

Содержание

1	Термодинамическая система. Микроскопические и макроскопические параметры. Уравнение состояния (термическое и калорическое). Равновесные и неравновесные состояния и процессы	4
1.1	Термодинамическая система	4
1.2	Микроскопические и макроскопические параметры	4
1.3	Уравнение состояния (термическое и калорическое)	4
1.4	Равновесные и неравновесные состояния и процессы	4
2	Идеальный газ. Уравнение состояния идеального газа. Идеально-газовое определение температуры. Связь давления и температуры идеального газа с кинетической энергией его молекул	4
2.1	Идеальный газ	4
2.2	Уравнение состояния идеального газа	4
2.3	Идеально-газовое определение температуры	4
2.4	Связь давления и температуры идеального газа с кинетической энергией его молекул	4
3	Работа, внутренняя энергия, теплота. Первое начало термодинамики. Внутренняя энергия идеального газа	5
3.1	Работа, внутренняя энергия, теплота	5
3.2	Первое начало термодинамики	5
3.3	Внутренняя энергия идеального газа	5
4	Теплоёмкость. Теплоёмкости при постоянном объёме и давлении. Связь между c_V и c_P для идеального газа (соотношение Майера)	5
4.1	Теплоёмкость	5
4.2	Теплоёмкости при постоянном объёме и давлении	5
4.3	Связь между c_V и c_P для идеального газа (соотношение Майера)	5
5	Политропический и адиабатический процессы. Уравнение адиабаты и политропы идеального газа. Скорость звука в газах	5
5.1	Политропический и адиабатический процессы	5
5.2	Уравнение адиабаты и политропы идеального газа	6
5.3	Скорость звука в газах	6
6	Тепловые машины. Цикл Карно. КПД машины Карно. Теоремы Карно. Холодильная машина и тепловой насос. Коэффициенты эффективности идеальной холодильной машины и идеального теплового насоса	6
6.1	Тепловые машины	6
6.2	Цикл Карно	6
6.3	КПД машины Карно	6
6.4	Теоремы Карно	6
6.5	Холодильная машина и тепловой насос	7
6.6	Коэффициенты эффективности идеальной холодильной машины и идеального теплового насоса	7
7	Второе начало термодинамики. Энтропия (термодинамическое определение). Неравенство Клаузиуса. Энтропия идеального газа	7
7.1	Второе начало термодинамики	7
7.2	Энтропия (термодинамическое определение)	7
7.3	Неравенство Клаузиуса	7
7.4	Энтропия идеального газа	7
8	Обратимые и необратимые процессы. Закон возрастания энтропии. Неравновесное расширение газа в пустоту	7
8.1	Обратимые и необратимые процессы	7
8.2	Закон возрастания энтропии	8
8.3	Неравновесное расширение газа в пустоту	8

9 Термодинамические потенциалы: внутренняя энергия, энтальпия, свободная энергия, термодинамический потенциал Гиббса. Метод получения соотношений Максвелла (соотношений взаимности)	8
9.1 Термодинамические потенциалы: внутренняя энергия, энтальпия, свободная энергия, термодинамический потенциал Гиббса	8
9.2 Метод получения соотношений Максвелла (соотношений взаимности)	8
10 Фазовые переходы первого рода. Уравнение Клапейрона—Клаузиуса. Фазовое равновесие «жидкость—пар», зависимость давления насыщенного пара от температуры	8
10.1 Фазовые переходы первого рода	8
10.2 Уравнение Клапейрона—Клаузиуса	9
10.3 Фазовое равновесие «жидкость – пар», зависимость давления насыщенного пара от температуры	9
11 Фазовые диаграммы «твёрдое тело—жидкость—пар». Тройная точка, критическая точка	9
11.1 Фазовые диаграммы «твёрдое тело—жидкость—пар»	9
11.2 Тройная точка, критическая точка	9
12 Поверхностное натяжение. Коэффициент поверхностного натяжения, краевой угол. Смачивание и несмачивание. Формула Лапласа. Свободная энергия и внутренняя энергия поверхности	9
12.1 Поверхностное натяжение	9
12.2 Коэффициент поверхностного натяжения, краевой угол	9
12.3 Смачивание и несмачивание	10
12.4 Формула Лапласа	10
12.5 Свободная энергия и внутренняя энергия поверхности	10
13 Зависимость давления насыщенного пара от кривизны поверхности жидкости. Роль зародышей в образовании фазы. Кипение	10
13.1 Зависимость давления насыщенного пара от кривизны поверхности жидкости	10
13.2 Роль зародышей в образовании фазы	10
13.3 Если такие неровности достаточно большие, то начнётся кипение	10
14 Степенные ряды. Формула Коши-Адамара для радиуса сходимости. Теорема о круге сходимости степенного ряда. Первая теорема Абеля. Теорема о равномерной сходимости степенного ряда. Вторая теорема Абеля. Сохранение радиуса сходимости при почленном дифференцировании степенного ряда. Теоремы о почленном интегрировании и дифференцировании степенного ряда. Единственность разложения функции в степенной ряд, ряд Тейлора. Достаточное условие аналитичности функции. Пример бесконечно дифференцируемой, но неаналитической функции. Представление экспоненты комплексного аргумента степенным рядом. Формулы Эйлера. Формула Тейлора с остаточным членом в интегральной форме. Представление степенной и логарифмической функций степенными рядами	11
14.1 Степенные ряды	11
14.2 Формула Коши-Адамара для радиуса сходимости	11
14.3 Теорема о круге сходимости степенного ряда	11
14.4 Первая теорема Абеля	12
14.5 Теорема о равномерной сходимости степенного ряда	12
14.6 Вторая теорема Абеля	12
14.7 Сохранение радиуса сходимости при почленном дифференцировании степенного ряда	12
14.8 Теоремы о почленном интегрировании и дифференцировании степенного ряда	12
14.9 Единственность разложения функции в степенной ряд, ряд Тейлора	13
14.10 Достаточное условие аналитичности функции	13
14.11 Пример бесконечно дифференцируемой, но неаналитической функции	13
14.12 Представление экспоненты комплексного аргумента степенным рядом	14
14.13 Формулы Эйлера	14
14.14 Формула Тейлора с остаточным членом в интегральной форме	14
14.15 Представление степенной и логарифмической функций степенными рядами	14

1 Термодинамическая система. Микроскопические и макроскопические параметры. Уравнение состояния (термическое и калорическое). Равновесные и неравновесные состояния и процессы

1.1 Термодинамическая система

Опр Система, термодинамическая система Совокупность рассматриваемых тел ...

Опр Изолированная, закрытая и открытая термодинамическая система Обмен ...

1.2 Микроскопические и макроскопические параметры

Утв Существуют микроскопические и макроскопические состояния + их другие имена

Опр Микроскопическое и макроскопическое состояния Состояние системы,

Опр Микроскопические параметры Величины, характеризующий макросостояние

1.3 Уравнение состояния (термическое и калорическое)

Опр Уравнение состояния Состояние, отражающее для конкретного класса величин ...

Опр Термодинамическое, калорическое уравнение состояния $f(P, V, T) = 0, j(\dots)$

1.4 Равновесные и неравновесные состояния и процессы

Опр Термодинамическое равновесие Все макроскопические процессы прекращаются, ...

Опр Основное (общее) начало термодинамики Предоставленная самой себе ...

Опр -I начало ТД Три условия на любую изолированную систему

Опр Неравновесное состояние Предоставленная самой себе ...

Опр Релаксация, время релаксации Переход из состояния, в котором система ...

Опр Траектория процесса Состояния системы и переходы между ними

Опр Равновесный (квазистатический) процесс По ходу процесса система ...

Опр Неравновесное состояние На траектории процесса встречаются ...

2 Идеальный газ. Уравнение состояния идеального газа. Идеально-газовое определение температуры. Связь давления и температуры идеального газа с кинетической энергией его молекул

2.1 Идеальный газ

Опр Идеальный газ Газ, у которого взаимодействием молекул между собой можно ...

2.2 Уравнение состояния идеального газа

Закон Бойля – Мариотта

$PV = \text{const}, \text{const}$ однозначно определяется количеством газа и степенью его "нагретости"

Опр Газовая постоянная Определяется из тройной точки воды. Измеряется в ...

Опр Постоянная Больцмана $k_{NA} = 6,022 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{moles}}$

Закон Уравнение состояния идеального газа Менделеева – Клапейрона

$PV = \mu RT = NkT = \frac{m}{\mu} RT$

2.3 Идеально-газовое определение температуры

Отсюда можно определить температуру по идеально-газовой шкале $T = \frac{PV}{\mu R}$

2.4 Связь давления и температуры идеального газа с кинетической энергией его молекул

В результате перехода от микрорассмотрения к макро, получим $P = \frac{1}{3}nvp = \dots \Rightarrow U = N\frac{3}{2}kT$

Из полной кинетической энергии газа в воздухе $E = N\bar{\epsilon}$ можно получить $\bar{\epsilon} = \frac{3}{2}kT \Rightarrow P = nkT$

3 Работа, внутренняя энергия, теплота. Первое начало термодинамики. Внутренняя энергия идеального газа

3.1 Работа, внутренняя энергия, теплота

Опр *Функция состояния* Величина, принимающая определённое значение в каждом ...

Опр *Работа, совершённая системой и над ней* $PdV, P \in \{P_{in}, P_{out}\}$

Для квазистатического процесса $\delta A_{in} = -\delta A_{out}$.

Заметим, что работа не является функцией состояния

Опр *Адиабатическая оболочка* При любых изменениях температуры окружающих ...

Если система заключена в адиабатическую оболочку, то работа внешних сил не зависит от траектории процесса, а определяется только начальным и конечным состояниями системы: $A_{12} = U_2 - U_1, U$ – внутренняя энергия, функция состояния

Опр *Количество теплоты* Если система заключена в жёсткую ...

$$Q_{in} = U_2 - U_1 = -Q_{out}$$

Первое начало термодинамики

3.2 Первое начало термодинамики

Закон *Первое начало термодинамики*

ЗСЭ, записываемый как $\delta Q_{in} = dU + A_{in} \Rightarrow dU = \delta Q - PdV$

3.3 Внутренняя энергия идеального газа

Опр *Внутренняя энергия ИГ* Функция только температуры, так как определяется ...

$$dU = c_V dT, U = \int c_V dT = \nu N_A \bar{\epsilon} = \frac{i}{2} \nu RT$$

4 Теплоёмкость. Теплоёмкости при постоянном объёме и давлении. Связь между c_V и c_P для идеального газа (соотношение Майера)

4.1 Теплоёмкость

Опр *Теплоёмкость* $c = \frac{\delta Q_{in}}{dT}$

4.2 Теплоёмкости при постоянном объёме и давлении

Для получения указанных формул, достаточно записать I начало ТД и после преобразований записать определение теплоёмкости, не забыв, что $H = U + PV$ есть энтальпия

4.3 Связь между c_V и c_P для идеального газа (соотношение Майера)

$$c_P dT = dU = d(U + PV) = (c_V + \nu R) dT \Rightarrow c_P = c_V + \nu R$$

5 Политропический и адиабатический процессы. Уравнение адибаты и политропы идеального газа. Скорость звука в газах

5.1 Политропический и адиабатический процессы

Опр *Политропический процесс* Процесс, в котором теплоёмкость остаётся ...

Опр *Адиабатический процесс* Процесс, происходящий в теплоизолированной ...

5.2 Уравнение адиабаты и политропы идеального газа

Опр Показатель адиабаты, политропы $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$, $n = \dots$

Из уравнения состояния ИГ можно вывести уравнение адиабатического и политропического процессов

Существует четыре основных политропических процесса: адиабата, изохора, -бара, -терма. У каждого из них свои теплоёмкости, показатели политропы n и уравнения

5.3 Скорость звука в газах

Опр Скорость звука Фазовая скорость продольных волн в бесконечной ...

Скорость звука можно запросто вывести из соответствующего уравнения механики

Опр Адиабатическая скорость звука За время прохождения звука на ...

Адиабатическую скорость звука выражается через ту же конечную формулу, с использованием уравнения адиабаты и $\rho = \frac{P\mu}{RT}$

6 Тепловые машины. Цикл Карно. КПД машины Карно. Теоремы Карно. Холодильная машина и тепловой насос. Коэффициенты эффективности идеальной холодильной машины и идеального теплового насоса

6.1 Тепловые машины

Опр Тепловая машина Устройство, которое преобразует теплоту в работу или ...

6.2 Цикл Карно

Опр Машина Карно Тепловая машина, работающая по циклу Карно

Опр Цикл Карно Обратимый цикл из двух изотерм и адиабат

6.3 КПД машины Карно

Опр КПД тепловой машины Отношение работы, произведённой машиной за один цикл ...

6.4 Теоремы Карно

Th Первая теорема Карно

КПД любой тепловой машины, работающей между двумя заданными термостатами, не может превышать КПД машины Карно, работающей между теми же резервуарами

1. от противного: пусть у необратимой машины КПД больше. Рассмотрим работу этих двух машин в разных направлениях на одних и тех же резервуарах
2. Подберём $Q_{+1}, Q_{+2} : Q_{+1} = Q_{+2}$. Тогда рассмотрим суммарные теплоты и работы за цикл (ведь две тепловые машины всё равно что одна многофункциональная)
3. Итого, получилось что единственным результатом цикла большой машины есть производство работы за счёт охлаждения холодильника, w со II началом ТД

Th Вторая теорема Карно

КПД любых идеальных машин, работающих по циклу Карно между двумя заданными термостатами, равны и не зависят от устройства машин и рабочего тела

Это следствие первой теоремы: надо применить её к двум конкретным машинам Карно и поменять их местами. Система двух неравенств эквивалентна равенству. Независимость от параметров достигнута за счёт рассмотрения общего случая

Чтобы найти точное значение КПД машины Карно, работающей с телами с температурами T_1, T_2 , надо рассмотреть идеальный газ как рабочее тело, вспомнить определение цикла Карно, модифицированное уравнение адиабаты и работу на изотерме

6.5 Холодильная машина и тепловой насос

Опр Холодильный цикл Имеет в результате потребление работы через отбирание ...

Опр Холодильная машина Машина, работающая по холодильному циклу

Опр Тепловой насос Машина для передачи тепла к более нагретому телу от ...

6.6 Коэффициенты эффективности идеальной холодильной машины и идеального теплового насоса

Опр Эффективность холодильной машины Отношение тепла холодильника к работе ...

Чтобы найти эффективность идеальной холодильной машины, надо воспользоваться теоремами Карно. Аналогично для идеального теплового насоса

7 Второе начало термодинамики. Энтропия (термодинамическое определение). Неравенство Клаузиуса. Энтропия идеального газа

7.1 Второе начало термодинамики

Опр Машина Клаузиуса Машина, работающая по круговому циклу, в результате ...

Закон Второе начало термодинамики в формулировке Клаузиуса

Машина Клаузиуса невозможна

Опр Машина Томсона Машина, работающая по круговому циклу, в результате ...

Закон Второе начало термодинамики в формулировке Томсона (лорда Кельвина)

Машина Томсона невозможна

Th Формулировки Клаузиуса и Томсона эквивалентны

⇐: производимую мТ работу можно целиком передать нагревателю, создав мК

⇒: рассмотрим две машины между заданными термостатами: обыкновенную и мК. Результат одновременной работы этих двух машин есть мТ

7.2 Энтропия (термодинамическое определение)

Опр Термодинамическая энтропия

Рассматривается произвольный обратимый круговой процесс, проходящий через фиксированные точки, рассматривается интеграл по циклу $\oint \frac{\delta Q}{T}$ и путём преобразований (и, возможно, неравенства Клаузиуса) доказывается, что его величина не зависит от пути между точками

Тогда перед нами функция состояния по определению. Назовём её энтропией и будем обозначать как ...

7.3 Неравенство Клаузиуса

Утв Неравенство Клаузиуса

$$\oint \frac{\delta Q_i}{T_i} \leq 0$$

Иногда данное неравенство записывают в дискретной форме.

По второму началу термодинамики получим, что данный интеграл в обратимых процессах эквивалентен $-\delta S = 0$ в силу того, что обратимыми являются лишь машины, работающие по циклу Карно, а для них данное равенство выполнено из выражения для КПД цикла Карно.

В случае неравновесного процесса, запишем его КПД и сравним с КПД цикла Карно. Тогда получим, что интеграл Клаузиуса процесса будет меньше, чем интеграл Клаузиуса цикла Карно, то есть ≤ 0

7.4 Энтропия идеального газа

Из I начала ТД и определения энтропии, получаем её выражение для ИГ

8 Обратимые и необратимые процессы. Закон возрастания энтропии. Неравновесное расширение газа в пустоту

8.1 Обратимые и необратимые процессы

Опр (Не)обратимые процессы Процесс (не)мб проведён в обратном направлении ...

8.2 Закон возрастания энтропии

Закон Неубывания энтропии

Для его доказательство достаточно рассмотреть круговой процесс с обратимой и нет частью, воспользоваться определением энтропии и неравенством Клаузиуса

Утв Постулат Гиббса

Энтропия максимальна в состоянии равновесия

8.3 Неравновесное расширение газа в пустоту

В теплоизолированной системе при расширении газа в вакуум по I началу ТД $\Delta Q = 0$, а в силу теплоизолированности $A = 0$, потому что не над чем совершать работу, поэтому и $\Delta T = 0$. Из выражения энтропии для ИГ $\Delta S = \nu R \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right) > 0$. По-другому, возрастание энтропии можно объяснить необратимостью процесса в замкнутой системе

9 Термодинамические потенциалы: внутренняя энергия, энтальпия, свободная энергия, термодинамический потенциал Гиббса. Метод получения соотношений Максвелла (соотношений взаимности)

9.1 Термодинамические потенциалы: внутренняя энергия, энтальпия, свободная энергия, термодинамический потенциал Гиббса

Опр Термодинамические потенциалы Функции определённых наборов ТД параметров, ...

Всего есть четыре основных ТД потенциала: внутренняя энергия, энтальпия ($+PV$), свободная энергия ($-TS$) и потенциал Гиббса (совокупность двух предыдущих). У каждого есть свой набор параметров, полный дифференциал, а также, конкретные частные производные. При желании, для их вычисления в случае ИГ можно указать явные формулы через его энтропию

9.2 Метод получения соотношений Максвелла (соотношений взаимности)

В силу того, что все ТД функции непрерывны, верна теорема Шварца о равенстве смешанных частных производных. Это позволяет получить четыре новых равенства, называемых соотношениями взаимности Максвелла

10 Фазовые переходы первого рода. Уравнение Клапейрона—Клаузиуса. Фазовое равновесие «жидкость—пар», зависимость давления насыщенного пара от температуры

10.1 Фазовые переходы первого рода

Опр Фаза Физически однородная часть системы, отличающаяся своими физическими ...

Опр Химический потенциал Величина, определяющая изменение энергии системы ...

Химический потенциал можно приписать каждому из известных до этого ТД потенциалов

Опр Экстенсивные и интенсивные параметры Величины, пропорциональные и не- ...

Утв Условия равновесия фаз

В состоянии равновесия во всём веществе выполнены условия

- Механического равновесия ($P = const$)
- Теплового равновесия ($T = const$)
- Равновесия по отношению перехода частиц между различными фазами ($\mu = const$)

Притом можно показать, что из выполнения первых двух условий следует третье

В случае отсутствия равновесия частицы переходят в фазу с меньшим химическим потенциалом

10.2 Уравнение Клапейрона—Клаузиуса

Фазы могут существовать, если только давление и температура лежат на кривой фазового равновесия

Опр *Фазовая диаграмма* Координаты (P, T) , на которой нанесены различные ...

Из равенства химических потенциалов следует равенство их дифференциалов из потенциала Гиббса. Преобразуя равенство и введя теплоту фазового перехода в расчёте на одну частицу (энергозатраты на осуществление перехода), получим уравнение Клапейрона – Клаузиуса

Также можно показать, что введённая теплота смены фазы есть разница энтальпий

10.3 Фазовое равновесие «жидкость – пар», зависимость давления насыщенного пара от температуры

Уравнение кривой равновесия «жидкость – пар» может быть получено с помощью уравнения ИГ, факта, что $v_2 \gg v_1$ и в предположении $q = const$. В таком случае зависимость выражается в экспоненциальной форме в двух случаях задания q (удельно или молярно)

Опр *Насыщенный пар* Пар, находящийся в равновесии с собственной жидкостью

11 Фазовые диаграммы «твёрдое тело—жидкость—пар». Тройная точка, критическая точка

11.1 Фазовые диаграммы «твёрдое тело—жидкость—пар»

Запишем уравнения кривых плавления, испарения и возгонки (сублимации). Данные уравнения есть равенства соответствующих химических потенциалов, притом только два уравнения независимых. То есть точка пересечения двух кривых принадлежит третьей.

11.2 Тройная точка, критическая точка

Опр *Тройная точка* (Изолированная) точка пересечения трёх кривых, в которой ...

Опр *Критическая точка*

Кривая фазового равновесия может оборваться при высоких температурах, где исчезает различие между фазами. Точка данного события и есть критическая, притом она обязательно существует на кривой «жидкость – пар»

Для воды $T_{cr} = 647,3K, T_3 = 273,16K$

Каждая кривая равновесия характеризуется своим значением теплоты фазового перехода. Если рассмотреть бесконечно малый цикл вблизи тройной точки, то из равенства Клаузиуса получим $q_{sb} = q_m + q_v$

12 Поверхностное натяжение. Коэффициент поверхностного натяжения, краевой угол. Смачивание и несмачивание. Формула Лапласа. Свободная энергия и внутренняя энергия поверхности

12.1 Поверхностное натяжение

Все молекулы жидкости испытывают притяжение со стороны других молекул. Вблизи поверхности жидкости у молекулы в сфере молекулярного действия находится меньше молекул, к которым она притягивается, поэтому возникает сила, стремящаяся втянуть её с её поверхности внутрь жидкости

Опр *Поверхностное натяжение* Работа, необходимая для увеличения поверхности ...

12.2 Коэффициент поверхностного натяжения, краевой угол

Заметим, что в изотермическом процессе работа идёт на изменение свободной энергии: $F = F_V + F_s$, где первое слагаемое пропорционально объёму плёнки, а второе – площади её поверхности. Тогда коэффициент поверхностного натяжения $\sigma = \frac{F_s}{\Pi}$. Другое выражение для σ даётся через механическую работу силы $2f$ (двойка, потому как у плёнки есть две поверхности – внешняя и внутренняя). Получим, что σ есть сила приходящаяся на единицу длины границы поверхности

Опр *Краевой угол смачивания* Угол между касательной, проведённой к ...

Если рассмотреть участок на границе трёх сред (газа, плёнки и поверхности), то из равенства сил на этот участок получим выражение из определения коэффициента поверхностного натяжения получим выражение для краевого угла смачивания

12.3 Смачивание и несмачивание

Проанализируем выражение для данного угла $\frac{\sigma_{sg} - \sigma_{sl}}{\sigma_{gl}}$:

- > 1 : жидкость растекается по поверхности ТТ – полное смачивание
- < -1 : жидкость принимает эллипсообразную форму капли – полное несмачивание
- $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$: частичное смачивание
- $\frac{\pi}{2} < \theta < \pi$: частичное несмачивание

12.4 Формула Лапласа

Если рассмотреть небольшую часть сферической поверхности жидкости и используя определения коэффициента поверхностного натяжения, радиуса кривизны, площади и воспользоваться малостью угла, то можно получить формулу Лапласа, дающей численное выражение разности давления жидкости и газа над поверхностью

12.5 Свободная энергия и внутренняя энергия поверхности

Запишем выражение для свободной энергии поверхности, воспользовавшись смыслом частных производных и коэффициента поверхностного натяжения. Получим выражение для поверхностной внутренней энергии

13 Зависимость давления насыщенного пара от кривизны поверхности жидкости. Роль зародышей в образовании фазы. Кипение

13.1 Зависимость давления насыщенного пара от кривизны поверхности жидкости

Рассмотрим хитрый сосуд с плоской частью и капилляром. Используя формулы Торичелли, удельного объёма, Лапласа и барометрическую, получим выражение для логарифма отношения давлений через давление. Данная формула неявная, поэтому чтобы получить аналитичность в случае малой разности, разложим логарифм в ряд и получим более простую формулу $P = P_0 + \frac{\nu_l}{\nu_s - \nu_l} \sigma K$

Пусть в толще жидкости образовался пузырёк. Тогда запишем его давление через новую формулу и через формулу Лапласа (условие равновесия). Равенство достигается в случае критического радиуса пузырька. Если радиус пузырька меньше, то он схлопнется, а если больше – продолжит расти

13.2 Роль зародышей в образовании фазы

Аналогично выражению для радиуса пузырька, можно получить критический радиус капли в процессе конденсации. Он будет в $\frac{\nu_l}{\nu_s}$ больше. И вновь, если радиус капли меньше критического, то она схлопнется, а если больше – то начнётся её рост

Подобные пузырьки и капли могут образовываться около песчинок, взвеси, трещинок и других неровностей поверхностей и среды.

13.3 Если такие неровности достаточно большие, то начнётся кипение

Если такие неровности достаточно большие, то начнётся кипение

Опр Кипение Фазовый переход «жидкость – пар», происходящий с образованием ...

14 Степенные ряды. Формула Коши-Адамара для радиуса сходимости. Теорема о круге сходимости степенного ряда. Первая теорема Абеля. Теорема о равномерной сходимости степенного ряда. Вторая теорема Абеля. Сохранение радиуса сходимости при почленном дифференцировании степенного ряда. Теоремы о почленном интегрировании и дифференцировании степенного ряда. Единственность разложения функции в степенной ряд, ряд Тейлора. Достаточное условие аналитичности функции. Пример бесконечно дифференцируемой, но неаналитической функции. Представление экспоненты комплексного аргумента степенным рядом. Формулы Эйлера. Формула Тейлора с остаточным членом в интегральной форме. Представление степенной и логарифмической функций степенными рядами

14.1 Степенные ряды

Опр *Предел последовательности комплексных чисел* Предел модуля разности равен нулю

Заметим, что комплексный предел эквивалентен двум вещественным (для действительной и мнимой части)

Опр *Сходящийся комплексный ряд* Существует конечный предел последовательности частичных сумм этого ряда

Опр *Абсолютно сходящийся комплексный ряд* Сходится вещественный ряд модулей членов ряда

И вновь сходимость комплексного ряда эквивалентна сходимости двух вещественных рядов

Опр *Равномерно сходящийся комплекснозначная функциональная последовательность* Вещественнозначная последовательность модулей разности предельной функции и элементов последовательности равномерно сходится к нулю на том же множестве

Опр *Равномерно сходящийся комплексный функциональный ряд* Последовательность частичных сумм этого ряда равномерно сходится к сумме этого ряда на том же множестве

Опр *Степенной ряд* Если задана последовательность комплексных чисел и комплексное число, то ...

Однако удобнее (и мы в дальнейшем будем так делать) работать с рядом без степенной разности, сделав замену комплексной переменной

14.2 Формула Коши-Адамара для радиуса сходимости

Опр *Радиус сходимости степенного ряда* Неотрицательное число (или бесконечность), определяемое формулой Коши-Адамара

Притом для этой формулы мы расширили операцию деления

14.3 Теорема о круге сходимости степенного ряда

Опр *Круг сходимости степенного ряда* Круг на комплексной плоскости с центром в $w_0(0)$ и радиусом равным радиусу сходимости

Если радиус сходимости бесконечен, то кругом сходимости считается вся комплексная плоскость

Th *О круге сходимости*

Степенной ряд абсолютно сходится внутри круга сходимости и расходится вне его

1. Зафиксируем произвольное комплексное число $z_0 \neq 0$, обозначим $q = \frac{z_0}{R}$ и исследуем сходимость с помощью обобщённого признака Коши
2. В тривиальном случае $z_0 = 0$ ряд сходится абсолютно
3. В случае $0 < |z_0| < R$ в силу обобщённого признака Коши ряд сходится абсолютно
4. В случае $|z_0| > R$ в силу обобщённого признака Коши члены абсолютного ряда не стремятся к нулю, как и исходного ряда, а значит, он расходится по отрицанию необходимого условия

14.4 Первая теорема Абеля

Th Первая теорема Абеля

Если степенной ряд сходится в точке z_0 , то он сходится абсолютно в любой точке по модулю меньшей. Доказательство следует от противного в силу п.4 теоремы о круге сходимости

14.5 Теорема о равномерной сходимости степенного ряда

Th О равномерной сходимости степенного ряда

$\forall r \in (0, R)$ ряд $\sum_{k=0}^{\infty} c_k z^k$ сходится равномерно в круге радиуса r

Доказывается через неравенство, применением теоремы о круге сходимости и по признаку Вейерштрасса равномерной сходимости комплексного ряда

1. Зафиксируем произвольное комплексное число $z_0 \neq 0$, обозначим $q = \frac{z_0}{R}$ и исследуем сходимость с помощью обобщённого признака Коши
2. В тривиальном случае $z_0 = 0$ ряд сходится абсолютно
3. В случае $0 < |z_0| < R$ в силу обобщённого признака Коши ряд сходится абсолютно
4. В случае $|z_0| > R$ в силу обобщённого признака Коши члены абсолютного ряда не стремятся к нулю, как и исходного ряда, а значит, он расходится по отрицанию необходимого условия

14.6 Вторая теорема Абеля

Th Вторая теорема Абеля

Если степенной ряд сходится в точке z_0 , то он сходится равномерно на отрезке $[0, z_0]$

1. Разобьём члены ряда на произведение членов произведения с помощью параметра $t \in [0, 1]$
2. Первый ряд сходится по условию (а значит, по предыдущей теореме, ещё и равномерно)
3. Второй ряд равномерно ограничен на отрезке и монотонен по индексу
4. Поэтому два вещественных ряда сходятся равномерно на $[0, 1]$, как и исходный ряд на $[0, z_0]$

14.7 Сохранение радиуса сходимости при почленном дифференцировании степенного ряда

Th Радиусы сходимости степенных рядов, полученные формальным дифференцированием и интегрированием исходного, совпадают с его радиусом сходимости

1. Радиусы сходимости исходного и продифференцированного рядов совпадают в силу формулы Коши-Адамара
2. Также они сходятся или расходятся одновременно, потому как при $z = 0$ это очевидно, а в противном случае они отличаются на ненулевую константу (как и их пределы)
3. Так как исходный ряд получается почленным дифференцированием интегрального, то и их радиусы сходимости совпадают

14.8 Теоремы о почленном интегрировании и дифференцировании степенного ряда

Th Об интегрировании и дифференцировании степенного ряда

Если вещественный степенной ряд имеет ненулевой радиус сходимости, то внутри интервала сходимости

- справедливы формулы почленного интегрирования
- функция ряда имеет производные любого порядка, получаемые почленным дифференцированием ряда
- коэффициенты степенного ряда однозначно определяются по обрывку формулы Тейлора

1. Для почленного интегрирования достаточно ввести новую переменную и воспользоваться теоремами о равномерной сходимости степенного ряда и о почленном интегрировании равномерно сходящегося функционального ряда
2. Для производных достаточно ввести новую переменную и воспользоваться теоремами о сохранении радиуса сходимости, о равномерной сходимости степенного ряда и о почленном дифференцировании функционального ряда
3. Проводя те же рассуждения по индукции, доказываем второе утверждение теоремы
4. Доказывается аналогично лемме первого семестра перед формулой Тейлора

14.9 Единственность разложения функции в степенной ряд, ряд Тейлора

Опр Бесконечно дифференцируемая функция в точке В этой точке существуют производные функции любого порядка

Опр Ряд Тейлора Ряд бесконечно дифференцируемой функции в точке с членами ...

Опр Регулярная функция в точке z_0 Ряд Тейлора функции в точке z_0 сходится к функции в некоторой окрестности z_0

Из теоремы об интегрировании и дифференцировании степенного ряда следует, что если функция может быть представлена как сумма степенного ряда $\sum_{n=0}^{\infty} a_n(z - z_0)^n$ с ненулевым радиусом сходимости, то этот ряд является рядом Тейлора функции в точке z_0 . В этом случае функция является регулярной в точке z_0

Опр Остаточный член формулы Тейлора Разность n раз дифференцируемой функции и формулы Тейлора

Непосредственно из определений следует, что функция является регулярной в точке $\Leftrightarrow \lim_{n \rightarrow \infty} r_n(x) = 0$. Притом для доказательства регулярности недостаточно показать ненулевой радиус сходимости функции, надо ещё проверить её остаток

14.10 Достаточное условие аналитичности функции

Th Достаточное условие регулярности

Если $\exists U_\delta(x_0)$, где функция бесконечно дифференцируема и последовательность её производных равномерно ограничена константой $C > 0$, то функция регулярна в точке и $\forall x \in U_\delta(x_0)$ раскладывается в ряд Тейлора

1. Применим формулу Тейлора с остаточным членом в форме Лагранжа. Тогда остаточный член формулы Тейлора $\leq M \frac{\delta^{n+1}}{(n+1)!}$
2. Так как факториал растёт быстрее показательной (доказывается через принцип Архимеда, определение факториала, цепочку неравенств и предельный переход), то остаточный член стремится к нулю
3. Поэтому функция регулярна, потому как раскладывается в ряд Тейлора в x_0

14.11 Пример бесконечно дифференцируемой, но неаналитической функции

$$f(x) = \begin{cases} e^{-\frac{1}{x^2}}, & x \neq 0; \\ 0, & x = 0. \end{cases}$$

Ряд Тейлора этой бесконечно дифференцируемой в точке $x_0 = 0$ сходится не к функции $f(x)$, а к некоторой другой функции, не совпадающей с $f(x)$ в сколь угодно малой окрестности точки

$$\forall k \in \mathbb{N} \lim_{x \rightarrow 0} \frac{1}{x^k} e^{-\frac{1}{x^2}} = \lim_{t \rightarrow +\infty} t^{\frac{k}{2}} e^{-t} = 0$$

По индукции легко показать, что если $P_{3n}(t)$ – многочлен степени $3n$ от t , то

$$f^{(n)}(x) = \begin{cases} P_{3n}(\frac{1}{x}) e^{-\frac{1}{x^2}}, & x \neq 0; \\ 0, & x = 0. \end{cases}$$

Следовательно, все коэффициенты ряда Тейлора функции $f(x)$ в точке $x_0 = 0$ равны нулю. Поэтому сумма ряда Тейлора функции $f(x)$ в точке x_0 равна нулю и не совпадает с функцией $f(x)$ в сколь угодно малой окрестности точки x_0 . Таким образом, хотя функция и бесконечно дифференцируема, она не является регулярной в нуле

14.12 Представление экспоненты комплексного аргумента степенным рядом

Опр Ряд Маклорена Ряд Тейлора функции в нуле

Th.1 Ряды маклорена функций $e^x, \sin(x), \cos(x), \operatorname{sh}(x), \operatorname{ch}(x)$ сходятся к этим функциям на всей числовой прямой

1. $\forall \delta > 0 \forall x \in U_\delta(0) e^x < e^\delta$, поэтому выполнено достаточное условие регулярности
2. Аналогично, используя ограниченность последовательности всех производных оставшихся функций доказываем их разложения

Th.2 Для комплексной экспоненты её ряд Тейлора не отличается от вещественного

1. В силу предыдущей теоремы радиус сходимости степенного ряда-претендента сходится на всём \mathbb{C} , поэтому по теореме о круге сходимости он сходится абсолютно для любого $z \in \mathbb{C}$
2. Зафиксируем произвольное комплексное число в алгебраической форме и воспользуемся определением экспоненты комплексного числа, чтобы зафиксировать доказываемое равенство
3. Покажем, что функция-ряд-претендент обладает свойством экспоненты. Для этого воспользуемся теоремой о перемножении абсолютно сходящихся рядов, которая для комплексных рядов доказывается точно так же, как и для вещественных (только здесь надо использовать метод "диагоналей")
4. В результате преобразований получим сумму сумм, которую распределим по этим суммам, и применим формулу бинома Ньютона, завершив доказательство свойства
5. Далее рассмотрим функцию кандидат на чисто мнимом аргументе и путём разложения на чётную и нечётную суммы получим выражение для чисто мнимой экспоненты
6. В итоге, применив свойство экспоненты и убедившись, что функция работает на вещественных аргументах, получим разложение комплексной экспоненты в ряд Тейлора в силу единственности

14.13 Формулы Эйлера

Лемма Для любого $z \in \mathbb{C}$ справедливы формулы Эйлера Они используют новопостроенные комплексные функции и подравнивают комплексную тригонометрию к вещественной гиперболической

1. Для доказательства формулы гиперкомплексной экспоненты достаточно разделить сумм на чётную и нечётную, а затем воспользоваться $i^2 = -1$
2. Остальные формулы следуют из первой

14.14 Формула Тейлора с остаточным членом в интегральной форме

Th Формула Тейлора с остаточным членом в интегральной форме

Если функция в $U_\delta(x_0)$ имеет непрерывные производные по $n + 1$ порядок, то для остаточного члена формулы Тейлора справедливо представление в интегральной форме: $r_n(x) = \frac{1}{n!} \int_{x_0}^x (x-t)^n f^{n+1}(t) dt \forall x \in U_\delta(x_0)$

1. При $n = 0$ теорема справедлива в силу формулы Ньютона – Лейбница
2. Пусть теорема справедлива для $n = s - 1$. Тогда проинтегрируем r_{s-1} по частям
3. Затем, расписав r_s по определению, подставим проинтегрированное выражение и получим требуемое равенство
4. Таким образом, теорема доказана по индукции

14.15 Представление степенной и логарифмической функций степенными рядами

Th Ряд Маклорена степенной функции сходится к этой функции на интервале единичного радиуса

1. Зафиксируем $x \in (-1; 1)$ и учитывая выражение для f^n распишем остаточный член в интегральной форме, походу дела вынося константы, вводя новые обозначения и переменные интегрирования
2. Затем воспользуемся ограниченностью x для оценки. Осталось показать, что $\lambda_n \rightarrow 0$

3. В тривиальных случаях $x = 0$ и $\alpha = m \in \mathbb{N}_0, m < n$ утверждение очевидно
4. В общем случае найдём предел отношения и воспользуемся схожими рассуждениями с доказательством признака Даламбера (сравнение с геометрической прогрессией)

Заметим, что при $m \geq n$ ряд Маклорена совпадает с конечной суммой

Из доказанного и теоремы о почленном интегрировании степенного ряда при $|x| < 1$ (не забывая про замену индекса суммирования) получаем ряд Маклорена для логарифма. Данное разложение справедливо и при $x = 1$. Действительно, данный ряд будет сходиться по признаку Лейбница. Следовательно, в силу второй теоремы Абеля этот ряд сходится равномерно на отрезке $[0; 1]$. Согласно теореме о непрерывности суммы равномерно сходящегося функционального ряда частичные суммы этого ряда будут непрерывны на отрезке $[0; 1]$. Поэтому существует требуемый предел