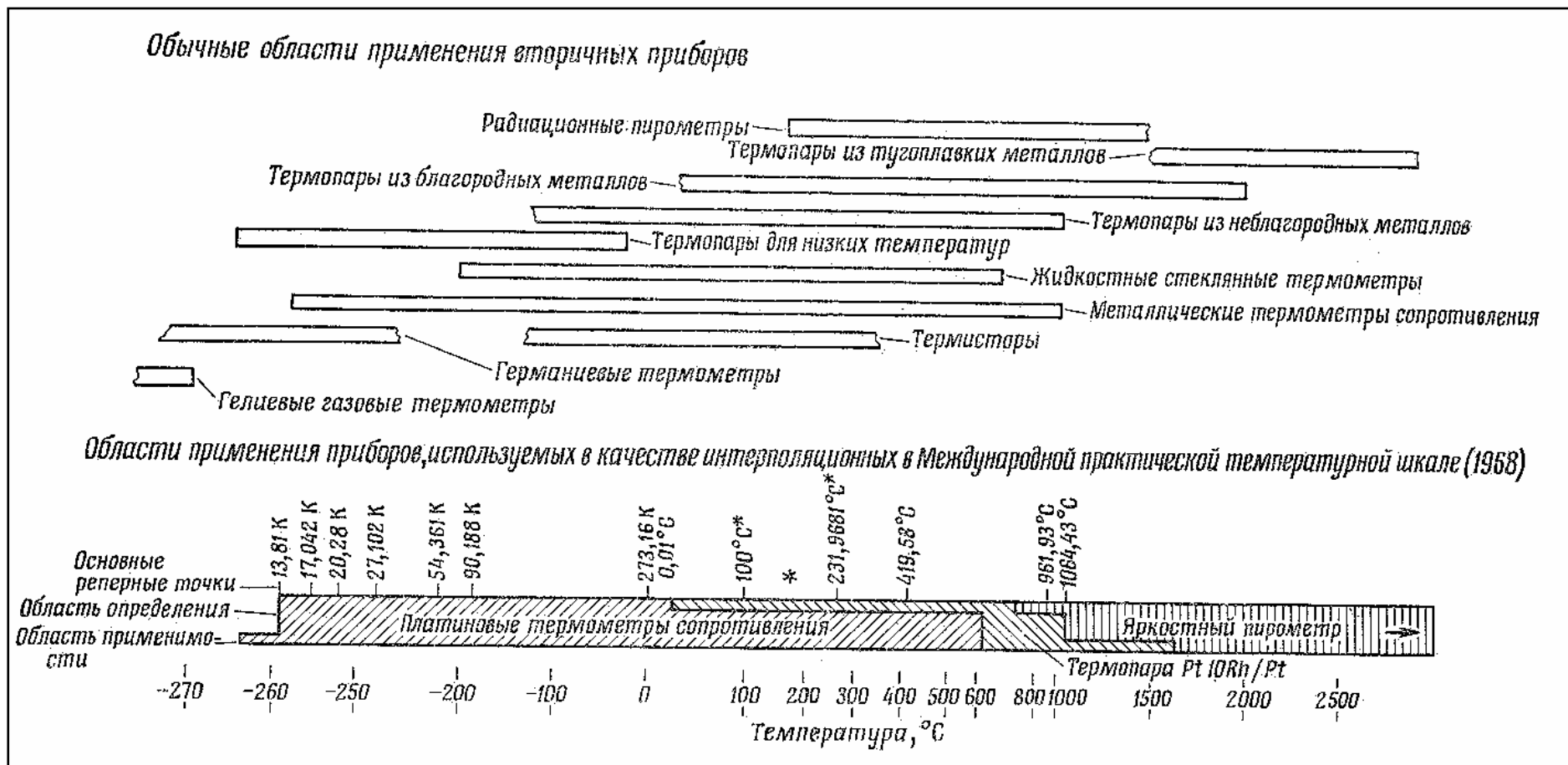


Рисунок 32. Рекомендуемые области применения термометрических приборов.

2. Стандартные газовые термометры.

Как упоминалось в разделе IV.1, точное воспроизведение теоретического определения термодинамической температуры (по формулам 2-5) практически неосуществимо. В качестве стандартных приборов, позволяющих воспроизвести температуры, максимально приближенные к термодинамическим, используют так называемые газовые термометры. В этих устройствах рабочими веществами служат газы, в уравнения состояния которых вводят поправки, учитывающие отклонения от характеристик идеального газа :

$$pV = RT (1 + Bp + Cp^2) \quad (49)$$

где B и C – так называемые второй и третий вириальные коэффициенты. Для выбранного рабочего газа вириальные коэффициенты определяют из вспомогательных экспериментов.

Трудоемкость измерительных операций в сочетании с высокой стоимостью аппаратуры привели к тому, что газовый термометр не является инструментом для технических измерений. Газовые термометры являются стандартными средствами градуировки других измерительных устройств в крупнейших метрологических учреждениях ряда стран.

В зависимости от выбранного принципа действия газовые термометры подразделяются на термометры постоянного давления и термометры постоянного объема. На рисунке 33 показано устройство газового термометра постоянного объема, используемого для градуировки платиновых термометров сопротивления капсульного типа.

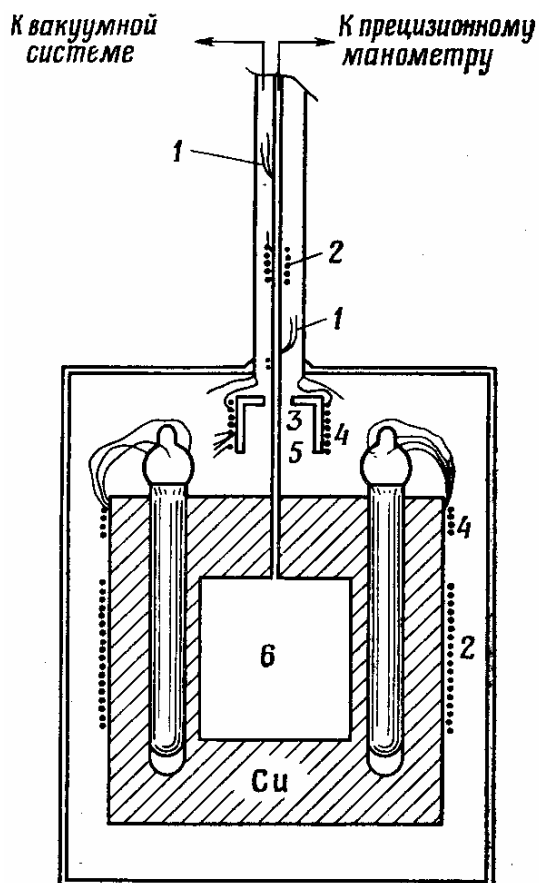


Рисунок 33. Стандартный газовый термометр постоянного объема.

1 – термопары; 2 – регулируемые нагреватели; 3 – радиационный экран; 4 – тепловая защита; 5 – капилляр; 6 – колба с газом.

Колба термометра постоянного объема изготовлена из металла достаточной толщины, чтобы предотвратить влияние сжатия. С помощью тонкого капилляра она соединена с точным манометром (обычно – ртутным), содержащим очень небольшой объем газа. Вдоль капилляра для измерения его температуры размещены термопары; для предотвращения чрезмерной утечки тепла к колбе предусмотрено специальное устройство для термической защиты капилляра.

При измерениях с помощью термометра помимо вириальных коэффициентов в уравнении состояния (49), *обязательно* необходимо учитывать еще большое количество поправок, важнейшими из которых являются следующие

1) Поправка на изменение объема (тепловое расширение) рабочей колбы.

2) Поправка на «вредный объем» термометра – объемы газа в капилляре и манометре.

3) Поправка на возможную неоднородность температурного поля рабочей колбы из-за оттока тепла по капилляру.

4) Поправка на неоднородность температур в коленах ртутного манометра.

При умеренных давлениях можно пренебречь наличием второго вириального коэффициента в уравнении (49) и считать пренебрежимо малыми градиенты давлений в приборе. Даже в этом случае уравнение для определения температуры в рабочей колбе остается достаточно сложным :

$$T = \frac{pV_0}{K} \left[1 - pB + \frac{V - V_0}{V_0} + \sum_i \frac{V_i}{V} \frac{T}{T_i} \right] \quad (50)$$

где V_0 - объем колбы при опорной температуре, V_i , T_i - объемы и температуры "мертвых зон" (капилляр, манометр), K - постоянная прибора, B - второй вириальный коэффициент.

Даже при учете всех поправок, газовый термометр не может считаться абсолютно идеальным средством для воспроизведения термодинамической температуры, так как его показания в реперных точках зависят не только от вида используемого газа, но и от рабочего давления в реперной точке. Так, на рисунке 34 приведены показания четырех термометров постоянного объема с различными газами, получаемые при температуре точки кипения воды, в зависимости от величины давления в тройной точке воды P_3 .

Видно, что точное воспроизведение термодинамической температуры обеспечивается лишь при условии $P_3 \rightarrow 0$, поэтому температурная шкала «идеального» газового термометра может быть определена как :

$$T(K) = 273,16 \lim_{P_3 \rightarrow 0} \left(\frac{P}{P_3} \right) \quad (51)$$

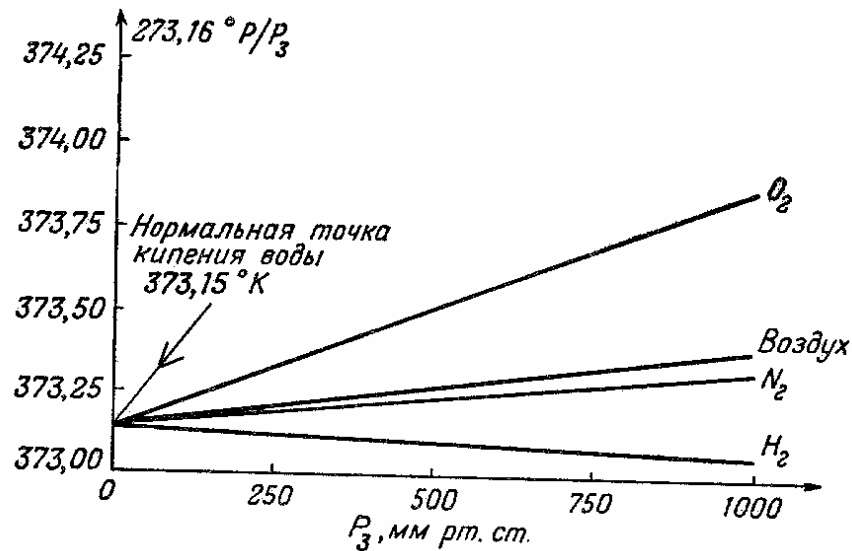


Рисунок 34. Сравнение показаний термометров постоянного объема с различными рабочими газами.

3. Жидкостные термометры.

Применение жидкостных стеклянных термометров (рисунок 35) постоянно сокращается, поскольку становятся доступными более совершенные методы измерения температуры.

Диапазон применения обычных жидкостных стеклянных термометров (ЖСТ) различных конструкций может составлять от -40°C до $+400^{\circ}\text{C}$, при обеспечении точности измерений $\geq 0,1^{\circ}\text{C}$. В ЖСТ для измерения температуры используется отсчет изменений объема рабочей жидкости по величине перемещения мениска жидкости в капилляре. Если

величина относительного изменения объема $\Delta V/V$ невелика, то ее можно приближенно считать пропорциональной изменению температуры :

$$\Delta V \approx \beta V \Delta T \quad (52)$$

где множитель β называют средним коэффициентом объемного расширения. Для распространенных жидкостей, величины коэффициентов объемного расширения лежат в пределах от 10^{-4} до $10^{-3} (\text{°C})^{-1}$:

Таблица 7. Средние коэффициенты объемного расширения некоторых жидкостей при температурах, близких к комнатным.

| Жидкость | $\beta, (\text{°C})^{-1}$ |
|----------------|----------------------------|
| Этиловый спирт | $1,12 \times 10^{-3}$ |
| Бензол | $1,24 \times 10^{-3}$ |
| Ацетон | $1,48 \times 10^{-3}$ |
| Ртуть | $1,82 \times 10^{-4}$ |
| Вода (20°С) | $2,07 \times 10^{-4}$ |
| Глицерин | $4,85 \times 10^{-4}$ |
| Нефть | $\approx 9 \times 10^{-4}$ |

Результирующая величина перемещения мениска в капилляре термометра обусловлена разностью коэффициентов объемного расширения жидкости и стеклянных стенок термометра. Поэтому для изготовления ЖСТ используют специальные термометрические стекла.

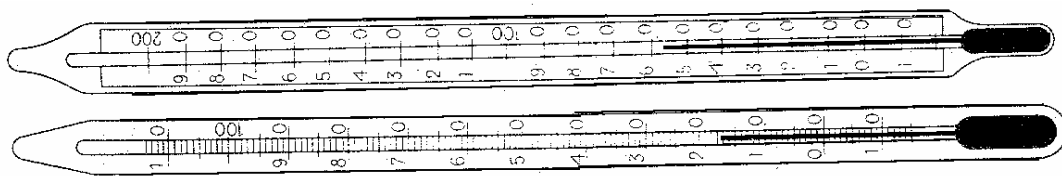


Рисунок 35. Жидкостно-стеклянные термометры (ЖСТ).

Для измерений при низких температурах (до -200°C) разработаны специальные ЖСТ, заполненные изопентаном.

Высокотемпературные ЖСТ (до $+1000^{\circ}\text{C}$) содержат ртуть под давлением в сосуде из плавленого кварца.

Для точных измерений выпускаются ЖСТ с погрешностью, не превышающей $0,01^{\circ}\text{C}$.

4. Металлические термометры сопротивления .

Удельная электропроводность металлов σ значительно превышает электропроводность других веществ из-за присутствия больших концентраций носителей заряда (свободных электронов). Удельное электрическое сопротивление $\rho=1/\sigma$ металлов определяется процессами рассеяния электронов проводимости, длиной их свободного пробега λ . В классической теории электропроводности металлов рассматривают совокупность свободных электронов как идеальный газ, длина свободного пробега в котором определяется лишь рассеянием на неподвижных ионах кристаллической решетки. Исходя из этих предположений, для удельного сопротивления получают выражение :

$$\rho = 2mv/ne^2\lambda \quad (53)$$

где m , e – масса и заряд электронов, v - средняя скорость их теплового движения :

$$v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (54)$$

Таким образом, в этой простейшей теории ρ пропорционально $T^{1/2}$.

В реальных металлах дополнительными механизмами рассеяния, определяющими длину свободного пробега, являются взаимодействие электронов с фононами, электронов друг с другом, электронов с химическими и физическими неоднородностями кристаллической решетки. В простейших моделях реальных металлов принято считать, что различные механизмы рассеяния дают аддитивный вклад в удельное сопротивление металла (правило Матиссена) :

$$\rho = \sum_i \rho_i = \sum_i \frac{p_F}{ne^2 \lambda_i} \quad (55)$$

где n – концентрация электронов проводимости , p_F – граничный фермиевский импульс

Конкуренция различных механизмов рассеяния приводит к линейной зависимости ρ от температуры при достаточно высоких температурах (выше температуры Дебая) и к пропорциональности T^5 при очень низких температурах. Экспериментальные зависимости сопротивления металлов от температуры с хорошей точностью описываются полиномами третьей степени. Однако при обычных требованиях к точности ограничиваются квадратичной или даже линейной функцией :

$$R(t^{\circ}\text{C}) = R(0^{\circ}\text{C}) \cdot (1 + \alpha t) \quad (56)$$

где α – линейный температурный коэффициент сопротивления.

В качестве материала для металлических термометров сопротивления используют платину и никель, характеризующиеся линейной зависимостью $R(T)$ в достаточно широких диапазонах температур (рисунок 36), от -60°C до 180°C для никеля и от -220°C до 750°C для платины.

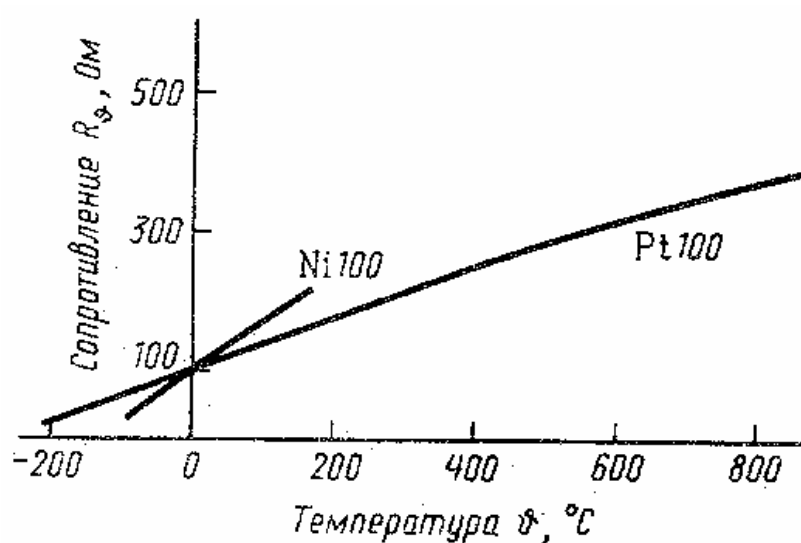


Рисунок 36. Температурные характеристики сопротивления платиновых и никелевых термометров.

Средние температурные коэффициенты сопротивления этих металлов имеют следующие значения : $\alpha = 3,85 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ для платины и $\alpha = 6,17 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ для никеля.

Чувствительные элементы металлических термометров сопротивления представляют собой очень тонкую платиновую или никелевую проволоку, намотанную на каркас (рисунок 37). В зависимости от диапазона измерения, несущие каркасы могут быть изготовлены из термостойкой пластмассы, керамики, стекла или слюды.

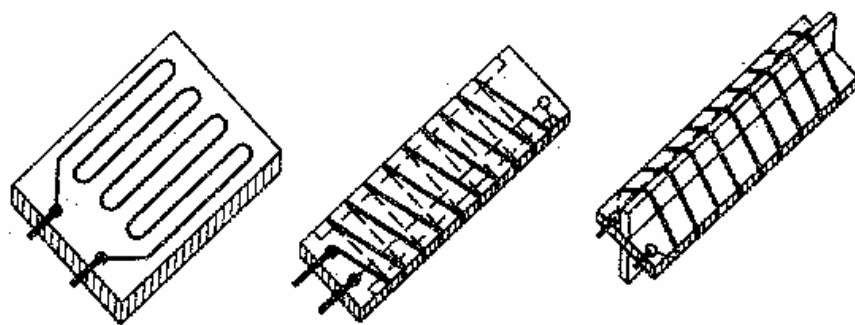


Рисунок 37. Конструктивные исполнения чувствительных элементов металлических термометров сопротивления.

5. Полупроводниковые термометры сопротивления (термисторы).

В чистых (беспримесных) полупроводниках (Ge, Si) электрическая проводимость определяется равноправным участием носителей заряда двух типов : электронов и дырок. В отличие от металлов, в температурной зависимости удельного сопротивления доминирующим фактором является не усиление рассеяния носителей заряда, а возрастание их концентрации. Поэтому с увеличением температуры удельное сопротивление полупроводников быстро уменьшается :

$$\rho(T) \approx A \exp\left(\frac{\Delta E}{2kT}\right) \quad (57)$$

где A – постоянная, ΔE – ширина запрещенной зоны.

Для изготовления термисторов используют примесные полупроводники и сплавы, которые могут обладать несколькими механизмами проводимости :

$$\sigma = \sum_i A_i T^{-b_i} \exp\left(-\frac{\Delta E_i}{kT}\right) \quad (58)$$

При доминирующей роли одного механизма проводимости это уравнение может быть записано в более удобной форме в виде соотношения, определяющего удельное сопротивление :

$$\rho = \frac{T^b}{A} \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (59)$$

где величину ΔE называют энергией активации. Экспоненциальная характеристика, описываемая этой формулой (рисунок 38), имеет большой и сильно изменяющийся температурный коэффициент α (определяемый формулой 56). У распространенных промышленных термисторов он изменяется в диапазоне от -1 K^{-1} до -6 K^{-1} . С точки зрения градуировки и отсчета результатов, большая нелинейность нежелательна, однако термисторы получили широкое распространение в производственной практике именно благодаря своему большому температурному коэффициенту сопротивления. С использованием термисторов могут быть созданы простые и дешевые приборы, без использования дополнительных усилителей. Полное сопротивление термисторов обычно составляет от 1 кОм до 1 МОм, в сравнении с ним изменения сопротивления на клеммах и в соединительных проводах незначительны и ими можно пренебречь. Это обуславливает существенное преимущество термисторов перед металлическими термометрами сопротивления и термопарами.

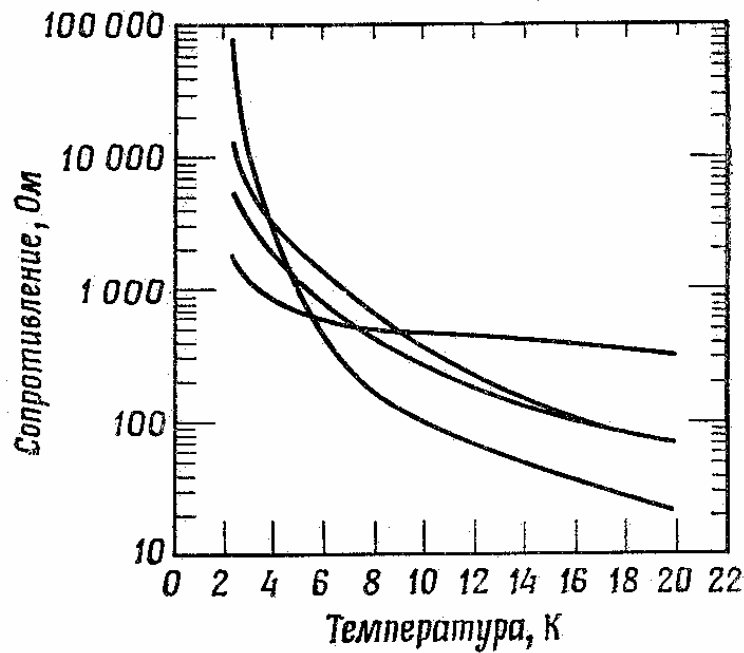


Рисунок 38. Типичный вид зависимости сопротивления от температуры для термисторов из германия.

В отличие от металлических термометров сопротивления, чувствительные элементы термисторов (рисунок 39) могут быть изготовлены весьма малых размеров, например, в виде спеченных шариков диаметром 0,2 – 0,5 мм.

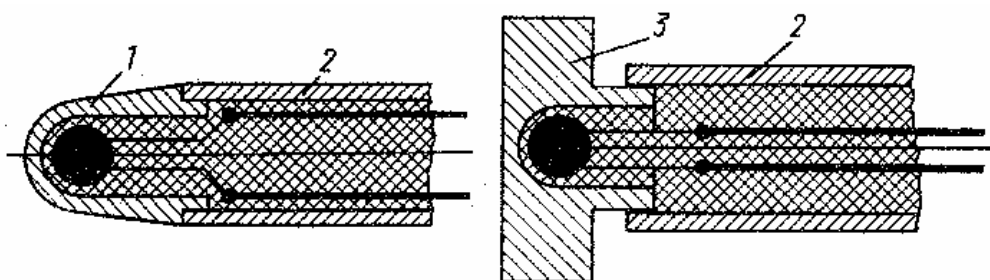


Рисунок 39. Конструкции чувствительных элементов термисторов. 1 – стекло; 2 – сталь; 3 – серебро.

В зависимости от места установки, чувствительные элементы термисторов защищают тонкой стеклянной, керамической или стальной оболочкой.

6. Термоэлектрические термометры (термопары).

Термоэлектрическими называют группу физических явлений, в которых проявляется взаимосвязь термодинамических и электрических процессов в проводниках. К таким явлениям относятся эффекты Зеебека, Томсона и Пельтье. Технические применения эффекта Пельтье были рассмотрены в разделе VI.4. Действие термоэлектрических термометров основано на эффекте Зеебека.

Зеебек обнаружил, что если в замкнутой цепи из двух разнородных металлов А и В (рисунок 40) спаи поддерживаются при различных температурах, то в этой цепи течет электрический ток (благодаря возникновению постоянной э.д.с., обусловленной термическими причинами – термоэлектродвижущей силы).

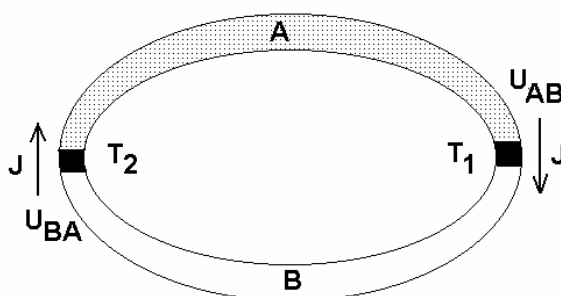


Рисунок 40. Эффект Зеебека.

Термо-э.д.с. обусловлена несколькими причинами, главной из которых является зависимость энергии Ферми металла от температуры.

Как показано на рисунке 41, при приведении двух металлов в контакт их уровни Ферми выравниваются (см. также раздел VI.4) и образуется скачок потенциала при переходе из одного металла в другой – внутренняя контактная разность потенциалов U_{AB} , равная разности энергий Ферми :

$$U_{AB} = E_{FA} - E_{FB} \quad (60)$$

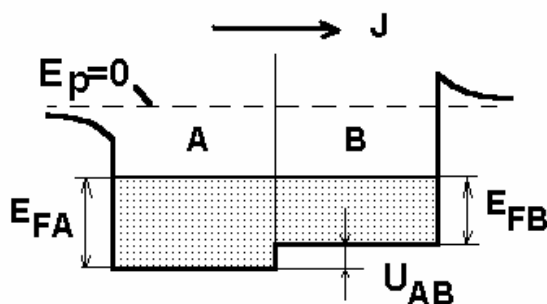


Рисунок 41. Возникновение внутренней контактной разности потенциалов на спае разнородных металлов.

Из-за зависимости энергии Ферми температуры, скачки потенциалов на спаях АВ (при T_1) и ВА (при T_2) различаются по абсолютной величине и сумма скачков потенциала при обходе замкнутой цепи (равная термо-э.д.с.) отлична от нуля :

$$E = U_{AB}(T_1) + U_{BA}(T_2) = (1/e) \{ [E_{FB}(T_2) - E_{FB}(T_1)] - [E_{FA}(T_2) - E_{FA}(T_1)] \} \quad (61)$$

Дополнительные причины возникновения термо-э.д.с. – термодиффузия электронов и увлечение электронов фононами.

Производную от термо-э.д.с. по температуре $\alpha=(dE/dT)$ называют температурным коэффициентом термо-э.д.с. или коэффициентом Зеебека.

В технической литературе для обозначения этой величины используют также термины «чувствительность термопары», «удельная термо-э.д.с.».

Материалы для термоэлектрических термометров (термопар) выбирают исходя из следующих требований: высокой чувствительности к изменениям температуры (большой величины коэффициента α); линейности характеристики (зависимости $E(T)$); малой инерционности; достаточной механической прочности при высоких и низких температурах; стойкости по отношению к коррозии. Все материалы для термопар принято делить на две группы : пары благородных металлов и пары неблагородных металлов.

В первой группе наиболее распространенной является термопара платина – платиновородиевый сплав, содержащий 10 % родия (Pt-Pt10RH). Во второй группе наиболее распространены термопары медь-копель и хромель-алюмель. Копель – сплав, содержащий 55 % Cu + 45 % Ni; хромель – 90,5 % Ni + 9,5 % Cr; алюмель – 94,5 % Ni + 5,5 % Al, Si, Mn, Co.

Температурные характеристики ряда распространенных термопар показаны на рисунке 42.

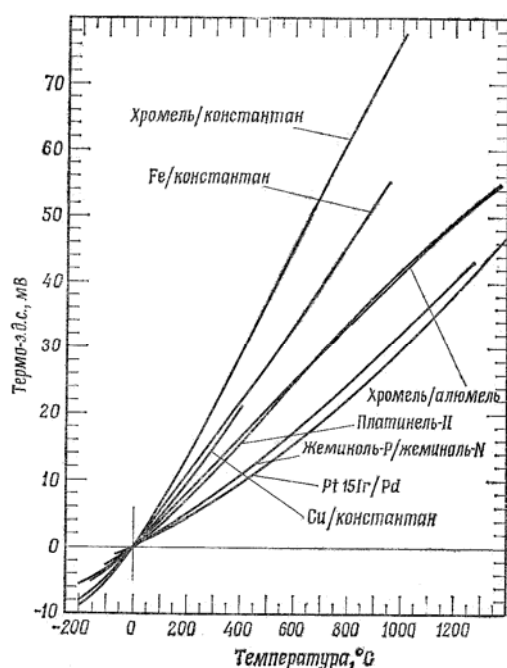


Рисунок 42. Зависимости термо-э.д.с. от температуры для некоторых промышленных термопар.

Конструктивное исполнение чувствительных элементов термопар с защитной оболочкой показано на рисунке 43. Благодаря компактной конструкции их размеры могут быть очень малыми (наружный диаметр 0625 – 6 мм). Термоэлектроды изолированы друг от друга термостойким керамическим порошком. Оболочку обычно изготавливают из коррозионно-стойкой высоколегированной стали.

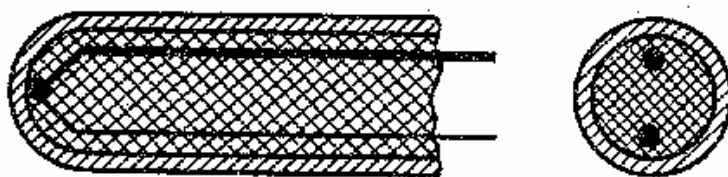


Рисунок 43. Конструктивное исполнение термопар с защитной оболочкой.

При измерениях с помощью термопар необходимо определять величины очень малых термо-э.д.с. , не превышающий 100 мВ.. При этом (из-за малых величин коэффициентов термо-э.д.с) для обеспечения точности определения температуры $0,1^{\circ}\text{C}$ необходима измерять термо-э.д.с. с точностью не хуже 0,1 мкВ. В настоящее время для подобных измерений выпускают специализированные цифровые приборы, оснащенные усилителями и микропроцессорами.

7. Методы бесконтактной термометрии. Закономерности, используемые при создании оптических пирометров.

В предыдущих разделах описаны термометры, которые осуществляют измерение температуры лишь находясь в тепловом контакте с исследуемым объектом. Бесконтактные (дистанционные) измерения осуществляют, используя известные закономерности теплового излучения нагретых тел. Ограничивающим фактором является то обстоятельство, что датчик должен «видеть» объект. Этим способом нельзя измерить температуру внутри непрозрачного твердого тела, при наличии между датчиком и объектом непрозрачной среды. Первоначально, бесконтактные методы применяли регистрируя видимое тепловое излучение (свет) испускаемое объектом, нагретыми до высоких температур – пламенем, расплавленным металлом (рисунок 44). Поэтому соответствующие приборы получили название оптических пирометров (от греческого «пирос» – огонь, пламя).

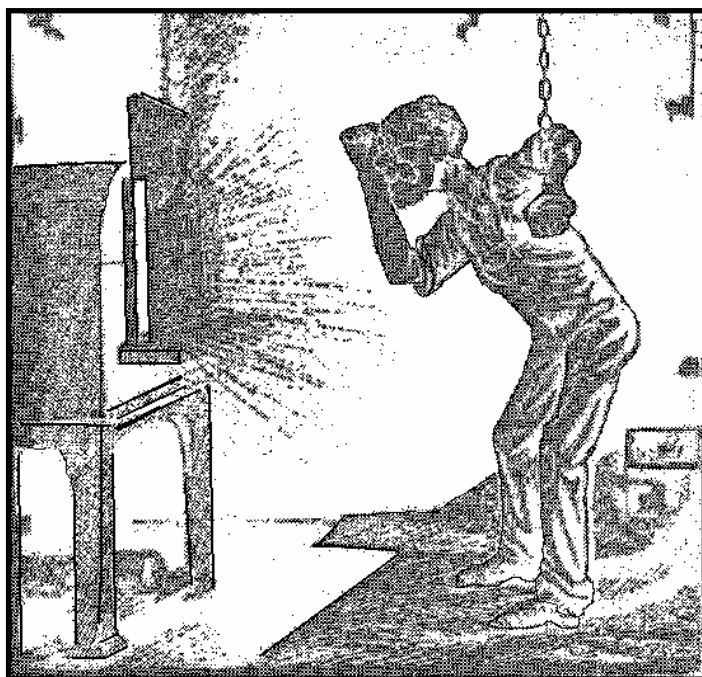


Рисунок 44.

Первый
оптический
пирометр.

При создании оптических пирометров были использованы теоретические и экспериментальные сведения о характеристиках излучения идеализированного объекта – абсолютно черного тела (АЧТ). В разделе IV.4, на рисунке 6 показан вид спектра (распределения испускательной способности по длинам волн) АЧТ, описываемого формулой (13).

Одно из наиболее заметных изменений, наблюдающихся при повышении температуры АЧТ – смещение максимума спектра излучения в сторону более коротких длин волн, описываемое законом Вина (формула (14)). Поэтому, по измеренному положению максимума спектра можно определить температуру АЧТ, как показано на рисунке 45.

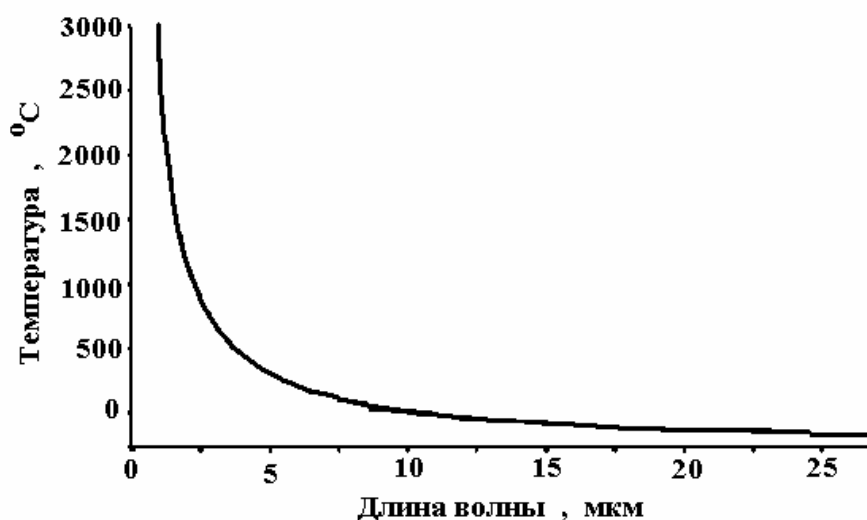


Рисунок 45. Определение температуры абсолютно черного тела по длине волны, при которой находится максимум спектра теплового излучения.

С ростом температуры растет также суммарная мощность излучения (получаемая интегрированием спектра по всем длинам волн). Температурная зависимость суммарной мощности излучения единицы площади поверхности (энергетической светимости R) АЧТ описывается законом Стефана-Больцмана :

$$R = \sigma T^4 \quad (62)$$

где $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К}^4)$ – постоянная Стефана-Больцмана

Как показано на рисунке 46, испускательная способность реального тела $\varphi(\lambda, T)$ может заметно отличаться от испускательной способности АЧТ, описываемой формулой (13).

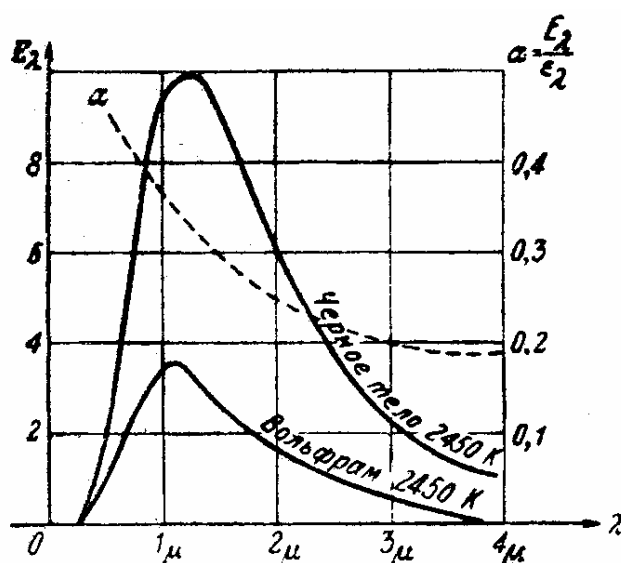


Рисунок 46. Спектры излучения при $T = 2450 \text{ К}$ для абсолютно черного тела и для реального тела (вольфрам). Пунктир – спектральный коэффициент поглощения (излучения).

Отличие излучения реальных тел от излучения АЧТ характеризуют спектральным коэффициентом излучения - отношением соответствующих испускательных способностей :

$$\epsilon(\lambda, T) = \varphi(\lambda, T) / \varphi(\lambda, T)_{\text{АЧТ}} \quad (63)$$

В соответствии с законом Кирхгофа, спектральный коэффициент излучения $\varepsilon(\lambda, T)$ равен спектральному коэффициенту поглощения $\alpha(\lambda, T)$. Как правило, эти спектральные коэффициенты являются функциями не только температуры, но и длины волны (см. рисунок 46). Такие реальные тела, у которых спектральный коэффициент излучения (поглощения) не зависит от длины волны, называют *серыми* телами.

Энергетическая светимость реального тела:

$$R = \varepsilon_T \sigma T^4 \quad (64)$$

где ε_T – «степень черноты» (зависящая от температуры).

В таблице 8 приведены коэффициенты $\varepsilon(\lambda, T)$ [$\alpha(\lambda, T)$] для некоторых материалов при различных температурах и длине волны $\lambda = 0,65$ мкм :

В таблице 9 указаны степени черноты для образцов металлов с гладкими плоскими поверхностями при $T = 300$ К.

Таблица 8. Спектральные коэффициенты излучения (поглощения).

| Материал | T, °C | $\varepsilon, [\alpha]$ | | Материал | T, °C | $\varepsilon, [\alpha]$ |
|---------------------------|--------|-------------------------|---|---------------------------|--------|-------------------------|
| Алюминий □ полированный □ | 20 □ | 0,06 □ | □ | Железо □ проржавевшее □ | 20 □ | 0,70 □ |
| Алюминий □ жидкий □ | 800 □ | 0,12 | | Железо (прокат) | 20 | 0,78 |
| Алюминий □ жидкий □ | 1000 □ | 0,17 □ | □ | Железо □ (полированное) □ | 20 □ | 0,07 □ |
| Железо □ чистое □ | 800 □ | 0,35 □ | □ | Платина □ | 1000 □ | 0,30 □ |
| Железо □ жидкое □ | 1800 □ | 0,48 □ | □ | Фарфор □ | 1200 □ | 0,78 □ |

Таблица 9. Степени черноты металлических образцов.

| Материал □□ | Медь□ | Алюминий □ | Нержавеющая □ сталь□ | Углеродистая □ сталь□ | Серебро□ |
|------------------------|------------|---------------|-------------------------|--------------------------|----------|
| □ ε _T □□ | □ 0,03□ | □ 0,03□ | □ 0,10□ | □ 0,6□ | □ 0,03□ |

Для градуировки оптических пирометров используют специальные эталонные устройства, излучение которых наиболее приближено к излучению идеального абсолютно черного тела. На рисунке 47 показана конструкция эталона АЧТ при реперной температуре затвердевания золота (1337,58 К), созданного в Национальном бюро стандартов США.

Излучающим элементом эталона является малое отверстие в нагреваемой полости, обрамленное конусом из окиси алюминия. Геометрия излучателя определяется требованиями обеспечения многократного внутреннего отражения испускаемого излучения до его выхода из излучающего элемента. В частности, ни одна из внешних стенок излучателя не должна быть нормальной к оптической оси. Эффективная степень черноты конической поверхности определяется как ее геометрическими параметрами, так и коэффициентом отражения :

$$(\epsilon_T)_{\text{эфф}} \approx 1 - \rho [D^2/4L^2]/(1+D^2/4L^2) \quad (65)$$

где ρ - коэффициент отражения, D - выходной диаметр конуса, L - длина конической поверхности.

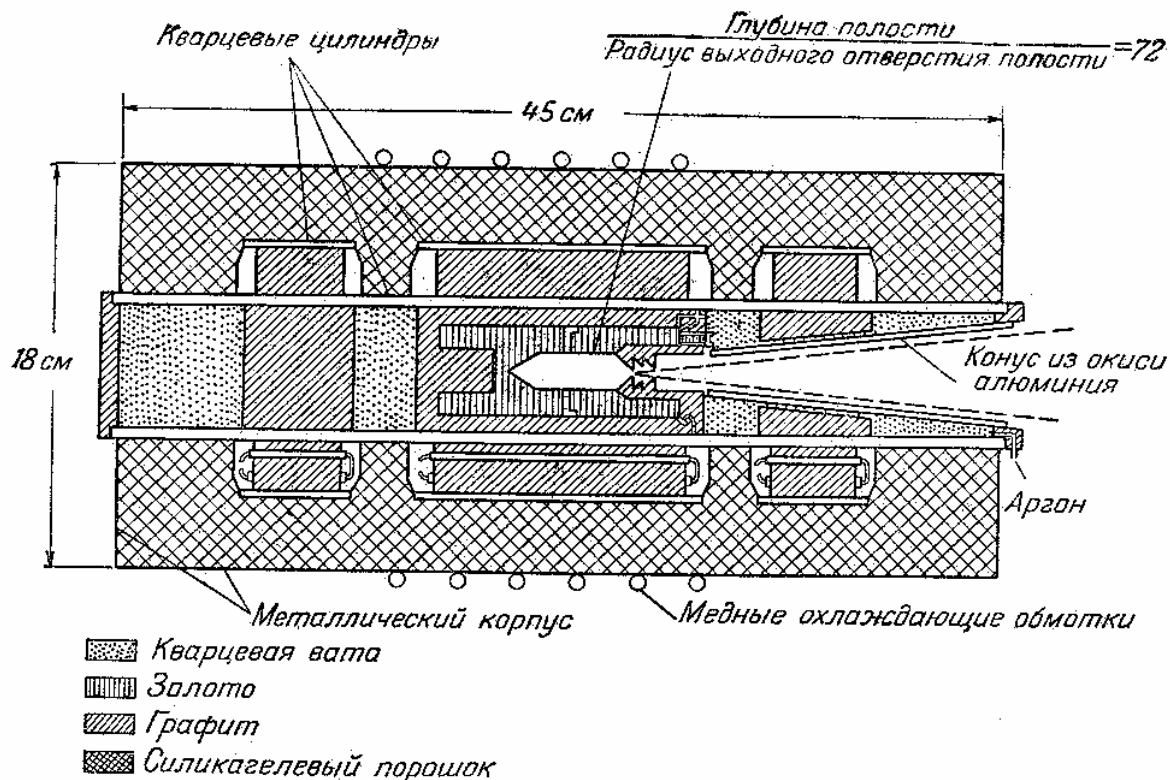


Рисунок 47. Эталон абсолютно черного тела

8. Яркостные пирометры.

Принцип действия яркостных пирометров основан на закономерностях изменения испускательной способности $\varphi(\lambda, T)$. Поэтому в конструкцию таких пирометров вводят спектрометрические устройства, простейшим из которых является узкополосный светофильтр. Шкалу пирометров градуируют по излучению эталона абсолютно черного тела, поэтому температура реального тела, измеренная пирометром («яркостная температура» T_j) отличается от истинной температуры тела T :

$$1/T - 1/T_j = (k\lambda/hc)\ln[\alpha(\lambda, T)] \quad (66)$$

Для реальных тел всегда $T_{\text{я}} < T$ и для введения соответствующей поправки необходимо знать величину спектрального коэффициента поглощения $[\alpha(\lambda, T)]$.

Наиболее распространенным яркостным пирометром является пирометр с исчезающей нитью, схема которого показана на рисунке 48.

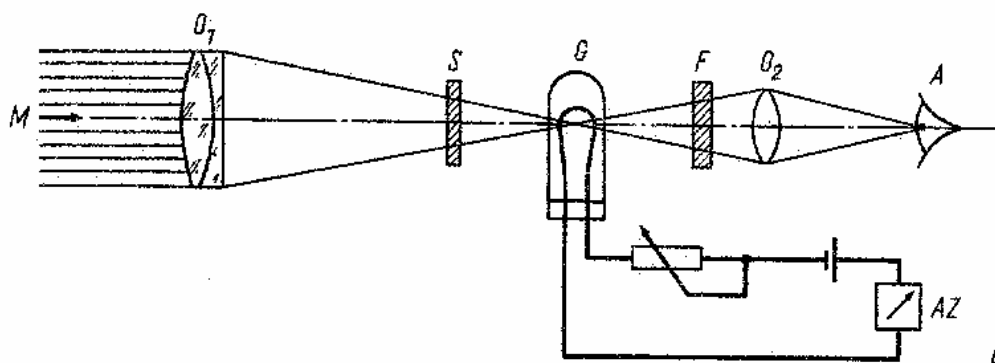


Рисунок 48. Устройство яркостного пирометра с исчезающей нитью.

Изображение исследуемого нагретого тела M фокусируется объективом O_1 в плоскости, в которой расположена небольшая вольфрамовая лента, являющаяся «нитью накала» пирометрической лампы G . Изображение тела и вольфрамовая лента на его фоне рассматриваются при значительном увеличении через окуляр O_2 и узкополосный светофильтр F . Измеряют электрический ток через ленту, регулируя его до тех пор, пока не будет достигнута одинаковая яркость изображения тела и нагреваемой ленты (см. рисунок 49). Считают, что при этом достигается равенство температур тела и ленты. Шкала амперметра AZ проградуирована в кельвинах по излучению эталона абсолютно черного тела, поэтому к измеренной яркостной температуре добавляют поправку, вычисляемую по формуле (66).

Стандартный диапазон измерений с помощью пирометра с исчезающей нитью составляет от 650°C до 2500°C . Возможны измерения и

при более высоких температурах, для чего в схему прибора (рисунок 48) вводят поглощающее стекло S .

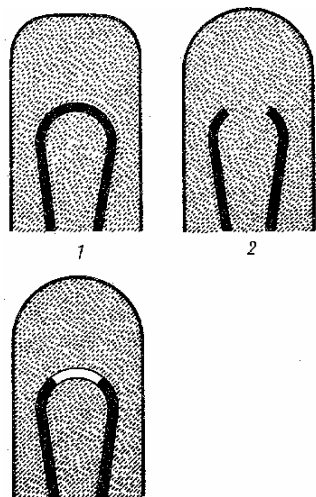


Рисунок 49. «Исчезновение нити» в яркостном пирометре.

1 – температура нити (вольфрамовой ленты) слишком низка; 2 – температура нити равна температуре исследуемого тела, часть нити «исчезает»; 3 – температура нити слишком высока.

9. Радиационные пирометры.

В радиационных пирометрах спектральные устройства отсутствуют и регистрируется суммарная энергия излучения со всеми длинами волн, поступающая в объектив пирометра. Величина этой энергии пропорциональна энергетической светимости тела, поэтому температуру тела рассчитывают с использованием закона Стефана-Больцмана для АЧТ (формула (62)).

Из-за отличия излучения реального тела от излучения АЧТ (см формулу (64), измеряемая «радиационная температура» T_p всегда меньше истинной температуры тела T :

$$T_p = T \sqrt[4]{\varepsilon_T} \quad (67)$$

Поэтому для введения поправки необходимо знать величину степени черноты тела ε_T .

Принципиальная схема радиационного пирометра показана на рисунке 50. Светофильтры в пирометре отсутствуют. Пирометр включает термочувствительное устройство T (например, термопару) на которое с помощью линз объектива O_1 фокусируется излучение исследуемого нагретого тела M . ЭДС термопары измеряют с помощью чувствительного вольтметра AZ , шкала которого проградуирована в кельвинах по эталону АЧТ. С помощью объектива O_2 пирометр визуально наводят на исследуемый объект.

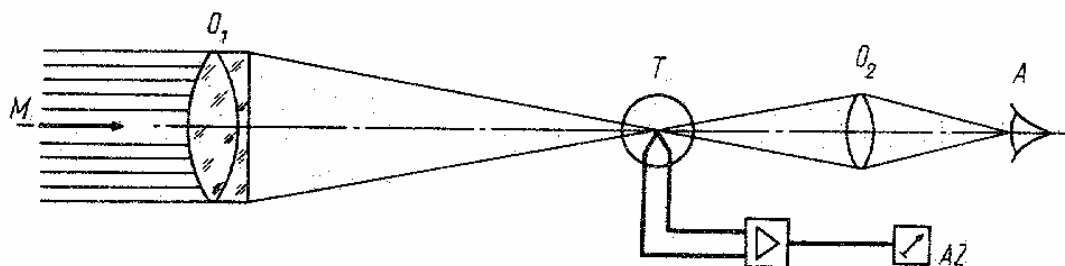


Рисунок 50. Устройство радиационного пирометра.

В области высоких температур возможности радиационного и яркостного пирометра практически идентичны, но радиационный пирометр обеспечивает возможность измерений при значительно более низких температурах, до -50 °С.

По сравнению с яркостными, радиационные пирометры отличаются большей простотой устройства и меньшей стоимостью. Однако существенным недостатком является большая погрешность измерений, так как «радиационная температура» (67) более чувствительна к отклонениям характеристик реального излучения от законов АЧТ, чем «яркостная температура» (66).

VIII. Современные методы температурных измерений в нефтегазовой промышленности.

1. «Умные скважины». Распределенные датчики температуры.

Актуальной задачей нефтегазовой промышленности является переход к новым методам управления процессами освоения и разработки продуктивных месторождений. Одним из этих методов является «интеллектуализация» скважин. Сравнительно недавно появился новый термин - «умная скважина» (“smart well”). Этот термин означает, что подобная скважина работает в саморегулирующемся режиме, постоянно информируя на расстоянии, как она себя ведет, штатная ситуация или нет. Скважина в режиме реального времени «снимает» большой объем информации о грунтах, о растворах, о самой себе. Вся информация поступает в систему контроля и управления, которая может автоматически менять режим работы скважины. Например, она снизит частоту вращения электродвигателя насоса, если тот нагреется больше ста десяти градусов Цельсия.

Благодаря разветвленной системе электронных датчиков и управляющих устройств "умные скважины" обеспечивают оптимальный технологический режим добычи нефти, что позволяет снизить себестоимость эксплуатации месторождений в среднем на 20%. В 2002 году в мире работали около 1000 «умных скважин». Испытания первой российской "умной скважины" были начаты в декабре 2002 года на Усть-Балыкском месторождении "Юганскнефтегаза".

Для создания «умных скважин» потребовалась разработка принципиально новых методов и устройств для измерения разнообразных производственных параметров, в том числе – для измерения температуры.

Так, для всех рассмотренных в предыдущих разделах устройств (термопар, термисторов, пирометров и т.п.) характерно то, что с их помощью измеряют температуру лишь вблизи той точки образца, детали, механизма, в которую помещен датчик температуры. Для работы же «умной скважины» необходимо одновременно регистрировать параметры температуры по всей ее длине. Подобные измерения стали практически возможными лишь когда были разработаны так называемые *распределенные датчики* температуры, имеющие большие линейные размеры. Конструктивно, распределенные датчики обычно изготавливают на основе оптических волокон. Изготовление подобных датчиков сформировалось как одно из технических направлений только в начале 1980-х годов. Тогда же появился и термин "волоконно-оптические датчики" («optical fiber sensors»). Таким образом, волоконно-оптические датчики - очень молодая область техники.

Волоконно-оптические датчики для контроля температуры обладают целым рядом преимуществ по сравнению с другими типами подобных устройств. Такой датчик незаменим во многих направлениях современной нефтяной и газовой промышленности. Его можно применять в недоступных для других датчиков областях, он нечувствителен к электромагнитным помехам. Он обладает значительной стойкостью к агрессивным средам, температурный порог его использования может быть увеличен до 900°

Способы измерения температуры с помощью распределенных оптоволоконных датчиков основаны на физических закономерностях взаимодействия светового излучения с веществом.

2. Процессы, происходящие при распространении света в веществе.

При прохождении света в любом, даже очень прозрачном, веществе его интенсивность постепенно убывает. Так, после прохождения параллельного пучка света с интенсивностью I через тонкий слой толщиной dx , его интенсивность снижается на величину :

$$dI = - \varepsilon I dx \quad (68)$$

где постоянную ε называют коэффициентом экстинкции. Интегрируя выражение (68), получаем, что интенсивность света при прохождении сквозь вещество убывает по экспоненциальному закону (закон Бугера-Ламберта):

$$I = I_0 e^{-\varepsilon x} \quad (69)$$

Убывание интенсивности света, распространяющегося в данном направлении, определяется как процессами *поглощения* света атомами и молекулами вещества так и процессами *рассеяния* (изменения направления движения). Поэтому величину коэффициента экстинкции ε находят как сумму двух отдельных коэффициентов, характеризующих явления поглощения и рассеяния.

В прозрачных средах, используемых для изготовления распределенных температурных датчиков (например, оптоволоконных кабелей), поглощение мало и основную роль играют процессы рассеяния света.

3. Типы рассеяния света. Связь характеристик комбинационного рассеяния с температурой вещества.

Различают *упругое* (релеевское) рассеяние света, происходящее без преобразования частоты (то есть без обмена энергией между светом и веществом) и *неупругое* рассеяние, сопровождающееся изменением частоты.

Одним из видов неупругого рассеяния является явление Мандельштама-Бриллюена (рассеяние Бриллюена) когда свет рассеивается на флуктуациях плотности среды, возникающих из-за наличия в среде упругих возмущений (звуковых волн). Изменение частоты рассеянного света происходит вследствие эффекта Доплера и поэтому определяется величиной скорости звуковых волн. Так как скорость звука в среде зависит от температуры, то, измеряя изменение частоты в рассеянии Мандельштама-Бриллюена, можно было бы производить определение температуры вещества. Пока термометрические устройства, работающие на подобном принципе, не нашли широкого распространения. В большинстве имеющихся устройств принцип измерений основан на другом типе неупругого рассеяния света – комбинационном (рамановском) рассеянии

Комбинационное рассеяние происходит при взаимодействии света с молекулами вещества, сопровождающимся переходами молекул из одного энергетического состояния в другое. При этом электронное состояние молекулы остается неизменным, лишь энергия ее колебаний увеличивается либо уменьшается на величину, равную разности энергий соседних колебательных уровней $\Delta E_{\text{кол}}$. Если частота падающего света равнялась ν_0 , то в спектре рассеянного света наряду с линией при ν_0 появляются симметрично расположенные линии при частотах

$$\nu_{СТ} = \nu_0 - \nu_{КОЛ} \quad (70)$$

и
$$\nu_{АСТ} = \nu_0 + \nu_{КОЛ} \quad (71)$$

где $\nu_{КОЛ} = \Delta E_{КОЛ} / h$. Линии при $\nu_{СТ}$ и $\nu_{АСТ}$ называют, соответственно, стоксовской и анти-стоксовской (см. рисунок 51).

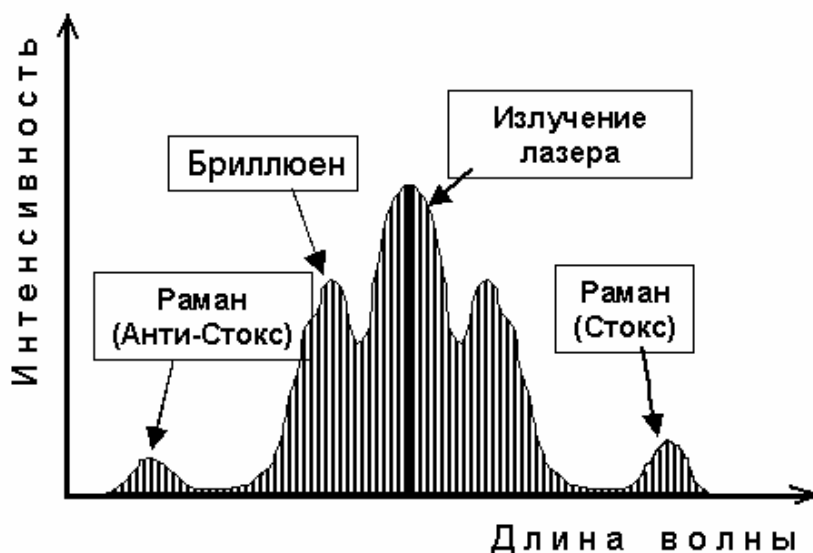


Рисунок 51. Схематическое изображение спектра рассеянного света.

Анти-стоксовская линия всегда имеет меньшую интенсивность. Отношение заселенностей колебательных уровней описывается распределением Больцмана (формула (11)). Поэтому отношение интенсивностей двух линий комбинационного рассеяния зависит от температуры вещества :

$$\frac{I_{АСТ}}{I_{СТ}} = \left(\frac{\nu_{АСТ}}{\nu_{СТ}} \right)^4 \exp\left(-\frac{\Delta E_{КОЛ}}{kT} \right) \quad (72)$$

4. Принципы функционирования и структура устройств для измерения температур с использованием распределенных датчиков.

Основными элементами измерительной системы с волоконно-оптическим датчиком температуры (рисунок 52), являются источник монохроматического света – импульсный лазер (лазерный диод), оптическое волокно (протянутое по всей глубине скважины), и светоприемное устройство (спектрометр), позволяющее проводить измерения спектров излучения, испытавшего обратное рассеяние (в направлении источника света). Далее, для практического внедрения волоконно-оптических датчиков необходимы элементы электронно-вычислительной техники, которые в совокупности с вышеуказанными элементами образуют измерительную систему.

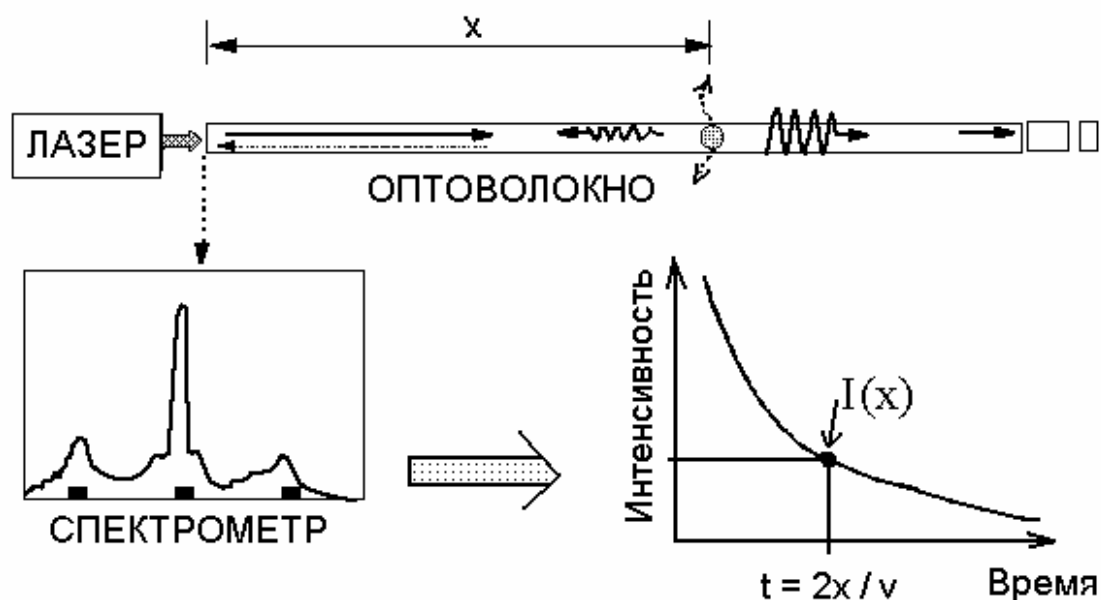


Рисунок 52. Схема измерительной системы с распределенным датчиком температуры.

Лазер периодически посылает в оптоволокно очень короткие (до 10^{-9} секунды) световые импульсы. Даже в вакууме линейные размеры такого импульса $L = c\Delta t$ не превышают 30 см. Показатели преломления оптических стекол $n=1,5-1,6$, поэтому скорость распространения света в стекле $v = c/n$ заметно снижается и в оптоволокне длина L составляет 19-20 см. В связи с этим, в каждый момент времени t свет взаимодействует лишь с коротким отрезком оптоволокна на расстоянии $x = vt$ от источника излучения (см. рисунок 52). Часть светового излучения, испытавшего обратное рассеяние на этом участке, поступает в спектрометр через промежуток времени $t = 2x/v$ после отправки начального импульса. Спектрометр содержит отдельные блоки для регистрации интенсивностей индивидуальных линий спектра комбинационного рассеяния. В соответствии с законом Бугера –Ламберта (69), интенсивность убывает с увеличением пройденного светом пути по экспоненциальному закону. Поэтому регистрируемые зависимости интенсивностей от времени описываются быстро спадающими функциями, как показано в правой части рисунка 52. Из-за малой величины сигнала от удаленных участков оптоволокна, для получения надежных зависимостей $I(t)$, которые будут использованы при расчете температуры, оказывается необходимым производить накопление (суммирование и усреднение) сигналов для большого числа первичных импульсов света, на протяжении десятков секунд и даже нескольких минут. После окончания процедуры накопления, помощью специального программного обеспечения рассчитывают отношение интенсивностей стоксовской и антистоксовской линий спектра рассеяния и, используя формулу (72), находят распределение температуры по длине оптоволокна (по глубине скважины).

Пространственная погрешность определения температуры описанным методом определяется способностью аппаратуры формировать и регистрировать короткие импульсы. В стандартных системах она составляет примерно ± 50 см., но при необходимости может быть снижена

до $\pm 12-15$ см. Временная погрешность (инерционность метода) равна времени накопления сигнала и, поэтому, несколько возрастает с увеличением глубины скважины. При отсутствии резких скачков температуры, ее величина может быть определена с точностью до 0,05 К.

5. Новые возможности управления разработкой нефтегазовых месторождений в результате использования термометрических систем с распределенными датчиками.

Внедрение в нефтегазовую промышленность распределенных датчиков температуры (distributed temperature sensors - DTS) позволяет без остановки производства успешно справляться с ранее неразрешимыми практическими задачами, некоторые из которых кратко описаны ниже (примеры из практики работы компаний Schlumberger и Sensa).

А. Своевременная регистрация и локализация утечек флюидов из продуктивных скважин.

На рисунке 53 показано, как при возникновении повреждений газовой скважины образуется утечка газа, приводящая к образованию градиента давления и изменению распределения температур. Местное снижение температуры является следствием эффекта Джоуля-Томсона (см. раздел VI.2). Так, для метана температура уменьшается примерно на 0,5 К при спаде давления на одну атмосферу.

Практически, при утечках на промышленных газовых скважинах наблюдается местное снижение температуры на 5-6 К, как показано на рисунке 54.

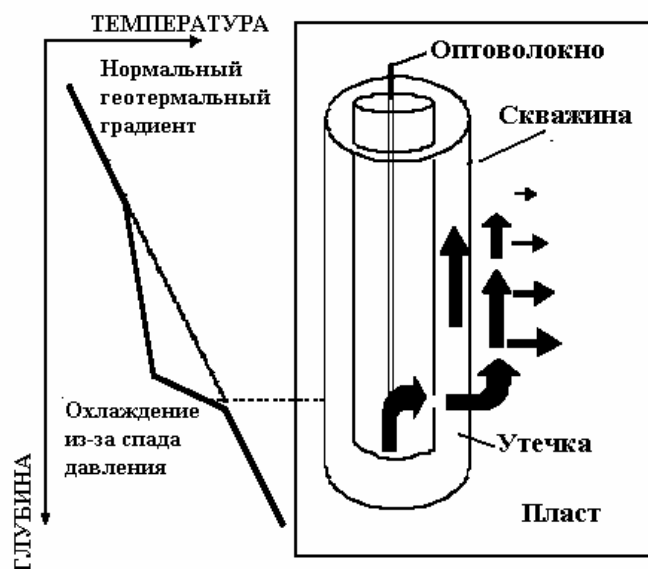


Рисунок 53. Принцип регистрации утечки газа из скважины с помощью измерений распределения температур.

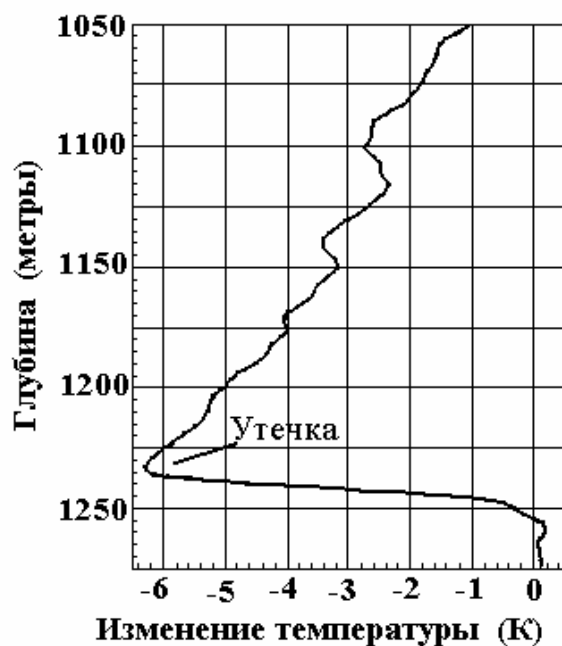


Рисунок 54. Отклонения температуры от нормального температурного градиента в результате утечки газа на реальной продуктивной скважине.

Б. Оценка продуктивности добывающей скважины и качества добываемого продукта.

Температура добываемых флюидов (нефти, газа) как правило заметно превышает температуру на поверхности Земли. Поэтому из-за движения флюидов происходит нагрев верхних участков продуктивной скважины до температур, превышающих величины, характерные для нормального геотермального градиента. Значения новых температур непосредственно связаны с продуктивностью скважины, как показано на рисунке 55. . Пунктирная линия «Г.Г.» - нормальный геотермальный градиент. Сплошные кривые – распределения температур при продуктивностях 250, 500 и 1000 баррелей в день.

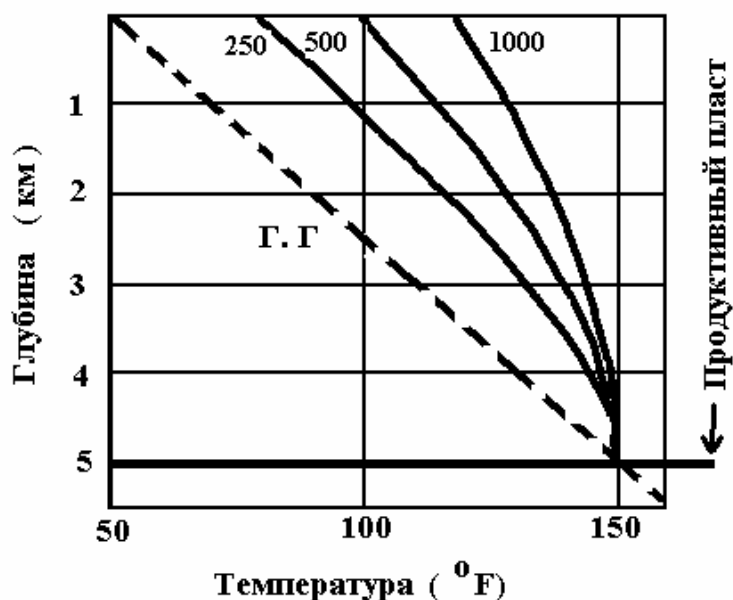


Рисунок 55. Распределение температур в скважине при различных значениях ее продуктивности.

На скважинах с постоянной продуктивностью заметные изменения распределения температур могут произойти из-за увеличения водосодержания нефти в результате длительного применения технологий заводнения продуктивного пласта. Осуществление непрерывных температурных измерений позволяет своевременно зарегистрировать начало нежелательных процессов роста водосодержания и локализовать возможные зоны прорыва нагретой в пласт воды. Так, на рисунке 56 показаны распределения температур на различных этапах эксплуатации «умной скважины» D-17 на месторождении Дуглас (Ливерпульский залив, Великобритания). В конце декабря 2000 года здесь было зарегистрировано заметное изменение распределения температуры, обусловленное снижением более чем на 5 °С температуры верхней зоны продуктивного пласта. Было установлено, что причиной снижения температур явилось возрастание водосодержания добываемых флюидов от 20 % до более чем 35 % , связанное с прорывом нагретой воды в верхние участки пласта.

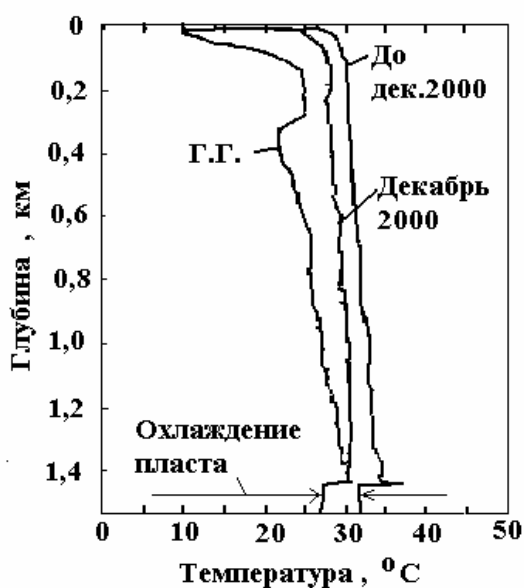


Рисунок 56. Изменение распределения температур в скважине в результате увеличения содержания воды в добываемой нефти

В. Оценка эффективности работы водонагнетательной скважины.

С целью контроля работы скважины используют методику “обратного прогрева”. При этом скважину на некоторый промежуток времени закрывают и следят за процессом возврата распределения температур к начальному геотермальному градиенту пласта, имевшемуся до осуществления заводнения.

В процессе заводнения, холодная вода, нагнетаемая в продуктивный пласт, охлаждает его и окружающие породы. Как только скважину закрывают, породы прогреваются и распределение температур постепенно возвращается к нормальному геотермальному градиенту. Скорость прогрева на данной глубине определяется как термическими свойствами пород, так и содержанием закачанной воды. Пропластки, насыщенные водой, прогреваются с заметно меньшими скоростями, что позволяет оценить результаты произведенного заводнения. На рисунке 57 показаны профили температур в начале процесса обратного прогрева (в момент закрытия скважины) через 24 часа и через 100 дней после остановки скважины.

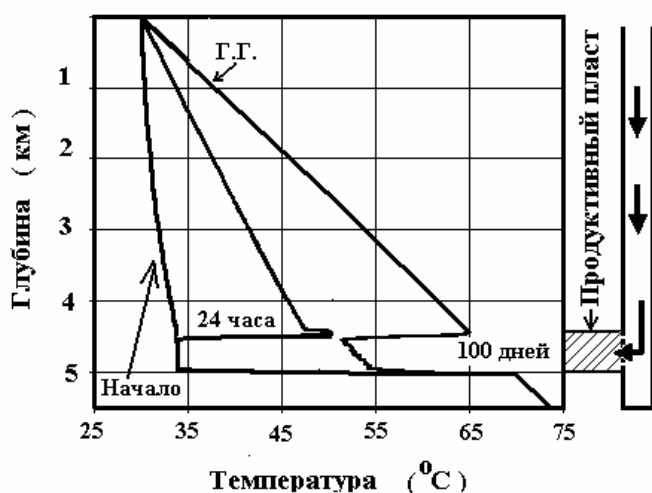


Рисунок 57. Распределения температур при обратном прогреве нагнетательной скважины.

Список рекомендуемой литературы

Учебники по общей физике.

Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 1,2,3. М.: «Наука»

Берклеевский курс физики. Т. I – V. М.: «Наука», 1971-1972.

Способы создания высоких и низких температур.

Мендельсон К. Физика низких температур. М.: «Издательство иностранной литературы», 1963, - 231с.

Земанский М. Температуры очень низкие и очень высокие. М.: «Мир», 1968, - 151с.

Методы и средства температурных измерений.

Бедфорд Р., Дофине Т.М., Престон-Томас Х. Измерение температуры. // В кн.: Приборы и методы физического металловедения. Выпуск 1. / под ред. Ф. Вейнберга, пер. с англ. М.: «Мир», 1973, - с. 9-131.

Гордов А.Н., Жагулло О.М., Иванова А.Г. Основы температурных измерений. М.: «Энергоатомиздат», 1992, - 304с.

Бычковский Р.В. Контактные датчики температуры. М.: «Металлургия», 1978, - 238с.

Гаррисон Т.Р. Радиационная пирометрия. М.: "Мир", 1964, - 248с.

Оглавление

| Раздел | Стр |
|--|-----|
| I. Введение | 2 |
| II. Основные предпосылки. Исторические сведения. | 4 |
| III. Физическая трактовка понятия температуры. | 7 |
| IV. Возможные теоретические определения температуры и применимость этих определений. | 8 |
| 1. Температура как термодинамическая величина. | 8 |
| 2. Температура как параметр уравнений состояния. | 12 |
| 3. Температура как параметр уравнений тепловых процессов. | 13 |
| 4. Температура как параметр равновесных функций распределения. | 16 |
| 5. Флуктуации температуры.. | 21 |
| 6. Функции распределения, отличающиеся от равновесных. | 22 |
| V. Обеспечение единства измерения температур. | 24 |
| 1. Стандартные температурные шкалы. | 24 |
| 2. Нестандартные температурные шкалы. | 29 |
| VI. Методы получения низких температур (элементы криогенной техники). | 31 |
| 1. Охлаждение при адиабатическом расширении. | 31 |
| 2. Эффект Джоуля – Томсона. | 31 |
| 3. Аппаратура для охлаждения и сжижения газов. | 38 |
| 4. Эффект Пельтье. | 42 |

| | |
|---|----|
| 5. Адиабатическое размагничивание парамагнитных солей («Электронный холодильник»). | 43 |
| 6. Адиабатическое размагничивание системы атомных ядер («Ядерный холодильник»). | 47 |
| VI. Методы получения высоких температур. | 48 |
| 1. Химические реакции (горение). | 48 |
| 2. Энергия электромагнитного поля. | 49 |
| 3. Энергия электромагнитного излучения. | 51 |
| 4. Электродуговые и плазменные устройства. | 53 |
| 5. Ударные волны. | 56 |
| 6. Ядерные реакции деления и синтеза. | 59 |
| 7. Отрицательные температуры. | 61 |
| VII. Средства и методы термометрии. | 65 |
| 1. Области применимости различных термометров. | 65 |
| 2. Стандартные газовые термометры. | 67 |
| 3. Жидкостные термометры. | 70 |
| 4. Металлические термометры сопротивления . | 72 |
| 5. Полупроводниковые термометры сопротивления (термисторы). | 75 |
| 6. Термоэлектрические термометры (термопары). | 78 |
| 7. Методы бесконтактной термометрии. Закономерности, используемые при создании оптических пирометров. | 82 |
| 8. Яркостные пирометры. | 87 |
| 9. Радиационные пирометры. | 89 |

| | |
|--|-----|
| VIII. Современные методы температурных измерений в нефтегазовой промышленности. | 91 |
| 1. «Умные скважины». Распределенные датчики температуры. | 91 |
| 2. Процессы, происходящие при распространении света в веществе. | 93 |
| 3. Типы рассеяния света. Связь характеристик комбинационного рассеяния с температурой вещества. | 94 |
| 4. Принципы функционирования и структура устройств для измерения температур с использованием распределенных датчиков. | 96 |
| 5. Новые возможности управления разработкой нефтегазовых месторождений в результате использования термометрических систем с распределенными датчиками. | 98 |
| | |
| Список рекомендуемой литературы | 103 |