МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА

Лекция 1. Уравнение состояния идеального газа.

Состояние системы задается **термодинамическими параметрами** – совокупностью физических величин, характеризующих свойства термодинамической системы, например, давлением p, объемом V и температурой T. Между этими параметрами существует определенная связь, называемая **уравнением состояния.**

Для **идеального** газа уравнением состояния является **уравнение Клапейрона – Менделеева**:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT = \nu RT$$

,

где m – **масса** газа, μ – **молярная масса** (масса одного моля вещества),

$\nu = \frac{m}{\mu}$ – **количество вещества**,

R – универсальная газовая постоянная, $R = 8{,}31\,Дж/(моль \cdot К)$.

(Идеальным называется такой газ**,** в котором считается, что собственный объем молекул газа пренебрежимо мал по сравнению с объемом сосуда, в котором он находится, силы взаимодействия между молекулами газа отсутствуют, а столкновения между молекулами газа абсолютно упругие.)

Исходя из уравнения Клапейрона – Менделеева и понятия концентрации n (n – число молекул в единице объема: $n = \frac{N}{V}$, где N – число всех молекул газа), можно получить уравнение состояния идеального газа в ином виде:

$$p = \nu \frac{RT}{V} = \frac{N}{N_A} \frac{RT}{V} = \frac{N}{V} \frac{R}{N_A} T = nkT$$

, то есть $p = nkT$,

где N_A – постоянная Авогадро – число молекул в одном моле вещества,

$k = R / N_A$, k – постоянная Больцмана.

Лекция 2. Термодинамические процессы. Изопроцессы.

Любое изменение в системе, связанное с изменением ее термодинамических параметров, называется **термодинамическим процессом.**

Из уравнения Клапейрона – Менделеева следует, что $\frac{pV}{T} = \frac{m}{\mu}R$, то есть для данной массы газа $\frac{pV}{T} = const$ в любом термодинамическом процессе, что является **объединенным газовым законом.**

Если в термодинамическом процессе один из параметров газа (p, V, T) не изменяется, то такой процесс называется **изопроцессом**.

Процесс, протекающий при постоянном давлении, называется **изобарным**. Из объединенного газового закона для изобарного процесса следует:

$$\frac{V}{T} = const$$ (**уравнение изобарного процесса**).

Процесс, протекающий при постоянном объеме, называется **изохорным**. Из объединенного газового закона для изохорного процесса следует:

$$\frac{p}{T} = const$$ (**уравнение изохорного процесса**).

Процесс, протекающий при постоянной температуре, называется **изотермическим**. Для изотермического процесса:

$$pV = const$$ (**уравнение изотермического процесса**).

Лекция 3. Основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеального газа.

Основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеального газа связывает термодинамические параметры газа с параметрами, характеризующими движение его молекул. Так, давление газа, как следствие соударений молекул газа со стенками сосуда, определяется, согласно основному уравнению молекулярно-кинетической теории идеального газа, кинетической энергией поступательного движения молекул газа.

При выводе основного уравнения молекулярно-кинетической теории идеального газа полагают, что соударения молекул газа со стенками сосуда являются абсолютно упругими. Тогда, при соударении одна молекула газа массой m_0, движущаяся перпендикулярно стенке сосуда со скоростью υ, передает ей импульс $\Delta P_1 = m_0\upsilon - (-m_0\upsilon) = 2m_0\upsilon$.

Выделив на стенке сосуда элементарную площадку ΔS (рис. 1), определяют давление газа p на эту площадку. Построив цилиндр с основанием ΔS и высотой $\upsilon \cdot \Delta t$ (рис. 1), учитывают, что число молекул, способных за время Δt достигнуть площадки ΔS соответствует

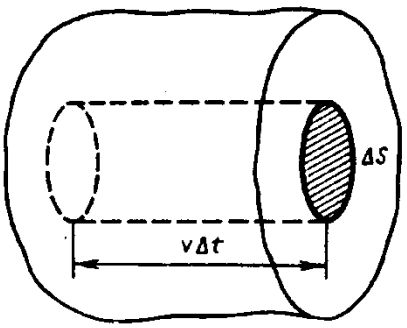


Рис. 1

1/6 части всех N молекул, содержащихся в объеме выделенного цилиндра ($N = n \cdot V = n\Delta S \cdot \upsilon \cdot \Delta t$, где n – концентрация молекул). Коэффициент 1/6 учитывает, что из всех N молекул, движущихся хаотично вдоль трех (x, y, z) взаимно перпендикулярных направлений, только их 1/6 часть движется по направлению к площадке ΔS. Тогда число ударов молекул, движущихся в данном направлении, о площадку ΔS за время Δt будет равно: $\frac{1}{6} n\Delta S\upsilon\Delta t$.

При столкновении с площадкой ΔS эти молекулы передадут ей импульс ΔP:

$$\Delta P = \frac{1}{6} n \Delta S \upsilon \Delta t \cdot 2 m_0 \upsilon = \frac{1}{3} n m_0 \upsilon^2 \Delta S \Delta t$$,

что соответствует, согласно второму закону Ньютона, действию силы *F*:

$$F = \frac{\Delta P}{\Delta t} = \frac{1}{3} n m_0 \upsilon^2 \cdot \Delta S$$.

Тогда давление газа, оказываемое им на стенки сосуда:

$$p = \frac{F}{\Delta S} = \frac{1}{3} n m_0 \upsilon^2$$.

Однако, молекулы газа движутся с различными скоростями υ_1, υ_2,…. υ_N, что можно учесть в полученной формуле, введя понятие **средней квадратичной скорости** движения молекул $\langle \upsilon_{кв} \rangle$:

$$\langle \upsilon_{кв} \rangle = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \upsilon_i^2}$$, тогда $$p = \frac{1}{3} n m_0 \langle \upsilon_{кв} \rangle^2$$.

Так как $n = \frac{N}{V}$, а $\frac{m_0 \langle \upsilon_{кв} \rangle^2}{2} = \langle \varepsilon \rangle$ – средняя кинетическая энергия движения одноатомной молекулы, то получим:

$$p = \frac{2}{3} \frac{1}{V} N \langle \varepsilon \rangle = \frac{2}{3} \frac{1}{V} E$$,

где*E* – суммарная кинетическая энергия всех молекул газа, $E = N \cdot \langle \varepsilon \rangle$.

Таким образом, получены два эквивалентных уравнения:

$$p = \frac{1}{3} n m_0 \langle \upsilon_{кв} \rangle^2$$ и $$p = \frac{2}{3} \frac{1}{V} E$$,

связывающие кинематические параметры движения отдельных молекул газа с термодинамическими параметрами газа в целом, каждое из которых называют **основным уравнением молекулярно-кинетической теории идеального газа.**

Из сравнения между собой уравнений $p = \frac{2}{3} n\langle\varepsilon\rangle$ и $p = nkT$ следует, что

$$T = \frac{2}{3}\frac{1}{k}\langle\varepsilon\rangle ,$$

то есть еще одно уравнение, связывающее термодинамический параметр газа (*T*) со средней кинетической энергией молекулы одноатомного газа $\langle\varepsilon\rangle$.

С другой стороны, величина средней кинетической энергии молекул газа $\langle\varepsilon\rangle$ определяется температурой газа*T* (для случая одноатомного газа):

$$\langle\varepsilon\rangle = \frac{3}{2} kT .$$

Лекция 4. Явления переноса (диффузия, теплопроводность, вязкость).

В неравновесных системах возникают особые необратимые процессы, называемые **явлениями переноса**, в результате которых происходит пространственный перенос массы, энергии, импульса.

Диффузия обусловлена переносом массы, **теплопроводность** – переносом энергии, а **вязкость** – переносом импульса.

Для характеристики необратимых процессов переноса вводятся параметры теплового движения молекул: среднее число соударений молекулы в единицу времени $\langle z\rangle$ и средняя длина свободного пробега молекул $\langle l\rangle$.

Среднее число соударений молекулы за 1 *с* определяется по формуле:

$$\langle z\rangle = \sqrt{2}\pi d^2 n\langle\upsilon\rangle ,$$

где d – эффективный диаметр молекул, т.е. минимальное расстояние, на которое сближаются при столкновении центры двух молекул,

πd^2 – эффективное сечение молекул, n – концентрация молекул,

$\langle \upsilon \rangle$ – средняя арифметическая скорость молекул.

Средняя длина свободного пробега молекул $\langle l \rangle$, т.е. средний путь, проходимый молекулой между двумя последовательными столкновениями:

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

При рассмотрении одномерных явлений переноса система отсчета выбирается так, чтобы ось x была ориентирована в направлении переноса.

1. Диффузия. Явление диффузии заключается в том, что происходит самопроизвольное взаимопроникновение и перемешивание частиц двух соприкасающихся газов, жидкостей и даже твердых тел. Диффузия сводится к переносу массы, возникает и продолжается до тех пор, пока на границе соприкосновения двух сред градиент плотности отличен от нуля.

2. Теплопроводность. Если в одной области газа температура больше,чем в другой, то с течением времени вследствие постоянных столкновений молекул происходит процесс выравнивания средних кинетических энергий молекул, то есть процесс выравнивания температуры. Этот процесс переноса энергии, называемый **теплопроводностью**, возникает и продолжается до тех пор, пока на границе соприкосновения двух частей газа градиент температуры отличен от нуля.

3. Вязкость. Вязкость это свойство жидкости или газа, обусловленное **внутренним трением** между соприкасающимися параллельными слоями жидкости или газа, движущимися с различными скоростями. В результате, импульс слоя, движущегося быстрее, уменьшается, а движущегося медленнее – увеличивается, что приводит к торможению слоя, движущегося быстрее, и ускорению слоя, движущегося медленнее. Другими словами, **внутреннее трение** приводит к переносу импульса от одного движущегося слоя жидкости или газа к другому соприкасающемуся с ним слою.

Лекция 5. Первое начало термодинамики. Внутренняя энергия. Работа. Применение первого начала термодинамики к изопроцессам.

Внутренней энергией газа U называется сумма кинетической энергии хаотического (теплового) движения всех молекул газа и энергии взаимодействия молекул газа между собой. Для идеального газа внутренняя энергия – это только кинетическая энергия всех молекул газа.

Внутренняя энергия идеального газа определяется числом степеней свободы его молекул и температурой газа.

Числом степеней свободы i механической системы называется количество независимых величин, с помощью которых может быть однозначно задано положение системы в пространстве.

Согласно **закону о равнораспределении** энергии по степеням свободы молекул для термодинамической системы, находящейся в равновесии, на каждую поступательную и вращательную степени свободы приходится в среднем кинетическая энергия, равная $\frac{kT}{2}$, а на каждую колебательную степень свободы – в среднем энергия, равная kT.Колебательная степень «обладает» вдвое большей энергией потому, что на нее приходится не только кинетическая энергия (как в случае поступательного и вращательного движений), но и потенциальная, причем средние значения кинетической и потенциальной энергий одинаковы.

Таким образом, средняя кинетическая энергия молекулы:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{i}{2} kT ,$$

где i – сумма числа поступательных, числа вращательных и удвоенного числа колебательных степеней свободы молекулы:

$$i = i_{пост} + i_{вращ} + 2i_{колеб} .$$

Внутренняя энергия N молекул идеального газа:

$$U = N \cdot \langle \varepsilon \rangle = N \cdot \frac{i}{2} kT$$

Так как число молекул газа $N = \nu \cdot N_A$ (N_A – число Авогадро) , где $\nu = \frac{m}{\mu}$,

то, с учетом соотношения $N_A \cdot k = R$, получим:

$$U = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} RT .$$

Изменение внутренней энергии ΔU при изменении температуры от T_1до T_2:

$$\Delta U = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} R\Delta T ,$$ где $\Delta T = T_2 - T_1$.

Внутреннюю энергию газа можно увеличить за счет сообщения ему некоторого количества теплоты Q, которое может быть израсходовано также и на совершение механической работы A по расширению газа. При этом соблюдается закон сохранения и превращения энергии. Применительно к термодинамическим процессам это и есть **первое начало термодинамики**: *количество теплоты Q, сообщаемое термодинамической системе, расходуется на изменение ее внутренней энергии ΔU и на совершение механической работы A против внешних сил:*

$$Q = \Delta U + A .$$

Работа газа при изопроцессах.

1. Изобарный процесс (*p= const*).

Первое начало термодинамики для изобарного процесса имеет вид:

$$Q = \Delta U + p\Delta V .$$

2. Изохорный процесс (*V = const*). При изохорном процессе газ не совершает работы против внешних сил, то есть $A=0$, а первое начало термодинамики для изохорного процесса примет вид:

$$Q = \Delta U .$$

т. е. все количество теплоты, сообщаемое газу, расходуется на увеличение его внутренней энергии.

3. Изотермический процесс (*T=const*).

Так как при постоянной температуре внутренняя энергия идеального газа не изменяется, то первое начало термодинамики для изотермического процесса:

$$Q = A ,$$

то есть все количество теплоты *Q*, сообщаемое газу, расходуется на совершение им работы *A*против внешних сил.

Лекция 6. Теплоемкость газа при изопроцессах. Уравнение Майера.

Теплоемкостью тела называется величина, равная количеству теплоты, которое нужно сообщить телу, чтобы повысить его температуру на 1 *К*.

Удельная теплоемкость вещества – величина, равная количеству теплоты, необходимому для нагревания 1 *кг* вещества на 1 *К*:

$$c = \frac{Q}{m \cdot \Delta T}.$$

Молярная теплоемкость вещества – величина, равная количеству теплоты, необходимому для нагревания 1 *моля* вещества на 1 *К*:

$$C = \frac{Q}{\nu \cdot \Delta T}, \text{ откуда } Q = C \cdot \nu \cdot \Delta T.$$

Различают теплоемкости газа при изохорном и изобарном процессах.

1. Молярная теплоемкость газа при изохорном процессе (C_V).

Для изохорного процесса первое начало термодинамики:

$$Q = \Delta U.$$

Следовательно $C_V \cdot \nu \cdot \Delta T = \nu \frac{i}{2} R \Delta T$, откуда $C_V = \frac{i}{2} R$.

2. Молярная теплоемкость газа при изобарном процессе (C_p).

Для изобарного процесса первое начало термодинамики:

$$Q = \Delta U + p\Delta V.$$

Так как для изобарного процесса $p\Delta V = \nu R \Delta T$,

то $C_p \cdot \nu \cdot \Delta T = \nu \frac{i}{2} R \Delta T + \nu R \Delta T$,

откуда $C_p = \frac{i}{2} R + R = \frac{i+2}{2} \cdot R$.

Уравнение Майера.

Сравнение между собой C_p и C_V приводит к **уравнению Майера**:

$$C_p = C_V + R$$

.

Это уравнение показывает, что C_p больше, чем C_V на величину универсальной газовой постоянной R. Это объясняется тем, что при изобарном нагревании газа, в отличие от изохорного нагревания, требуется дополнительное количество теплоты на совершение работы расширения газа.

Таким образом, молярная теплоемкость газа определяется лишь числом степеней свободы и не зависит от температуры. Это утверждение справедливо в довольно широком интервале температур лишь для одноатомных газов.Уже у двухатомных газов число степеней свободы, проявляющееся в теплоемкости, зависит от температуры.

Лекция 7. Адиабатический процесс.

Адиабатическим называется процесс, при котором отсутствует теплообмен между системой и окружающей средой. При адиабатическом процессе изменяются все термодинамические параметры (p, V, T) в соответствии с **уравнением Пуассона**:

$$pV^{\gamma} = const,$$

где γ – **коэффициент Пуассона**, равный отношению молярных теплоемкостей C_p / C_V.

Полученное выражение есть **уравнение адиабатического процесса** в переменных p и V.

Для перехода от переменных p и V к переменным V, T или p, T при описании адиабатического процесса используется уравнение Клапейрона — Менделеева:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT.$$

В результате соответствующие уравнения адиабатического процесса:

$V^{\gamma-1}T = const$ в переменных V и T,

$p^{1-\gamma}T^{\gamma} = const$ в переменных p и T.

Работа газа при адиабатическом процессе.

Из первого начала термодинамики ($Q = \Delta U + A$) для адиабатического процесса ($Q = 0$) следует, что $A = -\Delta U$.

Если газ адиабатически расширяется от объема V_1 до объема V_2, то его температура уменьшается от T_1 до T_2 и работа расширения идеального газа:

$$A = -\Delta U = \frac{m}{\mu}\frac{i}{2} R(T_1 - T_2).$$

Лекция 8. Обратимый и необратимый процессы. Круговой процесс. Тепловая машина и цикл Карно.

Термодинамический процесс называется **обратимым**, если он может проходить как в прямом, так и в обратном направлении, причем если такой процесс проходит сначала в прямом, а затем в обратном направлении, и система возвращается в исходное состояние, то в окружающей среде и в этой системе не происходит никаких изменений. Всякий процесс, не удовлетворяющий этим условиям, является **необратимым**.

Круговым процессом (или **циклом**) называется процесс, при котором система, пройдя через ряд состояний, возвращается в исходное состояние.

Тепловая машина – это устройство для преобразования теплоты в работу.

Принцип действия тепловой машины приведен на рис. 5. 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**, за цикл передается количество теплоты Q_2, при этом совершается работа: $A = Q_1 - Q_2$.

Французский физик Карно рассмотрел обратимый циклический процесс, состоящий из чередования двух изотермических и двух адиабатических процессов (рис. 6). В цикле Карно в качестве рабочего тела используется идеальный газ, находящийся в цилиндре с подвижным поршнем.

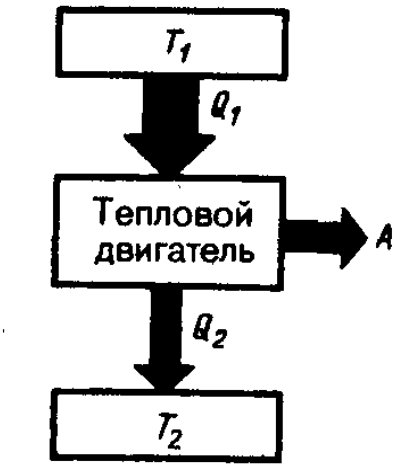


Рис. 5

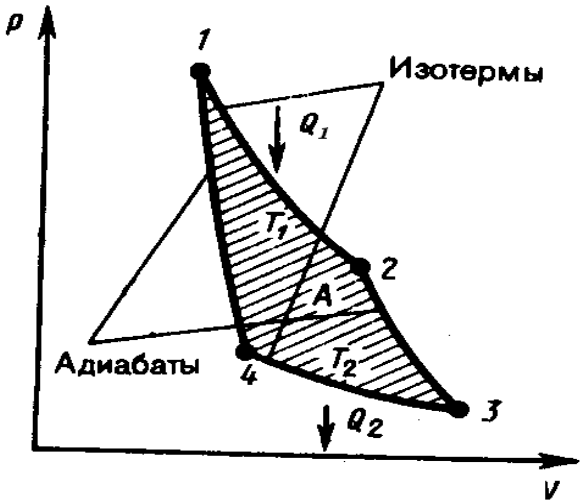


Рис. 6

График цикла Карно в координатах p и V изображен на рис. 6, где изотермическим расширению и сжатию соответствуют кривые *1–2* и *3–4*, а адиабатическим расширению и сжатию – кривые *2–3* и *4–1*. При изотермическом процессе $U=const$, поэтому количество теплоты Q_1, полученное газом от нагревателя, равно работе расширения A_{12}, совершаемой газом при переходе из состояния *1* в состояние *2*:

$$A_{12} = \frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = Q_1$$

.

При адиабатическом расширении *2–3* работа A_{23} совершается за счет изменения внутренней энергии:

$$A_{23} = -\frac{m}{\mu} C_V (T_2 - T_1)$$

.

Количество теплоты Q_2, отданное газом холодильнику при изотермическом сжатии, равно работе сжатия A_{34}:

$$A_{34} = \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -Q_2$$

.

Работа адиабатического сжатия:

$$A_{41} = -\frac{m}{\mu} C_V (T_1 - T_2) = -A_{23}$$

.

Работа, совершаемая в результате кругового процесса:

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

,

Термический коэффициент полезного действия цикла Карно можно определить по формуле:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$ или $$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$, то есть

к.п.д. тепловой машины, работающей по циклу Карно, определяется только температурами нагревателяT_1 и холодильника T_2 .

ВОЛНОВАЯ И КВАНТОВАЯ ОПТИКА

Лекция 1. Волновая теория света. Интерференция света

Интерференцией волн называется явление усиления колебаний в одних точках пространства и ослабления колебаний в других точках в результате наложения двух или более волн, приходящих в эти точки. При наложении двух (или нескольких) световых волн происходит пространственное перераспределение светового потока, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности. Необходимым условием наблюдения устойчивой интерференционной картины является **когерентность** складываемых волн. **Когерентными** называются волны одинаковой частоты, колебания в которых отличаются постоянной во времени разностью фаз.

Для получения когерентных световых волн применяют метод разделения волны, излучаемой одним источником, на две части, которые после прохождения разных *оптических путей* накладываются друг на друга, и в результате наблюдается интерференционная картина.

Произведение геометрической длины sпути световой волны в данной среде на показатель n преломления этой среды называется **оптическойдлинойпутиL**, а величина $\Delta = L_2 - L_1$ (разность оптических длин проходимых волнами путей) называется **оптическойразностью хода.**

Условия интерференционного максимума и минимума

Если оптическая разность хода Δ равна целому числу длин волн λ_0 , т.е.

$$\Delta = \pm m\lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \ldots),$$

то колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе, и в точке M будет наблюдаться **интерференционный максимум** (m – порядок интерференционного максимума).

Если же оптическая разность хода Δ равна полуцелому числу длин волн λ_0, т.е.

$$\Delta = \pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \ldots),$$

то колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами, будут происходить в противофазе, и в точке M будет наблюдаться **интерференционный минимум** (m – порядок интерференционного минимума).

Лекция 2. Дифракция света. Дифракция Френеля

Дифракцией называется огибание волнами препятствий, встречающихся на их пути, или в более широком смысле – любое отклонение распространения волн вблизи препятствий от законов геометрической оптики. Благодаря дифракции волны могут попадать в область геометрической тени, огибать препятствия, проникать через небольшие отверстия в экранах и т. д.

Явление дифракции объясняется с помощью **принципа Гюйгенса**, согласно которому каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн задает положение волнового фронта.

Френель дополнил принцип Гюйгенса идеей интерференции вторичных волн.

Согласно **принципу Гюйгенса – Френеля** световая волна, возбуждаемая каким-либо источником S, может быть представлена как *результат суперпозиции когерентных вторичных волн,* «излучаемых» фиктивными источниками. Такими источниками могут служить, например, бесконечно малые элементы любой замкнутой поверхности, охватывающей источник S. Если в качестве такой замкнутой поверхности выбрать одну из **волновых поверхностей** (**волновой поверхностью** называется геометрическое место точек, колебания в которых происходят в одинаковой фазе), то все бесконечно малые элементы этой замкнутой поверхности, как фиктивные источники, действуют синфазно. Это свойство фиктивных источников когерентных вторичных волн использовано в методе зон Френеля при изучении дифракции сферических волн точечного источника света.

Метод зон Френеля. Найдем в произвольной точке *M* амплитуду световой волны, распространяющейся от точечного источника света *S* (рис. 2).

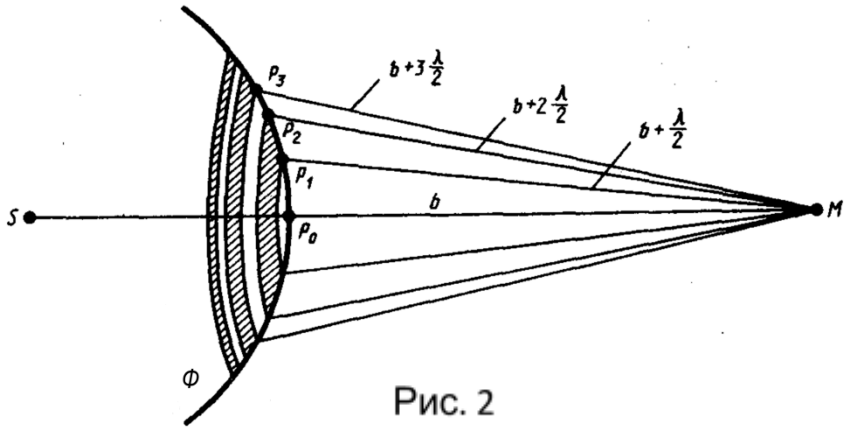


Рис. 2

Френель разбил волновую поверхность *Ф*, являющуюся сферической поверхностью с центром в точке *S*, на кольцевые зоны (зоны Френеля) такого размера, чтобы расстояния от краев соседних зон до точки *M* отличались на $\lambda/2$ (рис. 2). Так как колебания от соседних зон проходят до точки *M* расстояния, отличающиеся на $\lambda/2$, то в точку *M* они приходят в противоположных фазах и при наложении взаимно ослабляют друг друга. Поэтому амплитуда *A* результирующего колебания в точке *M* определяется следующим образом:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \ldots \pm A_n ,$$

где A_1, A_2, ...,A_n– амплитуды колебаний, возбуждаемых 1-ой, 2-ой, ..., *n*-ной зонами Френеля.

С ростом номера зоны Френеля интенсивность излучения в направлении точки *M* уменьшается, то есть $A_1 > A_2 > A_3 > \ldots > A_n$.

Амплитуда *A* результирующего колебания может быть представлена в виде:

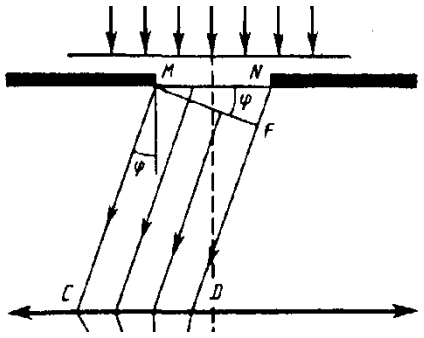
$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \ldots \pm \frac{A_n}{2} = \frac{A_1}{2} ,$$

так как выражения, стоящие в скобках, близки к нулю, а амплитуда A_n последней *n*-ной зоны Френеля ничтожно мала.

Таким образом, амплитуда результирующего колебания в произвольной точке *M* соответствует действию только половины центральной зоны Френеля.

Правомерность деления волнового фронта на зоны Френеля подтверждена экспериментально. Для этого использованы **зонные пластинки** –в простейшем случае

стеклянные пластинки, состоящие из системы чередующихся прозрачных и непрозрачных концентрических колец, построенных по принципу расположения зон Френеля, то есть прозрачных для нечетных зон, начиная с центральной зоны Френеля, и непрозрачных для четных зон Френеля. В этом случае результирующая амплитуда A ($A=A_1+A_3+A_5+...$) должна быть больше, чем при полностью открытом волновом фронте. Опыт подтверждает эти выводы: зонные пластинки увеличивают освещенность в точке M, действуя подобно собирающей линзе.



Раз

Лекция 3. Дисперсия и поляризация света

Дисперсией света называется зависимость показателя преломления n вещества от частоты ν ($n= f(\nu)$) или от длины волны λ ($n= f(\lambda)$) света (рис. 8).

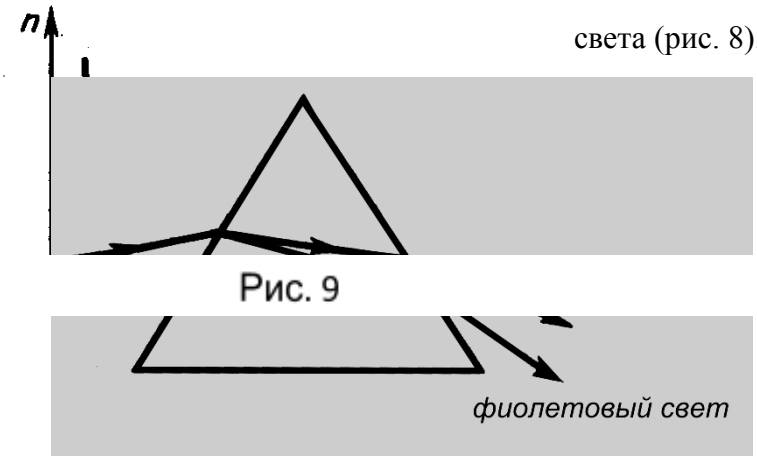


Рис. 9

Следствием дисперсии является разложение в спектр пучка белого света при прохождении его через призму (рис. 9). Так как с увеличением длины волны значение показателя преломления уменьшается (рис. 8), то красные лучи отклоняются призмой слабее, чем фиолетовые (рис. 9).

Поляризация света. Согласно теории Максвелла световые волны являются поперечными: векторы напряженностей электрического $\vec{E}$ и магнитного $\vec{H}$ полей в световой волне взаимно перпендикулярны и колеблются перпендикулярно вектору скорости $\vec{\upsilon}$ распространения волны. Поэтому для описания закономерностей

поляризации света рассматривают поведение лишь одного из векторов – вектора напряженности $\vec{E}$ электрического поля.

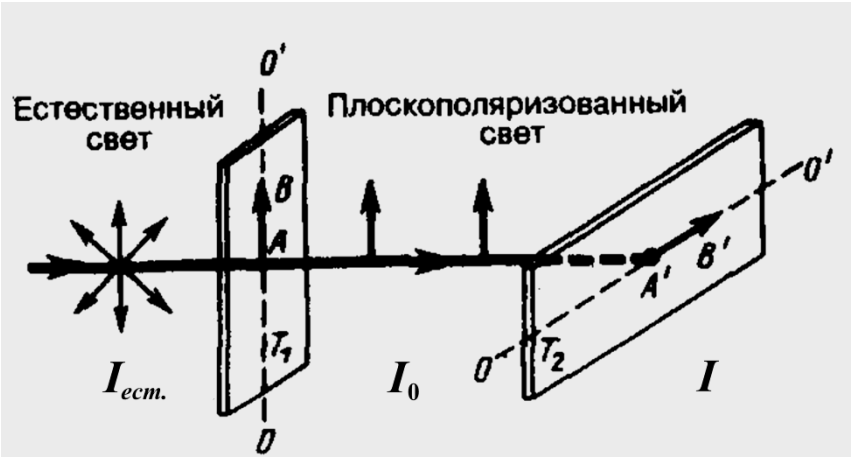
Свет представляет собой суммарное электромагнитное излучение множества атомов. Атомы излучают световые волны независимо друг от друга, поэтому световая волна, излучаемая телом в целом, характеризуется всевозможными равновероятными ориентациями вектора $\vec{E}$. Такой свет называется **естественным.** Свет, в котором направление колебаний вектора $\vec{E}$ каким-то образом упорядочено, называется **поляризованным**.Свет, в котором вектор $\vec{E}$ колеблется только в одном направлении (перпендикулярном направлению распространения луча) называется **плоскополяризованным**. Плоскость, проходящая через направление колебаний вектора $\vec{E}$ плоскополяризованной волны и направление распространения этой волны, называется **плоскостью поляризации**.

Естественный свет можно преобразовать в плоскополяризованный с помощью так называемых **поляризаторов**. В качестве поляризаторов могут быть использованы природные кристаллы, например, турмалин.

Если на пути луча поставить не одну, а две пластинки турмалина T_1и T_2 (рис. 10) и вращать одну относительно другой вокруг направления луча, то интенсивность света, прошедшего через обе пластинки, изменяется в зависимости от угла α между **оптическими осями***OO'*, определяющими положение плоскостей поляризации двух кристаллов-поляризаторов,по **законуМалюса**:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha ,$$

где I_0 и I – соответственно интенсивности света, падающего на второй кристалл и вышедшего из него.



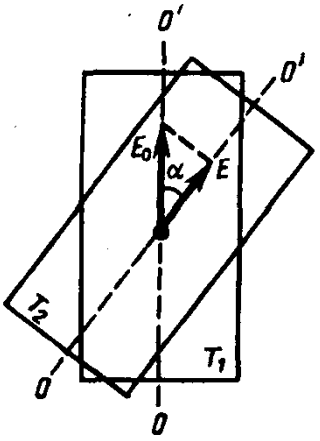


Рис. 10

Пластинка T_1 , преобразующая естественный свет в плоскополяризованный, является **поляризатором.** Пластинка T_2 , служащая для анализа степени поляризации света, прошедшего **поляризатор,** называется **анализатором**.

Лекция 4. Корпускулярная оптика

Согласно **квантовой гипотезе Планка-Эйнштейна** свет частотой ν испускается, распространяется и поглощается веществом отдельными порциями (квантами), энергия которых $\varepsilon_0 = h\nu$ (h – постоянная Планка). Эти локализованные в пространстве дискретные световые кванты, движущиеся со скоростью c распространения света в вакууме, получили название **фотонов**. Таким образом, распространение света можно рассматривать не как непрерывный волновой процесс, а как поток частиц – **фотонов**. Доказательством этих квантовых (корпускулярных) представлений о свете, как о потоке частиц, являются **фотоэффект** и **эффект Комптона.**

Внешним фотоэффектом называется испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения. Явление внешнего фотоэффекта и его закономерности объяснены на основе квантовой теории фотоэффекта, согласно которой каждый квант

света поглощается только одним электроном. Поэтому число вырванных фотоэлектронов пропорционально интенсивности света.

Энергия $h\nu$ падающего на металл фотона расходуется на совершение электроном работы выхода A из металла и на сообщение вылетевшему фотоэлектрону кинетической энергии, то есть по закону сохранения энергии:

$$h\nu = A + \frac{m\upsilon_{max}^2}{2}$$ (**уравнение Эйнштейна** для **внешнего фотоэффекта**).

Из этого уравнения следует, что максимальная кинетическая энергия фотоэлектрона линейно возрастает с увеличением частоты падающего излучения и не зависит от его интенсивности, то есть от числа фотонов. Так как с уменьшением частоты света кинетическая энергия фотоэлектронов уменьшается, то при некоторой частоте $\nu=\nu_0$ кинетическая энергия фотоэлектронов станет равной нулю и в этом случае энергия фотона $h\nu_0$ равна работе выхода A, из чего следует, что $\nu_0=A/h$ (частота ν_0 носит название **красной границы фотоэффекта**). При частоте $\nu<\nu_0$ фотоэффекта не будет.

Масса и импульс фотона. Согласно квантовой гипотезе Планка-Эйнштейна, распространение света можно рассматривать как поток частиц – фотонов, энергия которых $\varepsilon_0=h\nu$. Тогда из уравнения Эйнштейна взаимосвязи массы и энергии $E=mc^2$ следует, что масса фотона:

$$m = \frac{\varepsilon_0}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}.$$

Поскольку фотон движется со скоростью света c, то импульс фотона p :

$$p = mc = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}.$$

Следовательно, фотон, как и любая другая частица, характеризуется энергией, массой и импульсом. Полученные выражения связывают *корпускулярные* характеристики фотона – массу, импульс и энергию – с *волновой* характеристикой света – его частотой ν (или длиной волны λ).

Лекция 5. Квантовая физика атома. Постулаты Бора

Первый постулат Бора (постулат стационарных состояний): в атоме существуют стационарные (не изменяющиеся со временем) состояния, находясь в которых атом не излучает энергии. Стационарным состояниям атома соответствуют стационарные орбиты, на которых находятся электроны.

В стационарном состоянии атома для электрона, находящегося на круговой орбите, значения момента импульса могут принимать только определенный набор дискретных квантованных значений, удовлетворяющих условию:

$$m_e \upsilon_n r_n = n\hbar \quad (\text{n} = 1, 2, 3, \ldots), \text{ где}$$

m_e–масса электрона, υ_n– скорость электрона на n-ой орбите радиуса r_n,

n– номер орбиты,

$\hbar = \dfrac{h}{2\pi}$ (h – постоянная Планка).

Радиус n-ой орбиты для атома водорода:

$$r_n = n^2 \frac{4\pi\varepsilon_o \hbar^2}{m_e e^2} = n^2 a ,$$

где e – заряд электрона, ε_o– электрическая постоянная,

a – радиус первой орбиты (n= 1), называемый **первым боровским радиусом,** который равен:

$$r_1 = a = \frac{4\pi\varepsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2} = 0{,}528 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 52{,}8 \text{ пм} .$$

Второй постулат Бора (правило частот): при переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую излучается (или поглощается) один фотон с энергией$h\nu$,равной разности энергий соответствующих стационарных состояний E_nиE_m:

$$h\nu = E_n - E_m .$$

При переходе атома из состояния большей энергии в состояние меньшей энергии, то есть при переходе электрона на менее удаленную от ядра орбиту, происходит излучение фотона, а при поглощении фотона происходит переход атома из состояния меньшей энергии в состояние большей энергии, что соответствует переходу электрона на более удаленную орбиту.

Дискретность набора значений энергии стационарных состояний E_nиE_mпредопределяет дискретность набора возможных частот ν квантовых переходов между этими состояниями, что обусловливает линейчатость спектра атома.

По теории Бора полная энергия электрона на *n*-ой орбите атома водорода:

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \cdot \frac{m_e e^4}{8 h^2 \varepsilon_0^2}, \quad (n = 1, 2, 3, \ldots),$$

Из приведенной формулы следует, что энергетические состояния атома водорода образуют последовательность энергетических уровней, изменяющихся в зависимости от значения числа n, которое называется **главным квантовым числом**.

Энергетическое состояние с $n = 1$ является **основным** состоянием, а состояния с $n > 1$ являются **возбужденными**.