

Раздел 2. Явления переноса. Условия равновесия

Лекция №2

Теоретической основой расчета и проектирования теплообменных аппаратов являются условия термодинамического равновесия, законы сохранения в интегральной и локальной формах, уравнения кинетики процессов и потоковые соотношения.

Условия термодинамического равновесия

Для расчета любого процесса необходимо знать то предельное состояние, к которому стремится система. Согласно второму закону термодинамики: в изолированной самопроизвольной системе энтропия возрастает и стремится к максимальному значению. В равновесном состоянии производство энтропии равно нулю

$$dS = 0$$

1. Механическое равновесие - давление системы постоянно:

$$p = \text{const}, dp = 0$$

2. Тепловое равновесие – температура системы постоянна:

$$T = \text{const}, dT = 0$$

3. Диффузионное равновесие – химический потенциал постоянен:

$$\mu_i = \text{const}, d\mu_i = 0$$

$$\mu_1 = \mu_2$$

$$\mu = \mu_0 + RT \ln \gamma$$

$$\gamma = a \cdot C$$

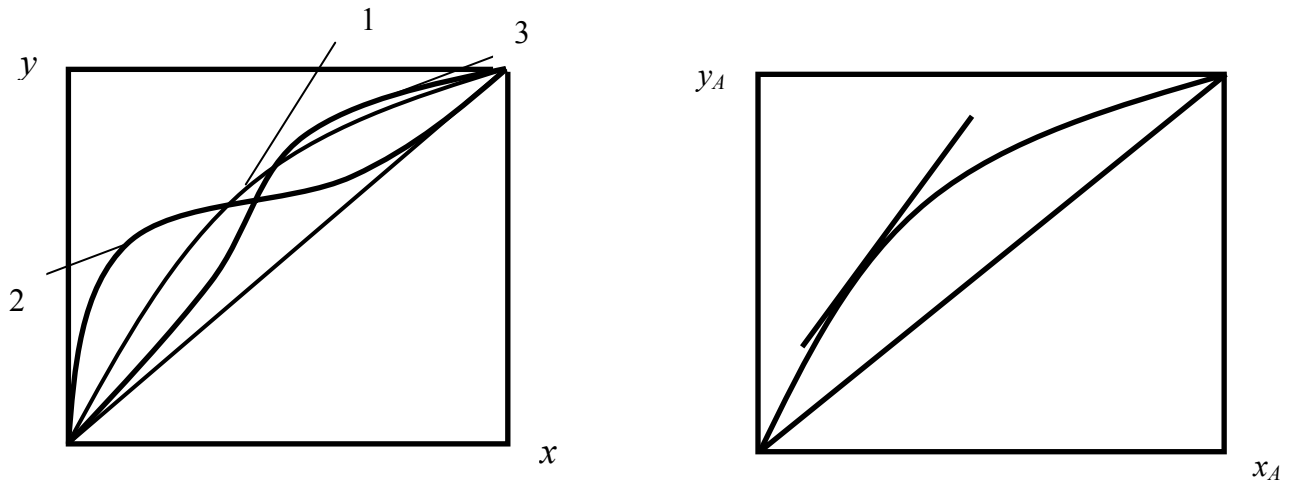
где μ_0 - химический потенциал при стандартном состоянии, принятом за начало отсчета при заданных давлении и температуре.

γ - активность.

Условием равновесия также является:

$$\Delta C = C_{\text{раб}} - C^* = 0$$

Диаграммы равновесия



Материальный и тепловой баланс в интегральном виде

Для всего производства материальный баланс записывают в виде:

$$\sum G_{\text{сырья}} = \sum G_{\text{прод}}$$

С учетом потерь материальный баланс запишем:

$$\sum G_{\text{сырья}} = \sum G_{\text{прод}} + \sum G_{\text{потерь}}$$

Материальный баланс в целом по потоку:

$$L_{\text{H}} + G_{\text{H}} = L_{\text{H}} + G_{\text{H}}$$

Материальный баланс по распределяемому компоненту:

$$L_{\text{H}} \cdot x_{\text{H}} + G_{\text{H}} \cdot y_{\text{H}} = L_{\text{K}} \cdot x_{\text{K}} + G_{\text{K}} \cdot y_{\text{K}}$$

Законы сохранения в локальной форме

1. Закон сохранения массы компонента.

Пусть мы имеем бинарную систему, где происходит массообмен. В общем случае поле концентрации компонента будет зависеть от пространственных координат и времени: $C = f(x, y, z, t)$. Т.е. процесс нестационарный.

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial \sum j}{\partial x} = 0, \text{ где}$$

$\sum j$ - сумма изменения потока с учетом всех механизмов.

1.1. Конвективный перенос массы (за счет движения среды)

$$j_{\text{K}} = v_x \cdot C$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + v_x \cdot \frac{\partial C}{\partial x} = 0, \text{ где } v_x = \text{const}$$

1.2. Молекулярный перенос (перенос за счет молекулярной диффузии):

$$j_M = -D \frac{\partial C}{\partial x}, \text{ где}$$

D – коэффициент молекулярной диффузии компонента в данной среде, зависящий от давления, температуры и физических свойств среды. Данный коэффициент учитывает все взаимодействия молекул;

$\frac{\partial C}{\partial x}$ - градиент концентрации.

С учетом конвективного и молекулярного переноса закон сохранения массы будет иметь вид:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + v_x \cdot \frac{\partial C}{\partial x} = D \cdot \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}$$

1.3. Турбулентный механизм переноса

$$j_M = -D_T \frac{\partial C}{\partial x}, \text{ где}$$

D_T - коэффициент турбулентной диффузии.

Таким образом, закон сохранения массы с учетом всех механизмов будет иметь вид:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + v_x \cdot \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} (D + D_T) \cdot \frac{\partial C}{\partial x}$$

2. Закон сохранения тепла (энергии).

В одномерной постановке общий вид:

$$\rho \cdot C_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \sum q}{\partial x} = 0, \text{ где}$$

$\sum q$ - плотность теплового потока, Вт/м².

2.1. Конвективный перенос тепла

$$q_K = \rho \cdot C_p \cdot T \cdot v_x$$

Молекулярный перенос

$$q_M = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}, \text{ где}$$

λ – коэффициент теплопроводности;

$\frac{\partial T}{\partial x}$ - градиент температуры.

Турбулентный перенос

$$q_T = -\lambda_T \frac{\partial T}{\partial x}, \text{ где}$$

λ_T - коэффициент турбулентной теплопроводности.

Таким образом, закон сохранения энергии с учетом всех механизмов будет иметь вид:

$$\rho \cdot C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v_x \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} (\lambda + \lambda_T) \cdot \frac{\partial T}{\partial x}$$

3. Закон сохранения импульса.

Рассмотрим одномерный случай:

$$\rho \cdot \frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{\partial \sum \tau_w}{\partial x} = 0, \text{ где}$$

τ_w - поток импульса, Па.

3.1. Конвективный перенос

$$\tau_k = \rho \cdot v_x^2$$

3.2. Молекулярный перенос

$$\tau_m = -\mu \frac{\partial v_x}{\partial x}, \text{ где}$$

μ – коэффициент динамической вязкости.

$\frac{\partial v_x}{\partial x}$ - касательное напряжение.

3.3. Турбулентный перенос

$$\tau_T = -\mu_T \frac{\partial v_x}{\partial x}, \text{ где}$$

μ_T - коэффициент турбулентной вязкости. Это условная величина, физически не существующая.

Коэффициенты турбулентного обмена импульсом, массой и теплом, приведенной к одной размерности, в ядре потока имеют примерно одинаковое значение:

$$v_T = D_T = a_T$$

По мере приближения к стенке канала или аппарата эти коэффициенты могут отличаться в 2-3 раза.

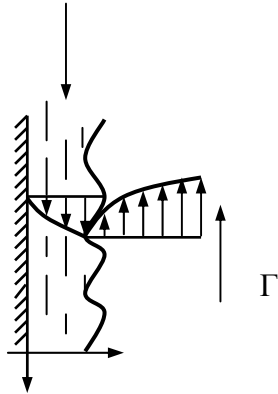
В одномерном виде уравнение движения имеет вид:

$$\rho \cdot \frac{\partial v_x}{\partial t} + \rho \cdot v_x \cdot \frac{\partial v_x}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} (\mu + \mu_T) \cdot \frac{\partial v_x}{\partial x} - \frac{\partial P}{\partial x}$$

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \nabla(v + v_T) \nabla \vec{V} - \frac{1}{\rho} \nabla P$$

Законы сохранения в двухфазных средах

Аппараты с фиксированной поверхностью (пленочные аппараты).



В этом случае законы сохранения записываются отдельно для жидкой и газовой фаз, а взаимодействия учитываются граничным условием IV рода:

$$v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} (v + v_T) \frac{\partial v_y}{\partial y} - \rho \cdot g$$

Это уравнение движения для жидкой фазы. Здесь производная по x не учитывается ввиду малости.

Аналогично, для газовой фазы на границе $\tau_G = \tau_{ж}$, условие IV рода запишется:

$$v_{ж} \frac{\partial v_y}{\partial y} = v_G \frac{\partial W_y}{\partial y}, \text{ где}$$

v_y - скорость жидкости;

W_y - скорость газа.

Многокомпонентный перенос массы

При многокомпонентном переносе необходимо учитывать не только основные взаимодействия компонентов, но и перекрестные. При этом надо использовать как уравнения кинетики, так и уравнения термодинамического равновесия. В строгой постановке поток массы компонента запишется в следующем виде:

$$j_i = [D] \cdot \nabla(C), \text{ где}$$

$i = 1 \dots n$;

j_i - поток i -го компонента;

$[D]$ - квадратная матрица коэффициентов молекулярной диффузии;

(C) - столбец матрицы концентраций.

$[D] \approx (n - 1)$

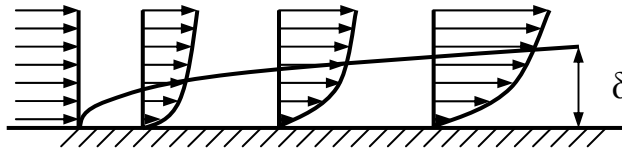
$$\text{КПД} = \frac{C_{\text{н}} - C_{\text{к}}}{C_{\text{н}} - C^*}, \text{ где}$$

$C_{\text{н}}, C_{\text{к}}$ - концентрации на входе и выходе соответственно. Для бинарной смеси $\text{КПД} \leq 1$.

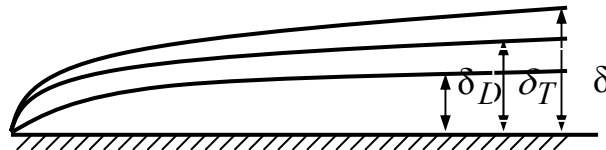
Процессы переноса в пограничном слое

При движении вязкой жидкости или газа на твердой поверхности скорость их равна нулю за счет прилипания молекул. По мере удаления от поверхности скорость резко возрастает от 0 до скорости в ядре потока.

Рассмотрим стационарное движение жидкости вдоль плоской гладкой пластины.



За условную толщину погранслоя δ принимают то расстояние, где скорость отличается на 1% в меньшую сторону от скорости внешнего потока.



Если поверхность пластины обменивается с потоком теплом, а с поверхности пластины происходит диффузия вещества, то кроме динамического пограничного слоя образуется тепловой и диффузионный.

Роль погранслоя велика, так как именно в этой области сосредоточены основные сопротивления переносу импульса, массы и тепла.

Потоки импульса, массы и тепла в ПС

Пусть турбулентный поток обтекает плоскую пластину со скоростью U_{∞} . С поверхности пластины происходит диффузия вещества. Кроме этого, поток обменивается с пластиной теплом.

Потоки массы и тепла запишутся следующим образом:

$$j = \beta \cdot (C_{\infty} - C_{\text{Гр}})$$

$$q = \alpha \cdot (T_{\infty} - T_{\text{Гр}}) \quad , \text{ где}$$

$$\tau_w = \rho \cdot \gamma \cdot (U_{\infty} - U_{\text{Гр}})$$

$C_{\text{Гр}}, C_{\infty}$ - концентрация компонента на границе и в ядре потока соответственно;

$T_{\text{Гр}}, T_{\infty}$ - температуры на границе и в ядре потока соответственно;

α, β, γ - коэффициенты теплоотдачи, массоотдачи и импульса соответственно.

Модели ПС для определения коэффициентов переноса

1. Пленочная модель Льюиса-Нернста.
2. Модель проникания или обновления поверхности Хигби.
3. Модель диффузионного ПС Ландау-Левича.

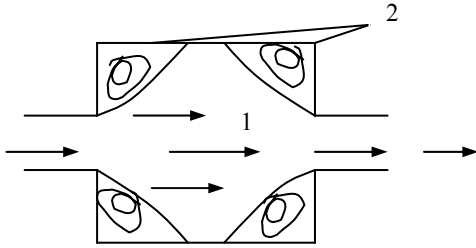
Гидродинамическая аналогия переноса

Гидродинамическая аналогия позволяет вычислять коэффициенты массо- и теплопередачи на основе результатов гидромеханических исследований аппаратов, что значительно сокращает сроки при тестировании. Цель аналогии – гидромеханика процесса.

Проблемы масштабного перехода при проектировании аппаратов

При увеличении размеров аппаратов не смотря на соблюдение всех требований теории подобия опытным путем было установлено, что эффективность их работы может существенно снижаться. Эту проблему назвали проблемой масштабного перехода.

Изучение проблемы масштабного перехода показало, что она имеет гидродинамический характер, т. е. вызвана увеличением гидродинамических неоднородностей в аппарате. В аппаратах большого диаметра появляются эффекты, которых нет в малых аппаратах, например, усиление обратного перемешивания, что снижает движущую силу процессов; появление байпасных потоков, т. е. проскок одной из фаз без контакта с другой; появление застойных и рециркуляционных зон.



где 1 - ядро потока; 2 - застойные зоны, снижающие эффективность работы аппаратов.

Изучение масштабного перехода показало, что они имеют следующие причины:

1. неравномерность распределения потоков на входе в аппарат.
2. дефекты монтажа и конструкции.
3. внутренние закономерности двухфазных потоков, т. е. в двухфазных потоках масштабный эффект проявляется сильнее.