

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
АМУРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
(ГОУ ВПО «АмГУ»)

Утверждено

На заседании кафедры ТиЭФ

"__" _____ 2007 г.
Зав. кафедрой _____ Е.А.Ванина

УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

дисциплины **"Общая физика"**,
раздел 2: **"Молекулярная физика"**

для специальности **010700- «физика»**

Составитель Козачкова О.В., ст.преподаватель

Факультет инженерно-физический

Кафедра теоретической и экспериментальной физики

Благовещенск

2007

СОДЕРЖАНИЕ УМКД

1. СОДЕРЖАНИЕ СТАНДАРТА	5
2. РАБОЧАЯ ПРОГРАММА И КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.....	5
3. ПЛАН - КОНСПЕКТ ЛЕКЦИОННОГО КУРСА.....	17
4. СОДЕРЖАНИЕ ПРАКТИЧЕСКИХ ЗАНЯТИЙ.....	67
5. СОДЕРЖАНИЕ ЛАБОРАТОРНОГО ПРАКТИКУМА.....	68
6. ЭКЗАМЕНАЦИОННЫЕ ВОПРОСЫ.....	69
Коллоквиум.....	71
Зачет.....	71
Экзамен.....	71
Программа-минимум.....	71
7. ЭКЗАМЕНАЦИОННЫЕ БИЛЕТЫ.....	73
8. КРИТЕРИИ ОЦЕНКИ ЗНАНИЙ СТУДЕНТОВ.....	77
9. КОНТРОЛИРУЮЩИЕ МАТЕРИАЛЫ.....	78
Контрольная работа № 1.....	78
Контрольная работа № 2.....	80
Задания для контроля остаточных знаний (УМО).....	82
10. СОДЕРЖАНИЕ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ СТУДЕНТОВ.....	83
11. МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ПОДГОТОВКЕ К ПРАКТИЧЕСКИМ И СЕМИНАРСКИМ ЗАНЯТИЯМ.....	84
12. МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ПОДГОТОВКЕ И ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНОГО ПРАКТИКУМА.....	85
13. ПЕРЕЧЕНЬ ВИДЕОЗАПИСЕЙ ЛЕКЦИОННЫХ ДЕМОСТРАЦИЙ.....	86
14. РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА.....	87

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
АМУРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
(ГОУ ВПО «АмГУ»)

“УТВЕРЖДАЮ”

Проректор по учебной работе
Астапова Е.С.

“ ____ ” _____ 2007г.

РАБОЧАЯ ПРОГРАММА

дисциплины "Общая физика",
раздел 2: "Молекулярная физика"
для специальности 010700- «физика»

Курс 1 семестр 2

Лекции – 54 часа

Практические занятия – 54 часа

Лабораторный практикум – 72 часа

Экзамен, зачет

Итого часов по дисциплине 180 час.

Составитель Козачкова О.В., ст.преподаватель
Факультет инженерно-физический
Кафедра теоретической и экспериментальной физики

Благовещенск

2007

Рабочая программа составлена на основании авторских разработок.

Рабочая программа обсуждена на заседании кафедры

“ ____ ” _____ 2007г. протокол № ____

Зав. кафедрой _____ (Ванина Е.А.)

Рабочая программа одобрена на заседании УМСС 010700

“ ____ ” _____ 2007г. протокол № ____

Председатель УМС _____

СОГЛАСОВАНО

Начальник УМУ

_____ Г.Н.Торопчина

СОГЛАСОВАНО

Председатель УМС факультета

_____ В.И. Митрофанова

СОГЛАСОВАНО

Заведующий выпускающей кафедры

_____ Ванина Е.А.

“ ____ ” _____ 2007 г.

СОДЕРЖАНИЕ СТАНДАРТА

Идеальный газ. Понятие температуры. Распределение молекул газа по скоростям. Идеальный газ во внешнем потенциальном поле. Броуновское движение. Термодинамический подход к описанию молекулярных явлений. Первое начало термодинамики. Циклические процессы. Второе начало термодинамики. Понятие энтропии термодинамической системы. Реальные газы и жидкости. Поверхностные явления в жидкостях. Твердые тела. Фазовые переходы первого и второго рода. Явления переноса.

РАБОЧАЯ ПРОГРАММА И КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

Основные понятия физики макроскопических систем. (4 ч.)

Предмет молекулярной физики. Динамический, статистический и термодинамический методы описания вещества. Задачи термодинамики. Уравнение состояния. Функции состояния и их полные дифференциалы.

Температура и термодинамическое равновесие. Термометрическое тело и термометрическая величина. Эмпирическая шкала температур. Температура по шкале идеального газа. Термометры. Международная практическая шкала температур.

Контрольные вопросы

1. Какими независимыми параметрами можно характеризовать состояние равновесной термодинамической системы в отсутствие внешних полей? Как принято называть соотношение, связывающее между собой значения термодинамических параметров вещества в состоянии термодинамического равновесия? Какой вид имеет это соотношение для идеального газа?
2. Что такое состояние термодинамического равновесия?
3. Что такое эмпирическая абсолютная шкала температуры?
4. Как может быть записано приближенное уравнение состояния реального газа? Когда оно переходит в уравнение состояния идеального газа?

Первое начало термодинамики. (6 ч.)

Процессы. Квазистатический процесс. Работа. Внутренняя энергия. Внутренняя энергия как функция состояния.

Теплота. Физическое содержание первого начала термодинамики. Применимость понятия "количество теплоты".

Теплоемкость. Теплоемкость при различных процессах. Расхождение теории теплоемкости идеального газа с экспериментом. Качественное объяснение зависимости теплоемкости молекулярного водорода от температуры.

Применение I начала термодинамики к изопроцессам в идеальных газах. Адиабатический процесс. Уравнение Пуассона.

Политропный процесс. Уравнение политропы. Теплоемкость при политропном процессе.

Контрольные вопросы

1. Как можно подсчитать работу, произведенную термодинамической системой при переходе ее от одного состояния в другое? Зависит ли эта работа от характера термодинамического процесса, пройденного системой? Является ли бесконечно малое приращение работы полным дифференциалом в математическом отношении?
2. Какие термодинамические процессы называются обратимыми?
3. Что такое круговой термодинамический процесс? Являются ли все круговые процессы обратимыми?
4. Каким физическим и математическим условиям должна удовлетворять величина, которую можно назвать функцией состояния системы? Какие термодинамические величины являются функциями состояния системы?
5. Что называют функцией состояния системы? Является ли внутренняя энергия функцией состояния системы?
6. Является ли бесконечно малое приращение количества тепла dQ в математическом отношении полным дифференциалом какой-либо функции $Q(p,T)$ или $Q(V,T)$?
7. Что такое теплоемкость тела? При каких условиях эта величина приобретает определенный физический смысл? Ограничены ли какими-нибудь пределами возможные значения теплоемкости? При каких условиях теплоемкость бывает отрицательной величиной?
8. Какие опыты доказывают, что молекулярно-кинетическая энергия переходит в другие виды энергии?
9. На основании каких опытов установлена возможность измерять количество тепла в единицах механической работы?
10. В чем состоит содержание первого закона термодинамики? Как записывается первый закон термодинамики?
11. В каких случаях приращение внутренней энергии системы равно подведенному к системе количеству тепла?
12. В каких случаях внутренняя энергия системы постоянна?
13. В каких случаях изменение внутренней энергии системы равно внешней работе, совершенной системой?
14. Какая связь между результирующей работой, совершенной системой при круговом термодинамическом процессе, и суммарным количеством тепла, взятым и отданным системой у источников тепла?
15. Почему первый закон термодинамики эквивалентен утверждению о невозможности построения вечного двигателя первого рода?
16. Какое выражение для внутренней энергии газа, теплоемкость которого не зависит от температуры, можно записать, пользуясь первым законом термодинамики?
17. Как на опыте выясняется вопрос о зависимости внутренней энергии газа от его объема?
18. Как при помощи математического выражения первого закона

- термодинамики найти связь между двумя значениями теплоемкости идеального газа C_p и C_v ?
19. В чем физическая причина различия значений теплоемкости C_p и C_v ?
 20. Приведите примеры естественных и технических адиабатных процессов? Как, используя адиабатический процесс, можно найти отношение C_p/C_v ?
 21. Чему равна работа, совершаемая идеальным газом при адиабатическом процессе? При изотермическом процессе?
 22. За счет какого источника энергии совершается работа при изотермическом процессе? Справедливо ли утверждение, что газ, сжатый в баллоне, обладает запасом потенциальной энергии, аналогично сжатой пружине?
 23. К какому предельному значению стремится величина теплоемкости тела при приближении условий термодинамического процесса, для которого определяется теплоемкость тела, к изотермическим (адиабатным)?
 24. Какому условию удовлетворяют процессы, называемые политропическими? Как записывается уравнение этих процессов?
 25. Как узнать на основании PV -диаграммы термодинамического цикла, на каких его этапах тепло поглощается (отдается) рабочим телом?

Второе начало термодинамики (8 ч.)

Формулировка Кельвина и Клаузиуса второго начала термодинамики. Эквивалентность формулировок.

Обратимые и необратимые процессы. Циклические процессы. Работа цикла. Цикл Карно. Коэффициент полезного действия цикла Карно. Теоремы Карно.

Неравенство Клаузиуса. Энтропия. Физический смысл энтропии. Изменение энтропии в необратимых процессах. Формулировка второго начала термодинамики с помощью энтропии. Расчет изменения энтропии в процессах идеального газа.

Термодинамические функции и их физический смысл (Внутренняя энергия, энтальпия, свободная энергия, термодинамический потенциал.). Соотношения Максвелла. Методы циклов и потенциалов.

Абсолютная термодинамическая шкала температур. Смысл высказываний об отрицательной термодинамической температуре.

Контрольные вопросы

1. Какому требованию должно удовлетворять устройство, совершающую механическую работу за счет подводимого количества тепла для того, чтобы это устройство могло считаться тепловой машиной в термодинамическом смысле?
2. Можно ли назвать тепловой машиной цилиндр, наполненный газом и замкнутый поршнем, который в результате нагревания (охлаждения) газа совершает непрерывное движение только в одну сторону?
3. Что называется к.п.д. тепловой машины? Чему равен к.п.д. цикла Карно, осуществляемого с идеальным газом?
4. Как работает машина Карно в качестве холодильной?
5. В каком соотношении находится к.п.д. тепловой машины, работающей по произвольному круговому циклу, с к.п.д. машины, работающей по циклу

- Карно между резервуарами с наивысшей и наименьшей температурами, используемыми в круговом цикле?
6. Какие формулировки можно дать второму закону термодинамики? Какой смысл имеет в различных случаях термин "компенсация", употребленный в формулировке II закона термодинамики Клаузиусом? Как можно доказать эквивалентность формулировок Клаузиуса и Томпсона-Планка?
 7. Справедливо ли высказываемое иногда утверждение, что второй закон термодинамики не допускает возможности полного превращения тепла в работу?
 8. В чем разница "вечных двигателей" первого и второго рода?
 9. Почему "осуществление" вечного двигателя второго рода было бы практически эквивалентно "построению" вечного двигателя первого рода?
 10. Что можно сказать о значении к.п.д. необратимых тепловых машин по сравнению с к.п.д. обратимых машин, работающих в том же интервале температур? В чем содержание теорем Карно? Как они доказываются?
 11. Как определяется абсолютная термодинамическая шкала температур? В чем ее преимущества перед эмпирической абсолютной шкалой температур? Как реализуется термодинамическая шкала температур?
 12. Что такое приведенное количество тепла? Какому условию удовлетворяют приведенные количества тепла для цикла Карно? Какому условию они удовлетворяют для произвольного кругового процесса?
 13. Как записывается дифференциал энтропии dS ? Является ли энтропия функцией состояния? Как записать второе начало термодинамики с помощью функции энтропии?
 14. Как изменяется энтропия при обратимых и необратимых процессах? Чему равно значение для необратимого кругового процесса? Температура каких тел входит в этом случае в знаменатель подынтегрального выражения?
 15. Изменяется ли энтропия при адиабатических процессах?
 16. Как записывается выражение для энтропии идеального газа?
 17. Изменяется ли энтропия идеального газа при его адиабатном расширении в пустоту?
 18. В каком направлении изменяется энтропия системы при приближении этой системы к состоянию термодинамического равновесия?
 19. Какое соотношение между термодинамическими величинами можно получить, используя тот факт, что dS является полным дифференциалом функции S ?
 20. Какая существует связь между алгебраическим знаком коэффициента теплового расширения вещества и алгебраическим знаком приращения его температуры при адиабатической деформации этого вещества? Всегда ли вещества нагреваются при их адиабатическом сжатии?
 21. Как с помощью второго начала термодинамики можно найти соотношение между значениями C_p и C_v для произвольного вещества? Когда значения теплоемкости C_p и C_v равны? Когда разность этих величин стремится к бесконечности?
 22. Почему все процессы, сопровождающиеся механическим трением, являются не обратимыми процессами?

23. Почему циклы всех практически осуществляемых тепловых машин необратимы?

Простейшие вопросы МКТ (4 ч.)

Модель идеального газа. Основное уравнение кинетической теории газов. Давление. Число ударов молекул о стенку. Уравнение Клапейрона-Менделеева. Закон Дальтона.

Молекулярно-кинетический смысл абсолютной температуры. Кинетическая температура.

Степени свободы. Теорема о равномерном распределении энергии по степеням свободы. Теория теплоемкости идеального газа. Теплоемкость твердых тел (теория и эксперимент).

Контрольные вопросы

1. Как выводится основное уравнение кинетической теории газов?
2. На каких основных опытных фактах основано молекулярно-статистическое рассмотрение свойств вещества?
3. Что такое броуновское движение мелких частиц? Как поставить опыт по его наблюдению? Какой параметр этого движения целесообразно экспериментально наблюдать? Почему на опыте не измеряют скорость броуновских частиц, которая во много раз меньше скорости молекул среды, в которой частицы взвешены? В чем заключается закон Эйнштейна для движения броуновской частицы?
4. Как измеряются на опыте скорости атомов и молекул? Каковы результаты этих измерений? От каких параметров газа зависит скорость движения его молекул?
5. Какой смысл получает термодинамический параметр температуры при молекулярно-кинетическом исследовании тепловых свойств вещества?
6. В каком соотношении находятся между собой средние кинетические энергии теплового движения разных частиц вещества в состоянии его термодинамического равновесия?
7. В чем состоит содержание теоремы о равномерном распределении энергии по степеням свободы? Каковы границы применимости этой теоремы?
8. На каком экспериментальном материале проверяется эта теорема?
9. Какие делаются предположения о строении молекул при расчете теплоемкости газа на основании теоремы о равномерном распределении энергии по степеням свободы?
10. Как зависит от температуры теплоемкость газа? Как выглядит график этой зависимости для двухатомного газа, например для водорода? Вблизи какой температуры найденное на опыте значение теплоемкости молекулярного водорода приближается к значению теплоемкости одноатомного газа?
11. Каковы результаты изучения температурной зависимости теплоемкости твердых тел?
12. Как получить закон Дюлонга и Пти из теоремы о равномерном

распределении энергии по степеням свободы?

13. В чем сущность квантовой теории теплоемкости? Как она объясняет ограниченную справедливость теоремы о равномерном распределении энергии по степеням свободы? Как применяется квантовая теория к расчету теплоемкости твердых тел? Какое объяснение температурной зависимости газов дает квантовая теория? Как квантовая теория объясняет необходимость учитывать при нормальных условиях только 5 степеней свободы из 6 для двухатомных молекул газа, построенных из атомов конечного размера?

Статистический метод. (6 ч.)

Случайные события. Случайные величины. Вероятность. Плотность вероятности. Нормировка вероятности. Сложение вероятностей взаимно исключающих событий. Умножение вероятностей для независимых событий. Среднее значение дискретной и непрерывно изменяющейся величин.

Распределение молекул по скоростям: постановка задачи. Характерные скорости распределения Максвелла. Число молекул в различных участках распределения Максвелла. Экспериментальная проверка распределения Максвелла. Принцип детального равновесия.

Вывод распределения Больцмана. Независимость температуры от внешнего потенциального поля. Смесь газов в сосуде. Экспериментальная проверка распределения Больцмана. Соотношение между распределениями Максвелла и Больцмана. Атмосфера планет.

Макроскопическое и микроскопическое состояния системы. Постулат равновероятности микросостояний. Статистический вес и вероятность макросостояния. Энтропия. Статистический характер второго начала термодинамики. Флуктуации.

Теорема Нернста. Недостижимость абсолютного нуля температуры.

Контрольные вопросы

1. В чем заключается закон Максвелла? Каково его математическое выражение?
Как его применять для вычисления разных значений скорости газовых молекул? Как он проверяется на опыте?
2. Как ведет себя газ в поле сил тяжести? Что такое барометрическая формула?
3. Зависит ли средняя кинетическая энергия молекул в разных слоях газа, находящегося в равновесии в поле тяжести, от положения этих слоев в поле тяжести?
4. В чем содержание закона Больцмана? Какие примеры применения закона Больцмана можно привести?
5. Как барометрическая формула проверялась Перреном для эмульсий? Как можно найти число Авагадро методом Перрена?
6. Что такое статистическая флуктуация? Флуктуации каких величин вам известны? Как проявляются флуктуации на опыте?
7. Почему флуктуации ограничивают чувствительность точных измерительных

- приборов?
8. Что называется вероятностью какого-нибудь случайного события? Какие простые примеры подсчета вероятности распределения молекул можно привести?
 9. Каков статистический смысл термодинамической необратимости?

Процессы переноса. (4 ч.)

Средняя длина свободного пробега. Сечение процессов. Экспериментальное определение поперечного сечения столкновений. Частота столкновений. Ослабление пучка молекул в газе.

Процессы переноса в газах (теплопроводность, диффузия, вязкость). Связь между коэффициентами, характеризующими процессы переноса.

Взаимодиффузия в газе из различных молекул. Термодиффузия. Основные отличительные особенности явлений переноса в твердых телах и жидкостях.

Физические явления в разреженных газах. Определение вакуума. Теплопередача, диффузия и трение при малых давлениях. Явления в сосудах, сообщающихся через пористую оболочку.

Контрольные вопросы

1. Какие явления носят общее название явлений переноса?
2. В чем сущность явлений диффузии, внутреннего трения, теплопроводности с молекулярной точки зрения? Для чего применяется процесс диффузии в газах? Что такое термодиффузия?
3. Какой вид имеют уравнения переноса феноменологической записи?
4. К какому классу термодинамических процессов относятся явления переноса?
5. Что такое "средняя длина свободного пробега молекул в газе"? Может быть она измерена на опыте?
6. Как получаются уравнения переноса в кинетической теории газов? Как раскрываются молекулярно-кинетические выражения коэффициентов переноса, введенных в феноменологических уравнениях?
7. Какие результаты для зависимости коэффициентов переноса от температуры и давления дают кинетические выражения этих коэффициентов для случая газа?
8. Какие существуют связи между различными коэффициентами переноса?
9. Каковы границы применимости уравнений переноса? В чем трудность применения этих уравнений к разреженным газам?
10. При каких условиях газ следует считать разреженными?
11. Каковы особенности явлений переноса в разреженных газах?
12. Каковы особенности условий равновесия разреженных газов в сообщающихся сосудах, находящихся при различных температурах?

Газы с межмолекулярным взаимодействием и жидкости.(6 ч.)

Силы межмолекулярного взаимодействия. Силы Ван-дер-Ваальса. Потенциал межмолекулярного взаимодействия. Уравнение Ван-дер-Ваальса. Вириальное уравнение состояния. Закон соответственных состояний.

Внутренняя энергия газа Ван-дер-Ваальса.

Изотермы. Переход из газообразного состояния в жидкое. Сравнение выводов из уравнения Ван-дер-Ваальса с экспериментальными данными. Метастабильные состояния. Критическое состояние. Правило рычага.

Эффект Джоуля - Томсона. Дифференциальный и интегральный эффект Джоуля - Томсона. Эффект Джоуля - Томсона в газе Ван-дер-Ваальса.

Сжижение газов. Свойства вещества при температуре, близкой к 0 К.

Контрольные вопросы

1. Как выглядят изотермы идеального газа? Как они изменяются при приближении температуры к критическому для данного вещества значению?
2. Как Менделеев предсказал наличие критической точки?
3. Какое значение принимает изотермическая сжимаемость вещества в его критической точке?
4. Какое значение имеет скрытая теплота парообразования и поверхностное натяжение вещества в критической точке?
5. Как изменяются удельные объемы жидкой и газовой фаз вещества вблизи ее критической точки?
6. В каком интервале характерных для данного вещества температур оно может образовать равновесную двухфазную систему жидкости и ее насыщающего пара? Будет ли в данном интервале температур двухфазная равновесная система существовать при любом давлении?
7. Что такое насыщенный пар? От чего зависит давление насыщенного пара?
8. При каких условиях имеет место процесс кипения жидкости?
9. Как осуществить непрерывный перевод вещества из жидкой фазы газовую (или обратно) без расслаивания системы на две фазы?
10. Что такое метастабильные состояния вещества? Как они осуществляются? Как они изображаются на термодинамической диаграмме?
11. Как зависит давление насыщающих паров жидкости от кривизны ее поверхности?
12. Почему при внесении в перегретую жидкость тел, выделяющих пузырьки газа, жидкость бурно вскипает? Почему при внесении пылинок в пересыщенный пар в нем начинается процесс конденсации капель тумана? Почему наличие электрических ионов в пересыщенном паре облегчает его конденсацию? Какие важные применения находят состояния перегретой жидкости и пересыщенного пара? В каких случаях состояние перегрева жидкости является технически опасным?
13. В чем заключается явление капиллярной конденсации паров? Какую роль играет этот процесс в естественных условиях?
14. На основании каких соображений составлено уравнение состояния реального газа Ван-дер-Ваальса?
15. Каков физический смысл разных участков изотерм Ван-дер-Ваальса?
16. Как, пользуясь PV -диаграммой реального газа, найти соотношение между количеством вещества в жидкой и газовой фазах для двухфазных состояний вещества?

17. Как найти критический объем вещества, пользуясь уравнением Ван-дер-Ваальса?
18. Какое численное значение для азота, кислорода, водорода имеют величины a и b , входящие в уравнение Ван-дер-Ваальса?
19. Какие численные значения имеют критические параметры углекислоты, азота, водорода, гелия? Каковы температуры кипения этих газов?
20. От каких термодинамических параметров зависит внутренняя энергия Ван-дер-Ваальса?
21. В чем сущность процесса дросселирования газа? Является ли выпуск сжатого газа в пустоту процессом дросселирования? Как изменяется температура идеального (реального) газа при выпуске его в пустоту?
22. В чем заключается явление Джоуля-Томпсона? Как оно используется для сжатия газов? Каким уравнением описывается это явление?
23. Как выражается понижение температуры газа Ван-дер-Ваальса, при его дросселировании, через значения других термодинамических параметров газа?
24. Какова принципиальная схема процесса сжижения газа, использующего эффект дросселирования?
25. Какая температура называется температурой инверсии Джоуль-Томпсон эффекта? Какое значение имеют температуры для воздуха, водорода, гелия? Почему опасно выпускать сжатый водород из баллона, даже в отсутствии огня в помещении?
26. Какая существует связь между значениями температуры инверсии эффекта Джоуля-Томпсона и критической температурой для газа Ван-дер-Ваальса?
27. Какие значения должны иметь величины a и b в уравнении Ван-дер-Ваальса, чтобы газ всегда охлаждался (нагревался) при дросселировании?
28. В чем сущность магнитного метода получения сверхнизких температур? Почему магнитный метод охлаждения применим только в условиях предварительного глубокого охлаждения вещества? Какие именно этапы предварительного охлаждения веществ должны предшествовать применению магнитного охлаждения? Как измеряются достигнутые магнитным методом низкие температуры? Можно ли достигнуть магнитным методом охлаждения вещества до абсолютного нуля температуры?

Поверхностное натяжение. (4ч.)

Поверхностное натяжение. Свободная поверхностная энергия. Теплота и работа образования единицы поверхности.

Условие равновесия на границе двух жидкостей и на границе жидкость - твердое тело. Краевые углы.

Давление под искривленной поверхностью. Капиллярные явления. Поверхностно-активные вещества.

Контрольные вопросы

1. Какие существуют статистические и динамические методы измерения коэффициента поверхностного натяжения жидкости?

2. Изменяется ли температура поверхности пленки жидкости при ее адиабатическом растяжении (стягивании)? Как зависит поверхностное натяжение жидкости от температуры?
3. При каких условиях жидкость смачивает (не смачивает) твердое тело?
4. Как связано избыточное давление поверхностной пленки жидкости с кривизной ее поверхности? Как рассчитать кривизну капиллярного подъема (депрессии) жидкости?

Фазовые равновесия и фазовые превращения (6 ч.)

Агрегатные состояния вещества. Фаза. Условие равновесия фаз химически однородного вещества. Уравнение Клапейрона-Клаузиуса. Фазовые диаграммы. Тройная точка.

Испарение и кипение жидкостей. Зависимость давления насыщенного пара от температуры. Метастабильные состояния.

Давление насыщенных паров вблизи искривленной поверхности жидкости. Кипение. Перегретая жидкость. Переохлажденный пар. Пузырьковые камеры. Камера Вильсона.

Кристаллизация и плавление. Кристаллизация и сублимация. Полиморфизм. Фазовые переходы первого и второго рода.

Структура жидкостей. Зависимость свойств жидкости от строения молекул.

Жидкие кристаллы. Виды жидких кристаллов. Свойства и применение жидких кристаллов.

Растворы. Растворимость. Теплота растворения. Идеальные растворы. Зависимость растворимости от температуры. Диаграммы состояния раствора.

Закон Рауля. Закон Генри. Особенности кипения и замерзания растворов.

Осмотическое давление. Механизм его возникновения. Закономерности осмотического давления.

Правило фаз. Диаграммы состояния бинарных смесей. Основные качественные сведения о сплавах, твердых растворах. Разделение компонент раствора. Зонная очистка.

Контрольные вопросы

1. Что такое термодинамическая фаза вещества?
2. Совпадает ли понятие термодинамической фазы вещества с понятием агрегатного состояния вещества?
3. Какие величины связывают между собой уравнение Клапейрона-Клаузиуса для однокомпонентной двухфазной системы? Из каких соображений выводится это уравнение?
4. Что такое РТ-диаграмма вещества? Как на ней выглядит график процесса возгонки вещества? Как применить уравнение Клапейрона-Клаузиуса к процессу возгонки?
5. Что такое тройная точка вещества? Каковы численные значения параметров некоторых веществ в их тройных точках?
6. Каковы два возможных хода графика плавления на диаграмме вещества?

7. Для каких веществ температура тройной точки есть наивысшая температура, при которой может существовать кристаллическая фаза вещества, если вещество кристаллизуется в одной только кристаллической модификации?
8. Для каких веществ температура и давление в тройной точке есть минимальные значения этих двух параметров, при которых может существовать жидкая фаза вещества?
9. Возможен ли непрерывный процесс превращения жидкой фазы вещества в кристаллическую?
10. Какой вид имеет РТ-диаграмма вещества, кристаллизирующегося в двух кристаллических модификациях?
11. В чем заключается содержание так называемого правила фаз?
12. Как, пользуясь РТ-диаграммой, объяснить поведение твердой углекислоты при атмосферном давлении?
13. Почему сжатая в баллоне жидкая углекислота охлаждается и кристаллизуется при ее выпуске в атмосферу?
14. Какой вид имеет VT-диаграмма вещества, изображающая условия существования газовой, жидкой и твердой фаз вещества?
15. При каком условии возможно кристаллизовать путем охлаждения вещество, заключенное в неизменном объеме, из исходного состояния при $T > T_{кр}$, не создавая предварительно двухфазно системы жидкость-газ? Можно ли осуществить указанный процесс для гелия?
16. Как посчитать изменение энтропии вещества при его фазовом превращении первого рода?
17. Что такое метастабильные состояния твердой и жидкой фаз вещества? Возможны ли перегревы кристаллов?
18. Какие превращения носят названия превращений первого рода?
19. Какие примеры фазовых превращений первого и второго рода в твердых телах вам известны?
20. Как зависит от температуры теплоемкость вблизи фазовых превращений второго рода?
21. К какому пределу стремятся значения термодинамических параметров вещества (теплоемкости, коэффициента теплового расширения) при температурах, близких к абсолютному нулю?

Твердые тела. (6 ч.)

Симметрия твердых тел. Ось симметрии n -го порядка. Плоскость симметрии. Центр симметрии. Зеркально-поворотная ось n -го порядка. Точечные группы симметрии. Зеркальные изомеры.

Кристаллические решетки. Примитивная решетка. Выбор базиса примитивной решетки. Трансляционная симметрия. Кристаллические системы.

Кристаллографические системы координат. Индексы Миллера и индексы направлений.

Решетки химических элементов и соединений. Дефекты в кристаллах. Пластическая деформация. Молекулярный механизм прочности.

Контрольные вопросы

1. Что представляет собой стекло с термодинамической точки зрения?
2. Какие существуют элементы симметрии кристаллических решеток? Сколько известно типов симметрии кристаллической решетки Браве?
3. В чем заключаются фазовые превращения в твердых телах?

ПЛАН-КОНСПЕКТ ЛЕКЦИОННОГО КУРСА

ТЕМА: ПРЕДМЕТ И ЗАДАЧИ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКИ

1. Статистический и термодинамический методы исследования.

Молекулярная физика и термодинамика — разделы физики, в которых изучаются зависимости свойств тел от их строения, взаимодействия между частицами, из которых состоят тела, и характера движения частиц.

Для исследования физических свойств макроскопических систем, связанных с огромным числом содержащихся в них атомов и молекул, применяют два качественно различных и взаимно дополняющих друг друга метода: *статистический* (молекулярно-кинетический) и *термодинамический*.

Статистический метод — это метод исследования систем из большого числа частиц, оперирующий *статистическими* закономерностями и *средними* (усредненными) значениями физических величин, характеризующих всю систему.

Этот метод лежит в основе *молекулярной физики* — раздела физики, изучающего строение и свойства вещества исходя из *молекулярно-кинетических* представлений, основывающихся на том, что *все тела состоят из атомов, молекул или ионов находящихся в непрерывном хаотическом движении*.

В дальнейшем мы будем использовать термин «*молекула*» имея ввиду мельчайшую структурную единицу (элемент) данного вещества.

Термодинамический метод — это метод исследования систем из большого числа частиц, оперирующий величинами, характеризующими *систему в целом* (например, давление, объем, температура) при различных превращениях энергии, происходящих в системе, *не учитывая* при этом внутреннего строения изучаемых тел и характера движения отдельных частиц.

Этот метод лежит в основе *термодинамики* — раздела физики, изучающего общие свойства макроскопических систем, находящихся в состоянии термодинамического равновесия, и процессы перехода между этими состояниями.

2. Термодинамическая система.

Термодинамика имеет дело с *термодинамической системой* — совокупностью макроскопических тел, которые взаимодействуют и обмениваются энергией как между собой, так и с другими телами (внешней средой).

Термодинамические системы, не обменивающиеся с внешней средой ни энергией, ни веществом, называются **замкнутыми**.

Основа термодинамического метода — определение *состояния* термодинамической системы.

Состояние системы задается **термодинамическими параметрами** (параметрами состояния) — совокупностью физических величин, характеризующих свойства термодинамической системы. Обычно в качестве параметров состояния выбирают *температуру, давление и объем*.

Параметры состояния системы могут изменяться. Любое *изменение* в термодинамической системе, связанное с изменением хотя бы одного из ее термодинамических параметров, называется **термодинамическим процессом**. Если для данной системы внешние условия не изменяются и состояние системы с течением времени не меняется, то эта система находится в **термодинамическом равновесии**.

ТЕМА: ОСНОВЫ ТЕРМОДИНАМИКИ

1. Температура.

Температура — одно из основных понятий, играющих важнейшую роль в физике в целом.

- **Температура** — физическая величина, характеризующая состояние термодинамического равновесия макроскопической системы и определяющая направление теплообмена между телами. Тела, находящиеся в тепловом равновесии между собой, имеют одинаковую температуру. Понятие температуры неприменимо к системе из небольшого числа атомов.

В настоящее время используют две температурные шкалы.

Международная практическая шкала (шкала Цельсия) градуированная в градусах Цельсия ($^{\circ}\text{C}$) по двум **реперным точкам** — температурам замерзания и кипения воды при давлении $1,013 \cdot 10^5$ Па, которые принимаются соответственно 0°C и 100°C .

Термодинамическая температурная шкала (шкала Кельвина). градуированная в градусах Кельвина (К)) определяется по одной реперной точке — **тройной точке воды** — температуре, при которой лед, вода и насыщенный пар при давлении 609 Па находятся в термодинамическом равновесии. Температура этой точки по данной шкале равна 273,16 К. Температура $T = 0$ К называется **нулем Кельвина**.

Термодинамическая температура (Т) и температура (t) по Международной практической шкале связаны соотношением

$$T = 273,15 + t^{\circ}$$

Нормальные условия: $T_0 = 273,15 \text{ К} = 0^{\circ}\text{C}$, $p_0 = 101325 \text{ Па}$.

2. Идеальный газ. Газовые законы.

В термодинамике *идеальными* называются газы строго подчиняющиеся закону:

$$\frac{PV}{T} = \text{const}$$

Все прочие газы называются *реальными*. Опыт показывает, что для 1 моля любого идеального газа это отношение равно:

$$\frac{PV}{T} = R$$

Где $R=8,31$ Дж/(моль*К) – универсальная газовая постоянная.

Для ν молей:

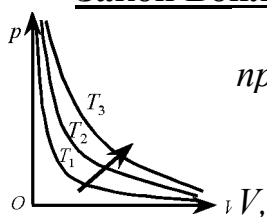
$$PV = \nu RT$$

Закон Бойля-Мариотта.

Для данной массы газа m при постоянной температуре T произведение давления p на объем V есть величина постоянная:

$$PV = \text{const} \text{ при } T = \text{const} \text{ и } m = \text{const}$$

Кривая, изображающая зависимость между P , T и



V , характеризующая свойства вещества при постоянной температуре, называется **изотермой**. Изотермы — гиперболы, расположенные на графике тем выше, чем выше температура происходящего процесса.

Закон Авогадро.

Моли любых газов при одинаковой температуре и давлении занимают одинаковые объемы.

Количество вещества ν — физическая величина, определяемая числом специфических структурных элементов — молекул, атомов или ионов, из которых состоит вещество.

Единица количества вещества — моль — количество вещества системы, содержащей столько же структурных элементов, сколько содержится в 0,012 кг изотопа углерода ^{12}C .

В одном моле различных веществ содержится одно и то же число молекул N_A , называемое **числом Авогадро**:

$$N = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$$

Закон Дальтона.

Давление смеси идеальных газов равно сумме парциальных давлений p_1, p_2, \dots, p_n входящих в нее газов:

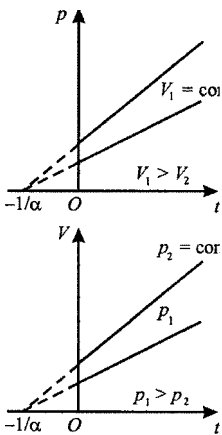
$$P = P_1 + P_2 + \dots + P_i \quad P = \sum P_i$$

Парциальное давление — давление, которое производил бы газ, входящий в состав газовой смеси, если бы он один занимал объем, равный объему смеси при той же температуре.

Закон Гей-Люссака

Объем данной массы газа при постоянном давлении изменяется линейно с температурой:

$$V = V_0(1 + \alpha t), \text{ при } P = \text{const}, m = \text{const}.$$



Закон Шарля

Давление данной массы газа при постоянном объеме изменяется линейно с температурой:

$$p = p_0(1 + \alpha t), \text{ при } V = \text{const}, m = \text{const}.$$

Уравнение состояния

Опыт показывает, что в состоянии термодинамического равновесия P, V и T находятся в функциональной зависимости не только для идеальных газов, но и для реальных газов, а также для любых физически однородных тел:

$$F(P, V, T) = 0$$

Вид этой функции зависит от свойств системы (тела):

Для идеальных газов: $PV = \nu RT$

Для реальных газов: $(P + a/V^2)(V - b) = RT$ - для 1 моля.

Таким образом:

1. Давление идеального газа при данной температуре прямо пропорционально концентрации его молекул.
2. При одинаковых температуре и давлении все газы содержат в единице объема одинаковое число молекул.

Число молекул, содержащихся в 1 м^3 газа при нормальных условиях, называется числом Лошмидта.

3. Макроскопические параметры:

Внешние (V, E, W и др.)

Внутренние (P, ρ, γ и др.)

В состоянии термодинамического равновесия каждый внутренний параметр является функцией внешних параметров и температуры системы.

ТЕМА: ПЕРВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ

1. Квазистатические процессы.

I начало термодинамики выражает *принцип сохранения энергии* в макроскопических явлениях, протекающих в термодинамических системах. Он был сформулирован в 40-х годах 19 в., когда было установлено, что теплота – это не вещество (теплород), а какое-то внутреннее движение. Позже оно было объяснено, как тепловое движение атомов и молекул, что позволило расширить понятие «энергия» на внутренние процессы: работа диссипативных сил приводит к образованию энергии из механической во *внутреннюю*.

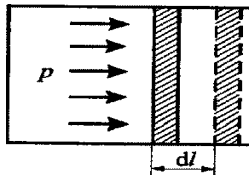
Однако в феноменологической термодинамике понятие теплоты выводилось из опытных фактов и общих принципов, без обращения к атомистическим представлениям.

В теоретической термодинамике широко используют *квазистатические процессы*.

Квазистатический процесс – есть идеализированный процесс, состоящий из непрерывно следующих друг за другом состояний равновесия.

Чтобы заставить газ расширяться или сжиматься квазистатически, необходимо осуществлять процесс бесконечно медленно. В строгом смысле квазистатические процессы в природе не реализуются, т.к. протекают с конечной скоростью, поэтому они \approx квазистатичны. Однако не всякий медленный процесс является равновесным (например, теплопроводность и др.).

2. Работа газа в термодинамике.



Рассмотрим газ в цилиндре под поршнем. Вычислим малую работу δA , совершаемую газом при квазистатическом расширении dV :

$$\delta A = F \cdot dl, \quad \text{где } F = P \cdot S.$$

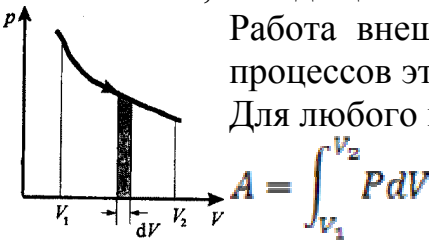
$$\text{Тогда: } \delta A = P \cdot S \cdot dl = P \cdot dV$$

$$\delta A = P \cdot dV$$

Это равенство справедливо и в общем случае квазистатического расширения любого тела, находящегося под внешним давлением.

Работа внешних сил: $\delta A_{\text{внеш}} = - \delta A$. В случае неравновесных процессов это равенство несправедливо.

Для любого конечного процесса:



$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV$$

Т.к. функции $P=P(V,T)$ различны для разных процессов, поэтому работа – функция процесса:

- 1) Изотермический процесс: $A = \nu RT \ln (V_2 / V_1)$
- 2) Изобарный процесс: $A = P(V_2 - V_1)$
- 3) Изохорный процесс: $A = 0$

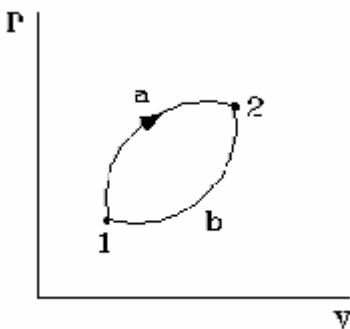
Равновесные процессы можно изображать *графически* в координатах (p, V) . Так работа $\delta A = p dV$ определяется площадью заштрихованной полоски, а полная работа — площадью под кривой между V_1 и V_2 . При *неравновесных процессах* значения параметров в разных частях системы различны и не существует (p, V) -точек, характеризующих состояние всей системы. Поэтому графическое изображение неравновесного процесса невозможно.

3. Круговые процессы.

Круговым процессом (или циклом) называют процесс, при котором, пройдя ряд состояний, система возвращается в исходное термодинамическое состояние.

$$\text{В круговом процессе } A = A_{\text{расш}} - A_{\text{сжат}}$$

$$A = \oint P dV$$



4. Внутренняя энергия.

Исторически считалось, что изменение T тела происходит из-за

подведения (отвода) к телу теплоты при контакте с другим телом или путем излучения. Джоуль показал, что нагреть воду в калориметре можно не только в результате теплообмена, но и при совершении над ней работы. Тем самым доказано, что никакой разницы между Q и A не существует, поэтому они должны измеряться в одинаковых единицах – Дж. 1 калория это такая энергия, подвод которой вызывает нагревание 1 гр. воды при $P_0 = 10^5 \text{ Па}$ на 1°C . В опытах Джоуля было показано, что Q есть некая форма внутреннего движения, которая может быть сообщена телу путем теплообмена или при совершении механической работы. Мера этого движения называют *внутренней энергией* тела.

Внутренней энергией системы называется функция состояния, приращение которой во всяком процессе, совершаемом системой, в адиабатической оболочке, равно работе внешних сил над системой при переходе ее из начального равновесного состояния в конечное так же равновесное состояние.

5. I начало термодинамики.

Рассмотрим произвольный процесс, в котором принимает участие термодинамическая система. Приращение энергии системы в этом процессе обозначим через ΔU (ΔU равно разности энергий конечного и начального состояний системы), работу всегда обозначают буквой. A , количество теплоты - буквой Q . Таким образом, первое начало термодинамики можно выразить следующим уравнением:

$$\Delta U = A + Q$$

Бесконечно малое приращение энергии в процессе бесконечно малой длительности представляет собой дифференциал энергии, которую следует рассматривать как функцию параметров состояния системы. Однако в том же процессе бесконечно малые значения работы и количества теплоты нельзя рассматривать как дифференциалы функций, поскольку ни работа, ни количество теплоты не являются функциями состояния. Поэтому для бесконечно "короткого" процесса уравнение мы представим в виде

$$dU = \delta A + \delta Q$$

Символ d означает дифференциал, тогда как символ указывает, что речь идет о бесконечно малой величине. Итак, *первому началу термодинамики* можно придать следующую формулировку:

Приращение энергии системы в термодинамическом процессе равно сумме работы и количества теплоты.

Несколько слов по поводу знаков работы и количества теплоты. Согласно уравнению, работа и количество теплоты больше нуля, если система получает энергию (и меньше нуля, если система отдает энергию). Это означает, что при расширении газа, когда газ совершает работу и отдает энергию, работу следует считать отрицательной. Это в физике так и принято. Но в технической

термодинамике работа расширения газа обычно считается полезной и положительной. Поэтому первое начало обычно записывают в виде уравнения

$$Q = \Delta U + A$$

Его формулировка выглядит следующим образом: полученная системой теплота идет на увеличение внутренней энергии и на работу (так что изменение энергии равно разности количества теплоты и работы).

Если процесс круговой, то $U_1 = U_2$, то $A = Q$. В круговом процессе все количество теплоты, полученное системой, идет на производство внешней работы. Поэтому невозможен процесс, единственным результатом которого является производство работы без подведения тепла (каких либо изменений в других телах), т.е. невозможен *вечный двигатель I рода*.

6. Функции состояния и функции процесса.

Рассмотрим переход термодинамической системы из 1 состояния во 2 состояние различными путями. Приращение ΔU не связано со способом перехода из 1 в 2. Такая функция называется *функцией состояния*.

Функция состояния – любая однозначная функция параметров, определяющих состояние термодинамической системы. Функция состояния не зависит от способа перехода системы в это состояние (пример: U, S, I, F)

Функция процесса – величина, имеющая смысл только при изменении параметров и теряющая смысл при их фиксации (пример: Q, A, C).

7. Смысл понятия «количество теплоты».

Представление о количестве теплоты Q , возникло в эпоху теории «теплорода». Оно ошибочно, но его можно применять (условно), если наложить на систему некоторые ограничения. Рассмотрим систему в адиабатической оболочке с жесткими стенками $A_{\text{внеш}} = 0$. Система состоит из двух подсистем, которые соприкасаются друг с другом вдоль некоторой Δ поверхности. Тогда между подсистемами идет процесс изохорного обмена энергией. Из I начала термодинамика для двух подсистем:

$$\Delta U^I = Q^I - A^I$$

$$\Delta U^{II} = Q^{II} - A^{II}$$

Тогда $\Delta U = \Delta U^I + \Delta U^{II} = Q^I + Q^{II} = A_{\text{внеш}} = 0$

Таким образом, $Q^I + Q^{II} = 0$. Этот результат справедлив и для системы из n подсистем, между которыми может происходить только теплообмен:

$$\sum_{i=1}^n q_i = 0$$

Это соотношение называется *уравнением теплового баланса*.

Вывод: при изохорном процессе Q ведет себя как функция U : $dU = \delta Q$.

Рассмотрим другой аспект Q . Пусть в системе осуществляется изобарный процесс. $Q = \Delta U + A = \Delta U + \Delta(PV) = \Delta(U + PV)$.

Введем новую величину $I = U + PV$. Эта величина называется *энтальпией*. Она

является функцией состояния. Т.о. при изобарном процессе $Q=\Delta I$.

Энтальпия – функция состояния, приращение которой в изобарном процессе дает теплоту, полученную системой. Следовательно, энтальпия включает в себя внутреннюю энергию системы и часть энергии окружающей среды, обеспечивающей постоянство давления.

8. Теплоемкость

Теплоемкостью тела C называют отношение количества теплоты δQ , полученному телом, к соответствующему приращению dT его температуры:

$$C = \delta Q / dT$$

Различают удельную и молярную теплоемкости:

$$C_{y\delta} = \delta Q / (m \cdot dT); \quad C_v = \delta Q / (\nu \cdot dT)$$

Как следует из определения, C зависит от способа, каким систему переводят из одного состояния в другое. Следовательно, теплоемкость есть функция процесса.

Количественное выражение для теплоемкости:

$$c = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + P \right] \cdot \frac{dV}{dT}$$

Это выражение позволяет вычислить теплоемкость C для различных процессов. Рассмотрим частные случаи:

1) Изотермический процесс $dT=0$, $\delta Q \neq 0 \rightarrow C_T = \pm \infty$.

2) Адиабатический процесс $\delta Q=0 \rightarrow C=0$.

3) Изохорный процесс $C_V = (\partial U / \partial T)_V$, т.к. $dV=0$.

4) Изобарный процесс

$$C_P = C_V + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + P \right] \cdot \frac{dV}{dT}$$

Или $C_P = (\partial I / \partial T)_P$.

9. Внутренняя энергия идеального газа

Рассмотрим приложение I начала термодинамики к идеальным газам. Исследуем зависимость $U(V)$ для идеальных газов. Для определения этой функции рассмотрим опыт Гей-Люссака и Джоуля, состоящего в расширении адиабатически изолированного газа в пустоту. В данном опыте установлено: Т после релаксации системы осталась прежней, что говорит о независимости внутренней энергии идеальных газов от объема:

$$A_{\text{внеш}} = 0, Q = 0 \rightarrow dU = 0 \rightarrow U = \text{const} (T = \text{const})$$

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV + \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT = 0$$

Т.к. $dT=0$, то $\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV = 0$, но $dV \neq 0 \rightarrow (\partial U / \partial T)_T = 0$

Таким образом, внутренняя энергия идеального газа *не зависит* от V . Внутренняя

энергия идеального газа есть только функция его температуры: $U=U(T)$:
 $C_V=dU/dT \rightarrow U = \int C_V dT$, т.к. $C_V=const$, то $U=C_V T$.

Для ν молей: $U=\nu C_V T$.

10. Применение I начала термодинамики к различным процессам

1) Изохорный процесс: $\delta A=0 \rightarrow dU=\delta Q$, где $\delta Q = C_V T$.

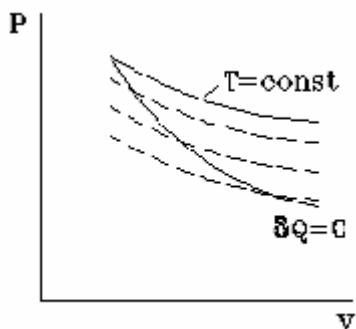
2) Изобарный процесс: $dU=\delta Q+PdV$. Преобразовывая это равенство, приходим к уравнению Р.Майера:

$$C_P = C_V + R$$

3) Изотермический процесс: $T=const, U=const, dU=0 \rightarrow dU=\delta A$

4) Адиабатический процесс: $\delta Q = 0 \rightarrow dU = -\delta A \rightarrow dU = -PdV$.

Преобразовывая это уравнение, получим закон, описывающий адиабатический процесс (закон Пуассона):



$$PV^\gamma = const$$

$\gamma=1,67$ – для одноатомных газов

$\gamma=1,4$ – для двухатомных газов

$\gamma=1,33$ – для многоатомных газов

Связь между C и γ : $C_V = \frac{R}{\gamma-1}$, $C_P = \frac{\gamma R}{\gamma-1}$

11. Политропический процесс

Любой квазистатический процесс, происходящий при постоянной теплоемкости, называется **политропическим**. Из условия $C=const$ получим уравнение **политропы**.

$$\frac{\delta Q}{CdT} = const$$

$$\delta Q = dU + PdV \text{ или } CdT = C_V dT + PdV$$

Введем обозначение: $n = \frac{C_p - C_v}{C_p - C_v}$ - показатель политропы.

После преобразований получим равенство:

$$PV^n = \text{const} \quad \text{или} \quad TV^{n-1} = \text{const}$$

Частные случаи:

- 1) $n=0$ - $P=\text{const}$
- 2) $n=\infty$ - $V=\text{const}$
- 3) $n=1$ - $T=\text{const}$
- 4) $n=\gamma$ - адиабатический процесс

ТЕМА: ВТОРОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ

1. Обратимые и необратимые процессы

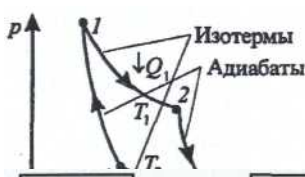
Если в результате какого-либо процесса система переходит из состояния А в состояние В и если возможно ее вернуть в исходное состояние А, так, чтобы во всех остальных телах не произошло никаких изменений, то этот процесс называется **обратимым**.

Неквасистатический процесс идет с конечной скоростью, которая при этом входит в число внутренних параметров системы. В прямом и обратном процессах v отличается направлением. Эти различия исчезают только в бесконечно медленном процессе.

I начало термодинамики не дает ответа на вопрос о направленности тепловых процессов. На основании этого закона нельзя предсказать, будет ли система переходить из 1 в 2 или из 2 в 1.

II начало термодинамики позволяет судить о направленности процессов, которые могут происходить в действительности. II начало термодинамики позволяет решить вопрос о количественной мере температуры и построить рациональную температурную шкалу, не зависящую от выбора термометрического тела. Основоположник II начала т.д. французский инженер С.Карно. Он исследовал условия превращения тепла в работу.

2. Цикл Карно



Тепловой двигатель — это периодически действующий двигатель, совершающий работу за счет полученной извне теплоты.

Термостатом называется термодинамическая система, которая может обмениваться теплотой с телами практически без изменения собственной температуры.



Рабочее тело — это тело, совершающее круговой процесс и обменивающееся энергией с другими телами.

Принцип работы теплового двигателя: от термостата с более высокой температурой T_1 , называемого *нагревателем*, за цикл *отнимается* количество теплоты Q_1 , а термостату с более низкой температурой T_2 , называемому *холодильником*, передается количество теплоты Q_2 , при этом за цикл совершается полезная работа, равная $A = Q_1 - Q_2$.

Цикл Карно состоит из двух изотерм и двух адиабат.

Вычислим КПД цикла Карно.

$$(1-2) \text{ изотермическое расширение } Q_{12} = A_{12} = \nu RT \ln(V_2/V_1)$$

$$(2-3) \text{ адиабатическое расширение } Q_{23} = 0$$

$$(3-4) \text{ изотермическое сжатие } Q_{34} = A_{34} = \nu RT \ln(V_4/V_3) < 0$$

$$(4-1) \text{ адиабатическое сжатие } Q_{41} = 0$$

За весь цикл: Работа, совершаемая в результате кругового процесса,

$$A = A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = Q_1 - Q_2$$

Для адиабат 2-3 и 4-1 из уравнения Пуассона находим: $T_1 V_2^{\gamma} = T_2 V_3^{\gamma}$, $T_3 V_4^{\gamma} = T_2 V_1^{\gamma}$, откуда $V_1 V_2 = V_3 V_4$.

Тогда работа за цикл: $A = \nu R \ln \frac{V_2}{V_1} (T_1 - T_2)$

$$\begin{aligned} \text{КПД цикла Карно: } \eta &= \frac{A}{Q_1} \\ \eta &= \frac{\nu R \ln \frac{V_2}{V_1} (T_1 - T_2)}{\nu RT \ln(V_2/V_1)} \end{aligned}$$

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

Проблема тепловой машины Карно состоит в том, что существует принципиально неконвертируемая в работу часть от Q_1 (равная Q_2), которая зависит от разности температур T_1 и T_2 .

3. Основные формулировки II начала термодинамики.

Формулировка Клаузиуса (1850 г.):

Теплота не может самопроизвольно переходить от тела менее нагретого к телу более нагретому. Под Q подразумевается U .

Такой процесс возможен лишь при совершении внешней работы (т.е. при изменениях в окружающих телах, а не самопроизвольно). Устройство, работающее по обратному циклу, совершающее работу по отбору тепла Q_2 у менее нагретых тел и передачи большего количества тепла Q_1 более нагретым телам, называется *холодильной машиной*. Ее КПД определяется формулой:

$$\eta = \frac{Q_2}{A}$$

Формулировка Томсона (Кельвина) (1851г.):

Невозможен круговой процесс, единственным результатом которого было бы производство работы за счет охлаждения теплового резервуара.

Под тепловым резервуаром понимают тело (систему тел), находящихся в состоянии термодинамического равновесия и обладающего запасом внутренней энергии. Если конкретизировать, каким способом должна совершаться работа A , то можно получить множество разнообразных формулировок. Одна из них принадлежит Планку.

Формулировка Планка:

*Невозможно построить **периодически действующую** машину, единственным результатом которой было бы поднятие груза за счет охлаждения теплового резервуара.*

Из невозможности процесса Томсона-Планка (т.е. гипотетически допускающего отрицательную возможность) следует невозможность процесса Клаузиуса и наоборот. Таким образом, формулировки эквивалентны друг другу.

4. Теоремы Карно

Реальные холодильные установки, как и тепловые машины, не работают по циклу Карно (используются другие циклы). Надо сказать, что машин Карно вообще не строят. Тем не менее, идеальная машина Карно играет важную роль в теплотехнике. Оказывается, при заданных значениях максимальной температуры нагревателя и минимальной - холодильника, машина Карно имеет максимальный коэффициент полезного действия среди всех возможных тепловых машин. Таким образом, машина Карно устанавливает теоретический предел для КПД реальных машин.

I Теорема Карно. *Коэффициент полезного действия машины Карно не зависит от рода рабочего тела и определяется только температурами нагревателя и холодильника.*

II Теорема Карно.

КПД произвольного (необратимого) теплового двигателя не может быть выше КПД обратимого цикла Карно.

Для доказательства теоремы рассмотрим две машины Карно. Пусть у них общие нагреватель и холодильник, а рабочие тела разные. Все характеристики одной машины будем обозначать нештрихованными буквами, а характеристики другой - штрихованными. предположим, что $\eta > \eta'$. Пусть машина с нештрихованными обозначениями работает в прямом направлении, а машина со штрихованными обозначениями - в обратном (обе машины обратимы, и их КПД при обратном ходе равен КПД при прямом). Подберем режим работы машин так, чтобы выполнялось условие $|Q_2| = |Q'_2|$. ($|Q_2|$ есть теплота, которую холодильник получает, а $|Q'_2|$ - теплота, которую он отдает). Следовательно, машины работают так, что в холодильнике никаких изменений не происходит. Из условия о

неравенстве КПД $\eta > \eta'$) следует, что

$$\frac{|Q_1| - |Q_2|}{|Q_1|} > \frac{|Q_1'| - |Q_2'|}{|Q_1'|}, \quad \text{или} \quad \frac{|Q_2|}{|Q_1|} < \frac{|Q_2'|}{|Q_1'|}, \quad |Q_1| > |Q_1'|,$$

В результате, если рассматривать обе машины как одну, то она будет представлять собой вечный двигатель второго рода, т.к. полезная работа (работа над внешними телами) $\Delta A = |A| - |A'|$ больше нуля. Поэтому наше предположение о том, что $\eta > \eta'$, неверно а именно, $\eta = \eta'$, тем самым теорема будет доказана. Аналогично доказывается вторая теорема. Таким образом, для любого процесса:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

5. Неравенство Клаузиуса

Из I начала термодинамики: $Q_1 + Q_2 = A$ ($Q_2 < 0$). На основании II теоремы Карно:

$$\frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

Или

$$\frac{Q_2}{T_2} \leq -\frac{Q_1}{T_1}$$

Откуда находим

$$\frac{Q_2}{T_2} + \frac{Q_1}{T_1} \leq 0$$

Это соотношение называется Неравенством Клаузиуса.

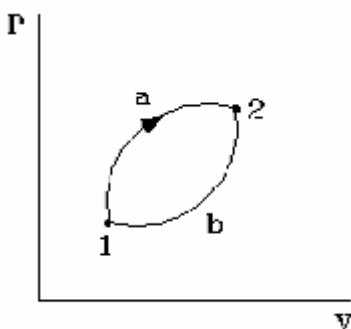
Обозначим $Q^* = \frac{Q}{T}$ - данное отношение называется приведенной теплотой. Ее приращение в малом процессе:

$$\delta Q^* = \frac{\delta Q}{T}$$

При суммировании приведенной теплоты по всем малым циклам в итоге получаем приведенную теплоту по внешней границе цикла. Обобщая сказанное, имеем: $\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0$. Это неравенство Клаузиуса для общего случая (произвольного цикла):

Суммарное приведенное количество теплоты, полученное системой в произвольном циклическом процессе всегда ≤ 0 .

6. Энтропия



Рассмотрим квазистатический круговой процесс. Покажем, что система в результате каких-либо изменений состояния обратимым путем, переходит из 1 в 2, то величина

$$\int_1^2 \frac{\delta Q}{T}$$

не зависит от пути, по которому происходит переход 1-2.

$$\text{В прямом процессе } \oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0$$

$$\text{В обратном процессе } -\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0$$

В совокупности: $\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$. Представим это в виде суммы:

$$\int_{1-a}^2 \frac{\delta Q}{T} + \int_{2-b}^1 \frac{\delta Q}{T} = 0$$

Но вследствие необратимости

$$\int_{2-b}^1 \frac{\delta Q}{T} = -\int_{1-b}^2 \frac{\delta Q}{T}$$

Тогда
$$\int_{1-a}^2 \frac{\delta Q}{T} = \int_{1-b}^2 \frac{\delta Q}{T}.$$

Таким образом, приведенное количество тепла, полученное системой в квазистатическом процессе, не зависит от пути (процесса), а зависит только от начального и конечного состояния.

Можно записать:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}$$

Величина S называется энтропией.

Энтропия – функция состояния системы, изменение которой равно приведенному количеству теплоты, полученному системой в любом квазистатическом процессе. Энтропия определяется с точностью до произвольной постоянной S_0 .

$S=S(P, V, T)$ - энтропия – однозначная функция параметров, аддитивна.

7. Закон возрастания энтропии

В теплоизолированной системе возможны только такие процессы, при которых энтропия **возрастает или остается неизменной**. В теплоизолированной системе не возможны процессы с убыванием энтропии.

Закон возрастания энтропии эквивалентен II началу термодинамики.

8. Парадокс Гиббса

Рассмотрим изменения энтропии при диффузии газов. Пусть два идеальных газа 1 и 2 заключены в закрытом сосуде с твердыми адиабатическими стенками, так, что $V=const$. В начальный момент оба газа разделены непроницаемой перегородкой и имеют одинаковую T . Затем перегородка убирается и начинается необратимый процесс смешивания газов. Он продолжается до наступления равновесного состояния. Расчет показывает, что в этом процессе энтропия возрастает $\Delta S > 0$ даже в том случае, если газы тождественны. В этом состоит парадокс Гиббса. Однако формулы, полученные при расчете справедливы, когда газы существенно различны. Существование парадокса связано с классическим способом описания объектов природы. Противоречие снимается при рассмотрении дискретности вещества: нет двух газов со сколь угодно малым отличием частиц.

9. Термодинамические функции

Наряду с энтропией S используют множество других, связанных с ней функций состояния. Рассмотрим основные из них.

1) **Внутренняя энергия.** Для квазистатического процесса:

$$\delta Q = T \cdot dS$$

Из I начала термодинамики:

$$dU = T \cdot dS - P \cdot dV$$

Из свойства полного дифференциала функции:

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V dS + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S dV$$

Принимая $U=U(S,V)$, имеем: $T = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V$ и $P = -\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S$

2) **Энтальпия.** $I = U + P \cdot V$

Её приращение в малом процессе:

$$dI = dU + P \cdot dV + V \cdot dP$$

или
$$dI = T \cdot dS + V \cdot dP,$$

Представим энтальпию: $I=I(S,P)$, тогда $T = \left(\frac{\partial I}{\partial S}\right)_P$ и $V = \left(\frac{\partial I}{\partial P}\right)_S$.

3) Свободная энергия (Функция Гельмгольца).

$$\Psi = U - T \cdot S$$

Её приращение:
$$d\Psi = T \cdot dS - P \cdot dV - T \cdot dS - S \cdot dT$$

$$d\Psi = -P \cdot dV - S \cdot dT$$

Приняв $\psi = \psi(T, V)$, получим:
$$P = -\left(\frac{\partial \psi}{\partial V}\right)_T \quad S = -\left(\frac{\partial \psi}{\partial T}\right)_V$$

Свободная энергия – функция состояния системы, которая включает в себя как внутреннюю энергию системы, так и часть энергии окружающей среды, с которой система обменивается энергией в изотермическом процессе.

4) Термодинамический потенциал Гиббса.

$$\Phi = U + P \cdot V - T \cdot S$$

$$d\Phi = -S \cdot dT + V \cdot dP,$$

Из $\Phi = \Phi(T, P)$, получим:
$$S = -\left(\frac{\partial \Phi}{\partial T}\right)_P \quad V = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial P}\right)_T$$

Уравнения
$$U = U(S, V), \quad I = I(S, P),$$

$$\psi = \psi(T, V), \quad \Phi = \Phi(T, P),$$

называются **каноническими уравнениями состояния**.

10. Устойчивость термодинамического равновесия. Принцип Ле-Шателье – Брауна.

Если система адиабатически изолирована и ее энтропия в некотором равновесном состоянии максимальна, то это состояние термодинамически устойчиво. Это означает, что система, оставаясь адиабатически изолированной, не может самопроизвольно перейти ни в какое другое состояние. При других ограничениях, накладываемых на систему, критерии устойчивости изменяются.

Французский физик Ле-Шателье (1884 г.) и немецкий физик Браун (1887 г.) сформулировали принцип, позволяющий предвидеть направление течения

процессов в системе, когда она выведена внешним воздействием из состояния устойчивого равновесия:

Если система находится в состоянии устойчивого равновесия, то всякий процесс, вызванный в ней внешним воздействием или другим первичным процессом, всегда направлен таким образом, чтобы уничтожить изменения, произведенные внешним воздействием или первичным процессом.

ТЕМА: ОСНОВЫ МОЛЕКУЛЯРНО-КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ВЕЩЕСТВА.

В начале XIX века атомно-молекулярная гипотеза получила подтверждение в химии (закон постоянства состава вещества, закон кратных отношений и др.), в физике: работы Клаузиуса, Лавуазье, Максвелла, Больцмана заложили основы МКТ. В них использовались упрощенные модели атомов и молекул (материальные точки, связанные друг с другом центральными силами), широко использовались принципы классической механики Ньютона и математической теории вероятности.

1. Число ударов молекул о стенку сосуда.

До XX века считалось, что атомы – неделимые частицы вещества. Позже выяснилось, что атомы обладают собственной сложной внутренней структурой. Однако атомизм проявляется в том, что атомы одного вида *тождественны* (в макромире нет тождественных тел!). Внутренние состояния атомов – дискретны.

В газах при нормальных условиях среднее расстояние между молекулами велики по сравнению с их эффективным диаметром. Для достаточно разреженного газа можно пренебречь размерами молекул. Такое приближение приводит нас к *модели идеального газа*.

Определим число ударов молекул о стенку сосуда в единицу времени. В силу хаотичности теплового движения молекулы летят к стенке в разных направлениях. Разделим все молекулы на множество групп. В каждой i -ой группе они летят под углом θ к нормали площадки. Пусть n_i – концентрация молекул i -ой группы, v_i – их скорость. За время dt до стенки долетит dN_i молекул:

$$dN_i = n_i \sigma v_i \cos \theta dt$$

Тогда число столкновений, приходящихся на единицу площади σ в единицу времени t :

$$z_i = \frac{dN_i}{\sigma dt} = n_i v_i \cos \theta_i \quad - \text{ для } i\text{-ой группы молекул. Для нахождения}$$

полного числа столкновений z необходимо просуммировать по всем группам молекул:

$$z = \int_0^{\pi/2} dz = \int_0^{\pi/2} \frac{1}{2} n v \sin \theta \cos \theta d\theta = \frac{1}{4} n v$$

Учитывая распределение молекул по скоростям в последней формуле следует принять $\langle v \rangle$:

$$\langle z \rangle = \frac{1}{4} n \langle v \rangle$$

2. Давление газа на стенки сосуда. Основное уравнение МКТ.

Пусть газ заключен в закрытый сосуд и молекулы его все одинаковы. Возьмем на стенку сосуда малую площадку σ . При столкновении с площадкой молекула изменит свой импульс на противоположный:

$$\Delta p^* = 2 p \cos \theta$$

По II закону Ньютона $F = \Delta p / \Delta t$ – сила, действующая на стенку со стороны молекул со скоростью v в интервале углов $\theta \div \theta + d\theta$.

Имеем:

$$dF_i = \frac{2p \cos \theta \cdot dN}{dt}$$

Давление, производимое молекулами указанной группы:

$$dP_i = \frac{dF_i}{\sigma} = \frac{2p \cos \theta \cdot dN}{\sigma dt}$$

Полное давление найдем интегрированием по всем группам молекул:

$$P = \int_0^{\pi/2} npv \cos^2 \theta \sin \theta d\theta = \frac{1}{3} npv$$

С учетом распределения по скоростям: $P = \frac{1}{3} n \langle vp \rangle$ или:

$$P = \frac{1}{3} m_0 n \langle v^2 \rangle$$

3. Молекулярно-кинетический смысл температуры.

Выведенные формулы позволяют получить представление о скорости теплового движения молекул газа. МКТ позволяет получить представление о температуре с позиций теплового движения.

Рассмотрим длинный цилиндр с поршнем, по обе стороны которого находятся газы с параметрами $m_1 n_1 v_1$ и $m_2 n_2 v_2$, соответственно. Поршень – сплошное и гладкое тело, удары молекул – абсолютно упругие. Условие равновесия поршня: $P_1 = P_2$. Средние силы удара слева и справа от поршня в целом уравновешены, но мгновенные силы – неуравновешены. В результате поршень совершает хаотические движения вправо-влево. С ним связана возможность

обмена энергией газами. Применяя к системе «поршень-молекула» законы сохранения энергии и импульса, приходим к выводу:

$$\frac{m_1 \langle v_1^2 \rangle}{2} = \frac{m_2 \langle v_2^2 \rangle}{2}$$

В состоянии теплового равновесия средние кинетические энергии всех молекул газа одинаковы. Средняя кинетическая энергия поступательного движения молекул, т. о., обладает основным свойством температуры – в состоянии теплового равновесия она одинакова для всех молекул газов, находящихся в тепловом контакте, а также для различных молекул газовой смеси. Поэтому величину $\langle \varepsilon_k \rangle$ или монотонную ее функцию можно принять за меру температуры газа, а так же тела, состоящего с ним в тепловом равновесии: $\theta = 2/3 \langle \varepsilon_k \rangle$ - энергетическая температура.

Больцман показал, что величина $\frac{\theta}{T}$ есть универсальная константа, зависящая от выбора единиц θ и T . Она называется постоянной Больцмана: $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К. Тогда энергия молекул может быть выражена через температуру: $\langle \varepsilon_k \rangle = 3/2 k T$

Отсюда вывод: *термодинамическая температура есть мера $\langle \varepsilon_k \rangle$.*

4. Закон равномерного распределения энергии по степеням свободы молекул.

Поступательное движение.

Как было показано выше, в состоянии теплового равновесия ε_k поршня вдоль оси цилиндра равна $\langle \varepsilon_k \rangle$ молекулы газа в том же направлении. Поршень – механическая система с 1 степенью свободы (x). Молекула имеет 3 поступательные степени свободы. Ввиду хаотичности теплового движения все направления скорости равновероятны, поэтому в среднем одинаковы кинетические энергии, связанные с этими направлениями. Т.о., в состоянии теплового равновесия на каждую поступательную степень свободы молекулы приходится одна и та же энергия:

$$\langle \varepsilon_i \rangle = 1/2 k T$$

Вращательное движение.

Учитывая, что молекулы имеют собственную структуру, и кроме поступательного движения могут еще вращаться, вычистим их кинетическую энергию вращения подобно кинетической энергии твердого тела.

Если тело, состоящее из N частиц, вращается с угловой скоростью ω , то его момент импульса: $L = \omega \cdot J$, или $L = \sum m_i r_i v_i$. Тогда средняя кинетическая энергия вращения:

$$\langle \varepsilon_{вр} \rangle = \frac{J \omega^2}{2} = \frac{L^2}{2J}$$

После преобразований получаем:

$$\langle \varepsilon_{вр} \rangle = \frac{1}{2} kT \cdot \frac{1}{J} \sum m_i r_i^2 = \frac{1}{2} kT$$

Следовательно, на одну вращательную степень свободы так же приходится энергия $1/2 kT$.

Закон (классический) равномерного распределения энергии по степеням свободы:

Если система молекул находится в тепловом равновесии при температуре T , то средняя кинетическая энергия равномерно распределена между всеми степенями свободы и для каждой степени свободы она равна $\frac{1}{2} kT$.

Колебательное движение.

Между атомами в молекуле возможны колебания вдоль химических связей. Если их амплитуды достаточно малы, то колебания можно считать гармоническими. Атомы в этом случае являются гармоническими осцилляторами, которые обладают механической энергией $E = E_k + E_n$, средние значения которых равны между собой:

$$\langle \varepsilon_k \rangle = \langle \varepsilon_n \rangle = 1/2 kT$$

Следовательно на каждую колебательную степень свободы приходится средняя энергия $\langle \varepsilon_{\text{колеб}} \rangle = 2 \cdot 1/2 kT = kT$.

5. Классическая теория теплоемкости идеальных газов.

Классическая теория теплоемкости основана на предположении, что к атомно-молекулярным системам применимы законы классической ньютоновской механики. Рассмотрим идеальный газ различного молекулярного состава.

Одноатомный газ.

Молекулы – материальные точки, могут совершать только поступательное движение. $i_{\text{пост}} = 3$. Энергия молекулы:

$$\langle \varepsilon \rangle = i \cdot 1/2 kT = 3/2 kT$$

Тогда внутренняя энергия газа равна: $U = 3/2 R T$ – для 1 моля.

Для ν молей: $U = 3/2 \nu R T$.

Молярная изохорная теплоемкость:

$$C_v = \frac{dU}{dT} = \frac{3}{2} R \approx 12,5 \frac{\text{Дж}}{\text{моль К}} \left(3 \frac{\text{кал}}{\text{моль К}} \right)$$

Двухатомный газ.

Для жестких молекул: $i_{\text{пост}} = 3$, $i_{\text{вр}} = 2$, $\langle \varepsilon \rangle = i \cdot 1/2 kT = 5/2 kT$

Для упругих молекул: $i = i_{\text{пост}} + i_{\text{вр}} + 2i_{\text{колеб}}$, $\langle \varepsilon \rangle = i \cdot 1/2 kT = 7/2 kT$

Многоатомный газ.

Полное число степеней свободы системы из N несвязанных частиц равно: $i = 3N$, из них: $i_{\text{пост}} = 3$, $i_{\text{вр}} = 3$, $i_{\text{колеб}} = 3N - 6$.

Тогда полная энергия одной молекулы: $\langle \varepsilon \rangle = i \cdot 1/2 kT$, где $i = i_{\text{пост}} + i_{\text{вр}} + 2i_{\text{колеб}}$

$$i = 6 + 2(3N - 6) = 6N - 6$$

Изохорная теплоемкость: $C_v = \frac{i}{2} R$,

Изобарная теплоемкость: $C_p = C_v + R = \frac{i+2}{2} R$

Показатель адиабаты: $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i}$

Внутренняя молярная энергия многоатомных газов с жесткими молекулами:

$$U = N_A \cdot 3 k T = 3RT$$

Сравнение с экспериментом.

Согласно рассмотренной теории теплоемкость газов не зависит от температуры, однако опыт показывает, что это приблизительно верно только для одноатомных газов. Для двух- и особенно для многоатомных газов теплоемкость растет с ростом T . В экспериментальной зависимости $C_v(T)$ для водорода в интервале от 20 К до 60 К она меняется от R до $3/2R$, т.е. водород ведет себя как одноатомный газ. Затем снова C_v растет и при 350 К близка к $C_v \sim 5/2 R$, что соответствует двухатомному газу при комнатных температурах. При дальнейшем повышении температуры C_v постепенно возрастает и при высоких температурах $C_v \sim 7/2 R$. Такой ход зависимости можно объяснить тем, что при низких T не все степени свободы возбуждены. С понижением T происходит «вымораживание» степеней свободы. При повышении T возбуждаются колебательные степени свободы, что приводит к росту C_v до $7/2 R$. Однако это объяснение выходит за рамки классической теории, в основе которой лежит закон равномерного распределения энергии молекул по степеням свободы. Объяснение зависимости $C_v(T)$ можно найти только в рамках квантовой теории теплоемкости. В классической механике вращательные и колебательные энергии могут принимать любые значения, т.е. изменяться непрерывным образом. В квантовой механике эти энергии квантуются: молекулы могут принимать подводимую к ним энергию только «квантами», равными энергии, которая нужна для перехода в состояние с новым значением энергии (возбуждение новой степени свободы). Теряет энергию молекула тоже квантами.

Сделаем вывод: низкие T , $kT \ll \hbar\omega$ – тепловое хаотическое движение не вызывает колебаний атомов, колебательные степени свободы не работают; $kT \gg \hbar\omega$ – энергия меняется плавно, дискретность энергии не заметна.

6. Классическая теория теплоемкости твердых тел.

Простейшей моделью твердого тела является пространственная решетка, в узлах которой находятся частицы. Они совершают малые колебания возле положений равновесия. При подводе тепла к телу оно расходуется на увеличение энергии колебаний атомных осцилляторов, которая складывается из ϵ_k и ϵ_n . Так как $\langle \epsilon_k \rangle = \langle \epsilon_n \rangle$, то на одну степень свободы приходится энергия $2 \cdot 1/2 kT = kT$. Так как каждый осциллятор обладает тремя степенями свободы, то полная энергия одного атома твердого тела равна: $\epsilon = 3kT$. Если тело содержит N атомов, то его внутренняя энергия:

$$U = 3 N_A k T = 3RT$$

А его теплоемкость:
$$C_v = \left(\frac{dU}{dT} \right)_v = 3R \approx 6 \frac{\text{кал}}{\text{моль К}}$$

Это в два раза больше, чем для идеального одноатомного газа; удвоение связано с тем, что при нагревании ТВ. Тела подводимая теплота идет на увеличение как ϵ_k , так и ϵ_n . Полученный результат получил название закона

Дюлонга и Пти: *теплоемкость простых твердых тел есть величина постоянная, одинаковая для всех веществ и не зависит от T.*

Однако опыт показывает, что при обычных температурах для большинства твердых тел выполняется закон Дюлонга и Пти (исключения: Be, Vg, Si, C-алмаз). При низких температурах C_v быстро падает, стремясь к 0 при $T \rightarrow 0$. В опыте C_v зависит от T так, что с понижением T она уменьшается по закону $\sim T^3$, таким образом, для 4-х указанных элементов комнатные температуры уже являются низкими.

Закон Дюлонга и Пти - следствие классического рассмотрения многоатомных систем и применения закона равнораспределения энергии по степеням свободы. Наблюдаемая на опыте зависимость была объяснена Эйнштейном на основе квантовых представлений. Согласно квантовой теории энергия осциллятора есть целое кратное величины $h\nu$, где ν – частота колебаний осциллятора. Т.о., энергия колеблющейся молекулы: $\varepsilon = n h \nu$. Используя законы статистических распределений, Эйнштейн получил среднюю энергию одной молекулы:

$$\varepsilon = \frac{h\nu}{e^{kT} - 1}$$

Величина $\theta_e = h\nu/k$ называется характеристической температурой Эйнштейна.

При $T > \theta$ - $kT > h\nu$ - работает классическая теория, при $T < \theta$ - $kT < h\nu$ – возбуждается лишь часть атомов. При высоких T эйнштейновская формула совпадает с классической.

Дебай, сохранив основную идею Эйнштейна, усовершенствовал теорию, предположив, что в твердом теле существует целый набор частот колебаний. Он называется *спектром*. Это – упругие колебания, ответственные за распространение звука в твердом теле. В квантовой теории колебаний энергию $h\nu$ рассматривают как квазичастицу – фонон. Дебай предположил, что т.к., число атомов хоть и велико, но ограничено, то спектр возможных частот ограничен некоторой максимальной частотой ν_{max} . Начиная с некоторой температуры θ_D теплоемкость начинает быстро убывать при понижении T. θ_D называется характеристической температурой Дебая – это та температура, при которой

энергия тепловых движений становится равной максимальной энергии осцилляторов:

$$k \theta_D = h \nu_m,$$

Откуда находим: $\theta_D = \frac{h \nu_m}{k}.$

При $T < \theta_D$ выполняется закон $C_v \sim T^3$. Температура Дебая может считаться границей между высокими и низкими температурами.

ТЕМА: ОСНОВЫ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1. Элементы теории вероятностей.

Определения.

- **Событием** называют всякое явление, которое может произойти или не произойти.
- Событие называют **случайным**, если в результате испытания оно может как произойти, так и не произойти.
- **Суммой двух событий** A и B называется событие, состоящее в появлении либо события A, либо события B.
- **Произведением событий** A и B называется событие, состоящее в появлении как A, так и B.
- События $A_1, A_2, A_3, \dots, A_n$ являются **единственно возможными**, если при данном испытании одно из них обязательно должно произойти.
- **Независимые события** – такие события, для которых появление данного события не зависит от появления другого события.
- **Взаимоисключающие события** – если появлением одного из них полностью исключается возможность появления любого другого из них.

Вероятность.

- **Вероятность случайного события** есть количественная мера ожидаемой возможности его появления.
- **Вероятность достоверного события** принимается равной 1.
- Пусть $A_1, A_2, A_3, \dots, A_n$ - равновероятные события. Тогда вероятностью каждого из них считается отношение :

$$P_i = \frac{1}{n}$$

- **Теорема сложения вероятностей:** вероятность суммы взаимоисключающих событий равна сумме вероятностей этих событий:

$$P(A+B) = P(A) + P(B)$$

- **Теорема умножения вероятностей:** Вероятность произведения двух событий A и B равна произведению вероятностей одного из них $P(A)$ на вероятность другого, вычисленную в предположении, что первое событие произошло.

$$P(A \cdot B) = P(A) \cdot P(B | A)$$

Случайные величины.

Пусть некоторая случайная величина X может принимать ряд дискретных значений $x_1, x_2, x_3, \dots, x_i, \dots$. Величина $P_i = \frac{N_i}{N}$ называется вероятностью того, что величина x в произвольном испытании примет значение x_i . Такое определение справедливо для большого числа испытаний.

Так как $\sum N_i = N$, то $\sum P_i = \frac{\sum N_i}{N} = 1$, то есть сумма вероятностей всех возможных значений величины x равна 1.

Среднее значение величины X .

Если вероятность значения x_i для величины x равна P_i , то в $N_i = P_i \cdot N$ испытаниях x имеет значения x_i . Тогда сумма значений x в этих N_i испытаниях равна: $x_i N_i = x_i P_i N$, а сумма значений x во всех N испытаниях:

$$\langle x \rangle = \frac{\sum x_i N_i}{N} = \sum x_i P_i$$

2. Непрерывно распределенная величина.

Рассмотрим случай непрерывного распределения величины x в интервале от a до b (в частном случае $-\infty, +\infty$). Пусть x – некоторая характеристика молекулы.

Число значений x бесконечно велико, а кол-во молекул хоть и велико, но ограничено. Поэтому понятие вероятности для молекулы иметь какое-то конкретное значение x_i теряет свой смысл. Здесь правомерен другой вопрос: какова вероятность того, что у любой случайно взятой молекулы величина x имеет значение, лежащее в интервале от x до $(x+dx)$? Эта вероятность: $dP_x=f(x)dx$

- или функция *плотности вероятности*.
- Физический смысл функции $f(x)$: она определяет вероятность величины x для единичного интервала dx в окрестности точки x .
- Условие нормировки: $\int_a^b f(x)dx = 1$
- Функция $f(x)$ называется *функцией распределения вероятности*
Среднее значение величины x и любой функции, зависящей от x :
 $\langle x \rangle = \int_a^b xf(x)dx$, $\langle x^2 \rangle = \int_a^b x^2 f(x)dx$
- Знание функции распределения позволяет определить вероятность для любого интервала $(x_1 \div x_2)$:

$$P(x_1 \div x_2) = \int_{x_1}^{x_2} f(x)dx$$

Функция $f(x)$ зависит от природы случайной величины x .

3. Закон Максвелла для распределения молекул по скоростям.

Применим статистический подход к исследованию распределения молекул газа по скоростям. Примем, что в состоянии статистического равновесия все направления скоростей молекул равновероятны.

Пусть в закрытом сосуде находится большое число N молекул газа. Внешние силовые поля отсутствуют.

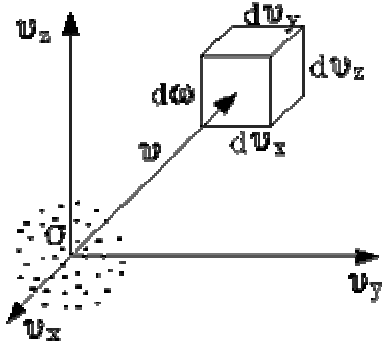
Распределение молекул по проекциям скорости.

Определим вероятность того, что проекция v_x скорости молекулы попадет в заданный интервал: $dP(v_x \div v_x + dv_x) = \varphi(v_x) dv_x$, где $\varphi(v_x)$ искомая плотность вероятности. Для определения функции $\varphi(v_x)$ следует положить, что столкновения молекул не нарушают общего равновесия (выполняется принцип детального равновесия). Применение данного принципа позволило Максвеллу получить формулу для $\varphi(v_x)$:

$$\varphi(v_x) = A_1 e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} \quad - \text{плотность вероятности, приходящаяся на одну}$$

степень свободы молекулы. Значение константы A_1 находят из условия нормировки: $A_1 = \left(\frac{m_0}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}}$.

Распределение молекул по векторам скорости.



Какова вероятность того, что все три компоненты скорости молекулы попадут в заданный интервал значений? Будем искать попадание в скоростные интервалы: $(v_x \div v_x + dv_x)$, $(v_y \div v_y + dv_y)$, $(v_z \div v_z + dv_z)$. Им соответствуют функции плотности вероятности: $\varphi(v_x)$, $\varphi(v_y)$, $\varphi(v_z)$.

Вопрос о распределении молекул по скоростям сводится к вопросу о распределении молекул в пространстве скоростей. В отличие от обычного пространства в таком пространстве молекулы распределены неравномерно. Далее введем понятие плотности молекул в пространстве скоростей как числа молекул в единице объема этого пространства n_v . Эта величина является функцией скорости молекулы. Она должна быть определена следующим образом. Рассмотрим в пространстве скоростей малый параллелепипед с ребрами dv_x , dv_y , dv_z . Его объем $dV = dv_x dv_y dv_z$. Число молекул, попадающих в параллелепипед обозначим через dn_v .

Тогда плотность распределения n - число молекул в единице объема пространства скоростей - можно определить как отношение dn / dV . Именно плотность распределения молекул в пространстве скоростей и будем искать.

Попадание вектора v в элемент скоростного пространства есть сложное событие, являющееся произведением событий A,B,C. Его вероятность определим по теореме о умножении вероятности:

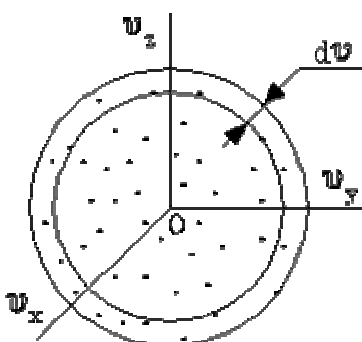
$$dP(v, dV) = dP_x dP_y dP_z = A^3 e^{-\frac{m_0}{2kT}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)} \cdot dv_x dv_y dv_z$$

Обозначим: $f(v) = \frac{dP}{dV}$ - плотность вероятности заданного вектора скорости.

Тогда эта функция примет вид: $f(v) = \left(\frac{m_0}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}}$

Распределение газа по абсолютным значениям скорости.

Какова вероятность того, что *модуль* скорости v будет иметь заданное значение в бесконечно малой окрестности dv ?



Плотность распределения точек в фазовом пространстве скоростей зависит от числа N и от расстояния от центра (т.е. от модуля v): $\rho_v = N \cdot f(v)$. Выделим шаровый слой радиуса v шириной dv . Во

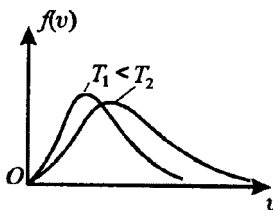
всем объеме этого слоя плотность постоянна. Тогда число молекул в этом слое:

$$dN_v = N \cdot f(v) \cdot dv \cdot 4\pi v^2$$

Разделим на N и найдем вероятность:

$$\frac{dN_v}{N} = f(v) \cdot 4\pi v^2 \cdot dv = F(v) dv$$

Находим функцию Максвелла: $F(v) = \frac{m_0}{2\pi kT} \frac{3}{2} 4\pi v^2 \cdot e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}}$



Вид кривой распределения зависит от T и массы молекул (форма и положение максимума кривой). Площадь под кривой равна 1 (условие нормировки). Функция $F(v)$ асимметрична, проходит через начало координат. При повышении T максимум смещается вправо. Физический смысл: функция $F(v)$ есть

вероятность того, что случайно взятая частица попадет в единичный интервал скоростей в окрестности некоторого значения v .

Функция имеет максимум:

$$v_{\text{н}} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$$

Среднее значение модуля скорости:

$$\langle v \rangle = \int_0^{\infty} v F(v) dv$$

Вычисляя, находим

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}}$$

Эта скорость называется средней арифметической.

Найдем среднеквадратичную скорость:

$$v_{\text{кв}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} \quad 44$$

1. Распределение Больцмана. Барометрическая формула.

Найдем распределение давления воздуха в атмосфере в предположении, что температура атмосферы не меняется по высоте. На малом перепаде высот dh давление падает на величину веса столба воздуха с сечением в единицу площади и высотой dh , т.е.

$$dp = -\rho g dh \quad .$$

Это уравнение можно переписать в виде

$$\frac{dp}{p} = -\frac{\mu g dh}{RT} \quad .$$

Проинтегрируем обе части полученного уравнения, полагая, что давление на "нулевой" высоте равно p_0 . Получим

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu g h}{RT}}$$

Полученная формула называется барометрической: давление в изотермической атмосфере падает с высотой по показательному закону. Так как молекулярная плотность при постоянной температуре пропорциональна давлению газа, то этот же закон имеет место и для плотности газа:

$$n_\alpha = C e^{-\frac{E(\alpha)}{kT}} \quad .$$

В этом уравнении показатель степени получен с учетом преобразований:

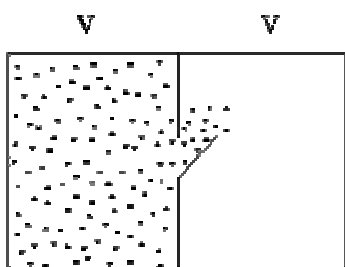
$$\frac{\mu g h}{RT} = \frac{m N_A g h}{k N_A T} = \frac{m g h}{RT} \quad ,$$

где m - масса молекулы.

Формула для концентрации является выражением некоторого общего закона, лежащего в основе всей теории идеального газа - закона Больцмана. Суть этого закона заключается в следующем. Допустим, что в формуле для энергии молекулы газа можно выделить слагаемое, зависящее от какого-то одного параметра. (В рассмотренном случае это потенциальная энергия молекулы в поле тяжести mgh , зависящая от высоты h .) Можно поставить вопрос о распределении молекул газа по этому параметру, так же как был рассмотрен вопрос о распределении молекул газа по высоте.

Закон Больцмана гласит: *молекулы идеального газа распределены по данному параметру по экспоненциальному закону вида $\exp(-E(h)/kT)$* . Постоянная C называется нормировочной постоянной. Обычно она находится из условия нормировки. Мы рассмотрели случай, когда выделенное слагаемое в энергии молекулы газа зависит от одного параметра. Однако закон Больцмана распространяется и на случай, когда данный вид энергии молекулы газа зависит от двух, трех и вообще нескольких параметров. В этом случае статистические суммы будут включать в себя суммирование по всем этим параметрам.

2. Энтропия. Статистический смысл.



Дадим статистическое толкование понятию энтропия. Будем рассматривать макроскопическое тело как конгломерат движущихся молекул. Движение молекул сложно и запутанно. Если первоначально в системе имеется какая-то упорядоченность, то тепловое движение молекул будет непременно размывать и ликвидировать эту упорядоченность. Состояние же равновесия, к которому неизбежно приходит любая,

предоставленная сама себе макросистема, соответствует максимально возможному беспорядку. Энтропия, очевидно, является какой-то количественной мерой молекулярного беспорядка. Проиллюстрируем некоторые виды беспорядка на примере идеального газа и попытаемся их связать с энтропией газа.

1. Расширение газа в вакуум. Пусть одна половина сосуда заполнена газом, а другая - пустая. Перегородка в сосуде имеет окно, которое открывается и позволяет газу заполнить пустую половину. В таком процессе газ не совершает работу. Его внутренняя энергия не изменяется, следовательно, не изменяется и температура. Однако объем газа увеличивается. Изменение энтропии будет равно:

$S_2 - S_1 = \nu R \ln 2V - \nu R \ln V = \nu R \ln 2 > 0$. Беспорядок в распределении молекул по пространству усиливается - энтропия возрастает.

2. Диффузия газов. Допустим, что половинки сосуда заполнены разными газами одинаковой температуры и газы диффундируют один в другой. Найдем изменение энтропии при полном перемешивании газов. При перемешивании оба газа ведут себя независимо друг от друга. Поэтому и изменение энтропии можно находить независимо для обоих газов. Но у каждого газа объем возрастает вдвое, т.е. точно так же, как в случае расширения газа в вакуум. Следовательно, можно воспользоваться формулой предыдущего случая:

$$\Delta S = (\nu_1 + \nu_2) R \ln 2 > 0.$$

Энтропия возрастает - усиливается беспорядок в распределении молекул.

3. Выравнивание температуры. Пусть отгороженные половинки сосуда с газом имеют разные температуры T_1 , T_2 . Пусть перегородка между газами пропускает тепло, так что температуры газов выравниваются и устанавливается температура, равная $(T_1 + T_2)/2$. На основании выше приведенной формулы найдем изменение энтропии:

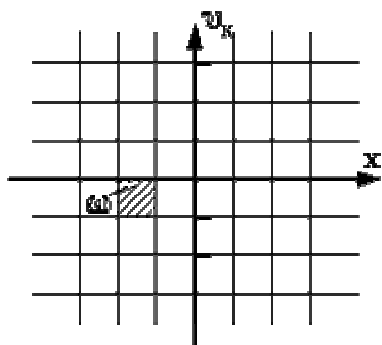
$$\Delta S = 2C_v \ln \frac{T_1 + T_2}{2} - C_v \ln T_1 - C_v \ln T_2 = 2C_v \ln \frac{T_1 + T_2}{\sqrt{T_1 T_2}} > 0.$$

Изменение энтропии больше нуля, т.к. всегда среднее арифметическое двух чисел больше среднего геометрического. Какой беспорядок растет в этом случае? До выравнивания температуры в системе была некоторая упорядоченность молекул по скоростям: в одной половине сосуда - быстрые молекулы (газ с большой температурой) в другой - медленные молекулы (газ с малой температурой). После выравнивания температуры эта упорядоченность исчезла. Можно сказать, что в данном случае усиливается беспорядок в распределении молекул по скоростям.

4. Адиабатное расширение газа. Допустим, что газ, находящийся в цилиндре, толкая поршень, адиабатно расширяется. Если процесс протекает очень медленно, равновесно, то в соответствии с общим законом энтропия газа не меняется, т.к. согласно уравнению адиабаты

$$TV^{\gamma-1} = Const$$

При адиабатном расширении газа объем растет и, следовательно, растет беспорядок в распределении газа в пространстве, а температура падает. С уменьшением температуры распределение молекул по скоростям делается более выразительным (менее размытым). Как следствие, уменьшается беспорядок в распределении их по скоростям. В целом происходит компенсация роста и уменьшения меры беспорядка. При резком выдвигении поршня происходит нагревание газа. В результате рост беспорядка за счет размывания в распределении частиц по скоростям не будет компенсироваться его уменьшением за счет уменьшения объема. Энтропия снова будет расти. Итак, энтропия есть мера беспорядка и ее увеличение означает повышение беспорядка в физических системах. Как меру беспорядка энтропию можно выразить на языке статистики.



Состояние механической системы можно задать, указав координаты и скорости всех частиц системы. Такое состояние называется *микроскопическим* (или «микросостоянием»). Каждая частица занимает ячейку в фазовом пространстве $\omega(x, v)$. Следовательно, указать микросостояние системы – значит указать совокупность ячеек в фазовом пространстве, которые занимает каждая частица персонально.

фазовом пространстве, которые занимает каждая частица персонально.

Макросостояние системы предполагает указание ее макропараметров: P, T, V . Оно требует ответа: сколько частиц в данной ячейке не зависимо от того, какие это частицы.

Число микросостояний, которыми может быть реализовано данное макросостояние, называется *термодинамической вероятностью* или *статистическим весом* - Ω . Чем ближе система к равновесному состоянию, тем больше ее статистический вес. В состоянии термодинамического равновесия ее статистический вес максимален. Следовательно, величина Ω ведет себя как S . Она служит мерой неупорядоченности системы. При максимальной упорядоченности $\Omega=1$. Однако Ω - неаддитивная величина : $\Omega = \Omega_1 \cdot \Omega_2 \cdot \Omega_3 \cdot \Omega_4 \cdot \Omega_5 \dots$, где Ω_i – статвеса частей системы. Больцман предложил в качестве меры неупорядоченности использовать функцию:

$$S = k \ln \Omega$$

Её свойства:

- S – мера беспорядка;
- $S = \sum S_i$ – аддитивная величина;
- S – функция макросостояния;
- В статистической физике: все состояния равновероятны, поэтому если система переходит в какое-то макросостояние, то наиболее вероятным будет ее переход в состояние с большим статистическим весом, т.е. с большей энтропией S .

3. Третье начало термодинамики.

Теорема Нернста: при понижении температуры до абсолютного нуля энтропия любой системы стремится к некоторому пределу, не зависящему от параметров системы.

Следствие 1.

Невозможно достичь абсолютного нуля температур за конечное число процессов (циклов).

Следствие 2.

При $T=0$ все процессы происходят при $S=S_0=const$:

$$\lim_{T \rightarrow 0} S = 0$$

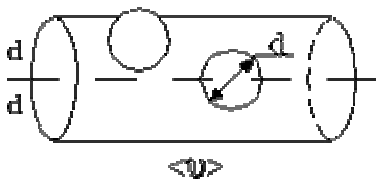
При $T \rightarrow 0$ для всех тел должны стремиться к 0 температурный коэффициент объемного расширения и температурный коэффициент давления.

ТЕМА: ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В НЕРАВНОВЕСНЫХ СИСТЕМАХ.

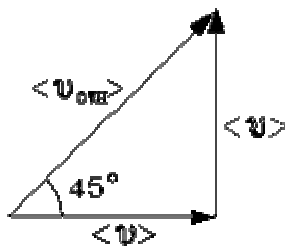
Ранее рассматривались равновесные состояния и квазистационарные процессы. Нарушение равновесия происходит под действием внешних сил или процессов. Оно сопровождается возникновением градиентов температуры, импульса или концентрации примеси. В системах с $grad T$ возникают потоки тепла (теплопроводность), $grad u$ – перенос импульса упорядоченного движения (вязкость), $grad n$ – диффузионные потоки частиц (диффузия).

- Явления теплопроводности, вязкости и диффузии имеют общую природу, связаны с кинетикой теплового движения, поэтому их объединяют под общим названием: **явления переноса**.

1. Длина свободного пробега и эффективный диаметр молекул.



Найдем среднее число столкновений молекулы газа с другими молекулами в одну секунду. За секунду молекула в среднем пройдет путь, равный средней скорости. Столкновения "искажают" ее путь, но это обстоятельство для нашего расчета несущественно. "Спрямям" путь, проходимый молекулой в секунду, и изобразим его на рисунке.



Обозначим эффективный диаметр молекулы через d и молекулу представим как шар. Тогда число столкновений z молекулы с другими молекулами в секунду будет равно числу молекул, центры которых находятся в цилиндре длиной, численно равной $\langle v \rangle$, и диаметром $2d$. Это число выражается формулой

$$z = \langle v \rangle \cdot \pi d^2 \cdot n$$

В эту формулу нужно внести поправку на то, что данная молекула сталкивается не с неподвижными молекулами, а с движущимися. Это

$$z = \sqrt{2} \pi d^2 \langle v \rangle n .$$

обстоятельство будет учтено, если вместо средней абсолютной скорости в формуле записать среднюю относительную скорость. Таким образом, число столкновений за 1 с можно оценить по формуле:

Опираясь на эту формулу, нетрудно найти и среднюю длину свободного пробега молекулы. Это - путь, который проходит молекула между двумя столкновениями (или приходящийся на одно столкновение). В секунду молекула пройдет путь, равный $\langle v \rangle$, и столкнется z раз. Следовательно,

$$\langle \lambda \rangle = \frac{\langle v \rangle}{z} = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d^2 n} .$$

Длина свободного пробега молекул не зависит от температуры. Зная длину свободного пробега, можно рассчитать так называемые коэффициенты переноса: диффузии, теплопроводности и внутреннего трения (вязкости). Все три явления подчиняются общему по форме закону. Установим этот закон.

При диффузии газов речь идет о проникновении одного газа в другой за счет теплового движения. При диффузии переносится масса некоторого компонента в смеси газов.

Опыт показывает, что плотность потока диффузии (число диффундирующих молекул в секунду через единичную площадку, ориентированную перпендикулярно потоку диффузии) пропорциональна градиенту молекулярной плотности данного компонента смеси.

То есть

$$j_{\phi} = -D \frac{dn}{dx}$$

Коэффициент D называется коэффициентом диффузии.

При теплопроводности газа речь идет о переносе энергии в виде теплоты. Плотность потока теплоты (количество проходящей в секунду через единичную площадку теплоты) пропорциональна градиенту температуры. То есть:

$$j_m = -\chi \frac{dE}{dx} .$$

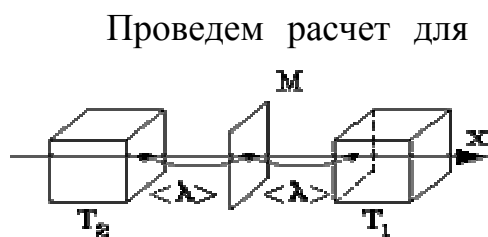
Коэффициент χ называется коэффициентом теплопроводности. Наконец, в случае внутреннего трения определяется сила трения, а сила есть поток импульса, так что в этом случае речь идет о переносе импульса упорядоченного движения

$$j_u = -\mu \frac{dU}{dx} .$$

газа. Плотность потока импульса (сила внутреннего трения, рассчитанная на единицу площади слоя газа) пропорциональна градиенту скорости движения газа, т.е.

Коэффициент η называется вязкостью, u - скорость упорядоченного движения слоев газа.

Таким образом, во всех трех случаях речь идет о переносе какой-то величины (массы, энергии, импульса). Во всех трех случаях плотность потока переносимой величины пропорциональна градиенту некоторой другой величины (плотности, температуры, скорости). В этом заключается общность законов диффузии, теплопроводности и внутреннего трения.



Проведем расчет для теплопроводности, а результат для диффузии и внутреннего трения запишем по аналогии. Пусть в направлении оси x отмечается падение температуры. Рассчитаем поток энергии через единичную площадку S . Вследствие теплового движения поток энергии идет и слева-направо и справа-налево. Но первый преобладает над вторым, т.к. молекулы слева имеют более высокую температуру, чем молекулы справа. Разница в этих потоках и дает результирующий поток теплоты через площадку S . Отступая от единичной площадки S на длину свободного пробега вправо и влево, построим куб единичного объема. В среднем одна шестая часть молекул этих кубиков летит в направлении к площадке. Обозначим число степеней свободы молекулы газа через i . Каждая молекула несет тепловую энергию $ikT/2$, но из правого кубика она несет $ikT_1/2$, а из левого - $ikT_2/2$, ($T_2 > T_1$). Учитывая, что кубики расположены на расстояниях $\langle \lambda \rangle$ от площадки, то в среднем каждая молекула долетит до площадки и пройдет через нее без столкновения с другими молекулами. Поток частиц к площадке равен $1/6 \langle v \rangle n$. Следовательно, разность потоков теплоты через площадку слева направо и справа налево в расчете на единицу ее площади ($S=1m^2$), равна:

$$j_m = \frac{1}{6} \langle v \rangle n \frac{i}{2} k T_2 - \frac{1}{6} \langle v \rangle n \frac{i}{2} k T_1 \quad \text{или}$$

$$j_m = \frac{1}{6} \langle v \rangle n \frac{i}{2} k (T_2 - T_1) \quad \cdot 51$$

Градиент температуры $\Delta T/\Delta x$ равен $(T_2 - T_1)/2\langle \lambda \rangle$. Следовательно, поток теплоты через площадку S можно представить в виде

$$j_m = \frac{1}{3} \langle \lambda \rangle \langle v \rangle \frac{i}{2} kn \frac{\Delta T}{\Delta x} \quad \text{точнее не } \frac{\Delta T}{\Delta x}, \text{ а } \frac{dT}{dx} .$$
 т.е. действительно, плотность потока теплоты пропорциональна градиенту температуры.

Коэффициент перед градиентом температуры есть теплопроводность газа:

$$\chi = \frac{1}{3} \langle \lambda \rangle \langle v \rangle \frac{i}{2} kn .$$

Рассуждая аналогично, можно доказать законы диффузии и вязкости и для коэффициентов диффузии и вязкости найти следующие формулы:

$$D = \frac{1}{3} \langle \lambda \rangle \langle v \rangle , \quad \eta = \frac{1}{3} \langle \lambda \rangle \langle v \rangle mn ,$$

где m - масса молекулы.

2. Явления в разреженных газах

Если λ того же порядка, что и характерный линейный размер сосуда d , в котором заключен газ, или больше, то состояние газа называется *вакуумом*.

Различают 3 вида вакуума:

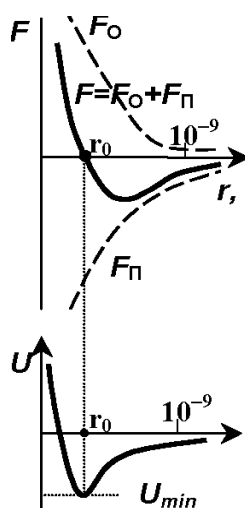
- 1) Высокий, $\lambda \leq d$, но близко к d
- 2) Средний $\lambda \sim d$
- 3) Низкий $\lambda \gg d$ – ультраразреженный газ

В плотных газах $\lambda \ll d$: основную роль в поведении газа играют столкновения молекул между собой. В ультраразреженных – столкновения со стенками очень редки, основную роль играют столкновения со стенками сосуда. В высоком вакууме невозможно существование конвекционных потоков. Для сосуда с $d \sim 1$ м $P = 10^{-5}$ Торр. В очень мелких порах условие $\lambda \gg d$ выполняется даже при атмосферном давлении. В разреженном газе наблюдается явление *эффузии*.

• Поток молекул газа через отверстие в стенке называется **эффузионным потоком**, если d, s и толщина стенки малы по сравнению с λ . Эффузионные потоки при прочих равных условиях обратно пропорциональны \sqrt{T} молекул. На этом основан метод разделения изотопов, где используется эффузия через мембрану со множеством малых отверстий.

ТЕМА: РЕАЛЬНЫЕ ГАЗЫ

1. Силы межмолекулярного взаимодействия.



В модели идеального газа пренебрегали взаимодействием молекул (вне столкновений). При понижении температуры и при повышении давления наблюдается отступление от закона Клапейрона-Менделеева, что объясняется интенсивным взаимодействием молекул в плотных газах.

Молекулярные силы имеют электрическую природу. В целом молекулы электрически нейтральны, но заряды в них пространственно разделены, что и приводит к существованию кулоновского притяжения и отталкивания. На далеких расстояниях эти силы являются силами притяжения (силы Ван-дер-Ваальса).

Взаимная поляризация молекул и дипольное взаимодействие приводит к возникновению дисперсионных сил. Кроме того, возникают дипольно-ориентационные силы, зависящие от T газа. Если расстояние между молекулами велико по сравнению с d , то дисперсионные и дипольно-ориентационные силы убывают $\sim r^{-7}$. На близких расстояниях преобладает отталкивание. Из квантовой механики известно, что силы отталкивания велики и экспоненциально убывают с ростом расстояния между молекулами. Взаимодействие молекул удобно описывать потенциальной энергией $W(r)$. Молекулы будем считать сферическими. На рисунке изображен графически потенциал Ленарда-Джонса, представляющий собой аппроксимацию зависимости $W(r)$ для реальных газов:

$$W(r) = \frac{a}{r^{12}} - \frac{b}{r^6}$$

2. Уравнение Ван-дер-Ваальса.

Каждая молекула окружена как бы сферой непроницаемости для других молекул. Это приводит к тому, что свободный объем для движения молекул фактически оказывается меньше, чем объем сосуда, в котором находится газ, на некоторую величину b , равную сумме собственных объемов молекул.

Отталкивание молекул будет учтено, если в уравнении Клапейрона вместо объема V подставить $V-b$. Уравнение состояния для моля газа примет вид:

$$P = \frac{RT}{V - b}$$

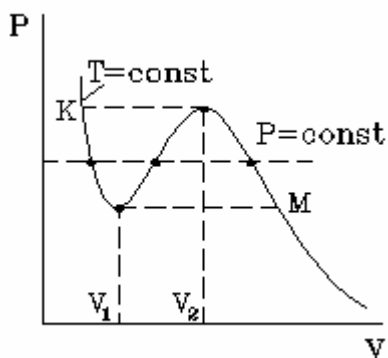
Учтем теперь притяжение молекул, возникающее на расстояниях, превышающих радиус сближения. Притяжение молекул уменьшает давление. Вблизи стенки сосуда на каждую молекулу действует направленная от стенки сила, образованная от суммарного действия других молекул (вблизи стенки каждая молекула с одной стороны, со стороны газа окружена другими). Эта сила тем больше, чем ближе молекулы друг к другу, т.е. чем больше плотность газа n . Приближенно можно считать, что сила, оттягивающая каждую молекулу от стенки, пропорциональна n . Но давление газа создается не одной молекулой, а их множеством, и поэтому оно, в свою очередь, тем больше, чем больше плотность газа n (пропорционально n). В связи с этим можно считать, что общий эффект уменьшения давления за счет притяжения молекул друг к другу пропорционален n^2 . Но $n = N/V$. Поэтому, поправка, уменьшающая давление за счет притяжения молекул, будет пропорциональна N^2/V^2 . Итак, окончательное уравнение состояния для моля неидеального газа может быть представлено в виде:

$$P = \frac{RT}{V - b} - \frac{a}{V^2}$$

Это и есть уравнение Ван-дер-Ваальса. Постоянные b и a называются поправками Ван-дер-Ваальса. Для каждого газа они определяются из опыта, поэтому и называются полуэмпирическими.

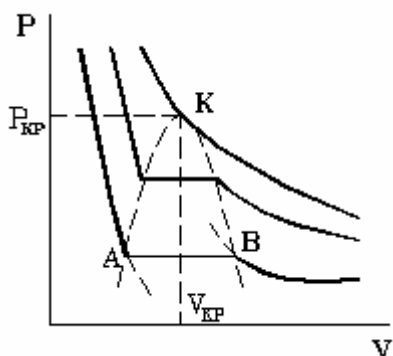
3. Изотермы Ван-дер-Ваальса.

Достоинством уравнения Ван-дер-Ваальса является то обстоятельство, что оно при очень больших плотностях приближенно описывает и свойства жидкости, в частности плохую ее сжимаемость. Поэтому есть основание полагать, что уравнение Ван-дер-Ваальса позволит отразить и переход от жидкости к газу (или от газа к жидкости). В дальнейшем этот переход будет находиться в центре нашего внимания.



Рассмотрим поведение изотермы Ван-дер-Ваальса для реального газа. Уравнение изотермы совпадает непосредственно с уравнением, указанным выше, в предположении, что температура газа постоянна. Представим это уравнение в виде степенного, для чего умножим обе части уравнения на $V^2(V-b)$. Тогда оно примет вид уравнения третьей степени по объему:

$$pV^3 - pbV^2 = RTV^2 - aV - ab$$



Уравнение третьей степени имеет либо один, либо три действительных корня. Более внимательный анализ этого уравнения показывает, что оно имеет три действительных корня при достаточно низких температурах (при высоких же температурах при всех давлениях имеет место один корень). Рассмотрим этот случай. Существование трех действительных корней для объема при фиксированных температуре и давлении

означает, что изотерма в некоторой области давлений пересекает изобару в трех местах. Такая ситуация может возникнуть, если изотерма имеет вид, изображенный на рисунке. В области "извилины" (участок КМ) изотерма трижды пересекает изобару. На участке $[V_1, V_2]$ давление растет с увеличением объема. Такая зависимость совершенно нереальна. Это может означать, что в данной области с веществом происходит что-то необычное. Что именно это, к сожалению, невозможно увидеть из приближенного уравнения Ван-дер-Ваальса. Необходимо обратиться к опыту. Опыт показывает, что в области "извилины" на изотерме в состоянии равновесия вещество расслаивается на две фазы: на жидкую и газообразную. Обе фазы сосуществуют одновременно и находятся в фазовом равновесии.

В фазовом равновесии протекают процессы испарения жидкости и конденсации газа. Они идут с такой интенсивностью, что полностью компенсируют друг друга: количество жидкости и газа с течением времени

остается неизменным. Газ, находящийся в фазовом равновесии со своей жидкостью, называется насыщенным паром. Если фазового равновесия нет, нет компенсации испарения и конденсации, то газ называется ненасыщенным паром.

Опыт показывает, что в области "извилины" изотермы Ван-дер-Ваальса при изменении объема давление остается постоянным. График изотермы идет параллельно оси V . С уменьшением объема системы идет увеличение количества жидкости и уменьшение количества пара, пока весь пар не превратится в жидкость. После наступления такого состояния (полного исчезновения пара) изотерма идет круто вверх, в соответствии с плохой сжимаемостью жидкости (даже для слабого уменьшения объема жидкости необходимо весьма большое увеличение давления.) Таким образом, участок изотермы левее точки А соответствует жидкости, участок правее точки В - газу, а участок АВ - двухфазному состоянию жидкость - газ. Проследим еще раз процесс превращения жидкости в газ и газа в жидкость при равновесном изотермическом процессе. Начиная с состояния А, в жидкости на инородностях, как на центрах испарения, появляются пузырьки пара. По мере увеличения объема системы пузырьки растут и под действием силы Архимеда поднимаются вверх, образуя над жидкостью сплошную область пара. В состоянии В вся жидкость превратится в пар. Если процесс вести в обратном направлении - от газа к жидкости - то, начиная с состояния В, в газовой среде на инородностях, как на центрах конденсации, образуются мелкие капли жидкости, выпадает туман. С уменьшением объема системы туман "сгущается" и появляются капли, они седиментируют вниз, образуя в нижней части сосуда сплошную область жидкости. В состоянии А весь пар превращается в жидкость. На начальных стадиях того и другого процесса (испарения и конденсации) существенно наличие неоднородностей (пылинок, ионов). Если вещество тщательно очистить от них, то начало процессов испарения и конденсации можно несколько сместить. Однофазная область системы будет растянута.

При этом изотерма пройдет через так называемые метастабильные состояния (на рис. они изображены пунктиром).

Это - состояния неустойчивого равновесия: перегретая жидкость (жидкость должна бы закипеть, но не закипает) и переохлажденный пар (должен был бы выпасть туман, но из-за отсутствия центров конденсации он не выпадает).

По мере увеличения температуры участок двухфазных состояний на изотермах сужается, пока не превратится в точку. Это особая точка К, в которой исчезает различие между жидкостью и паром. Она называется критической точкой. Параметры, соответствующие критическому состоянию, называются

критическими (критическая температура, критическое давление, критическая плотность вещества). Наличие критической точки для двухфазных систем жидкость - газ является примечательным свойством вещества. Оно свидетельствует о том, что газ в жидкость (и наоборот, жидкость в газ) можно превратить двумя способами: через процессы испарения и конденсации (фазовый переход) и, минуя последние, непрерывно. При фазовом переходе вещество так или иначе попадает в область двухфазного состояния (на рис. заштрихованная область). При непрерывном превращении газа в жидкость процесс идет в обход критической точки. Где-то вблизи критической изотермы газ постепенно приобретает свойства жидкости. Поэтому при давлениях выше критических границей раздела, несколько размытой, между газом и жидкостью можно считать критическую изотерму.

Параметры критической точки газа Ван-дер-Ваальса:

$$V_k = 3b, \quad P_k = \frac{a}{27b^2}, \quad T_k = \frac{8a}{27b}.$$

4. Эффект Джоуля-Томсона

Ранее было показано, что расширение идеального газа в пустоту не сопровождается изменением его температуры.. В экспериментах было обнаружено небольшое изменение T , что вызвано *неидеальностью* газа .

Джоулем и Томсоном был предложен эксперимент по расширению газа в адиабатических условиях, в результате которого газ охлаждается или нагревается. Рассмотрим механизм этого эффекта. Газ при постоянном давлении заставляют протекать через теплоизолированную пористую перегородку. Этот процесс называется **дресселированием**. Разность давлений по обе стороны перегородки в трубке поддерживается компрессором, который совершает внешнюю работу по преодолению сопротивления дресселя. Как показывает опыт, процесс дресселирования сопровождается изменением T газа.

- Явление изменения температуры газа при его адиабатическом расширении дресселированием называется **эффектом Джоуля-Томсона**.

Молекулярное толкование: При адиабатическом расширении газа увеличивается расстояние между молекулами, следовательно совершается внутренняя работа против сил молекулярного взаимодействия. За счет этой работы изменяется кинетическая энергия молекул, а следовательно, и температура. В идеальном газе нет сил межмолекулярного взаимодействия, поэтому в нем нет эффекта Джоуля-Томсона.

- Количественной характеристикой эффекта Джоуля-Томсона является Дифференциальный коэффициент Джоуля-Томсона:

$$\mu = \frac{\Delta T}{\Delta P}^{57}$$

Используя термодинамические соотношения, можно вычислить коэффициент Джоуля-Томсона:

$$\mu = \frac{dT}{dP} = \frac{1}{C_p} \left[\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \cdot T - V \right]$$

Значение μ зависит от свойств газа и используемого уравнения состояния:

1) Идеальный газ: $PV=RT$, следовательно:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = \frac{R}{P} = \frac{V}{T}, \text{ то есть } \mu=0$$

2) Газ Ван-дер-Ваальса: $\left(P + \frac{a}{V^2} \right) (V - b) = RT$

Дифференцируя обе части по T при $P=const$ и преобразовывая полученное равенство, получим:

$$\mu = \frac{T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p - V}{C_p} = \frac{1}{C_p} \frac{\frac{2a}{RT} \left(1 - \frac{b}{V} \right)^2 - b}{1 - \frac{2a}{RTV} \left(1 - \frac{b}{V} \right)^2}$$

Если P не очень велико, тогда $b/V \ll 1$ и $2a/RTV \ll 1$, тогда выражение для μ можно упростить:

$$\mu \cong \frac{1}{C_p} \left(\frac{2a}{RT} - b \right)$$

$\mu > 0$, если $2a/RT > b$ или $T < 2a/bR$ – газ охлаждается,

при $T > 2a/bR$ коэффициент $\mu < 0$ – газ нагревается.

- Температура, при которой меняется знак эффекта, называется *температурой инверсии*:

$$T_i = \frac{2a}{bR}$$

Температура инверсии зависит от вида газа. Сравнив это выражение с критической температурой газа $T_k = \frac{8a}{27bR}$, находим связь:

$$T_i = \frac{27}{4} T_k \approx 6,7 T_k, \text{ это соотношение хорошо согласуется с экспериментом.}$$

5. Адиабатическое расширение газа с совершением внешней работы.

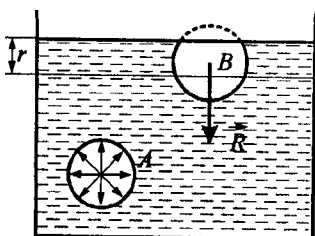
В эффекте Джоуля-Томсона охлаждение газа осуществлялось за счет *внутренней* работы, совершаемой газом против сил притяжения между молекулами.

При адиабатическом охлаждении газ совершает *внешнюю* работу: $dU = -PdV$ ($\delta Q = 0$). Это в равной степени относится как идеальному, так и к реальному газу. Причина уменьшения температуры – передача молекулами газа части кинетической энергии поршню.

Охлаждение газа рассмотренными методами используют для предварительного понижения температуры перед снижением ее ниже T_k . А само снижение осуществляется с помощью дросселирования газа.

ТЕМА: ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ.

1. Коэффициент поверхностного натяжения.



Жидкость является агрегатным состоянием вещества, промежуточным между газообразным и твердым. В газах нет закономерности во взаимном расположении молекул (хаотическое расположение). В твердых телах наблюдается дальний порядок — молекулы образуют кристаллическую решетку. В жидкостях дальний порядок отсутствует, а имеет место ближний порядок в расположении молекул — их упорядоченное расположение повторяется на расстояниях, сравнимых с межатомными. Тепловое движение молекулы в жидкости это ее колебание около определенного положения равновесия в течение некоторого времени, после чего молекула скачком переходит в новое положение, отстоящее от исходного на расстояние порядка межатомного. *Радиус r молекулярного действия* — расстояние (порядка 10^{-9} м), при котором можно пренебречь силами притяжения между молекулами жидкости. Сфера радиусом r называется *сферой молекулярного действия*.

Силы, действующие на молекулу A внутри объема жидкости со стороны окружающих молекул, в среднем скомпенсированы. Для молекулы B , расположенной на поверхности равнодействующая сил R направлена внутрь жидкости. Результирующие силы всех молекул поверхностного слоя оказывают на жидкость *молекулярное (внутреннее) давление*.

Молекулы поверхностного слоя жидкости обладают большей потенциальной энергией, чем молекулы внутри жидкости. Эта дополнительная энергия, называемая *поверхностной энергией*, пропорциональна площади поверхности: $\Delta E = \sigma \Delta S$, где σ — **коэффициент поверхностного натяжения**.

Так как равновесное состояние характеризуется минимумом потенциальной энергии, то жидкость при отсутствии внешних сил будет принимать такую форму, чтобы при заданном объеме она имела минимальную поверхность, т.е. форму шара.

Поверхностный слой жидкости аналогичен растянутой упругой пленке, в которой действуют силы σ натяжения. Пусть под действием сил поверхностного натяжения поверхность жидкости стянулась, при этом силы, действующие на элемент Δl контура, совершают работу $\Delta A = f \Delta l \Delta x$, где f — сила поверхностного натяжения, действующая на единицу длины контура поверхности жидкости. Поскольку эта работа совершается за счет уменьшения поверхностной энергии $\Delta A = \Delta E$, то $\sigma = f$, т.е. *поверхностное натяжение σ* равно силе поверхностного натяжения приходящейся на единицу длины контура, ограничивающего поверхность.

Единица поверхностного натяжения — ньютон на метр (Н/м) или джоуль на квадратный метр (Дж/м²).

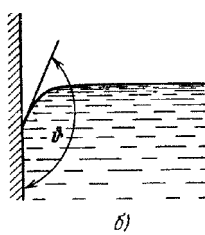
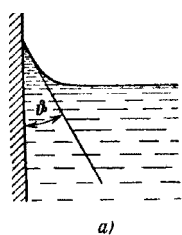
2. Краевые углы. Смачивание. Несмачивание

Смачиванием называется явление *искривления свободной поверхности жидкости* при соприкосновении жидкости с поверхностью твердого тела.

Поверхность жидкости, искривленная на границе с твердым телом, называется *мениском*.

Линия, по которой мениск пересекается с твердым телом, называется *периметром смачивания*.

Явление смачивания характеризуется *краевым углом θ* между поверхностью твердого тела и мениском в точках их пересечения (в точках



периметра смачивания). Жидкость называется *смачивающей* твердое тело, если краевой угол острый: $0 < \theta < \pi/2$ (рис.а) и *несмачивающей*, если $\pi/2 < \theta < \pi$ (рис.б).

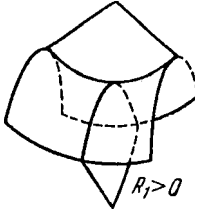
Если $\theta = 0$ смачивание считается *идеальным (полным)*.

Случай $\theta = \pi$ — это *идеальное (полное) несмачивание*.

Если силы *притяжения между молекулами твердого тела и жидкости* больше, чем силы притяжения молекул жидкости друг к другу, то жидкость будет смачивающей. Если *молекулярное притяжение в жидкости* превышает силы притяжения молекул жидкости к молекулам твердого тела, то жидкость не смачивает твердое тело

3. Давление под искривленной поверхностью. Формула Лапласа.

Сферическая выпуклая поверхность производит на жидкость дополнительное давление, вызванное силами внутреннего натяжения, направленными внутрь жидкости, $\Delta P = 2 \frac{\sigma}{R}$, где R — радиус сферы. Если поверхность жидкости вогнутая, то сила поверхностного натяжения направлена из жидкости и давление внутри жидкости: $\Delta P = -2 \frac{\sigma}{R}$.



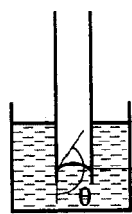
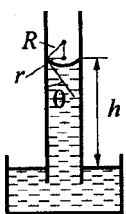
Избыточное давление внутри мыльного пузыря радиуса R вызывается действием обоих поверхностных слоев тонкой сферической мыльной пленки: $\Delta P = 4\sigma/R$.

В общем случае избыточное давление для произвольной поверхности жидкости выражается формулой Лапласа:

$$\Delta P = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right),$$

Где R_1 и R_2 — радиусы кривизны двух любых взаимно перпендикулярных сечений поверхности жидкости в данной точке.

4. Капиллярные явления.



Капиллярами называются узкие цилиндрические трубки с диаметром менее миллиметра.

Капиллярностью называется явление изменения уровня жидкости в капиллярах.

Жидкость в капилляре поднимается или опускается на такую высоту h , при которой давление столба жидкости (гидростатическое давление) ρgh уравнивается избыточным давлением Δp :

$$\frac{2\sigma}{R} = \rho gh$$

Высота поднятия (глубина опускания) жидкости в капилляре:

$$h = \frac{2\sigma}{\rho g R} = \frac{2\sigma}{\rho g r} \cos \theta$$

где ρ — плотность жидкости, r — радиус капилляра, R — радиус кривизны мениска, g — ускорение свободного падения.

Высота поднятия (опускания) жидкости в капилляре обратно пропорциональна его радиусу.

ТЕМА: ФАЗОВОЕ РАВНОВЕСИЕ И ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ.

1. Фазы и фазовые превращения.

• **Фазой** называется термодинамически равновесное состояние вещества, отличающееся по физическим свойствам от других возможных равновесных состояний того же вещества.

Переход вещества из одной фазы в другую — *фазовый переход* — всегда связан с качественными изменениями свойств веществ.

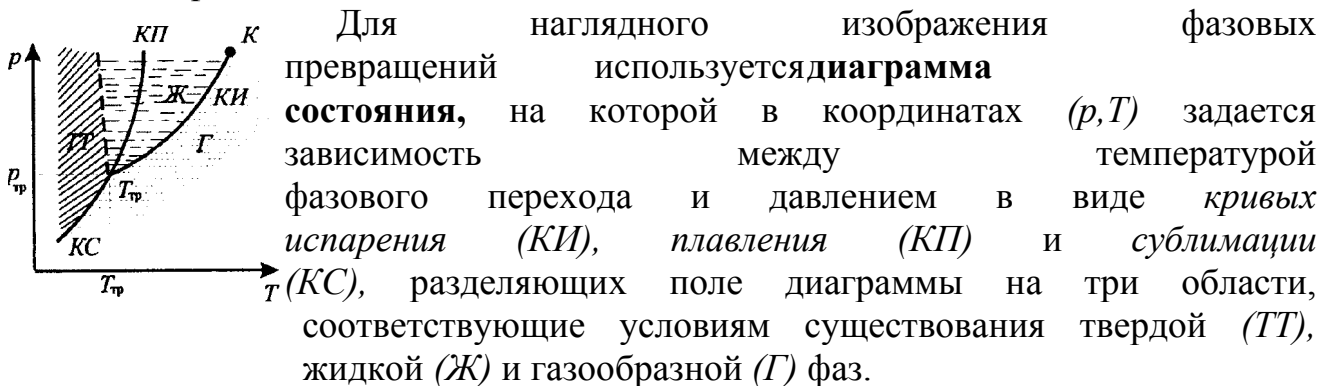
• **Фазовый переход первого рода** — это переход, сопровождающийся поглощением или выделением теплоты (например, плавление, кристаллизация). Он характеризуется постоянством температуры, скачкообразными изменениями энтропии и объема.

• **Фазовый переход второго рода** — переход не связанный с поглощением или выделением теплоты и изменением объема. Он характеризуется постоянством объема и энтропии, но скачкообразным изменением теплоемкости.

Фазовые переходы второго рода связаны с изменением симметрии: выше точки перехода система обладает более высокой симметрией, чем ниже точки перехода.

Примеры фазовых переходов второго рода: переход ферромагнитных веществ при определенных давлениях и температуре в парамагнитное состояние; переход металлов и сплавов при низких температурах в сверхпроводящее состояние; превращение обыкновенного жидкого гелия в сверхтекучий.

Если система является **однокомпонентной**, т.е. состоящей из химически однородного вещества или его соединения, то *понятие фазы совпадает с понятием агрегатного состояния.*



Кривые на диаграмме называются *кривыми фазового равновесия*, каждая точка на них соответствует условиям равновесия двух сосуществующих фаз.

2. Условие равновесия фаз химически однородного вещества

Рассмотрим систему, состоящую из двух фаз 1 и 2 химически однородного вещества (например, вода+пар). Пусть m_1 - масса 1-й фазы, m_2 - масса 2-й фазы. $m = m_1 + m_2$. При равновесии системы Т и Р всех ее фаз одинаковы. Если их поддерживать постоянными, то термодинамический потенциал системы может только убывать, что является следствием II начала термодинамики. Термодинамический потенциал системы равен:

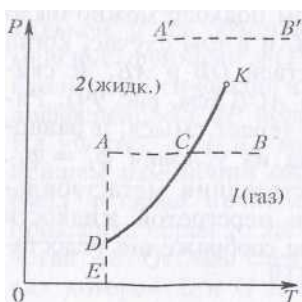
$$\Phi = m_1\varphi_1 + m_2\varphi_2,$$

где φ_1 и φ_2 - удельные термодинамические потенциалы фаз.

При фазовых превращениях изменяются соотношения m_1 и m_2 , но изменения проходят в таком направлении, чтобы термодинамический потенциал системы Φ принял наименьшее значение, возможное в данных условиях.

Если $\varphi_1 > \varphi_2$, то всякое превращение 1→2 сопровождается уменьшением Φ . Оно происходит до тех пор, пока фаза 1 не перейдет в более устойчивую фазу 2 и система сделается однородной с потенциалом $\Phi = m\varphi_2$. В противном случае - $\Phi = m\varphi_1$. Только при условии $\varphi_1(P,T) = \varphi_2(P,T)$ фазы будут находиться в равновесии друг с другом. Таким образом, условием равновесия фаз является *условие равенства их термодинамических потенциалов*.

3. Уравнение Клапейрона-Клаузиуса.



Состояние вещества будем изображать на РТ-диаграмме. Каждая ее точка соответствует однофазному состоянию (жидкость или пар). Исключение составляет линия DK, для точек которой выполняется равенство: $\varphi_1(P,T) = \varphi_2(P,T)$.

Кривая DK называется кривой фазового равновесия (или кривой испарения). Каждая точка на DK выражает либо жидкость либо пар либо их смесь в любых пропорциях.

Рассмотрим изобарное нагревание газа по линии А-В. По достижении точки С, пока вся жидкость не испарится, затем нагревается пар. Если $P > P_k$, то получим процесс А' В'. Тогда при изобарическом нагревании или охлаждении превращений не будет, поэтому кривая испарения заканчивается в критической точке К. Аналогичного результата мы добьемся, если понижать внешнее давление изотермически (А→D).

Найдем наклон кривой испарения. Для этого вычислим dP/dT из условия фазового равновесия: $d\varphi_1 = d\varphi_2$,

$$d\varphi = -s dT + v dP$$

$$v_1 dP - s_1 dT = v_2 dP - s_2 dT$$

$$dP (v_1 - v_2) = dT (s_1 - s_2)$$

Окончательно:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{s_1 - s_2}{v_1 - v_2}$$

Как указано выше, фазовые превращения I рода сопровождаются скачкообразным изменением энтропии. Следовательно, при этих превращениях поглощается или выделяется теплота – скрытая теплота перехода – q : $q = T(s_1 - s_2)$. С учетом этого получаем:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{q}{T(v_1 - v_2)}$$

Это соотношение называется уравнением Клапейрона-Клаузиуса.

4. Зависимость давления насыщенного пара от температуры.

Уравнение Клапейрона-Клаузиуса справедливо для любого фазового перехода если $v_1 > v_2$, то $dP/dT > 0$, то есть, с ростом давления точка плавления увеличивается, если $v_1 < v_2$, то $dP/dT < 0$, то есть, с ростом давления точка плавления уменьшается (как у воды, сурьмы и некоторых других веществ). Физический смысл уравнения Клапейрона-Клаузиуса: оно определяет угловой наклон кривой фазового равновесия. Интегрируя это уравнение получим зависимость давления насыщенного пара от температуры (уравнение кривой испарения):

$$P = P_0 \exp \frac{\mu q}{RT_0} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)$$

5. Зависимость давления насыщенного пара от кривизны поверхности жидкости.

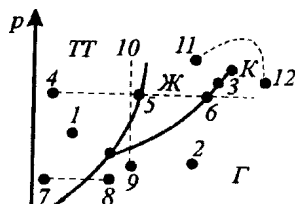
Давление насыщенного пара над искривленной поверхностью жидкости должно отличаться от давления над плоской поверхностью. Используя сообщающиеся сосуды, найдем давление пара над вогнутой поверхностью.

Для искривленной поверхности: $P_0 - P' = \rho_{ж} g h$. Для плоской поверхности: $P_0 - P' = \rho_n g h$. Но $P' = P - \sigma \cdot k$, следовательно $P_0 - P + \sigma \cdot k = \rho_{ж} g h$ (здесь k – средняя кривизна поверхности). После преобразований находим:

$$\Delta P \approx \sigma k \frac{v_{ж}}{v_n}$$

Такой скачок давления насыщенного пара наблюдается вблизи искривленной поверхности жидкости.

6. Тройная точка.



Пусть систему составляют три фазы. Тогда из условия равновесия для них:

$$\varphi_1(P, T) = \varphi_2(P, T)$$

$$\varphi_1(P, T) = \varphi_3(P, T)$$

$$\varphi_2(P, T) = \varphi_3(P, T), \text{ два из них линейно}$$

независимые.

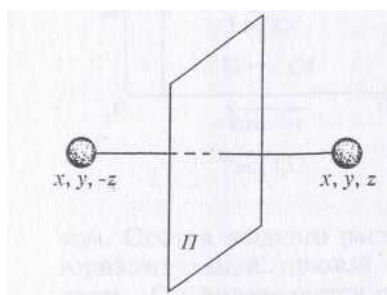
Для этих условий существует лишь одно значение P и T , удовлетворяющее этим уравнениям. Три фазы могут одновременно находиться в состоянии равновесия в одной единственной точке, называемой *тройной*.

• **Тройной точкой** называется точка, в которой пересекаются кривые фазового равновесия и которая, следовательно, определяет условия (температуру T и давление P) *одновременного равновесного сосуществования трех фаз вещества*. Тройная точка воды соответствует температуре 273,16 К (или 0,01 °С по шкале Цельсия) и является **основной реперной точкой** для построения термодинамической температурной шкалы.

Кривые фазового равновесия делят всю плоскость диаграммы на 3 области, где находятся точки, соответствующие состояниям: твердое тело, жидкость, газ. Выше тройной точки имеем при изобарическом переходе состояния: твердое тело – жидкость – газ. Ниже тройной точки – возгонка: из твердого тела – в пар, минуя плавление. Для химически однородного вещества в одной точке в состоянии равновесия может находиться не более 3-х фаз.

ТЕМА: ТВЕРДЫЕ ТЕЛА.

1. Симметрия твердых тел. Кристаллические решетки.



Симметрия тела выражает свойства его совмещаться с самим собой при определенных

перемещениях, называемых *преобразованиями* или *операциями симметрии*. Эти перемещения не должны сопровождаться растяжениями, сжатиями, сдвигами и другими деформациями, при которых изменяются расстояния между точками тела. К преобразованиям симметрии относятся: 1) *параллельный перенос* всех точек тела на определенное расстояние (*трансляция*); 2) *поворот тела* вокруг некоторой оси на определенный угол; 3) *отражение в плоскости*; 4) *инверсия* или *отражение в точке*, а также все комбинации таких преобразований.

Под отражением тела в плоскости Π понимают операцию, в результате которой каждая точка тела переходит в точку, симметрично расположенную с ней относительно этой плоскости

Все операции симметрии могут быть сведены к последовательно выполняемым операциям отражения в плоскости. Определенные геометрические точки, прямые и плоскости, симметрично расположенные относительно тела, называются его *элементами симметрии*. К ним относятся *ось симметрии*, *плоскость симметрии*, *зеркально-поворотная ось*, *центр симметрии* и пр. Совокупность всех элементов симметрии тела называется его *группой симметрии*. Группы симметрии, содержащие только операции отражения, поворота и инверсии, но не содержащие трансляций, называются *точечными группами*. Такие группы оставляют на месте по крайней мере одну точку тела и описывают симметрию *конечных фигур*: атомов, молекул, многогранников и пр. Группы симметрии, содержащие, наряду с перечисленными операциями, также трансляции, описывают симметрию *бесконечных систем* с периодической структурой. Они называются *пространственными группами*.

Основной особенностью кристаллов, отличающих их от жидкостей и аморфных твердых тел, является *периодичность пространственного расположения атомов, молекул и ионов*, из которых состоит кристалл. Такая периодичность получила название *дальнего порядка*. В дальнейшем ради краткости мы будем говорить, что кристаллы построены из атомов, хотя роль атомов могут выполнять также молекулы или ионы. Совокупность таких периодически расположенных атомов образует периодическую структуру, называемую *кристаллической решеткой*. Точки, в которых расположены сами атомы (точнее, точки, относительно которых они совершают тепловые и нулевые колебания), называются *узлами кристаллической решетки*. Если нас интересует только пространственная периодичность в расположении атомов, то можно отвлечься от их внутренней структуры и рассматривать атомы как геометрические точки. В этом смысле говорят о *пространственной решетке*. Представление о пространственной решетке в кристаллографии было введено французским кристаллографом и математиком Огюстом Браве (1811 — 1863). Тем самым были заложены основы для систематического теоретического исследования симметрии кристаллов.

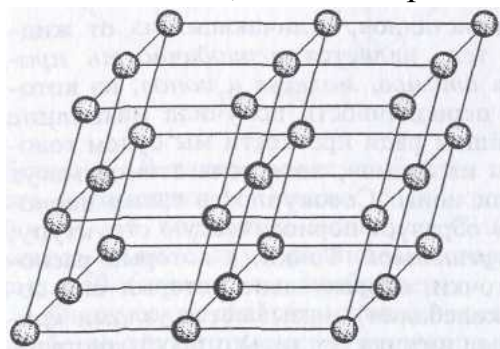
Чтобы выявить внутреннюю симметрию кристалла, мы будем предполагать, что кристаллическая решетка неограниченная. Периодичность решетки проявляется в так называемой *трансляционной симметрии*.

Основной особенностью кристаллов, отличающих их от жидкостей и аморфных твердых тел, является *периодичность пространственного расположения атомов, молекул и ионов*, из которых состоит кристалл.

Трансляционная симметрия означает, что существуют три некопланарных вектора \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 , \mathbf{a}_3 , характеризующиеся тем, что при смещении решетки на вектор

$$\mathbf{T} = n_1\mathbf{a}_1 + n_2\mathbf{a}_2 + n_3\mathbf{a}_3,$$

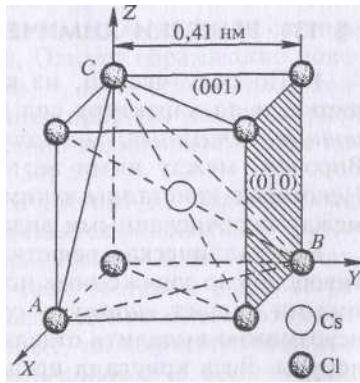
где n_1 , n_2 , n_3 — целые числа (в том числе и нули), она переходит сама в себя. Такие смещения называются *трансляциями*, а вектор \mathbf{T} — *вектором трансляции*. Если при неизменных направлениях векторов \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 , \mathbf{a}_3 выбрать их длины минимальными, чтобы трансляциями вдоль этих направлений можно было



получить всю кристаллическую решетку, то векторы \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 , \mathbf{a}_3 называются *основными*, или *базисными*, векторами, а их совокупность — *базисом решетки*. Параллелепипед с ребрами \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 , \mathbf{a}_3 называют основным, или базисным, параллелепипедом. Вместе с находящимися в нем атомами он образует так называемую элементарную ячейку кристаллической решетки. Длины ребер a , b , c называются основными периодами решетки.

Если элементарная ячейка содержит восемь атомов в вершинах основного параллелепипеда, но не содержит ни одного атома внутри объема или на гранях этого параллелепипеда, то она называется примитивной. Все прочие ячейки называются сложными. Теми же терминами пользуются для названия соответствующих решеток и параллелепипедов. Поскольку к каждой вершине параллелепипеда примыкает восемь элементарных ячеек, на каждую примитивную ячейку приходится один атом. Примитивная пространственная решетка называется также решеткой Браве. Она может быть получена из одной точки, если подвергнуть последнюю всевозможным трансляциям параллельно ребрам основного параллелепипеда a , b , c . Сложную кристаллическую решетку можно рассматривать как совокупность решеток Браве, вставленных друг в друга.

2. Кристаллографические системы координат. Индексы Миллера.



Для определения положения атомов в кристаллической решетке пользуются специальными прямолинейными системами координат, называемыми *кристаллографическими*. За начало координат принимается один из узлов решетки, а за координатные оси — ребра соответствующего параллелепипеда Браве. Для моноклинных и триклинных кристаллов выбор параллелепипеда Браве не однозначен. В гексагональных

кристаллах за оси X и Y принимают стороны основания основного параллелепипеда, образующие угол 120° , а за ось Z — ребро, перпендикулярное к этому основанию. В моноклинных кристаллах за ось Z принимают ребро, перпендикулярное к основанию параллелепипеда Браве. Мы видим, что в кубических, тетрагональных и ромбических кристаллах системы координат прямоугольные, в остальных кристаллах — косоугольные. Ребра параллелепипеда Браве принимаются за единицы длины в направлениях координатных осей. Такие единицы длины называются *осевыми*. Таким образом, в направлениях различных осей координат единицы длины разные. Так, атом в центре основного параллелепипеда Браве ромбического кристалла имеет координаты $(1/2, 1/2, 1/2)$, а атом в центре грани XU того же параллелепипеда — координаты $(1/2, 1/2, 0)$. Кристаллографические координаты применяются и для характеристики направлений кристаллических плоскостей и узловых линий решетки.

Кристаллической, или узловой, плоскостью называется всякая плоскость, в которой находится бесконечное множество атомов решетки. Практическое значение имеют только плоскости, усеянные атомами достаточно густо. Именно они служат *естественными гранями кристалла*. кристаллические плоскости имеют большое значение для методов рентгеноструктурного и нейтронструктурного анализа кристаллов. *Узловой линией* называется прямая, на которой расположено бесконечное множество атомов решетки. Основное значение имеют опять узловые линии, на которых атомы расположены достаточно густо.

Опишем теперь, как характеризуются направления кристаллических плоскостей в кристалле. Все параллельные плоскости имеют по определению одно и то же направление. Из них всегда можно выбрать плоскость, проходящую через любой узел решетки. Поэтому, не теряя общности, можно при рассмотрении вопроса о направлении кристаллических плоскостей ограничиться примитивными решетками. В таких решетках координаты всех узлов целочисленны. Каждую кристаллическую плоскость можно представить уравнением

$$\frac{x}{A} + \frac{y}{B} + \frac{z}{C} = 1$$

где A , B , C — длины отрезков (в осевых единицах), отсекаемые этой плоскостью на координатных осях. Эти длины всегда выражаются *рациональными числами* (положительными или отрицательными). Для доказательства выберем в плоскости какие-либо три узла, не расположенные на одной прямой. Подставляя их в уравнение, получим три линейных уравнения с неизвестными $1/A$, $1/B$, $1/C$ и целочисленными коэффициентами. Эти уравнения однозначно определяют рассматриваемые неизвестные как рациональные числа. Следовательно, уравнение всегда может быть приведено к виду

$$hx + ky + lz = D,$$

в котором коэффициенты h , k , l являются *целыми числами*. Можно считать, что они не имеют общего множителя, так как на таковой всегда можно сократить. Полученные таким образом целые числа h , k , l однозначно определяют направление кристаллической плоскости и называются *миллеровскими индексами*, или просто *индексами*, этой плоскости. Совокупность миллеровских индексов кристаллической плоскости принято заключать в круглые скобки, например (hkl) . Если какой-либо индекс отрицателен, то знак минус пишут над ним.

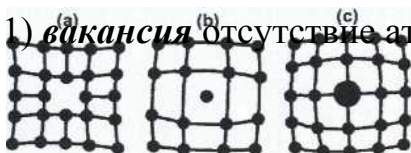
В качестве примера рассмотрим кубическую решетку. Заштрихованная грань куба представляется уравнением $y = 1$ или $Ox + 1y + 0z = 1$. Ее миллеровскими индексами будут (010) . Индексы остальных граней: (100) и (001) . Диагональная плоскость OBC представляется уравнением $x - y = 0$ и, следовательно, имеет индексы $(1\bar{1}0)$. Индексами плоскости ABC будут (111) .

3. Дефекты в кристаллах.

Дефектами кристаллической решетки называются отклонения от упорядоченного расположения частиц в узлах решетки. Дефекты делятся на *макроскопические*, возникающие в процессе образования и роста кристаллов (например, трещины, поры, инородные макроскопические включения), и *микроскопические*, обусловленные микроскопическими отклонениями от периодичности.

Микродефекты делятся на *точечные* и *линейные*. Точечные дефекты бывают трех типов:

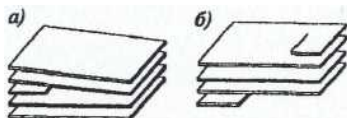
1) *вакансия* — отсутствие атома в узле кристаллической решетки (а);



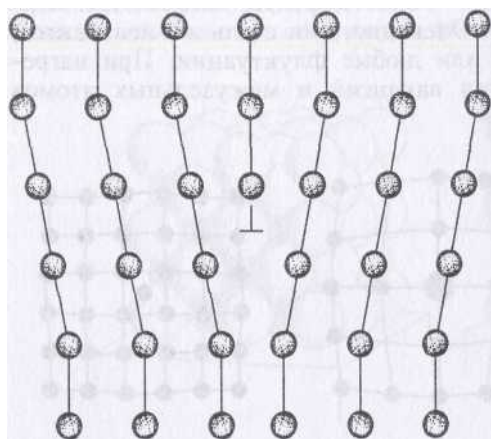
2) **междоузельный атом** — атом, внедрившийся в междоузельное пространство (b);

3) **примесный атом** — атом примеси, либо замещающий атом основного вещества в кристаллической решетке (примесь замещения (c)), либо внедрившийся в междоузельное пространство (примесь внедрения). Точечные дефекты нарушают только ближайший порядок в кристаллах.

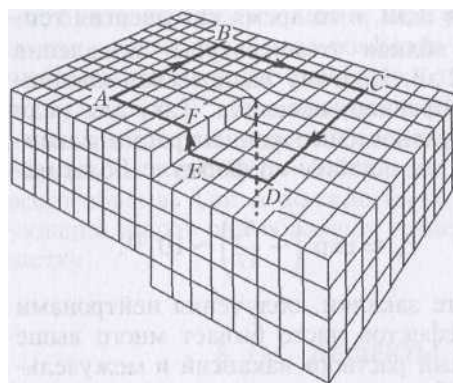
Линейные дефекты нарушают дальний порядок. Особое место среди линейных дефектов занимают дислокации — линейные дефекты,



нарушающие правильное чередование атомных плоскостей. Различают краевые (край атомной плоскости, обрывающейся в кристалле (a)), и винтовые (атомные плоскости образуют винтовую поверхность (б)) дислокации.



(a)



(б)

Для определения вида дислокации пользуются *методом Бюргера*. Назовем *контуром Бюргера* контур, составленный из основных векторов трансляции решетки так, чтобы он замыкался в идеальном кристалле. В дефектном кристалле при обходе вокруг линии дислокации контур Бюргера окажется разомкнутым. Вектор, соединяющий его конечную точку с начальной, называется *вектором Бюргера*. В случае *краевой дислокации* вектор Бюргера перпендикулярен, а в случае *винтовой* — параллелен линии дислокации.

Для характеристики числа дислокаций в теле вводят их плотность. *Плотностью дислокаций* называется число дислокационных линий,

пересекающих единичную площадку, мысленно проведенную в теле. Это число меняется примерно от 10^2 — 10^3 в наиболее совершенных чистых монокристаллах до 10^{11} — 10^{12} см² в сильно деформированных (холоднообработанных) металлах.

Дефекты в кристаллах оказывают сильное влияние на их физические свойства (механические, магнитные, электрические и пр.).

СОДЕРЖАНИЕ ПРАКТИЧЕСКИХ ЗАНЯТИЙ

№ темы	Тема занятия (решение задач и семинары)	№№ задач И-[4], Б-[5].	Задания на дом, по [4], [5].	Число часов
1.	Уравнение состояния газа. Процессы.	2.42.62.82.122.15 2.18	2.52.72.102.132.14 2.192.222.24	6
2.	1 начало термодинамики. Теплоемкость.	Б:2.105 2.113 2.116 2.1202.121 2.1342.146 И: 2.26 2.29 2. 33 2.39 2.422.432.56	5:2.1112.1142.118 2.1192.1082.1202.143 И: 2.25 2.30 2.31 2.32 2.442.522.572.61	8
3.	2 начало термодинамики. Энтропия.	2.1232.1272.1292.131 2.1362.1402.1432.145 2.1502.156	2.1242.1262.1282.132 2.442.522.572.61	6
4.	Молекулярно-кинетическая теория. Распределения Максвелла и Больцмана.	2.712.822.842.852.87 2.932.892.1112.113 2.167	2.702.732.832.862.88 2.942.952.972.105 2.1182.1192.1202.166	8
5.	Кинетические явления в газах. Явления переноса.	2.235 2.240 2.244 2.246 2.2542.2582.2622.265 2.269	2.2362.2392.2452.247 2.2562.2592.2632.264 2.272 2.270	4
6.	Поверхн. натяжение. Капиллярные явления.	2.1712.1822.1862.195 2.1902.196	2.1762.1812.1872.189 2.1942.197	4
7.	Фазовые превращения.	2.202 2.206 2.220 2.230	2.1992.2082.221 2.231	4

8.	Заключит, семинар		2
9.	Контрольные работы	№1: темы 1-3, №2: темы 4-6.	4
10.	Резервное занятие		2
11.	Зачетное занятие		2
12.	Итого		50

Номера задач даны по сборникам:

Иродов И. Е. Задачи по общей физике. М.: Наука, 1988.

Бабаджан Е. И., Гервидс В. И., Дубовик В. М. и др. Сборник качественных вопросов и задач по общей физике. М.: Наука. 1990.

СОДЕРЖАНИЕ ЛАБОРАТОРНОГО ПРАКТИКУМА

Тема работы	Число часов
Работа № 2-01 Изучение статистических закономерностей на механических моделях	4
Работа № 2-02 Определение универсальной газовой постоянной	4
Работа № 2-03 Определение линейных размеров молекул по площади пятна	4
Работа № 2-04 Определение средней длины свободного пробега и эффективного диаметра молекул воздуха	4
Работа № 2-05 Определение температурной зависимости коэффициента вязкости жидкости	4
Работа № 2-06 Определение удельной теплоемкости и теплоты парообразования воды	4
Работа № 2-07 Определение коэффициента поверхностного натяжения жидкости капиллярным методом	4
Работа № 2-08 Определение температурной зависимости коэффициента поверхностного натяжения жидкости методом Ребиндера	4
Работа № 2-09 Определение показателя адиабаты воздуха методом адиабатического расширения	4

Работа № 2-10 Исследование фазового перехода I рода и изменения энтропии на примере кристаллизации гипосульфита	4
Работа № 2-11 Построение кривой фазового равновесия воды.	4
Работа № 2-12 Определение теплопроводности твердых тел.	4
Работа № 2-13 Компьютерное моделирование процессов установления равновесия в статистических системах	4
Работа № 2-14 Определение теплоемкости металла методом охлаждения	4

Содержание работ лабораторного практикума - в учебно-методическом пособии: «Физический практикум. Ч. 2: Молекулярная физика. Вып. 1.» Издание 3-е, переработанное. / Под ред. О.В. Козачковой. - Благовещенск: Амурский гос. ун-т. 2006. 132 с.

Практикум содержит описания 14 лабораторных работ по курсу "Молекулярная физика". В приложении приведены правила оформления отчета и обработки результатов измерений. Предназначен для студентов, обучающихся по специальности 010700 "Физика", выполняющих лабораторный практикум по общей физике.

ЭКЗАМЕНАЦИОННЫЕ ВОПРОСЫ

1. Предмет молекулярной физики. Динамический, статистический и термодинамический методы описания вещества. Задачи термодинамики. Уравнение состояния. Функции состояния и полные дифференциалы.
2. Температура и термодинамическое равновесие. Термометрическое тело и термометрическая величина. Эмпирическая шкала температур. Температура по шкале идеального газа. Термометры. Международная практическая шкала температур.
3. Процессы. Квазистатический процесс. Работа. Внутренняя энергия. Внутренняя энергия как функция состояния.
4. Теплота. Физическое содержание первого начала термодинамики. Применимость понятия "количество теплоты".
5. Теплоемкость. Теплоемкость при различных процессах. Расхождение теории теплоемкостей идеального газа с экспериментом. Качественное объяснение зависимости теплоемкости молекулярного водорода от температуры.
6. Применение I начала термодинамики к изопроцессам в идеальных газах. Адиабатический процесс. Уравнение Пуассона.
7. Политропный процесс. Уравнение политропы. Теплоемкость при политропном процессе.
8. Формулировки Кельвина и Клаузиуса второго начала термодинамики. Эквивалентность формулировок.
9. Обратимые и необратимые процессы. Циклические процессы. Работа цикла.

- Цикл Карно. Коэффициент полезного действия цикла Карно. (Вывод)
10. Теоремы Карно. Неравенство Клаузиуса.
 11. Энтропия в термодинамике. Физический смысл энтропии. Изменение энтропии в необратимых процессах. Формулировка второго начала термодинамики с помощью энтропии.
 12. Расчет изменения энтропии в процессах идеального газа. Расширение идеального газа в пустоту.
 13. Термодинамические функции и их физический смысл. Соотношения Максвелла.
 14. Методы циклов и потенциалов.
 15. Абсолютная термодинамическая шкала температур. Смысл высказываний об отрицательной термодинамической температуре.
 16. Модель идеального газа. Основное уравнение кинетической теории газов. Давление. Число ударов молекул о стенку.
 17. Уравнение Клапейрона - Менделеева. Закон Дальтона. Взаимодействие молекул с перегородкой. Кинетическая температура. Молекулярно-кинетический смысл абсолютной температуры.
 18. Степени свободы. Теорема о равномерном распределении энергии по степеням свободы. Теория теплоемкости идеального газа. Теплоемкость твердых тел (теория и эксперимент)
 19. Случайные события. Случайные величины. Вероятность. Плотность вероятности. Нормировка вероятности. Сложение вероятностей взаимно исключающих событий. Умножение вероятностей для независимых событий. Среднее значение дискретной и непрерывно изменяющейся величин.
 20. Распределение молекул по скоростям: постановка задачи. Характерные скорости распределения Максвелла. Число молекул в различных участках распределения Максвелла. Экспериментальная проверка распределения Максвелла. Принцип детального равновесия.
 21. Вывод распределения Больцмана. Независимость температуры от внешнего потенциального поля. Смесь газов в сосуде. Экспериментальная проверка распределения Больцмана. Соотношение между распределениями Максвелла и Больцмана. Атмосфера планет.
 22. Макроскопическое и микроскопическое состояния системы. Постулат равновероятности микросостояний. Статистический вес и вероятность макросостояния. Энтропия.
 23. Статистический характер второго начала термодинамики. Флуктуации.
 24. Теорема Нернста. Недостижимость абсолютного нуля температуры.
 25. Средняя длина свободного пробега. Сечение процессов. Экспериментальное определение поперечного сечения столкновений. Частота столкновений. Средняя длина свободного пробега. Ослабление пучка молекул в газе.
 26. Процессы переноса в газах (вязкость, теплопроводность, диффузия).. Связь между коэффициентами, характеризующими процессы переноса.
 27. Взаимодиффузия в газе из различных молекул. Термодиффузия. Основные

- отличительные особенности явлений переноса в твердых телах и жидкостях.
28. Физические явления в разреженных газах. Определение вакуума. Теплопередача, диффузия и трение при малых давлениях. Явления в сосудах, сообщающихся через пористую оболочку.
 29. Силы межмолекулярного взаимодействия. Потенциал межмолекулярного взаимодействия. Силы Ван-дер-Ваальса. Уравнение Ван-дер-Ваальса. Вириальное уравнение состояния. Закон соответственных состояний.
 30. Внутренняя энергия газа Ван-дер-Ваальса.
 31. Переход из газообразного состояния в жидкое. Изотермы. Сравнение выводов из уравнения Ван-дер-Ваальса с экспериментальными данными. Метастабильные состояния. Критическое состояние. Правило рычага.
 32. Эффект Джоуля - Томсона. Дифференциальный и интегральный эффект Джоуля - Томсона. Температура инверсии. Эффект Джоуля - Томсона в газе Ван-дер-Ваальса.
 33. Сжижение газов. Свойства вещества при температуре, близкой к 0 К.
 34. Поверхностное натяжение. Свободная поверхностная энергия. Теплота и работа образования единицы поверхности.
 35. Условие равновесия на границе двух жидкостей и на границе жидкость - твердое тело. Краевые углы. Смачивание.
 36. Давление под искривленной поверхностью. Капиллярные явления. Поверхностно-активные вещества.
 37. Агрегатные состояния вещества. Условие равновесия фаз химически однородного вещества. Уравнение Клапейрона-Клаузиуса.
 38. Испарение и кипение жидкостей. Зависимость давления насыщенного пара от температуры. Метастабильные состояния.
 39. Кристаллизация и плавление. Кристаллизация и сублимация. Фазовые диаграммы. Тройная точка. Полиморфизм. Фазовые переходы первого и второго рода.
 40. Давление насыщенных паров вблизи искривленной поверхности жидкости. Перегретая жидкость. Переохлажденный пар. Пузырьковые камеры. Камера Вильсона.
 41. Структура жидкостей. Зависимость свойств жидкости от строения молекул.
 42. Жидкие кристаллы. Виды жидких кристаллов. Свойства и применение жидких кристаллов.
 43. Растворы. Растворимость. Теплота растворения. Идеальные растворы. Зависимость растворимости от температуры. Диаграммы состояния раствора.
 44. Закон Рауля. Закон Генри. Особенности кипения и замерзания растворов.
 45. Осмотическое давление. Механизм его возникновения. Закономерности осмотического давления.
 46. Правило фаз. Диаграммы состояния бинарных смесей. Основные качественные сведения о сплавах, твердых растворах. Разделение компонент раствора. Зонная очистка.
 47. Симметрия твердых тел. Ось симметрии n-го порядка. Плоскость симметрии. Центр симметрии. Зеркально-поворотная ось n-го порядка. Точечные группы симметрии. Зеркальные изомеры.
 48. Кристаллические решетки. Примитивная решетка. Выбор базиса примитивной решетки. Трансляционная симметрия. Кристаллические системы.
 49. Кристаллографические системы координат. Индексы Миллера и индексы направлений.
 50. Решетки химических элементов и соединений. Дефекты в кристаллах. Пластическая деформация. Молекулярный механизм прочности.

Коллоквиум

Обсуждение части теоретического материала, выносимого на экзамен. На коллоквиум выносятся вопросы №№ 1-15 списка экзаменационных вопросов.

Зачет

Для получения зачета студент должен в семестре сдать коллоквиум и написать две контрольные работы. Контрольная работа считается зачтенной при решении 2-х задач из 3-х.

Экзамен

Экзаменационный билет включает два теоретических вопроса и задачу. При наличии сомнений в качестве знаний студента преподаватель вправе задавать дополнительные вопросы, преимущественно из программы-минимум.

Программа-минимум

1. Максвелловское распределение молекул газа по вектору и модулю скорости.
2. Распределение Больцмана. Барометрическая формула.
3. Уравнение состояния идеального газа.
4. Уравнение Ван-дер-Ваальса. Изотермы реального газа. Фазовые превращения. Критическое состояние.
5. Первый принцип термодинамики. Примеры применения: соотношение Майера, расширение газа в пустоту.
6. Второй принцип термодинамики. Формулировки Томсона и Клаузиуса, их эквивалентность.
7. Цикл Карно и его к.п.д. Теоремы Карно.
8. Равенство Клаузиуса. Энтропия.
9. Неравенство Клаузиуса. Закон возрастания энтропии (с примерами).

ВАРИАНТЫ ЭКЗАМЕНАЦИОННЫХ БИЛЕТОВ

"Утверждаю"
Заведующий кафедрой

_____ Е.А.Ванина

25.05.2007

Факультет: ИФФ
Кафедра ТиЭФ
Предмет: Общая физика,
ч. 2, Молекулярная физика
спец. 010700 (физика)

Экзаменационный билет № 1

1. Предмет молекулярной физики. Динамический, статистический и термодинамический методы описания вещества. Задачи термодинамики. Уравнение состояния. Функции состояния и полные дифференциалы.

2. Силы межмолекулярного взаимодействия. Силы Ван-дер-Ваальса. Потенциал межмолекулярного взаимодействия. Уравнение Ван-дер-Ваальса. Вириальное уравнение состояния. Закон соответственных состояний.

Экзаменационный билет № 2

1. Температура и термодинамическое равновесие. Термометрическое тело и

термометрическая величина. Эмпирическая шкала температур. Температура по шкале идеального газа. Термометры. Международная практическая шкала температур.

2. Физические явления в разреженных газах. Определение вакуума. Теплопередача, диффузия и трение при малых давлениях. Явления в сосудах, сообщающихся через пористую оболочку.

Экзаменационный билет № 3

1. Процессы. Квазистатический процесс. Работа. Внутренняя энергия. Внутренняя энергия как функция состояния.

2. Переход из газообразного состояния в жидкое. Изотермы. Сравнение выводов из уравнения Ван-дер-Ваальса с экспериментальными данными. Метастабильные состояния. Критическое состояние. Правило рычага.

Экзаменационный билет № 4

1. Теплота. Физическое содержание первого начала термодинамики. Применимость понятия "количество теплоты".

2. Эффект Джоуля - Томсона. Дифференциальный и интегральный эффект Джоуля - Томсона. Эффект Джоуля - Томсона в газе Ван-дер-Ваальса.

Экзаменационный билет № 5

1. Теплоемкость. Теплоемкость при различных процессах. Расхождение теории теплоемкостей идеального газа с экспериментом. Качественное объяснение зависимости теплоемкости молекулярного водорода от температуры.

2. Поверхностное натяжение. Теплота и работа образования единицы поверхности. Свободная поверхностная энергия.

Экзаменационный билет № 6

1. Применение I начала термодинамики к изопротессам в идеальных газах. Адиабатический процесс. Уравнение Пуассона.

2. Условие равновесия на границе двух жидкостей и на границе жидкость - твердое тело. Краевые углы.

Экзаменационный билет № 7

1. Политропный процесс. Уравнение политропы. Теплоемкость при политропном процессе

2. Внутренняя энергия Ван-дер-Ваальса.

Экзаменационный билет № 8

1 .Формулировка Кельвина и Клаузиуса второго начала термодинамики. Эквивалентность формулировок.

2. Давление под искривленной поверхностью. Капиллярные явления. Поверхностно-активные вещества.

Экзаменационный билет № 9

1. Обратимые и необратимые процессы. Циклические процессы. Работа цикла. Цикл Карно. Коэффициент полезного действия цикла Карно. Теоремы Карно

2. Структура Жидкостей. Зависимость свойств жидкостей от строения молекул.

Экзаменационный билет № 10

1 .Неравенство Клаузиуса. Энтропия. Физический смысл энтропии. Изменение энтропии в необратимых процессах. Формулировка второго начала термодинамики с помощью энтропии. Расчет изменения энтропии в процессах идеального газа.

2. Сжижение газов. Свойства вещества при температуре, близкой к 0 К.

Экзаменационный билет № 11

1 .Термодинамические функции и их физический смысл. Соотношения Максвелла. Методы циклов и потенциалов.

2. Жидкие кристаллы. Виды жидких кристаллов. Свойства и применение жидких кристаллов.

Экзаменационный билет № 12

1 .Абсолютная термодинамическая шкала температур. Смысл высказываний об отрицательной термодинамической температуре.

2. Кристаллизация и плавление. Кристаллизация и сублимация. Фазовые диаграммы. Тройная точка. Полиморфизм. Фазовые переходы первого и второго рода.

Экзаменационный билет № 13

1 .Модель идеального газа. Основное уравнение кинетической теории газов. Давление. Число ударов молекул о стенку.

2. Агрегатные состояния вещества. Условие равновесия фаз химически однородного вещества. Уравнение Клапейрона-Клаузиуса.

Экзаменационный билет № 14

1. Степени свободы. Теорема о равномерном распределении энергии по степеням свободы. Теория теплоемкости идеального газа. Теплоёмкость твёрдых тел (теория и эксперимент)

2. Давление насыщенных паров вблизи искривлённой поверхности жидкости. Кипение. Перегретая жидкость. Переохлаждённый пар. Пузырьковые камеры. Камера Вильсона.

Экзаменационный билет № 15

1. Случайные события. Случайные величины. Вероятность. Плотность вероятности. Нормировка вероятности. Сложение вероятностей взаимно исключающих событий. Умножение вероятностей для независимых событий. Среднее значение дискретной и непрерывно изменяющейся величин.

2. Правило фаз. Диаграммы состояния бинарных смесей. Основные качественные сведения о сплавах, твердых растворах. Разделение компонент раствора. Зонная очистка.

Экзаменационный билет № 16

1. Распределение молекул по скоростям: постановка задачи. Характерные скорости распределения Максвелла. Число молекул в различных участках распределения Максвелла. Экспериментальная проверка распределения Максвелла. Принцип детального равновесия.

2. Кристаллические решетки. Прimitивная решетка. Выбор базиса примитивной решетки. Трансляционная симметрия. Кристаллические системы.

Экзаменационный билет № 17

1. Вывод распределения Больцмана. Независимость температуры от внешнего потенциального поля. Смесью газов в сосуде. Экспериментальная проверка распределения Больцмана. Соотношение между распределениями Максвелла и Больцмана. Атмосфера планет.

2. Кристаллографические системы координат. Индексы Миллера и индексы направлений.

Экзаменационный билет № 18

1. Макроскопическое и микроскопическое состояния системы. Постулат равновероятности микросостояний. Статистический вес и вероятность макросостояния. Энтропия. Статистический характер второго начала термодинамики. Флуктуации.

2. Симметрия твердых тел. Ось симметрии n -го порядка. Плоскость симметрии. Центр симметрии. Зеркально-поворотная ось n -го порядка. Точечные

группы симметрии. Зеркальные изомеры.

Экзаменационный билет № 19

1. Теорема Нернста.

2. Растворы. Растворимость. Теплота растворения. Идеальные растворы. Зависимость растворимости от температуры. Диаграммы состояния раствора.

Экзаменационный билет № 20

1. Средняя длина свободного пробега. Сечение процессов. Экспериментальное определение поперечного сечения столкновений. Частота столкновений. Средняя длина свободного пробега. Ослабление пучка молекул в газе.

2. Закон Рауля. Закон Генри. Особенности кипения и замерзания растворов.

КРИТЕРИИ ОЦЕНКИ ЗНАНИЙ СТУДЕНТОВ

Оценка	Полнота, системность, прочность знаний	Обобщенность знаний
«5»	Изложение полученных знаний в устной, письменной или графической форме, полное, в системе, в соответствии с требованиями учебной программы; допускаются единичные несущественные ошибки, самостоятельно исправляемые студентами.	Выделение существенных признаков изученного с помощью операций анализа и синтеза; выявление причинно-следственных связей; формулировка выводов и обобщений; свободное оперирование известными фактами и сведениями с использованием сведений из других предметов.
«4»	Изложение полученных знаний в устной, письменной и графической форме, полное, в системе, в соответствии с требованиями учебной программы; допускаются отдельные несущественные ошибки, исправляемые студентами после указания преподавателя на них.	Выделение существенных признаков изученного с помощью операций анализа и синтеза; выявление причинно-следственных связей; формулировка выводов и обобщений, в которых могут быть отдельные несущественные ошибки; подтверждение изученного известными фактами и сведениями.
	Изложение полученных знаний неполное, однако это не препятствует усвоению последующего	Затруднения при выполнении существенных признаков изученного, при выявлении причинно-следственных

«3»	программного –материала; допускаются отдельные существенные ошибки, исправление с помощью преподавателя.	связей и формулировке выводов.
«2»	Изложение учебного материала неполное, бессистемное, что препятствует усвоению последующей учебной информации; существенные ошибки, неисправляемые даже с помощью преподавателя.	Бессистемное выделение случайных признаков изученного; неумение производить простейшие операции анализа и синтеза; делать обобщения, выводы.
«1»	Полное незнание и непонимание учебного материала (студент не может ответить ни на один поставленный вопрос).	_____

Зачет и экзамен – итоговая аттестация по дисциплине. Оценка (зачет) по этим видам контроля складывается из текущей работы студента в семестре, промежуточного контроля, самостоятельной работы и ответа на экзамене (зачете) (40% - промежуточный контроль знаний студентов, 60% - результаты итогового зачета (экзамена)).

Кафедра имеет право перераспределить это соотношение до 10%.

Промежуточный контроль – осуществляется два раза в семестр в виде контрольных точек. Преподаватель проверяет знания студентов в виде контрольных работ, тестов и др. по блоку изученной дисциплины. Фиксируется в журналах успеваемости, находящихся в деканатах.

Результаты учитываются при допуске к сдаче зачета или экзамена.

КОНТРОЛИРУЮЩИЕ МАТЕРИАЛЫ

Контрольная работа № 1

Вариант 1

1. В сосуде находится смесь $m_1=7,0$ г азота и $m_2=11$ г углекислого газа при температуре $T = 290$ К и давлении $P_0 = 1,0$ атм. Найти плотность этой смеси, считая газы идеальными.
2. Имеется идеальный газ, молярная теплоемкость C_v которого известна. Найти молярную теплоемкость этого газа как функцию его объема V , если газ совершает процесс по закону: а) $T=T_0 e^{\alpha V}$ б) $p=p_0 e^{\alpha V}$, где T_0, p_0, α - постоянные.
3. Идеальный газ с показателем адиабаты γ совершает процесс по закону $p=p_0 - \alpha V$ где V и α - положительные постоянные, V - объем. При каком значении объема энтропия газа окажется максимальной?

Вариант 2

1. В баллоне объемом $V=7,5$ л при температуре $T= 300$ К находится смесь идеальных газов: $\nu_1=0,10$ моля кислорода, $\nu_2=0,20$ моля азота и $\nu_3=0,30$ моля углекислого газа. Считая газы идеальными, найти: а) давление смеси; б) среднюю молярную массу M данной смеси, которая входит в уравнение ее

состояния $pV=(m/M) RT$, где m - масса смеси.

2. Найти молярную теплоемкость идеального газа при политропическом процессе $pV^n=const$, если показатель адиабаты газа равен γ . При каких значениях показателя политропы n теплоемкость газа будет отрицательной?
3. Найти к. п. д. цикла, состоящего из двух изохор и двух адиабат, если в пределах цикла объем идеального газа изменяется в $\eta=10$ раз. Рабочим веществом является азот.

Вариант 3

1. Определить наименьшее возможное давление идеального газа в процессе, происходящем по закону $T=T_0+\alpha V^2$, где T_0 и α — положительные постоянные, V — объем моля газа. Изобразить примерный график этого процесса в параметрах p, V .
2. Найти работу, совершаемую одним молем ван-дер-ваальсовского газа при изотермическом расширении его от объема V_1 до V_2 при температуре T .
3. Один моль идеального газа с показателем адиабаты совершает политропический процесс, в результате которого абсолютная температура газа увеличивается в τ раз. Показатель политропы n . Найти приращение энтропии газа в данном процессе.

Вариант 4

1. Допустим, давление p и плотность ρ воздуха связаны соотношением $\rho/p^n = const$ независимо от высоты (здесь n — постоянная). Найти соответствующий градиент температуры.
2. Два моля идеального газа при температуре $T_0=300$ К охладили изохорически, вследствие чего его давление уменьшилось в $n = 2,0$ раза. Затем газ изобарически расширили так, что в конечном состоянии его температура стала равной первоначальной. Найти количество тепла, поглощенного газом в данном процессе.
3. Один моль идеального газа совершает процесс, при котором энтропия газа изменяется с температурой T по закону $S=\alpha T+C_V \ln T$ где α — положительная постоянная, C_V - молярная теплоемкость данного газа при постоянном объеме. Найти, как зависит температура газа от его объема в этом процессе, если при $V=V_0$ температура $T=T_0$.

Вариант 5

1. Идеальный газ с молярной массой M находится в очень высоком вертикальном цилиндрическом сосуде в однородном поле тяжести, для которого ускорение свободного падения равно g . Считая температуру газа всюду одинаковой и равной T , найти высоту, на которой находится центр тяжести газа.
2. Вычислить удельные теплоемкости C_v и C_p для газовой смеси, состоящей из 7,0 г азота и 20 г аргона. Газы идеальные.
3. Идеальный газ совершает цикл, состоящий из: а) изохоры, адиабаты и изотермы; б) изобары, адиабаты и изотермы, причем изотермический процесс происходит при максимальной температуре цикла. Найти к. п. д. каждого цикла, если температура T в его пределах изменяется в n раз.

Вариант 6

1. Высокий цилиндрический сосуд с азотом находится в однородном поле тяжести, ускорение свободного падения в котором равно g . Температура азота меняется по высоте так, что его плотность всюду одинакова. Найти градиент температуры dT/dh .
2. Найти молярную массу газа, если при нагревании $m=0,50$ кг этого газа на $\Delta T=10$ К изобарически требуется на $\Delta Q=1,48$ кДж тепла больше, чем при изохорическом нагревании.
3. Найти приращение энтропии алюминиевого бруска массы $m=3,0$ кг при нагревании его от $T_1=300$ К до $T_2=600$ К, если в этом интервале температур теплоемкость алюминия $c = \alpha + \beta T$, где $\alpha = 0,77$ Дж/(гК), $\beta = 0,46$ мДж/(гК²).

Вариант 7

1. Поршневым воздушным насосом откачивают сосуд объемом V . За один цикл (ход поршня) насос захватывает объем ΔV . Через сколько циклов давление в сосуде уменьшится в η раз? Процесс считать изотермическим, газ - идеальным.
2. Один моль некоторого идеального газа изобарически нагрели на $\Delta T=72$ К, сообщив ему количество тепла $Q=1,60$ кДж. Найти приращение его внутренней энергии и величину $\gamma = C_p / C_v$
3. Тепловую машину, работавшую по циклу Карно с к. п. д. $\eta = 10\%$, используют при тех же тепловых резервуарах как холодильную машину. Найти ее холодильный коэффициент $\varepsilon = Q_2 / A$

Вариант 8

1. Идеальный газ с молярной массой M находится в очень высоком вертикальном цилиндрическом сосуде в однородном поле тяжести, для которого ускорение свободного падения равно g . Считая температуру газа всюду одинаковой и равной T , найти высоту, на которой находится центр тяжести газа.

- Объем моля идеального газа с показателем адиабаты γ изменяют по закону $V = \alpha T$, где α - постоянная. Найти количество тепла, полученное газом в этом процессе, если его температура испытала приращение ΔT .
- Процесс расширения двух молей аргона происходит так, что давление газа увеличивается прямо пропорционально его объему. Найти приращение энтропии газа при увеличении его объема в $\eta = 2,0$ раза.

Контрольная работа № 2

Вариант 1

- Идеальный газ из N -атомных молекул расширяют изобарически. Считая, что у молекул возбуждены все степени свободы (поступательная, колебательная и вращательные), найти, какая доля теплоты, сообщаемой газу в этом процессе, расходуется на работу расширения.
- Стержень длины l с теплоизолированной боковой поверхностью состоит из материала, теплопроводность которого изменяется с температурой по закону $\kappa = \alpha/T$, где α - постоянная. Торцы стержня поддерживают при температурах T_1 и T_2 . Найти зависимость $T(x)$, где x - расстояние от первого торца, а также плотность потока тепла.

Вариант 2

- Объем газа, состоящего из жестких двухатомных молекул, увеличили в $\eta = 2$ раза по политропе с молярной теплоемкостью $C = R$. Во сколько раз изменилась при этом частота ударов молекул о стенку сосуда.
- Сложены торцами два стержня, длины которых l_1 и l_2 , теплопроводности k_1 и k_2 . Найти теплопроводность однородного стержня длиной $l_1 + l_2$, проводящего теплоту так же, как упомянутая система. Боковые поверхности теплоизолированы.

Вариант 3

- Определить температуру газа для которой: а) средняя квадратичная скорость молекул водорода больше их наиболее вероятной скорости на $\Delta v = 400$ м/с. б) функция распределения молекул кислорода по скоростям $F(v)$, будет иметь максимум при скорости $v = 420$ м/с.
- Два одинаковых параллельных диска, оси которых совпадают, расположены на расстоянии h друг от друга. Радиус каждого диска a , причем $a \gg h$.

Найти момент трения между дисками, если один из них вращают с небольшой угловой скоростью ω а другой неподвижен. Вязкость газа равна η .

Вариант 4

1. Найти массу моля коллоидных частиц, если при вращении центрифуги с угловой скоростью ω вокруг вертикальной оси концентрация этих частиц на расстоянии r_1 от вращения в η раз больше, чем на расстоянии r_2 . Плотности частиц и растворителя соответственно равны ρ и ρ_0 .
2. Идеальный газ совершает политропический процесс с показателем политропы n . Найти среднюю длину свободного пробега и число столкновений каждой молекулы в единицу времени как функцию: а) объема, б) давления, в) температуры.

Вариант 5

1. N молекул идеального газа находятся в некотором сосуде. Найти вероятность того, что в одной половине сосуда окажется n молекул. Рассмотреть случаи $N=5$ и $n=0,1,2,3,4,5$.
2. Идеальный газ совершил процесс, в результате которого его давление возросло в η раз. Как и во сколько раз изменилась средняя длина свободного пробега и число столкновений каждой молекулы в единицу времени, если процесс а) изохорический, б) изотермический.

Вариант 6

1. В сосуде объемом V_0 находится N молекул идеального газа. Найти вероятность того, что в некоторой выделенной части этого сосуда, имеющей объем V , окажется n молекул. Рассмотреть, в частности, случай $V=V_0/2$.
2. Узкий пучок молекул входит в сосуд с газом, давление которого достаточно низкое. Найти среднюю длину свободного пробега молекул пучка, если поток молекул убывает в η раз на расстоянии Δl вдоль пучка.

ЗАДАНИЯ ДЛЯ ПРОВЕРКИ ОСТАТОЧНЫХ ЗНАНИЙ

Вариант 1

1. В сосуде находится смесь $m_1=7,0$ г азота и $m_2=1,1$ г углекислого газа при температуре $T=290$ К и давлении $P_0=1,0$ атм. Найти плотность этой смеси, считая газы идеальными.
2. Имеется идеальный газ, молярная теплоемкость C_v которого известна. Найти молярную теплоемкость этого газа как функцию его объема V , если газ совершает процесс по закону: а) $T=T_0 \exp(\alpha V)$ б) $p=p_0 \exp(\alpha V)$, где

T_0, p_0, a - постоянные.

- Идеальный газ с показателем адиабаты γ совершает процесс по закону $p = p_0 - aV$, где p_0 и a — положительные постоянные, V — объем. При каком значении объема энтропия газа окажется максимальной?
- Идеальный газ из TV -атомных молекул расширяют изобарически. Считая, что у молекул возбуждены все степени свободы (поступательная, колебательная и вращательные), найти, какая доля теплоты, сообщаемой газу в этом процессе, расходуется на работу расширения.
- Стержень длины l с теплоизолированной боковой поверхностью состоит из материала, теплопроводность которого изменяется с температурой по закону $\kappa = a/T$, где a - постоянная. Торцы стержня поддерживают при температурах T_1 и T_2 . Найти зависимость $T(x)$, где x - расстояние от первого торца, а также плотность потока тепла.

Вариант 2

- Поршневым воздушным насосом откачивают сосуд объемом V . За один цикл (ход поршня) насос захватывает объем ΔV . Через сколько циклов давление в сосуде уменьшится в η раз? Процесс считать изотермическим, газ — идеальным.
- Найти молярную теплоемкость идеального газа при политропическом процессе $pV^n = \text{const}$, если показатель адиабаты газа равен γ . При каких значениях показателя политропы n теплоемкость газа будет отрицательной?
- Найти к. п. д. цикла, состоящего из двух изохор и двух адиабат, если в пределах цикла объем идеального газа изменяется в $\eta = 10$ раз. Рабочим веществом является азот.
- Объем газа, состоящего из жестких двухатомных молекул, увеличили в $\eta = 2$ раза по политропе с молярной теплоемкостью $C = R$. Во сколько раз изменилась при этом частота ударов молекул о стенку сосуда.
- Сложены торцами два стержня, длины которых l_1 и l_2 , теплопроводности κ_1 и κ_2 . Найти теплопроводность однородного стержня длиной $l_1 + l_2$, проводящего теплоту так же, как упомянутая система. Боковые поверхности теплоизолированы.

САМОСТОЯТЕЛЬНАЯ РАБОТА СТУДЕНТОВ

- Изучение теоретического материала, подготовка к практическим занятиям и семинарам:
Темы - в соответствии с таблицей практических занятий.
Содержание - в соответствии с программой и контрольными вопросами.
- Выполнение домашних заданий - в соответствии с таблицей.

Правила выполнения домашних заданий.

1. Домашние задания выполняются студентами в тетрадях по практическим занятиям и оформляются на листах А4 с соответствующим титульным листом.
2. Каждая задача оформляется на отдельном листе. Задача должна иметь условие (полное и краткое), решение должно иметь краткое обоснование, чертеж. Чертежи допускается аккуратно выполнять от руки. Формулы должны быть записаны четко и предельно аккуратно, следует четко выделять индексы, векторные величины.
Срок сдачи - не позже 2х недель после завершения изучения темы.
3. Контрольные работы
№1: темы 1-3, 8 неделя
№2: темы 4-6. 13 неделя
4. Подготовка к контрольным работам - в основном состоит в выполнении домашних задач и краткого повторения. Темы - в соответствии с таблицей практических занятий.
Подготовка к коллоквиуму.
Коллоквиум 6 неделя
5. Подготовка к экзамену. Для контроля понимания следует внимательно изучить контрольные вопросы.

МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ПОДГОТОВКЕ К ПРАКТИЧЕСКИМ И СЕМИНАРСКИМ ЗАНЯТИЯМ.

1. Для подготовки к практическим и семинарским занятиям используйте конспекты лекций, учебники и учебные пособия, указанные в списке рекомендуемой основной и дополнительной литературы.
2. Прочитайте тему занятия, выделите те вопросы теории, которые подлежат обсуждению в аудитории.
3. Прочтите конспект лекции, освещающей данную тему.
4. **Ответьте на вопросы для самопроверки.** При возникновении трудностей с пониманием теоретических основ изучаемой темы, обратитесь к учебнику или методическому пособию. Целесообразно использовать в ходе подготовки учебники разных авторов, где изучаемый вопрос рассматривается с разных методических позиций.
5. При выполнении индивидуальных расчетно-графических заданий внимательно просмотрите решение аналогичных задач, рассматриваемых на учебных занятиях, осмыслите методы и методические приемы, используемые при их решении.
6. Постарайтесь самостоятельно воспроизвести решение этих задач; при возникновении трудностей вернитесь к тому месту в конспекте, который

вызвал затруднения. Вновь повторите эту процедуру – до тех пор, пока воспроизведение не станет уверенным.

7. Освоив методику решения данного класса задач, приступайте к решению задач из индивидуального задания. При этом придерживайтесь следующих правил:
 - Запишите краткие условия; выясните, что известно и что требуется найти.
 - Сделайте чертеж, изобразите схему или график, поясняющий суть задачной ситуации;
 - Выделите объекты задачи и выясните природу происходящих с ними изменений (процессов). Запишите ключевые отношения, законы, описывающие данное физическое явление.
 - Примените эти отношения к системе объектов задачи, получите математическую модель физической системы (процесса), описанной в задаче: как правило, это система уравнений, решение которой дает ответ на требования задачи.
 - Оформите аккуратно решение задачи на листе формата А4.
8. **На практических и семинарских занятиях целесообразно иметь при себе конспекты лекций, учебники и учебные пособия, в которых изложена теория и методика решения задач по данному учебному курсу.**

МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ПОДГОТОВКЕ И ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНОГО ПРАКТИКУМА.

1. Лабораторный практикум выполняется по индивидуальному графику бригадой, состоящей из 2-3 студентов.
2. Следует учесть, что **подготовка к практикуму** требует немало времени, поэтому целесообразно **планировать ее заранее!**
3. Для эффективной подготовки к лабораторной работе придерживайтесь следующих правил:
 - Внимательно прочтите описание работы в методическом пособии по лабораторному практикуму;
 - **Оформите шаблон отчета** по данной работе в индивидуальном лабораторном журнале (см. «Схема оформления отчета» в метод. указаниях к практикуму): укажите название, цель работы, изобразите схему установки. В пункте «Краткая теория» ответьте письменно на контрольные вопросы. Для этой работы **активно используйте конспекты лекций и учебные пособия.**
 - **Заготовьте формы таблиц**, в которых будут представлены результаты измерений и расчетов (примеры таблиц даются в метод. пособии)

4. Перед выполнением эксперимента студент должен пройти собеседование с преподавателем и получить допуск к работе. Для получения допуска студент должен ответить на следующие вопросы:
 - **Какова цель экспериментальной задачи?** Каковы основы теории изучаемого явления, основные понятия и формулы?
 - **Каков принцип работы экспериментальной установки?** Перечислите основные этапы эксперимента.
5. Получив допуск, выполните эксперимент с соблюдением его методики и правил техники безопасности (см. в метод. пособии пункт «Выполнение работы»). Занесите данные измерений в таблицы вашего отчета. Произведите вычисление искомого параметра (или зависимости). Произведите статистическую обработку измерений. В случае графического представления результатов используйте только масштабную-координатную бумагу форматом 150-200 мм².
6. Запишите результат экспериментального задания, укажите абсолютную и относительную погрешность измерений, сделайте выводы.
7. **Для получения зачета** студент представляет преподавателю оформленный отчет со всеми необходимыми расчетами и защищает его в ходе последующего собеседования.
8. **Следует своевременно сдавать выполненные работы:** не допускается выполнение следующей работы при наличии двух выполненных, но не сданных работ!

ЛЕКЦИОННЫЕ ВИДЕОДЕМОНСТРАЦИИ (МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА)

1.0 Модель идеального газа. Опыт Эйхенвальда	0.58.50
2.0 Изменение давления с высотой (опыт с пламенами).	1.01.50
3.0 Диффузия паров брома.	1.03.10
4.0 Модель газового термометра.	1.06.00
5.0 Изменение вязкости газа с температурой.	1.08.30
6.0 Тепловой двигатель. Колесо с резиновыми спицами.	1.11.05
7.0 Смачивание и несмачивание (клин со ртутью и водой).	1.12.10
8.0 Кипение перегретой воды.	1.13.30
9.0 Кипение жидкого азота.	1.14.10
10.0 Измерение упругости резины с температурой.	1.18.00

11.0 Теплопроводность металлов.	1.20.10
12.0 Сжижение метана (в воздушном шарике)	1.22.50
13.0 Ртутный молоток (замораживание ртути в жидком азоте).	1.25.25
14.0 Рост кристаллов гипосульфита.	1.31.05
15.0 Тепловое расширение металла (шар и отверстие).	1.33.00
16.0 Капиллярные силы.	1.35.20
17.0 Межмолекулярные силы. Плитки Иогансона.	

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

Основная:

1. Сивухин Д.В. Термодинамика и молекулярная физика: Учебн. пособие.. (Общий курс физики: В 4 т. Т. II.) М.: Наука, 1990.-592 с.
2. Матвеев А.Н. Молекулярная физика Учеб.пособие. М.: Высш.шк., 1987. -415с.
3. Кикоин И.К., Кикоин А.К. Молекулярная физика: Учебн. пособие. М.: Наука, 1976. -500 с.
4. Иродов И. Е. Задачи по общей физике. М.: Наука, 1988. -416 с.
5. Бабаджан Е. И., Гервидс В. И., Дубовик В. М. и др. Сборник качественных вопросов и задач по общей физике. М.: Наука. 1990. -400 с.

Дополнительная

1. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. М.: Мир, 1976. -438 с.

2. Рейф Ф. Статистическая физика. М.: Наука, 1977. -351 с.
3. Кириллов В. М., Давыдов В. А., Задерновский А. А. и др.. Решение задач по физике. -М. Эдиториал УРСС. 2000.-224 с.
4. Жукарев А. С., Матвеев А. Н., Петерсон В. К. Задачи повышенной сложности в курсе общей физики. -М.: Эдитория.