Сегодня *

Тема 3. ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИЧЕСКОЙ КИНЕТИКИ

3.1. Явления переноса в газах

3.2. Число столкновений и средняя длина свободного пробега молекул в газах

3.3. Диффузия газов

3.4. Внутреннее трение. Вязкость газов

3.5. Теплопроводность газов

3.6. Коэффициенты переноса и их зависимость от давления

3.7. Понятие о вакууме

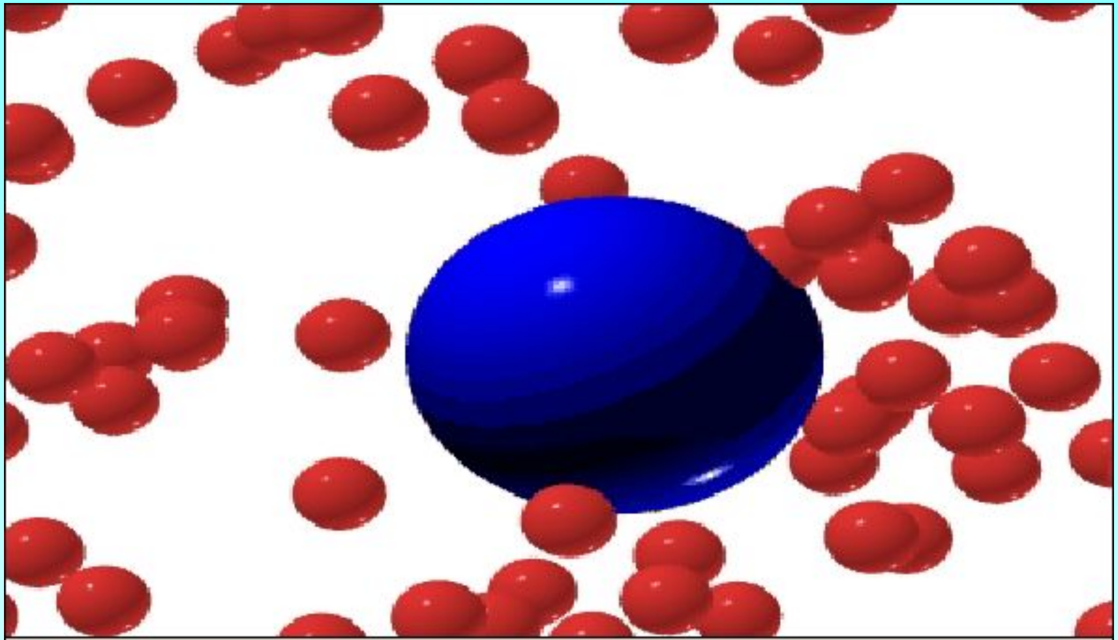
3.1. Явления переноса в газах

Из прошлых лекций мы знаем, что молекулы в газе движутся со скоростью звука, с такой же скоростью движется пуля. Однако, находясь в противоположном конце комнаты, запах разлитой пахучей жидкости мы почувствуем через сравнительно большой промежуток времени. Это происходит потому, что молекулы движутся хаотически, сталкиваются друг с другом, траектория движения у них ломанная.

Рассмотрим некоторые явления, происходящие в газах.

Распространение молекул примеси в газе от источника называется диффузией.

В состоянии равновесия температура ***T*** и концентрация ***n*** во всех точках системы одинакова. При отклонении плотности от равновесного значения в некоторой части системы возникает движение компонент вещества в направлениях, приводящих к выравниванию концентрации по всему объему системы.

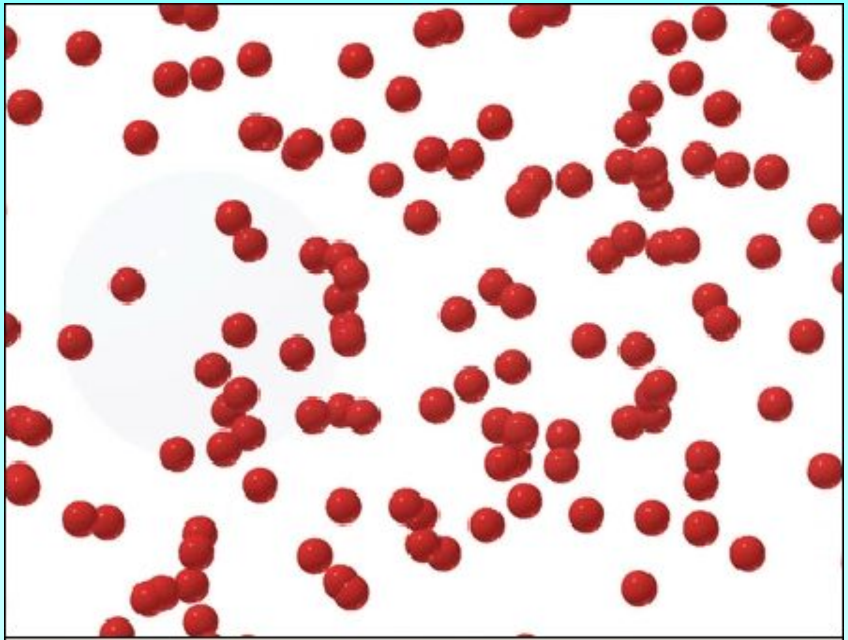


Хаотическое движение миниатюрной частицы, подвешенной в жидкости или газе (Броуновское движение)

Связанный с этим движением перенос вещества обусловлен *диффузией*. ***Диффузионный поток будет пропорционален градиенту концентрации***:

$$J \sim \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}x}$$

Если какое либо тело движется в газе, то оно сталкивается с молекулами газа и сообщает им импульс. С другой стороны, тело тоже будет испытывать соударения со стороны молекул, и получать собственный импульс, но направленный в противоположную сторону. Газ ускоряется, тело тормозиться, то есть, ***на тело действуют силы трения***. Такая же сила трения будет действовать и между двумя соседними слоями газа, движущимися с разными скоростями.



Длина свободного пробега молекулы в газе

Это явление носит название ***внутреннее трение*** или ***вязкость газа***, причём ***сила трения пропорциональна градиенту скорости:***

$$F_{\text{тр}} \sim \frac{d\upsilon}{dx} \qquad (3.1.1)$$

Если в соседних слоях газа создана и поддерживается разность температур, то между ними будет происходить обмен тепла. Благодаря хаотическому движению, молекулы в соседних слоях будут перемешиваться и, их средние энергии будут выравниваться. Происходит ***перенос энергии от более нагретых слоев к более холодным.***

Перенос энергии от более нагретых слоев к более холодным называется теплопроводностью.

Поток тепла пропорционален градиенту температуры:

$$Q \sim \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x} \qquad (3.1.2)$$

В состоянии равновесия в среде, содержащей заряженные частицы, потенциал электрического поля в каждой точке соответствует минимуму энергии системы. При наложении внешнего электрического поля возникает неравновесное движение электрических зарядов в таком направлении, чтобы минимизировать энергию системы в новых условиях.

Связанный с этим движением перенос электрического заряда называется ***электропроводностью***, а само направленное движение зарядов – ***электрическим током.***

В процессе диффузии, при тепло и электропроводности происходит перенос вещества, а при внутреннем трении – перенос энергии.

В основе этих явлений лежит один и тот же механизм – хаотическое движение молекул. Общность механизма, обуславливающего все эти явления переноса, приводит к тому, что их закономерности должны быть похожи друг на друга.

3.2. Число столкновений и средняя длина свободного пробега молекул в газах

Обозначим λ_i – длина свободного пробега молекулы.

Медленность явлений переноса, например диффузии ароматических веществ – «распространение запаха», − при относительно высокой скорости теплового движения молекул ($\cong 10^2 - 10^3$ м/с) объясняется столкновениями молекул.

Расстояние, проходимое молекулой в среднем без столкновений, называется ***средней длиной свободного пробега:***

$$\boxed{<\lambda> = \upsilon_{ср}\tau,}$$

$\upsilon_{ср}$ – средняя скорость теплового движения, τ – среднее время между двумя столкновениями.

Именно $<\lambda>$ – средняя длина свободного пробега, нас и интересует (рисунок 3.1).

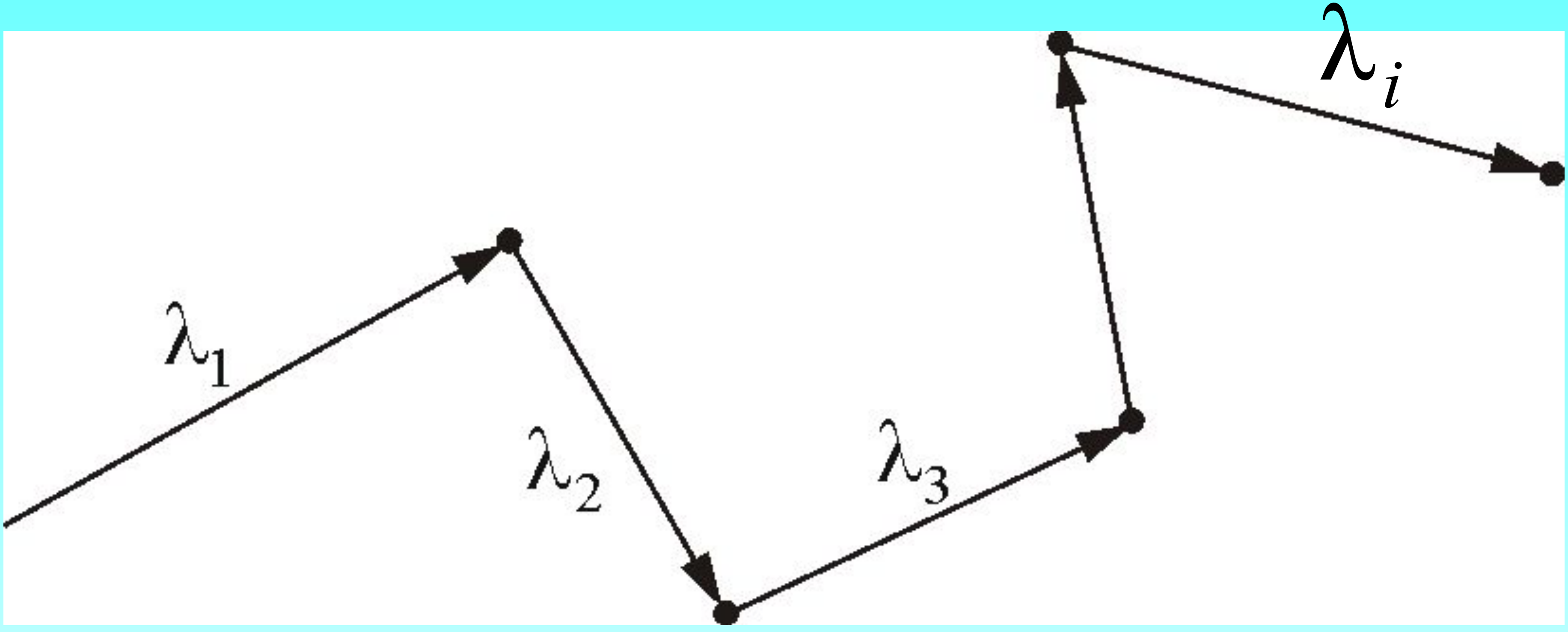


Рисунок 3.1

Модель идеального газа – твёрдые шарики одного диаметра, взаимодействую-щие между собой только при столкновении.

Обозначим **σ** – ***эффективное сечение*** молекулы – ***полное поперечное сечение рассеяния***, характеризующее столкновение между двумя молекулами (рисунок 3.2).

σ – ***эффективное сечение молекулы***

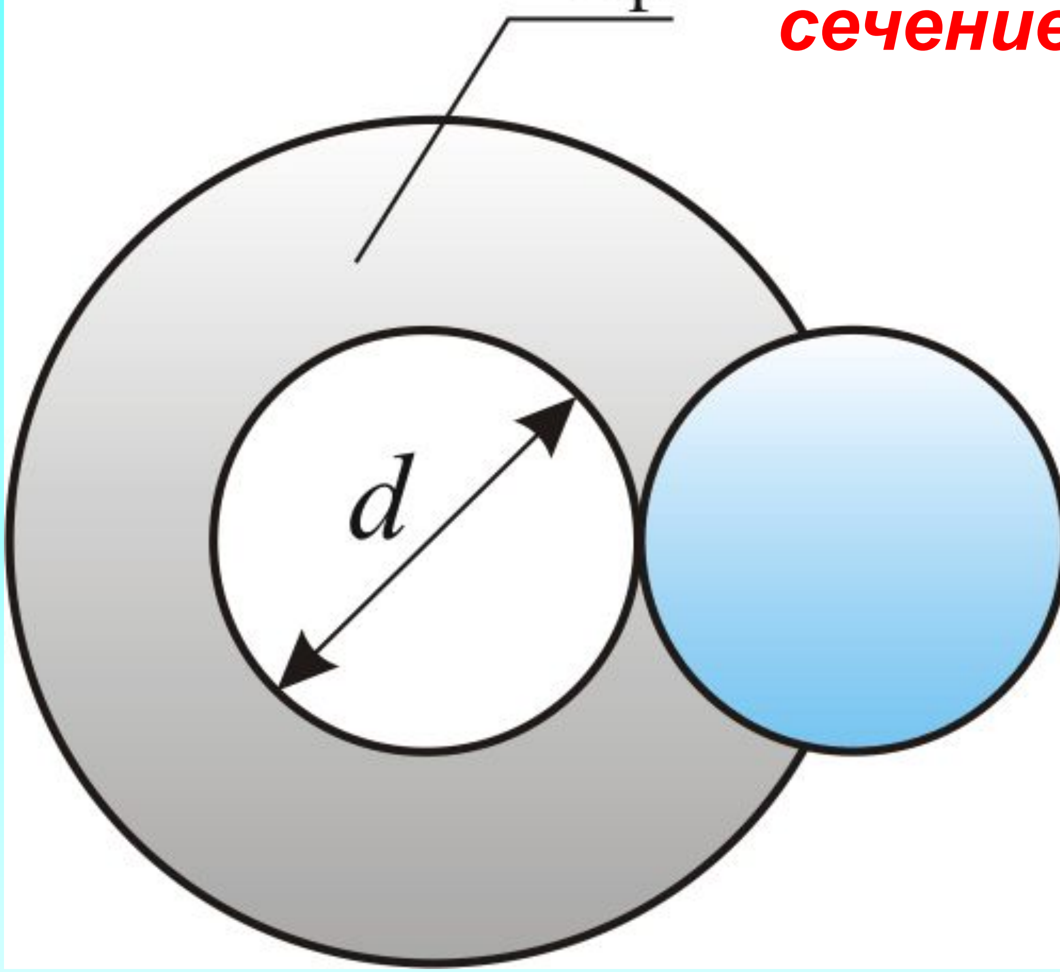


Рисунок 3.2

$\sigma = \pi d^2$ – площадь в которую не может проникнуть центр любой другой молекулы.

За одну секунду молекула проходит путь, равный средней арифметической скорости $<\upsilon>$

За ту же секунду молекула претерпевает ν столкновений.

$$<\lambda> = \frac{<\upsilon>}{\nu}$$

Подсчитаем число столкновений ν. Вероятность столкновения трех и более молекул бесконечно мала. Предположим, что все молекулы застыли, кроме одной. Её траектория будет представлять собой ломаную линию. Столкновения будут только с теми молекулами, центры которых лежат внутри цилиндра радиусом *d* (рисунок 3.3).

Путь, который пройдет молекула за одну секунду, равен длине цилиндра $<\upsilon'>$

$<\upsilon'>\sigma$ - объём цилиндра

n - число молекул в единице объёма

среднее ***число столкновений в одну секунду***:

$$\boxed{\nu = \pi d^2 <\upsilon'> n.}$$

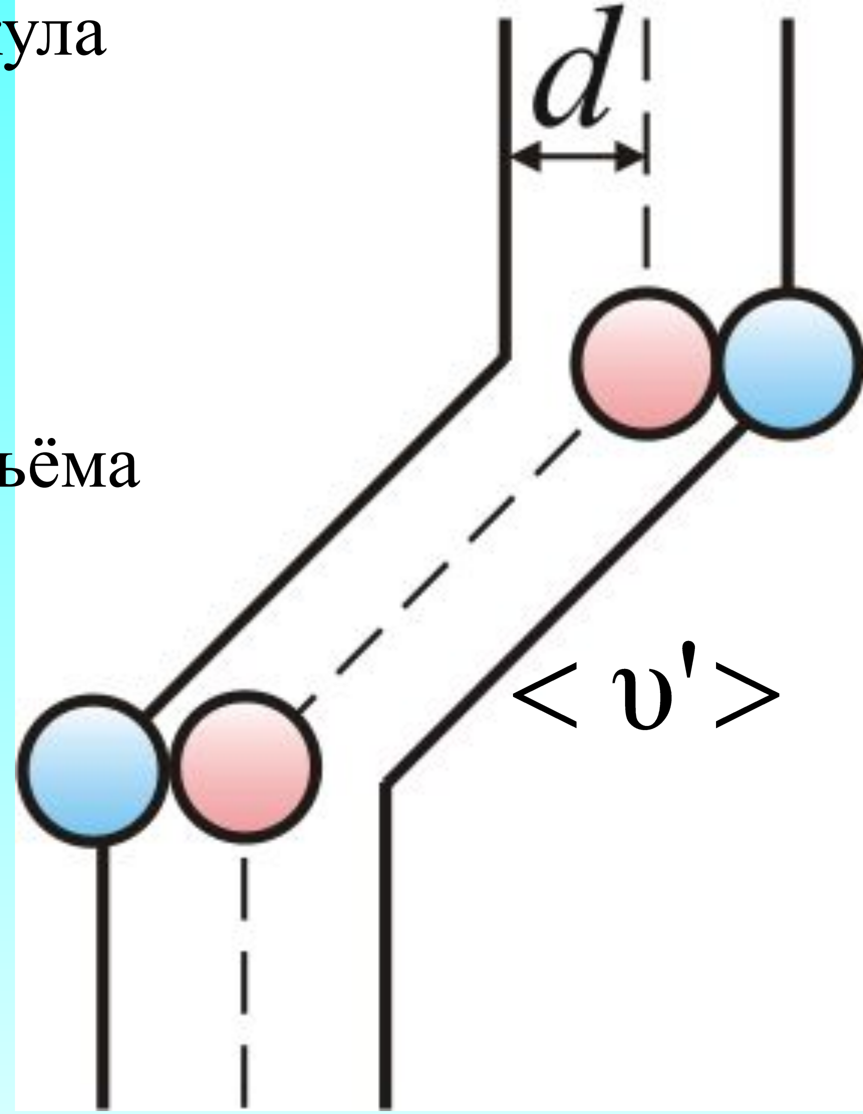


Рисунок 3.3

На самом деле, ***все*** ***молекулы движутся*** (и в сторону и навстречу друг другу), поэтому ***число соударений определяется средней скоростью движения молекул относительно друг друга*** $<\upsilon>$

По закону сложения случайных величин:

$$<\upsilon'> = \sqrt{<\upsilon^2> + <\upsilon^2>} = \sqrt{2<\upsilon^2>} = <\upsilon>\sqrt{2}.$$

Так как $<\lambda> = \dfrac{<\upsilon>}{\nu}$ - средняя длина свободного пробега

Тогда:

$$<\lambda> = \frac{1}{\sqrt{2}n\pi d^2} = \frac{1}{\sqrt{2}n\sigma}.$$

Из уравнения состояния идеального газа выразим ***n*** через давление ***P*** и температуру ***T***

Так как $P = nkT$, то есть $n = \dfrac{P}{kT}$, тогда

$$\boxed{<\lambda> = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi d^2 P} = \frac{kT}{\sqrt{2}\sigma P}.}$$

Таким образом, при заданной температуре, средняя длина свободного пробега обратно пропорциональна давлению P:

$$< \lambda > \sim \frac{1}{P}$$

Например: $d = 3\ \text{Å} = 3 \cdot 10^{-10}$ м,

$P = 1$ атм., $T = 300$ К, $< \lambda > = 10^{-7}$ м

а, т.к $< \upsilon > = 10^{3}$ м/с

$$\nu = \frac{10^{3}}{10^{-7}} = 10^{10}$$ столкновений.

3.3. Диффузия газов

Диффузия от латинского *diffusio* – распространение, растекание – взаимное проникновение соприкасающихся веществ друг в друга, вследствие теплового движения частиц вещества.

Диффузия происходит в направлении уменьшения концентрации вещества и ведет к его равномерному распределению по занимаемому объему.

Диффузия имеет место в газах, жидкостях и твердых телах.

Наиболее быстро диффузия происходит в газах, медленнее в жидкостях, еще медленнее в твердых телах, что обусловлено характером движения частиц в этих средах.

Для газа ***диффузия – это распределение молекул примеси от источника*** (или взаимная диффузия газа).

Решаем одномерную задачу. Пусть в газе присутствует примесь с концентрацией ***n*** в точке с координатой ***x***. Концентрация примеси зависит от координаты *x*:

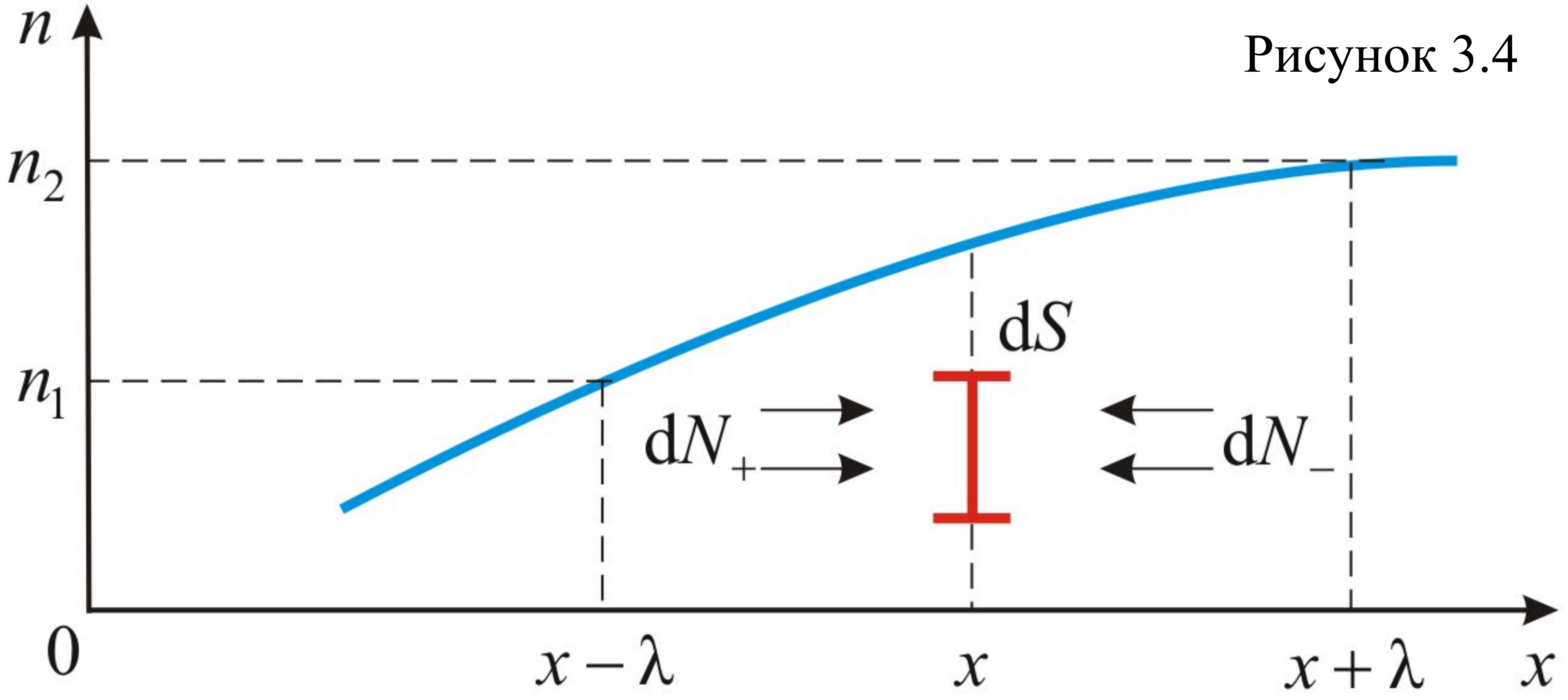


Рисунок 3.4

$$\mathrm{grad}\, n = \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}x}.$$

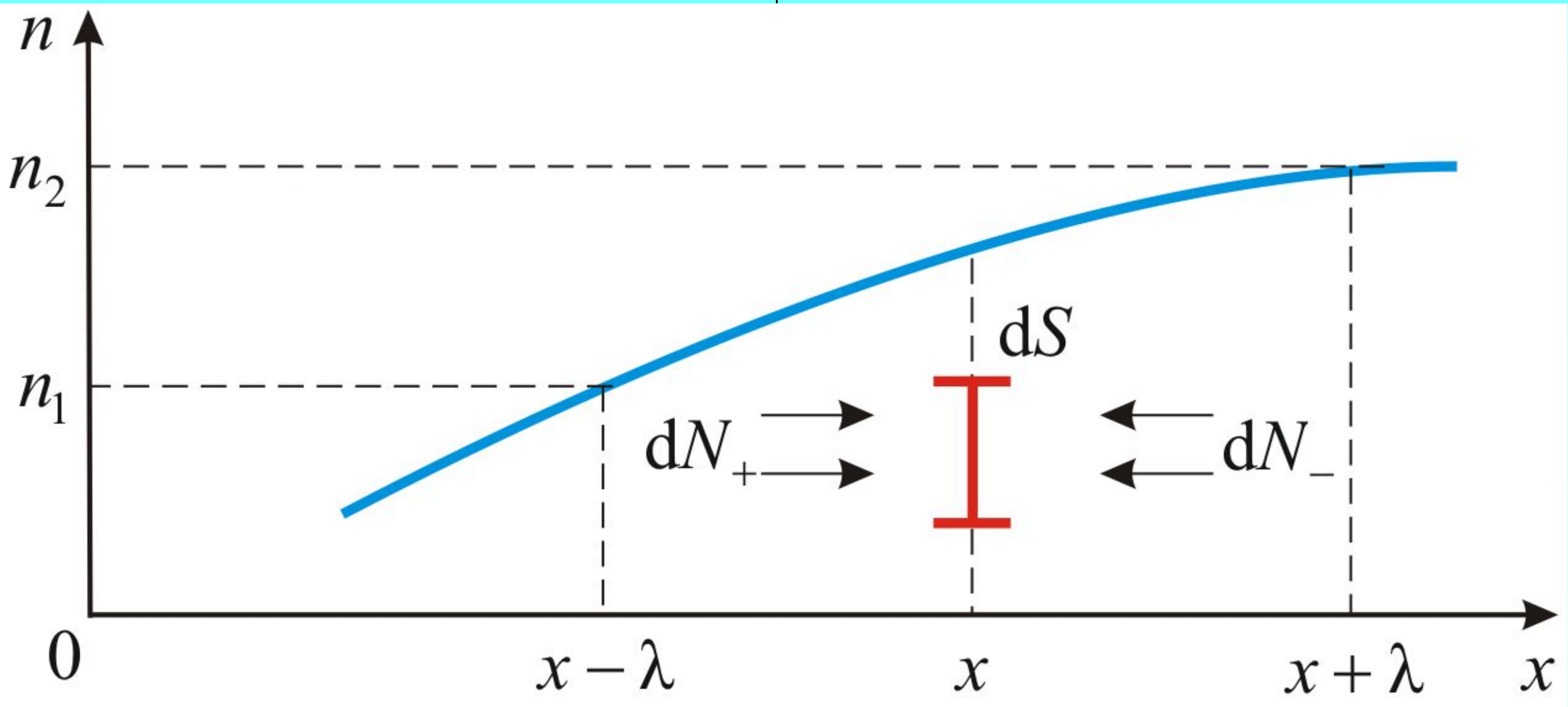
Градиент концентрации, в общем случае равен

$$\mathrm{grad}\, n = \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}x}\boldsymbol{i} + \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}y}\boldsymbol{j} + \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}z}\boldsymbol{k} \qquad (3.3.1)$$

Так как у нас одномерная задача, то $\mathrm{grad}\, n = \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}x}$.

При наличии grad n, хаотическое движение будет более направленным и возникнет поток молекул примеси, направленный от мест с большей концентрацией к местам с меньшей концентрацией. Найдём этот поток.

Подсчитаем число молекул, проходящих через единичную площадку **d*S*** в направлении слева на право $\mathrm{d}N_{+}$ и справа налево $\mathrm{d}N_{-}$, за время **d*t***.



$$\mathrm{d}N_{+} = \frac{1}{6} n_1 < \upsilon > \mathrm{d}S\mathrm{d}t \qquad \mathrm{d}N_{-} = \frac{1}{6} n_2 < \upsilon > \mathrm{d}S\mathrm{d}t,$$

$$\mathrm{d}N = \mathrm{d}N_{+} - \mathrm{d}N_{-}$$

$\boldsymbol{n_1}$ – концентрация молекул слева от площадки d*S*, а $\boldsymbol{n_2}$ – концентрация справа

$$\mathrm{d}N = \mathrm{d}N_{+} - \mathrm{d}N_{-}.$$

Результирующий диффузионный поток через единицу площади в единицу времени:

$$J = \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}S\mathrm{d}t} = \frac{1}{6}\left(n_1 - n_2\right) < \upsilon >$$

$$J = -\frac{1}{3}\lambda < \upsilon > \frac{n_2 - n_1}{2\lambda},$$

но $n_2 - n_1 = \mathrm{d}n;$ $2\lambda = \mathrm{d}x,$ тогда

$$\frac{n_2 - n_1}{2\lambda} = \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}x}.$$

Обозначим: $D = \frac{1}{3}\lambda < \upsilon >$ – ***коэффициент диффузии***.

Тогда ***диффузионный поток*** будет равен:

$$J = -D\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}x}, \qquad (3.3.2)$$

или в общем случае (в трёхмерной системе)

$$\boxed{J = -D\,\mathrm{grad}\,n} \qquad (3.3.3)$$

– ***уравнение Фика***.

$$J = -D \operatorname{grad} n$$

Из ***уравнения Фика*** видно, что ***диффузионный поток, направлен в сторону уменьшения концентрации***.

При этом коэффициент диффузии ***D*** численно равен диффузионному потоку через единицу площади в единицу времени при

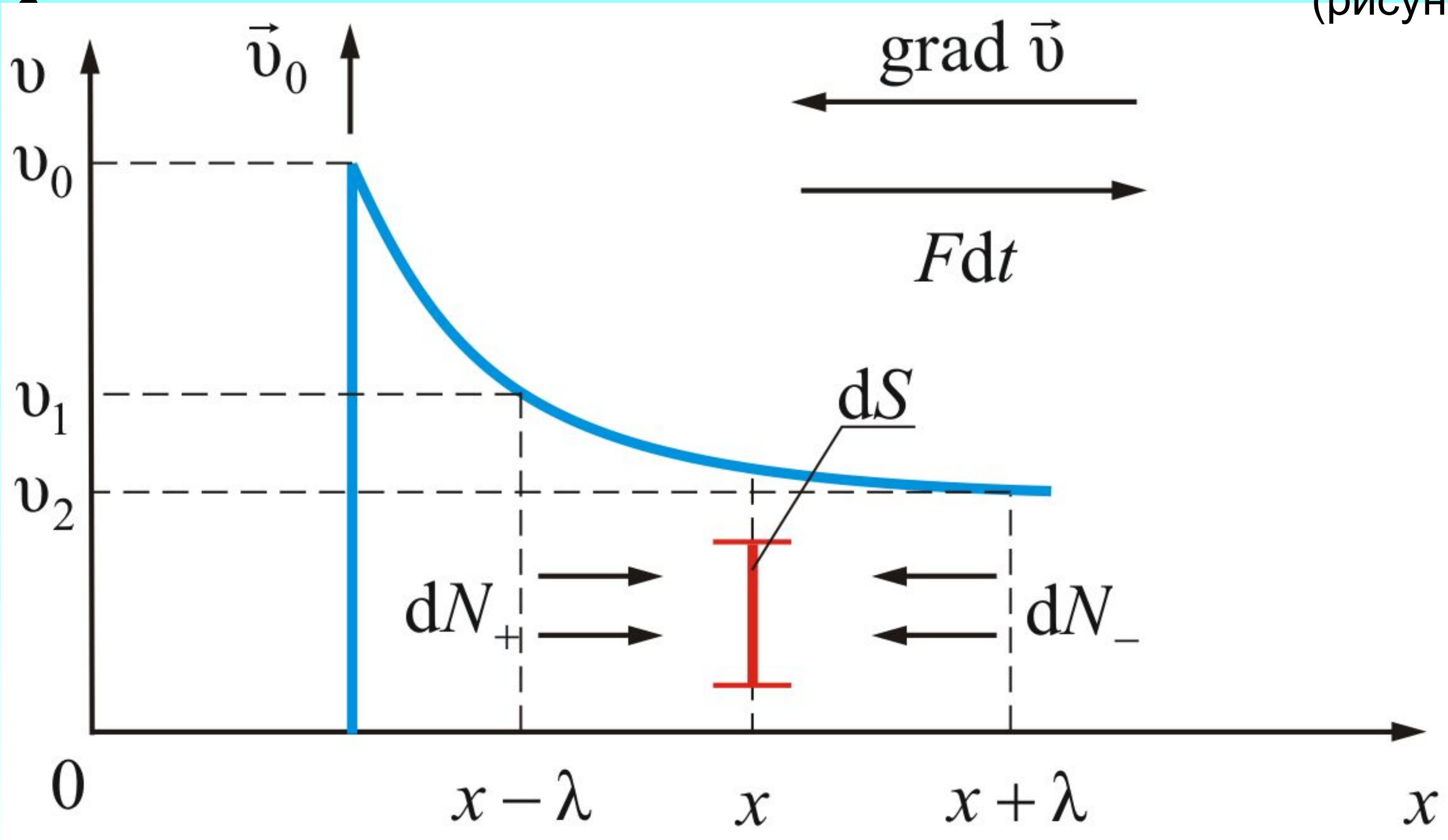
$$\operatorname{grad} n = 1$$

Измеряется коэффициент диффузии ***D*** в м/с^2.

3.4. Внутреннее трение. Вязкость газов

Рассмотрим ещё одну систему координат: υ от *x*

(рисунок 3.5)



Пусть в покоящемся газе вверх, перпендикулярно оси x движется пластинка со скоростью υ_0, причём $\upsilon_0 << \upsilon_T$ (υ_T – скорость теплового движения молекул).

Пластинка увлекает за собой прилегающий слой газа, тот слой – соседний и так далее. Весь газ делится, как бы на тончайшие слои, скользящие вверх тем медленнее, чем дальше они от пластинки.

Раз слои газа движутся с разными скоростями, возникает трение.

Выясним причину трения в газе.

Каждая молекула газа в слое принимает участие в двух движениях: тепловом и направленном.

Так как направление теплового движения хаотически меняется, то в среднем вектор тепловой скорости равен нулю

$$<\vec{\upsilon}_T> = 0$$

.

При направленном движении вся совокупность молекул будет дрейфовать с постоянной скоростью υ.

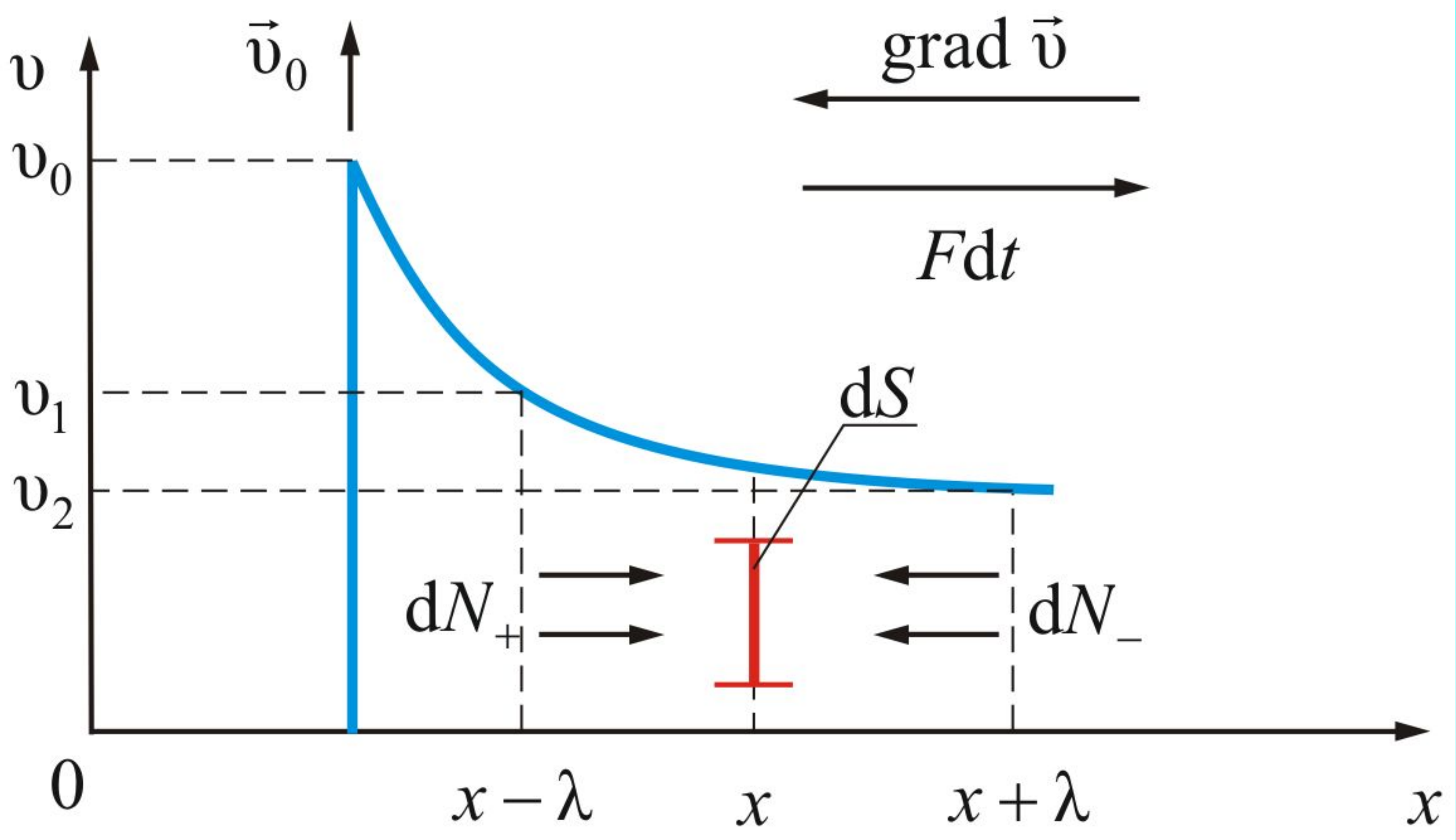
Средний импульс отдельной молекулы в слое определяется только дрейфовой скоростью υ:

$$p_0 = m_0\upsilon.$$

Но так как молекулы участвуют в тепловом движении, они будут переходить из слоя в слой. При этом они будут переносить с собой добавочный импульс, который будет определяться молекулами того слоя, куда перешла молекула.

Перемешивание молекул разных слоёв приводит к выравниванию дрейфовых скоростей разных слоёв, что и проявляется макроскопически как действие сил трения между слоями.

Рассмотрим элементарную площадку dS перпендикулярно оси x. Через эту площадку за время dt влево и вправо переходят потоки молекул.



$$\mathrm{d}N_+ = \mathrm{d}N_- = \frac{1}{6} n < υ > \mathrm{d}S\mathrm{d}t.$$

Но эти потоки переносят разный импульс:

$$m_0 \upsilon_1 \mathrm{d}N_+ \qquad\qquad m_0 \upsilon_2 \mathrm{d}N_-$$

При переносе импульса от слоя к слою происходит изменение импульса этих слоёв. Это значит, что на каждый из этих слоёв действует сила, равная изменению импульса.

Сила эта есть не что другое, как ***сила трения между слоями газа***, движущимися с различными скоростями. Отсюда и название – ***внутреннее трение***.

Закон вязкости был открыт И. Ньютоном в 1687 г.

Переносимый за время dt импульс равен: $\mathrm{d}(m_0\upsilon)$

Или $$F\mathrm{d}t = \frac{1}{6} n < \upsilon > m_0(\upsilon_1 - \upsilon_2)\mathrm{d}S$$

Отсюда получим силу, действующую на единицу площади поверхности, разделяющей два соседних слоя газа:

$$\frac{F}{\mathrm{d}S} = f = \frac{1}{3}\lambda < \upsilon > nm_0\left(\frac{\upsilon_1 - \upsilon_2}{2\lambda}\right) = -\frac{1}{3}\lambda < \upsilon > m_0 n\frac{\upsilon_2 - \upsilon_1}{2\lambda}.$$

Сила, действующая на единицу площади поверхности, разделяющей два соседних слоя газа:

$$f = -\eta \frac{\mathrm{d}\upsilon}{\mathrm{d}x}.$$

Или, в общем виде

$$\boxed{f = -\eta\, \mathrm{grad}\, \vec{\upsilon}.}$$

Это ***уравнение Ньютона***.

Здесь η – *коэффициент вязкости*:

$$\eta = \frac{1}{3} \lambda < \upsilon > n m_0 = D\rho, \qquad (3.4.3)$$

где D – коэффициент диффузии; ρ – плотность газа

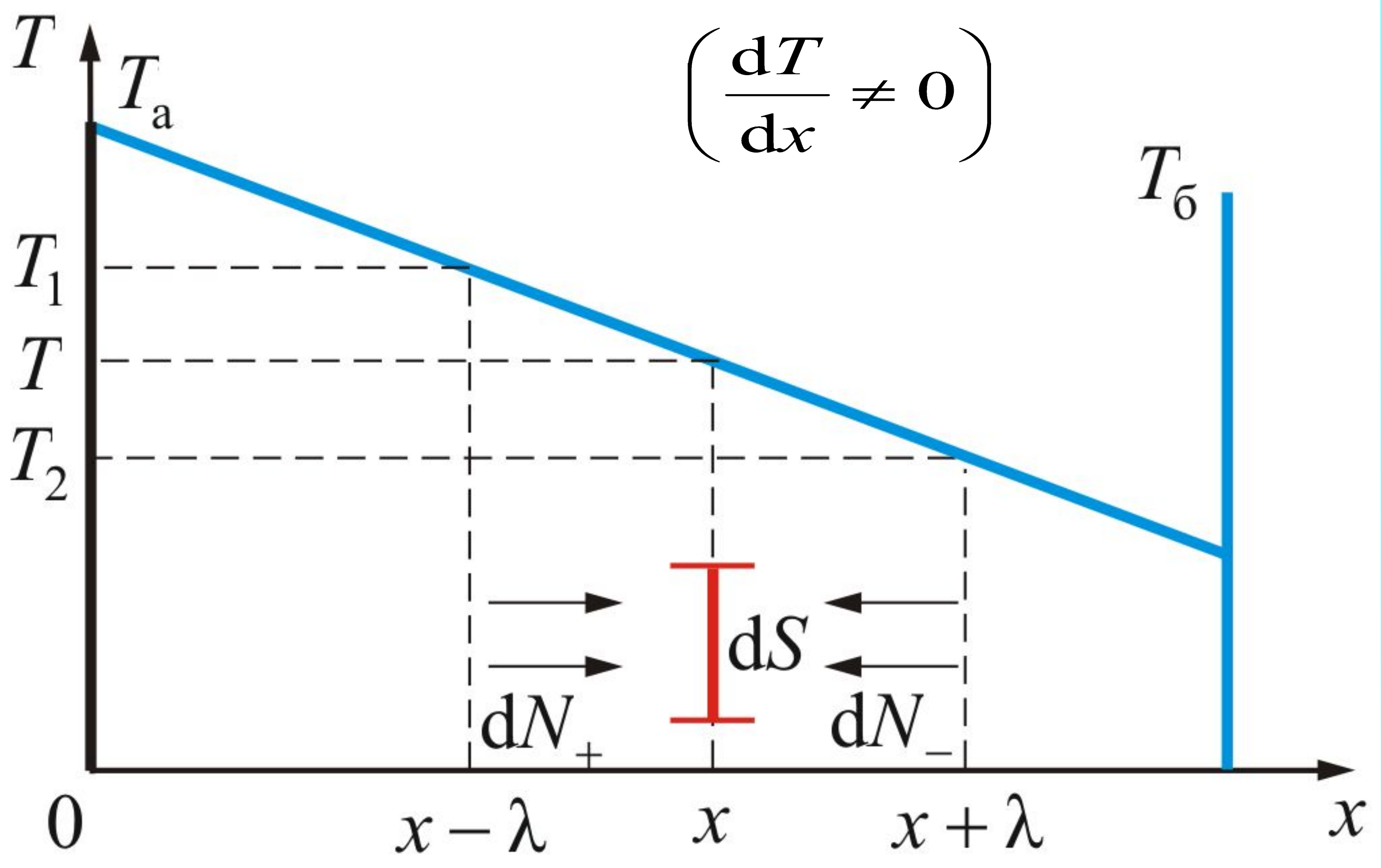
$$\eta = \frac{1}{3}\lambda < \upsilon > nm_0 = D\rho,$$

Физический смысл коэффициента вязкости η в том, что он численно равен импульсу, переносимому в единицу времени через единицу площади при градиенте скорости равном единице.

3.5. Теплопроводность газов

Учение о теплопроводности начало развиваться в XVIII в. и получило свое завершение в работах французского ученого **Ж. Фурье** (1786 – 1830), опубликовавшего в 1822 г. книгу «Аналитическая теория теплоты».

Рассмотрим газ, заключённый между двумя параллельными стенками, имеющими разную температуру $T_а$ и $T_б$ (рисунок 3.6).



Итак, у нас имеется градиент температуры

$$\left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x} \neq 0\right)$$

Тогда через газ в направлении оси x будет идти поток тепла.

Хаотично двигаясь, молекулы будут переходить из одного слоя газа в другой, перенося с собой энергию. Это движение молекул приводит к перемешиванию молекул, имеющих различную кинетическую энергию :

$$K = \frac{m_0 < \upsilon >^2}{2} = \frac{i}{2} kT$$

здесь i – число степеней свободы молекулы.

При подсчёте потока тепла введём следующие упрощения:

Среднеарифметическая скорость теплового движения молекул

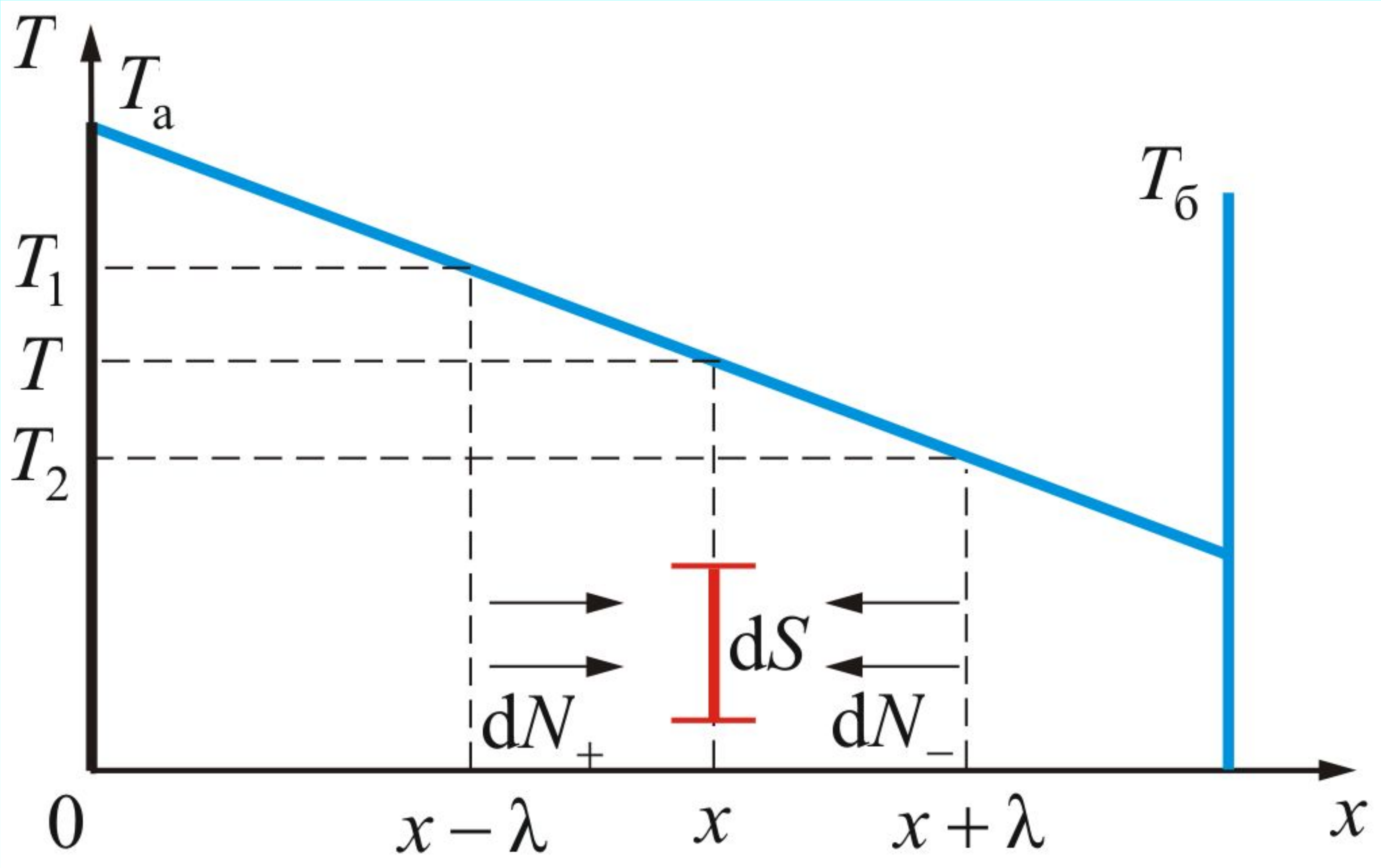
$$< \upsilon_T > = \text{const}$$

Концентрация молекул в соседних слоях одинакова, (хотя на самом деле она различается, что даёт ошибку ≈ 10 %).

Снова вернёмся к рисунку 3.6.

Через площадку d*S* за время d*t* **слева** проходит число молекул:

$$\mathrm{d}N_{+} = \frac{1}{6} < \upsilon_T > n\,\mathrm{d}S\,\mathrm{d}t$$



Средняя энергия этих молекул K – соответствует значению энергии в том месте, где они испытывают последний раз столкновение. Для одной молекулы газа:

$$K_1 = \frac{i}{2} kT_1.$$

Соответственно, **справа** проходит

$$\mathrm{d}N_- = \frac{1}{6} n < \upsilon_\mathrm{T} > \mathrm{d}S\mathrm{d}t$$ молекул.

Каждая из этих молекул перенесёт энергию

$$K_2 = \frac{i}{2} kT_2.$$

Результирующий поток энергии через dS равен разности потоков dQ_+ и dQ_-, то есть

$$\mathrm{d}Q = \frac{1}{6} n < \upsilon_T > \mathrm{d}S\mathrm{d}t \frac{i}{2} k (T_1 - T_2)$$

Применяя те же рассуждения, получим: результирующий поток через единичную площадку в единицу времени равен q и направлен он в сторону противоположную направлению градиента:

$$\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}S\mathrm{d}t} = q = -\frac{1}{3} \lambda < \upsilon_T > n \frac{i}{2} k \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x},$$

$$q = -\chi \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x}$$

или

$$\boxed{q = -\chi \,\mathrm{grad}\, T} \qquad (3.5.1)$$

– ***уравнение теплопроводности Ж.Фурье***.

Здесь q – ***тепловой поток***;

χ – ***коэффициент теплопроводности***, равный:

$$\chi = \frac{1}{3}\lambda < \upsilon_{\mathrm{T}} > n\frac{i}{2}k \quad \text{или} \qquad (3.5.2)$$

$$\chi = \frac{1}{3}\lambda < \upsilon_{T} > \rho C_{V_{\text{уд}}} \qquad (3.5.3)$$

$$\chi = \frac{1}{3}\lambda < \upsilon_T > \rho C_{V\text{уд}}$$

$\upsilon_{\text{Т}}$ – тепловая скорость молекул;

$C_{V\text{уд}}$ – удельная теплоемкость при постоянном объеме.

Найдем размерность коэффициента теплопроводности:

$$[\chi] = \frac{q\mathrm{d}x}{\mathrm{d}T} = \frac{\text{Дж} \cdot \text{м}}{\text{м}^2 \cdot \text{К} \cdot \text{с}} = \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^3 \cdot \text{К}}$$

3.6. Уравнения и коэффициенты переноса

Сопоставим уравнения переноса

$$\boxed{J = -D \operatorname{grad} n}$$

$$\boxed{J = -D \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}x} -}$$

Уравнение Фика для диффузии.

Коэффициент диффузии

$$\boxed{D = \frac{1}{3} \lambda < \upsilon_T >}$$

$$\boxed{f_{\text{тр}} = -\eta\, \mathrm{grad}\, \upsilon}$$

или $$\boxed{f_{\text{тр}} = -\eta \frac{\mathrm{d}\upsilon}{\mathrm{d}x} -}$$ ***Уравнение Ньютона для трения.***

Коэффициент вязкости:

$$\boxed{\eta = \frac{1}{3}\lambda < \upsilon_T > nm_0 = D\rho.}$$

$$q = -\chi \operatorname{grad} T$$

или

$$q = -\chi \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x}$$

Уравнение Фурье для теплопроводности.

***Коэффициент теплопроводности*:**

$$\chi = \frac{1}{3}\lambda < \upsilon_T > \rho C_{\text{уд}} = D\rho C_{\text{уд}}$$

Все эти законы были установлены опытно, задолго до обоснования молекулярно-кинетической теорией.

Эта теория позволила установить, что внешнее сходство уравнений обусловлено общностью лежащих в их основе молекулярного механизма перемешивания молекул в процессе их теплового хаотического движения.

Однако к концу XIX века, несмотря на блестящие успехи молекулярно-кинетической теории ей недоставало твёрдой опоры – прямых экспериментов, доказывающих существование атомов и молекул. Это дало возможность некоторым, философам, проповедовавшим субъективный идеализм заявлять, что схожесть формул – это произвол учёных, упрощённое математическое описание явлений.

Но это конечно не так. Все выше указанные коэффициенты связаны между собой и все выводы молекулярно – кинетической теории подтверждены опытно.

Зависимость коэффициентов переноса от давления P

Так как скорость теплового движения молекул $\upsilon_T \sim \sqrt{T}$ и не зависит от давления P, а коэффициент диффузии $D \sim \lambda$, то и зависимость D от P должна быть подобна зависимости $\lambda(P)$.

При обычных давлениях и в разряженных газах

$$D \sim \frac{1}{P}$$

в высоком вакууме D = const.

С ростом давления λ уменьшается и затрудняется диффузия ($D \to 0$).

В вакууме и при обычных давлениях

отсюда, $\rho \sim P$ и $\eta \sim P$ $\chi \sim P$

С увеличением ***P*** и ρ, повышается число молекул переносящих импульс из слоя в слой, но зато уменьшается расстояние свободного пробега λ. Поэтому, вязкость η и теплопроводность *χ*, при высоких давлениях, не зависят от ***P*** (η и *χ* – const).

Все эти результаты подтверждены экспериментально (Рис 3.7).

На рисунке 3.7 показаны зависимости коэффициентов переноса и λ от давления *P*. Эти зависимости широко используют в технике (например, при измерении вакуума).

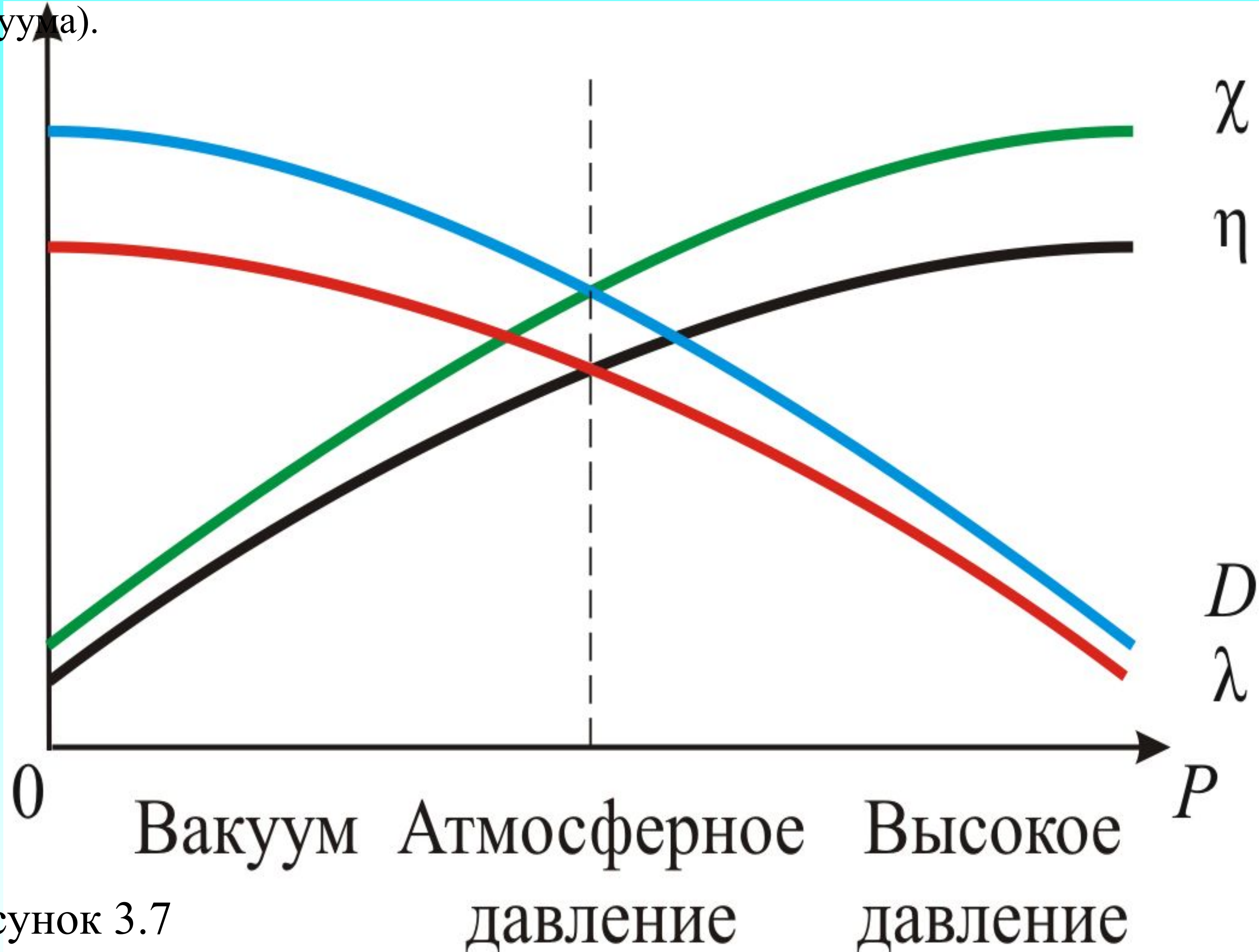


Рисунок 3.7

Молекулярное течение. Эффузия газов

Молекулярное течение – *течение газов в условиях вакуума*, то есть когда молекулы не сталкиваются друг с другом.

Течение газа в условиях вакуума через отверстие (под действием разности давлений) называется ***эффузией газа***.

В вакууме происходит передача импульса непосредственно стенкам сосуда, то есть, происходит трение газа о стенки сосуда.

Трение перестаёт быть внутренним, и понятие вязкости теряет свой прежний смысл (как трение одного слоя газа о другой).

Как при молекулярном течении, как и при эффузии, количество протекающего в единицу времени газа обратно пропорционально корню квадратному из молярной массы:

$$n \sim \frac{1}{\sqrt{\mu}}$$

Эту зависимость тоже широко используют в технике, например – для разделения изотопов газа U^{235} (отделяют от U^{238}, используя газ UF_6).

3.7. Понятие о вакууме

Газ называется ***разреженным****, если его плотность столь мала, что средняя длина свободного пробега молекул* $< \lambda >$ *может быть сравнима с линейными размерами l сосуда, в котором находится газ.*

Такое состояние газа называется ***вакуумом.***

Различают следующие ***степени вакуума:***

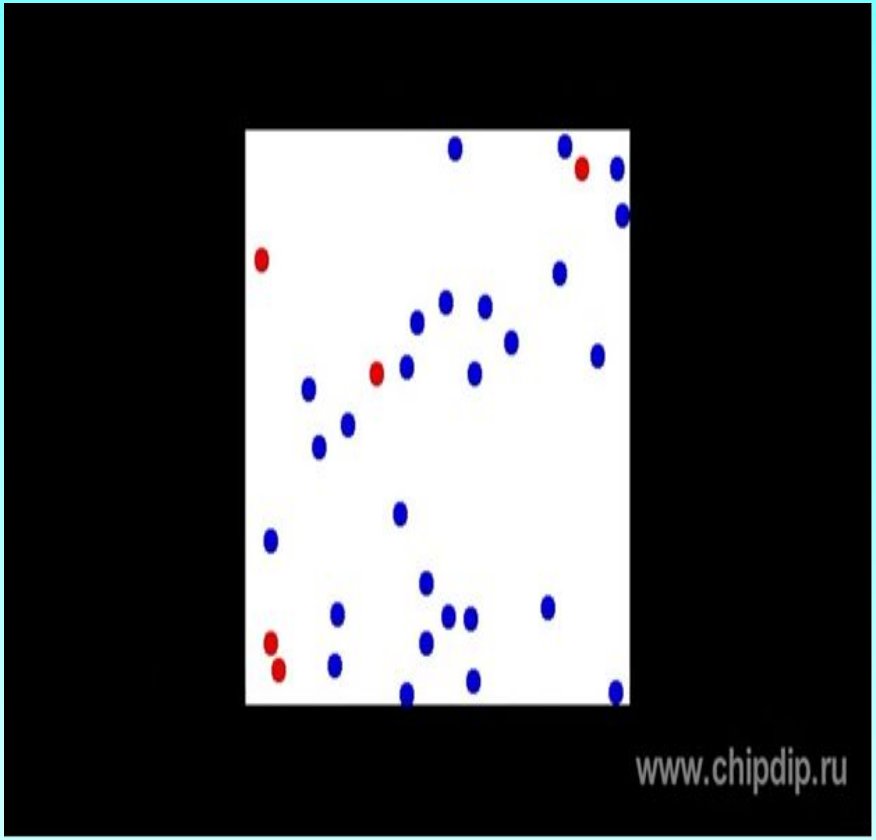
сверхвысокий $(< \lambda > \;\; >> l)$,

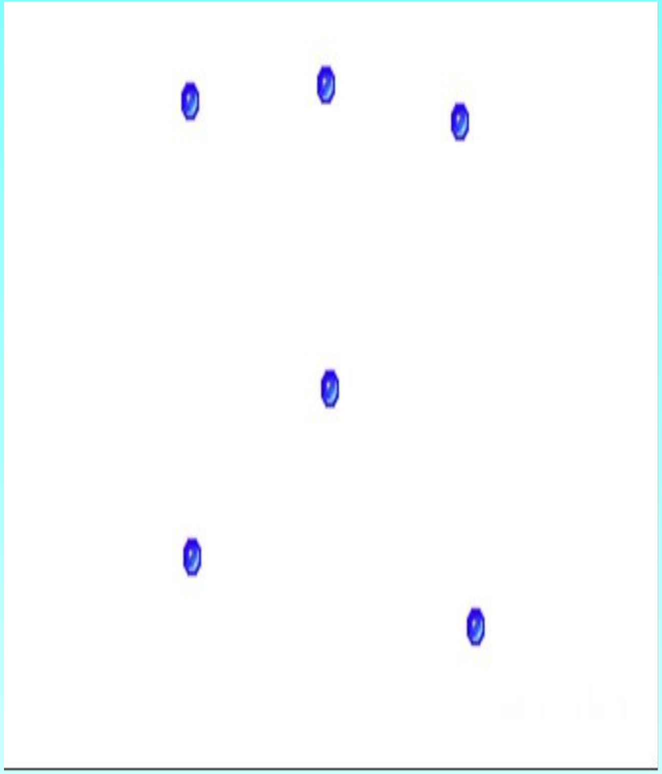
высокий $(< \lambda > \; > l)$,

средний $(< \lambda > \; \approx l)$ *и низкий вакуум.*

Плотный воздух

Разряженный воздух





Свойства разряженных газов отличаются от свойств неразряженных газов. Это видно из таблицы, где приведены некоторые характеристики различных степеней вакуума.

Характеристика	Вакуум			
	низкий	средний	высокий	сверхвысокий
	$\lambda < l$	$\lambda \approx l$	$\lambda > l$	$\lambda >> l$
Давление в мм рт.ст	$760 - 1$	$1 - 10^{-3}$	$10^{-3} - 10^{-7}$	10^{-8} и менее
Число молекул в ед. объема (в м$^{-3}$)	$10^{25} - 10^{22}$	$10^{22} - 10^{19}$	$10^{19} - 10^{13}$	10^{13} и менее
Зависимость от давления коэффициентов χ и η	Не зависят от давления	Определяется параметром $\dfrac{<\lambda>}{l}$	Прямо пропорциональны давлению	Теплопроводность и вязкость практически отсутствуют

Если из сосуда откачивать газ, то по мере понижения давления число столкновений молекул друг с другом уменьшается, что приводит к увеличению их длины свободного пробега. При достаточно большом разрежении столкновения между молекулами относительно редки, поэтому основную роль играют столкновения молекул со стенками сосуда.

В состоянии высокого вакуума уменьшение плотности разряженного газа приводит к соответствующей убыли частиц без изменения $< \lambda >$. Следовательно, уменьшается число носителей импульса или внутренней энергии в явлениях вязкости и теплопроводности. Коэффициент переноса в этих явлениях прямо пропорциональны плотности газа. В сильно разряженных газах внутреннее трение по существу отсутствует.

Удельный тепловой поток в сильно разряженных газах пропорционален разности температур и плотности газа.

Стационарное состояние разряженного газа, находящегося в двух сосудах, соединенных узкой трубкой, возможно при *условии* равенства встречных потоков частиц, перемещающихся из одного сосуда в другой: $n_1 < \upsilon_1 >= n_2 < \upsilon_2 ,>$ где n_1 и n_2 – число молекул в 1 см^3 в обоих сосудах; $< \upsilon_1 >$и $< \upsilon_2 >$ – их средние арифметические скорости.

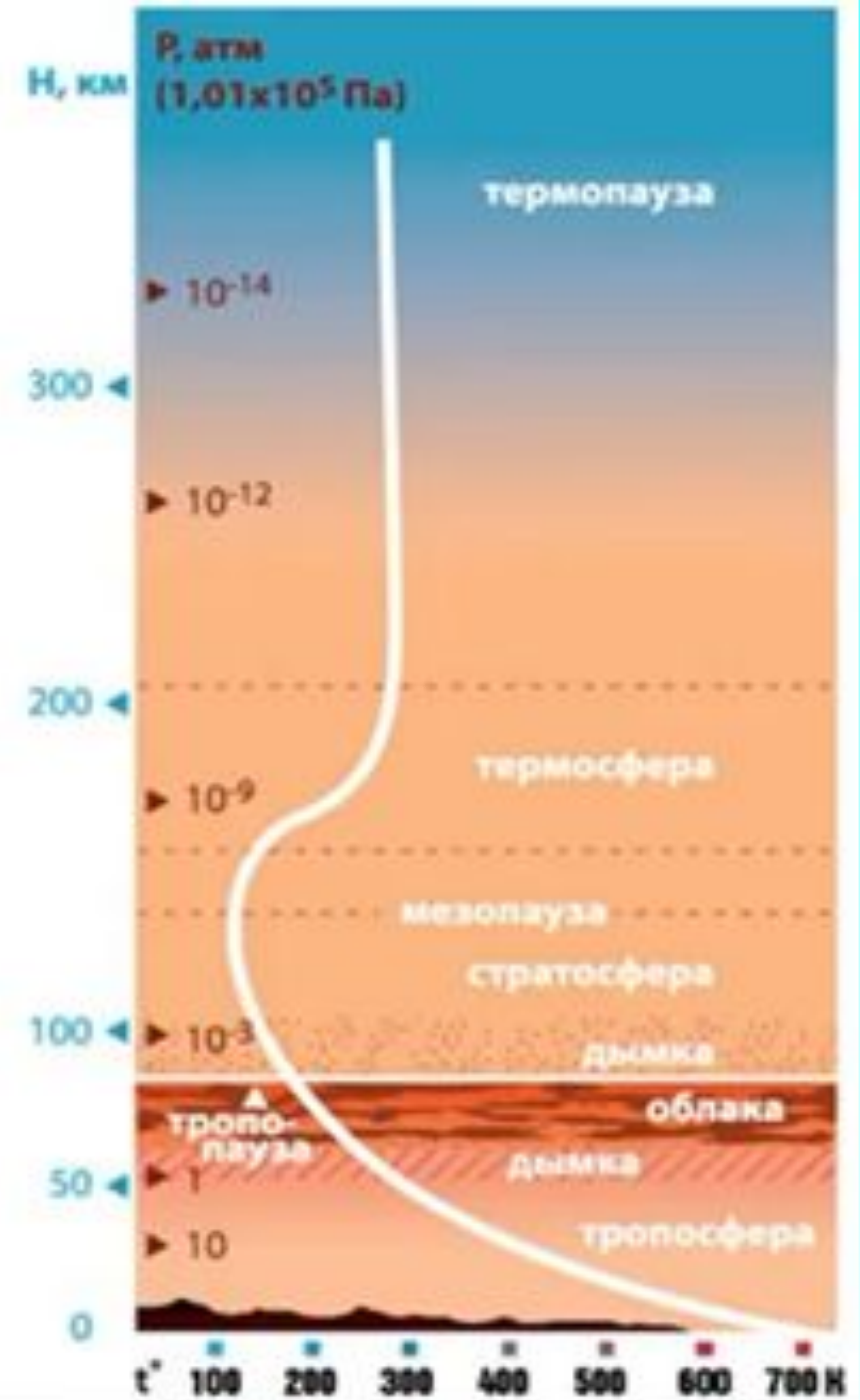
Если T_1 и T_2 – температуры газа в сосудах, то предыдущее условие стационарности можно переписать в виде уравнения, выражающего ***эффект Кнудсена***:

$$\frac{P_1}{P_2} = \sqrt{\frac{T_1}{T_2}},$$

где P_1 и P_2 – давления разряженного газа в обоих сосудах.

Вопросы создания вакуума имеют большое значение в технике, так как например, во многих современных электронных приборах используются электронные пучки, формирование которых возможно лишь в условиях вакуума. Для получения различных степеней разряжения применяются вакуумные насосы, позволяющие получить предварительное разряжение (форвакуум) до $\approx 0{,}13$ Па, а также вакуумные насосы и лабораторные приспособления, позволяющие получить давление до 13,3 мкПа – 1, 33 пПа (10^{-7} – 10^{-14} мм рт.ст.).


www.chipdip.ru



H, км
P, атм
(1,01x10⁵ Па)
термопауза
10^-14
300
10^-12
200
термосфера
10^-9
мезопауза
стратосфера
100
10^-3
дымка
облака
тропо-
пауза
дымка
50
1
10
тропосфера
0
t°
100
200
300
400
500
600
700 К

Применение вакуума.

Электровакуумные приборы

Вакуумные насосы

Области применения:

Металлургия

Медицина

Биология

Пищевая промышленность

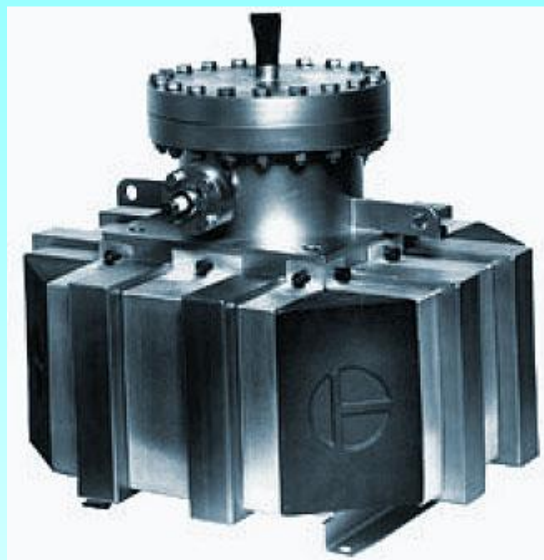
Атомная промышленность

Химическая промышленность

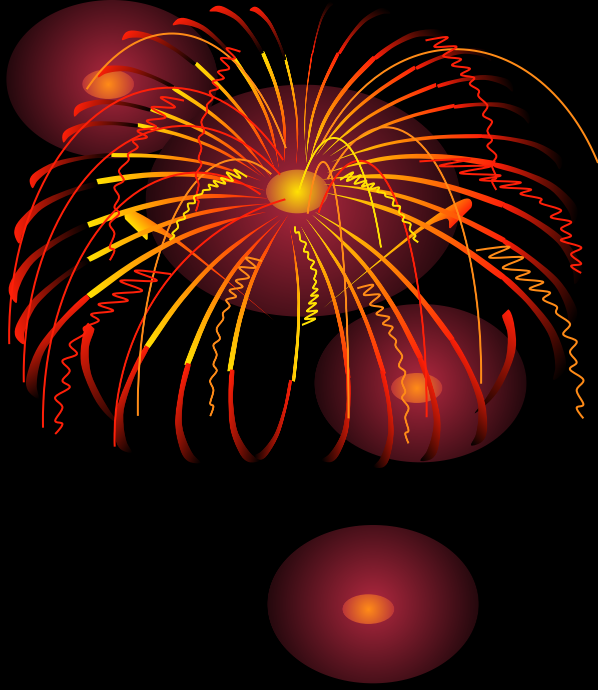
Отто Фон Герике

Турбомолекулярный насос

Ионный насос



Геттерный насос



Лекция окончена !