Тема 6
ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

Волной называется **процесс распространения колебаний** в пространстве с течением времени.

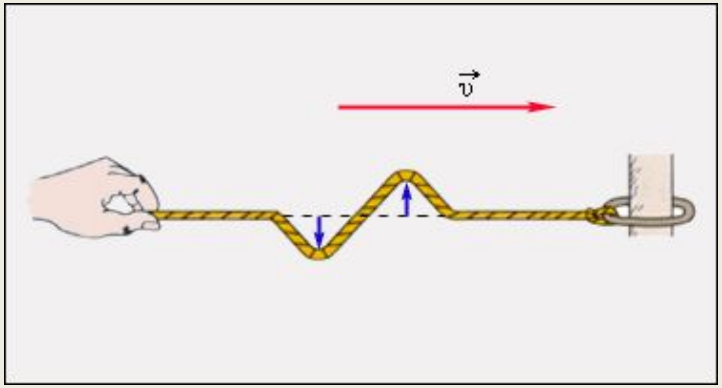
Основным свойством всех волн является **перенос энергии** без переноса вещества.
Классификация волн: гармонические, затухающие, стоячие.

По своей природе волны бывают **механическими** (**упругими**), например, волны на поверхности жидкости, и **электромагнитными**.

Механические волны реализуются только в упругой среде в результате колебаний частиц среды.

6.1 МЕХАНИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ

ВОЛНОВЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ



Одиночной волной или **волновым импульсом** называется короткое возмущение, не имеющее регулярного характера.

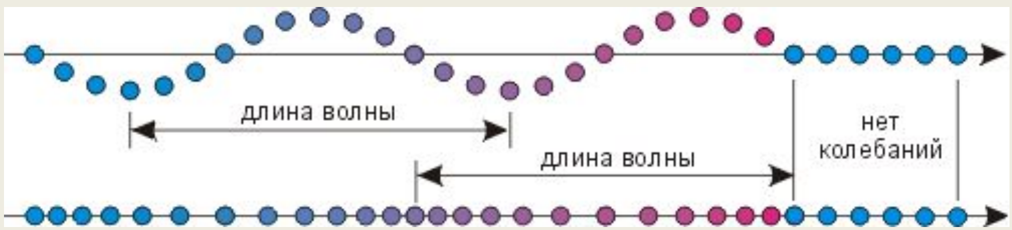
Ограниченный ряд повторяющихся возмущений называется **цугом волн.**

Особое значение в теории волн имеет **гармоническая волна**, т. е. неограниченная в пространстве синусоидальная волна, в которой смещение частиц среды происходит по закону синуса или косинуса.

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ВОЛНЫ

Если в каком-либо месте упругой среды (твердой, жидкой, газообразной)
возбудить колебания ее частиц, то вследствие взаимодействия между частицами это колебание будет распространяться в среде от частицы к частице с некоторой скоростью – в среде возникнет волна.

Частицы среды, в которой распространяется волна, не вовлекаются в поступательное движение, они лишь совершают колебания около своих положений равновесия.



-2

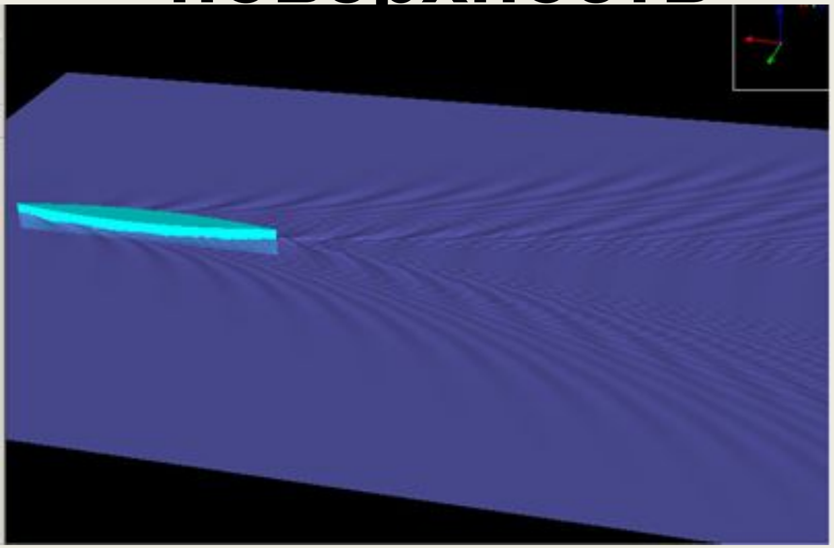
-1

В **продольной волне** (1)частицы среды колеблются вдоль направления
распространения волны.

В **поперечной волне** (2)частицы среды колеблются в направлениях,
перпендикулярных к направлению распространения волны.

В газообразной среде возможно возникновение только продольных волн. В твердой среде возможно возникновение как продольных, так и поперечных волн.

Волновой фронт и волновая поверхность



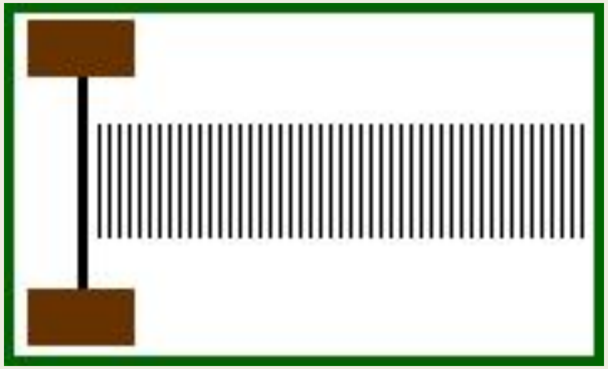
Распространяясь от источника колебаний, волновой процесс охватывает все новые и новые области пространства. **Геометрическое место точек, до которых доходят колебания к данному моменту времени, называется фронтом волны или волновым фронтом.** Фронт волны отделяет часть пространства, уже вовлеченную в волновой процесс, от области, в которой колебания еще не возникли.

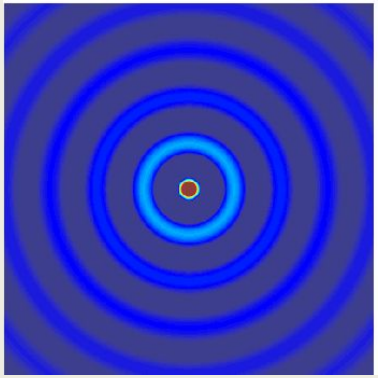
Геометрическое место точек, колеблющихся в
одинаковой фазе, называется **волновой поверхностью**.
Волновую поверхность можно провести через
любую точку пространства, охваченного
волновым процессом. Следовательно волновых
поверхностей существует бесконечно много.

Волновой фронт является одной из волновых поверхностей.

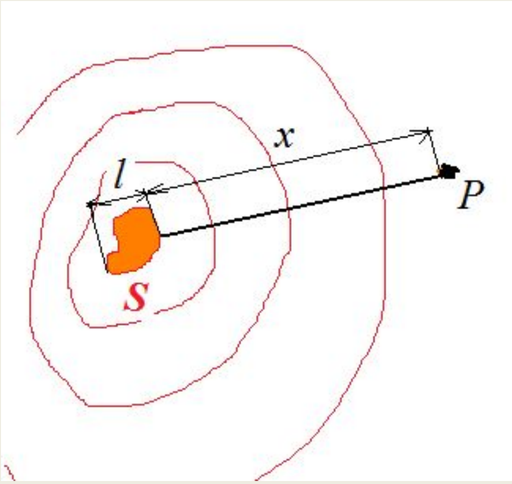
Волновые поверхности могут быть любой формы.

В простейших случаях они имеют форму плоскости (**плоская волна**) или сферы (**сферическая волна**).
В плоской волне волновые поверхности представляют собой множество параллельных плоскостей, в сферической волне – концентрических сфер.

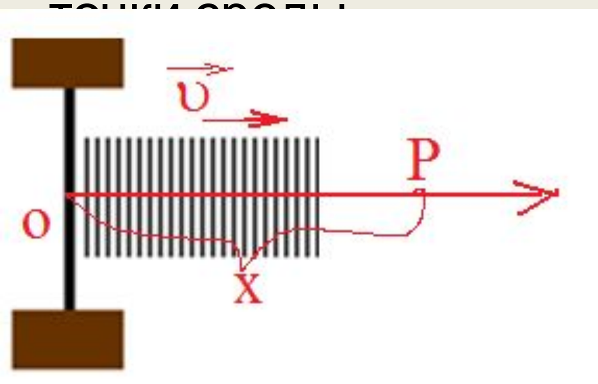




Всякий реальный источник волн обладает конечными размерами. Однако если ограничиться рассмотрением волны на расстояниях от источника значительно превышающих его размеры ($l \ll x$), то источник можно считать точечным.
В изотропной и однородной среде волна, порождаемая точечным источником будет <u>сферической</u>.
На малых расстояниях от источника ($l \gg x$) волну можно считать плоской.



Пусть колебания распространяются с постоянной скоростью υ вдоль оси OX в непоглощающей среде. Получим зависимость смещения $\xi(x,t)$ точки среды



Колебания источника, помещенного в начало координат:

$$\xi(0,t) = A\cos(\omega t + \varphi_0)$$

В т. P колебания придут на $\tau = \dfrac{x}{\upsilon}$ позже, чем они возникли в источнике:

$$\xi_p(x,t) = A\cos[\omega(t-\tau)+\varphi_0] = A\cos[\omega t - \omega\tau + \varphi_0] = A\cos\left[\omega t - \frac{\omega}{\upsilon}x + \varphi_0\right]$$

Процесс распространения колебаний с фиксированной частотой $(\omega = const)$ называется **монохроматической волной**.

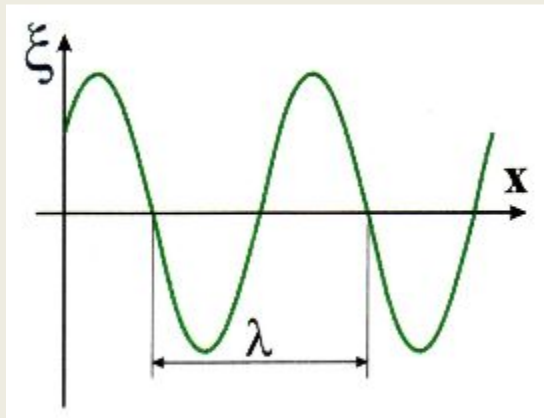
$$\xi(x,t) = A\cos\left[\omega t - \frac{\omega}{\upsilon}x + \varphi_0\right]$$

(1) – уравнение плоской монохроматической волны

Характеристики волнового процесса

1) Длина волны и период колебаний

$t_0 = const$

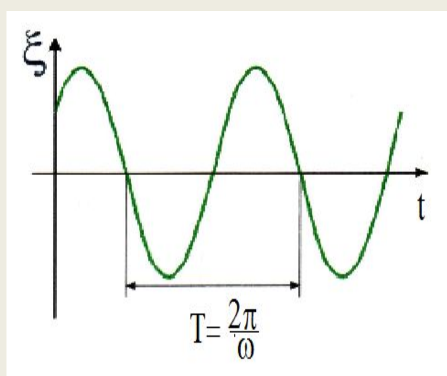


$$\xi(x,t_0) = A\cos\left[\omega t_0 - \frac{\omega}{\upsilon}x + \varphi_0\right]$$

Расстояние между ближайшими частицами, колеблющимися в одинаковой фазе, называется длиной волны λ.

График $\xi(x,t_0)$ дает зависимость смещения всех частиц среды от расстояния до источника колебаний для момента t_0.

$x_0 = const$



$$\xi(x_0,t) = A\cos\left[\omega t - \frac{\omega}{\upsilon}x_0 + \varphi_0\right]$$

$\xi(x_0,t)$ – зависимость смещения данной частицы от времени

Найдем связь пространственного λ и временного T периодов колебаний. В <u>один и тот же момент времени</u> рассмотрим колебания в двух точках пространства, фазы колебаний в которых <u>отличаются на 2π</u>.

$$\left.\begin{aligned} \varphi_1 &= \omega\, t_0 - \frac{\omega}{\upsilon} x_1 + \varphi_0 \\ \varphi_2 &= \omega\, t_0 - \frac{\omega}{\upsilon} x_2 + \varphi_0 \end{aligned}\right\} \left|\varphi_2 - \varphi_1\right| = \frac{\omega}{\upsilon}(x_2 - x_1)$$

$$2\pi = \frac{\omega}{\upsilon}\lambda \longrightarrow \lambda = \upsilon\frac{2\pi}{\omega} = \upsilon T$$

$$\lambda = \upsilon T$$

2) <u>Фазовая скорость</u> волны:

Зафиксируем фазу $\varphi = const$

$$\xi_0 = A\cos\varphi = const$$

Ей соответствует постоянное смещение ξ_0

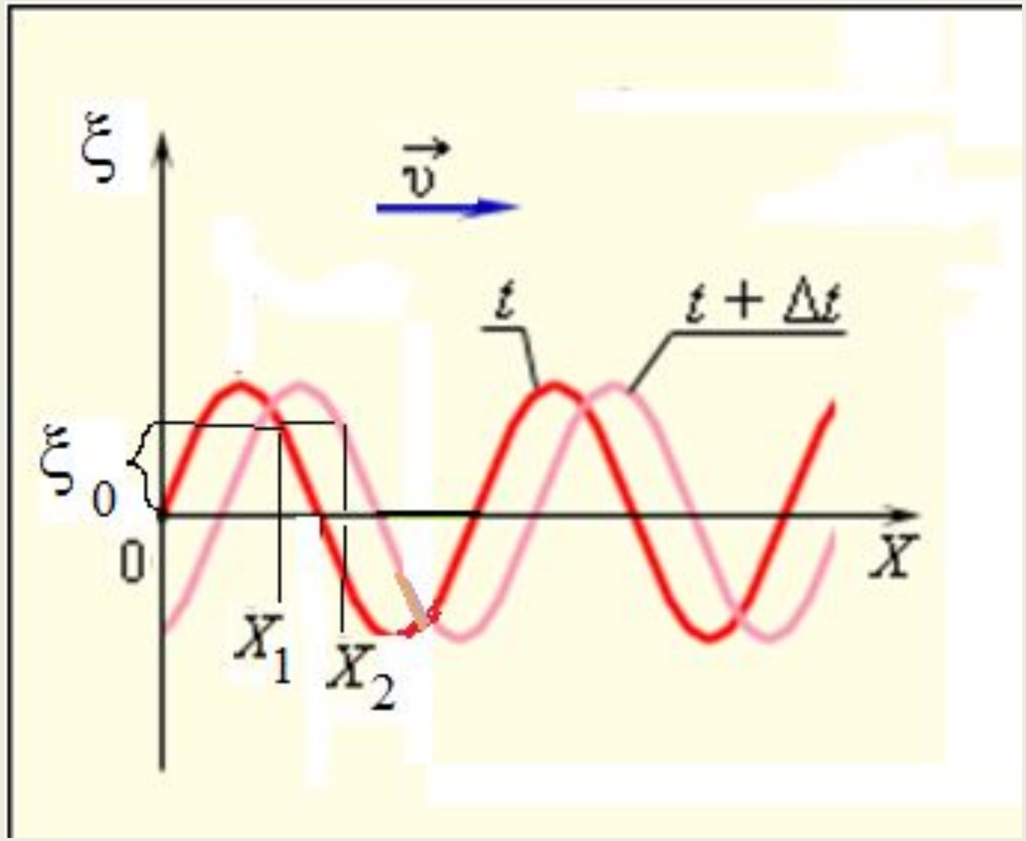
Найдем скорость движения

$$\varphi = \omega t - \frac{\omega}{\upsilon}x + \varphi_0 = const$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = 0;\ \omega - \frac{\omega}{\upsilon}\frac{dx}{dt} = 0;\ 1 - \frac{1}{\upsilon}\frac{dx}{dt} = 0;$$

$$\upsilon = \frac{dx}{dt}$$

- скорость распространения фиксированной фазы колебаний, или **фазовая скорость**



3) Волновое число и волновой вектор

По аналогии с $T = \frac{2\pi}{\omega}$ можно записать $\lambda = \frac{2\pi}{k}$, где k – пространственная частота колебаний.

$$k = \frac{2\pi}{T\upsilon} = \frac{\omega}{\upsilon}$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{\upsilon}$$

- **волновое число** (пространственная частота колебаний).

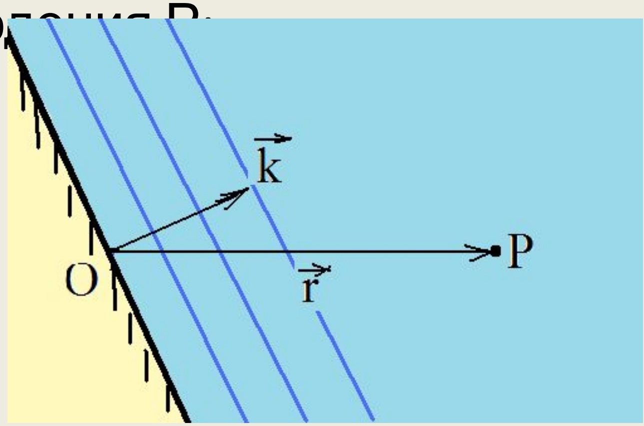
Волновой вектор

$$\vec{k} = \frac{\omega}{\upsilon}\vec{n}$$

- по модулю равен волновому числу и направлен **по нормали** к волновой поверхности в данной точке .

$$|\vec{n}| = 1$$

Для плоской волны, распространяющейся в произвольном направлении, смещение в т. наблюдения Р:



$$\xi_p(\vec{r},t) = A\cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \varphi_0) \quad (*)$$

Это уравнение **плоской монохроматической волны , распространяющейся в непоглощающей среде в общем случае.**

Частные случаи:

1) если волна распространяется **вдоль оси** ОХ:

$$\xi(x,t) = A\cos(\omega t - kx + \varphi_0)$$

2) если волна распространяется **против оси** ОХ:

$$\xi(x,t) = A\cos(\omega t + kx + \varphi_0)$$

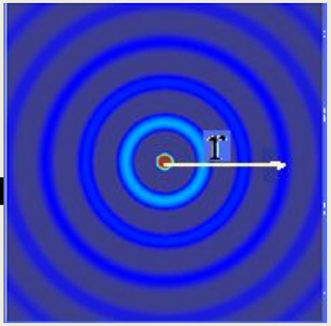
(*) – идеальная модель волнового процесса. Монохроматических волн в природе не существует, любой реальный волновой процесс включает набор частот в определенном интервале $[\omega_1, \omega_2]$.

В изотропной и однородной среде волна, порождаемая точечным источником будет сферической.

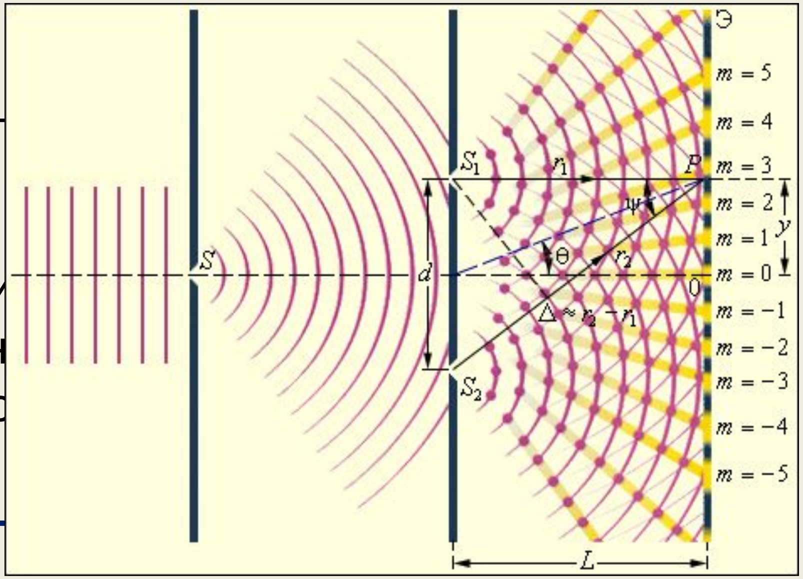
Даже если сферическая волна не поглощается средой, ее амплитуда уменьшается с удалением от источника по закону $1/r$, т.к. энергия распределяется по поверхности все большего радиуса.

Тогда $$\xi(r,t) = \frac{a}{r}\cos(\omega t - kr + \varphi_0).$$

(a – амплитуда на расстоянии от источника, равном едини



Если в среде распространяется одновременн несколько волн, то колебания частиц среды оказываются суммой колебаний, которые совершали бы частицы при распространении каждой из волн в отдельности. Следовательн волны просто накладываются одна на другую не возмущая друг друга. Это утверждение называется **принципом суперпозиции волн**



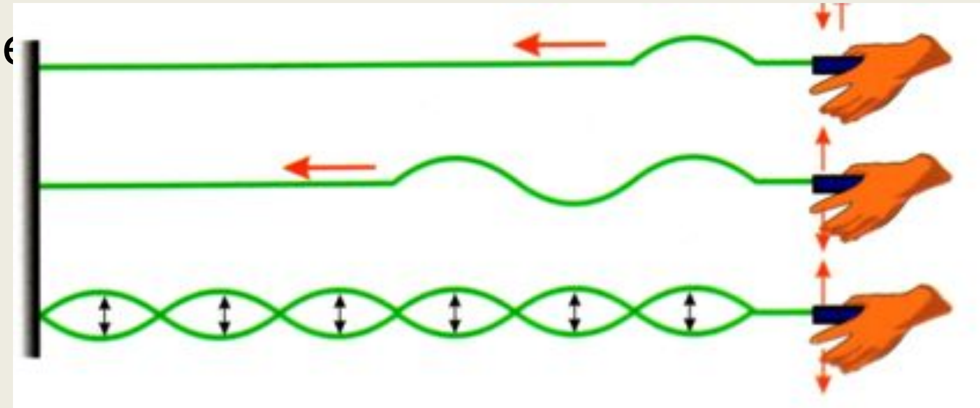
Стоячие волны.

Стоячие волны – это волны, образующиеся при наложении
двух бегущих волн, распространяющихся навстречу друг другу
с одинаковыми частотами и амплитудами.

Пусть две плоские волны распространяются навстречу друг другу вдоль оси x в среде без затухания, причем обе волны характеризуются одинаковыми амплитудами и частотами. Начало координат выберем в точке, в которой обе волны имеют одинаковую фазу, а отсчет време когда фазы обеих волн равны нулю.

$$\xi_1 = A\cos(\omega t - kx)$$

$$\xi_2 = A\cos(\omega t + kx)$$



$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = A[\cos(\omega t - kx) + \cos(\omega t + kx)]$$

$$\xi = 2A\cos(kx)\cos(\omega t) =$$

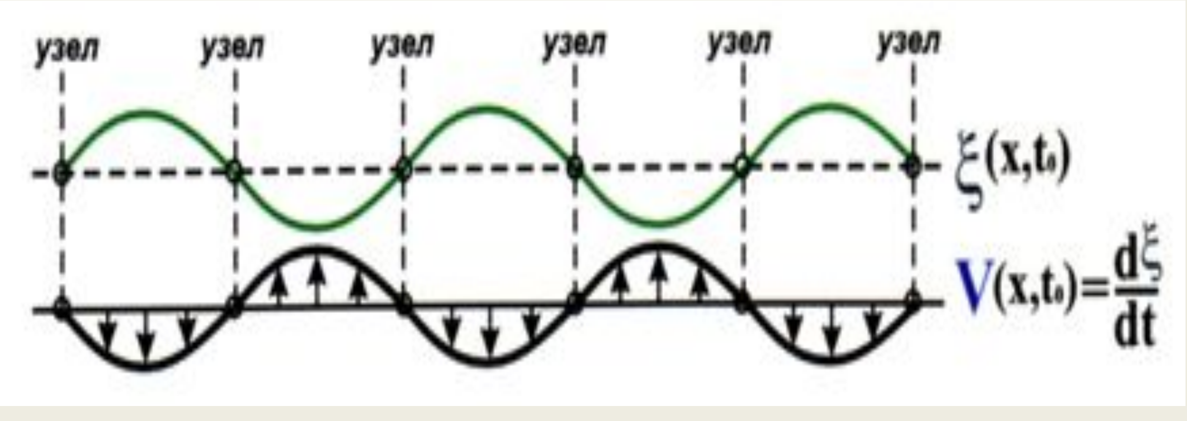
$$= 2A\cos(\frac{2\pi x}{\lambda})\cos(\omega t) \qquad A_{cm}(x) = 2A\cos(\frac{2\pi x}{\lambda})$$

Точки волны, в которых амплитуда колебаний максимальна,
называются **пучностями стоячей волны**, а точки, в которых
амплитуда колебаний равна нулю, называются **узлами стоячей волны**.

$$\frac{2\pi x}{\lambda} = \pm m\pi \qquad x_п = \pm m\frac{\lambda}{2} \qquad m = 0,1,2...$$

$$\frac{2\pi x}{\lambda} = \pm(m+1/2)\pi \qquad x_{узл} = \pm(m+1/2)\frac{\lambda}{2}$$

В случае стоячей волны переноса энергии нет.



ВОЛНОВОЕ УРАВНЕНИЕ

Уравнение любой волны , в том числе (*), является решением дифференциального уравнения, называемого **волновым.**

Чтобы установить вид волнового уравнения, найдем вторые частные производные по времени и координатам от уравнения плоской волны:

$$\xi = a\cos(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_0) \Rightarrow \begin{cases} \dfrac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\omega^2 \xi; \quad \dfrac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = -k_x^2 \xi; \\ \dfrac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} = -k_y^2 \xi; \quad \dfrac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = -k_z^2 \xi. \end{cases}$$

Сложим производные по координатам, учтем, что $\Delta = \nabla^2 = \dfrac{\partial^2}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2}{\partial y^2} + \dfrac{\partial^2}{\partial z^2}$ - оператор Лапласа.

$$\nabla^2 \xi \equiv \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = -k^2 \xi \Rightarrow$$

$$\nabla^2 \xi = \frac{k^2}{\omega^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}; \quad \frac{k^2}{\omega^2} = \frac{1}{\upsilon^2} \Rightarrow \nabla^2 \xi = \frac{1}{\upsilon^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}.$$

$$\Delta\xi = \frac{1}{\upsilon^2}\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}$$

- **волновое уравнение** справедливо для волны любой природы и с любой формой волнового фронта, распространяющейся с **постоянной скоростью**.

Для плоской волны, распространяющейся вдоль оси OX, волновое уравнение имеет вид:

$$\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2} = \frac{1}{\upsilon^2}\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}$$

6.2 электромагнитные волны

м Гц

Радиоволны: $\lambda = 10^{3} - 10^{-4}$ $\nu = 3*10^{5} - 3*10^{12}$

Источник излучения – колебательный контур
вибратор Герца лампового генератор

<u>Световые волны</u>:

инфракрасное излучение $5*10^{-4} - 8*10^{-7}$ $6*10^{11} - 3.75*10^{14}$

видимый свет $8*10^{-7} - 4*10^{-7}$ $3.75*10^{14} - 7.5*10^{14}$

ультрафиолетовое изл. $4*10^{-7} - 10^{-9}$ $7.5*10^{14} - 3*10^{17}$

Источник излучения – лампы, лазеры

Рентгеновское излучение: $2*10^{-9} - 6*10^{-12}$ $1.5*10^{17} - 5*10^{19}$

Источник излучения – трубки Рентгена

γ – Излучение $<6*10^{-12}$
$>5*10^{19}$

Источник излучения – радиоактивный распад
ядерные процессы
космические процессы

6.2.1 Волновое уравнение для электромагнитной волны. Плоская электромагнитная волна и ее свойства.

Запишем уравнения Максвелла в дифференциальной форме:

$$rot\,\vec{E} = -\frac{\partial\,\vec{B}}{\partial\,t} \qquad div\,\vec{D} = \rho$$

$$rot\,\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial\,\vec{D}}{\partial\,t} \qquad div\,\vec{B} = 0$$

Здесь

$$\vec{E} = \vec{i}E_x + \vec{j}E_y + \vec{k}E_z$$

$$\vec{H} = \vec{i}H_x + \vec{j}H_y + \vec{k}H_z$$

$$div\,\vec{D} = \frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z}$$

$$rot\,\vec{E} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix}$$

Пусть среда однородна, изотропна и линейна: тогда

$$\varepsilon = const \qquad \mu = const$$

В этом случае материальные уравнения имеют вид:

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_o \vec{E} \qquad \vec{B} = \mu\mu_o \vec{H}$$

Пусть в среде нет токов проводимости и свободных зарядов $(\rho = 0,\ \vec{j} = 0)$.

Перепишем уравнения Максвелла так, чтобы избавиться от $\vec{D}$ и $\vec{B}$.

$$rot\ \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \longrightarrow rot\ \vec{E} = -\mu\mu_o \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1)$$

$$div\ \vec{D} = \rho \longrightarrow div\ \vec{E} = 0 \quad (2)$$

$$rot\ \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \longrightarrow rot\ \vec{H} = \varepsilon\varepsilon_o \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (3)$$

$$div\ \vec{B} = 0 \longrightarrow div\ \vec{H} = 0 \quad (4)$$

Пусть плоская волна распространяется вдоль OX. Тогда $\vec{E}$ и $\vec{H}$ зависят только от x и t .

Анализ записи уравнений Максвелла (1) – (4) в скалярном виде позволяет сделать следующие выводы:

Вывод 1 Электромагнитные волны поперечны, т.е. векторы *E* и *H* перпендикулярны направлению распространения волны.

Скалярную запись уравнений (1) – (4) можно объединить в две независимые группы:

$$\left.\begin{aligned} -\frac{\partial E_z}{\partial x} &= -\mu\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} &= \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} \end{aligned}\right\} 1$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial E_y}{\partial x} &= -\mu\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (*) \\ -\frac{\partial H_z}{\partial x} &= \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} \end{aligned}\right\} 2$$

1 группа содержит только E_z, H_y

$$E_z \qquad H_y$$

2 группа содержит только $E_y, H_z.$

$$E_y \qquad H_z$$

Вывод 2 Плоская электромагнитная волна, распространяющаяся вдоль ОХ, состоит из двух **независимых** **плоских волн в которых** $\vec{E} \perp \vec{H}$, **причем векторы** $\vec{E}, \vec{H}, \vec{\upsilon}$ **образуют правовинтовую систему.**

Систему уравнений 2, описывающую плоскую волну вида $\begin{pmatrix} 0 & E_y & 0 \\ 0 & 0 & H_z \end{pmatrix}$,

можно преобразовать в систему уравнений (5) – (6):

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} \quad (6)$$

Это волновые уравнения для векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ плоской волны, описываемой системой уравнений 2.

Для произвольной электромагнитной волны волновые уравнения имеют вид:

$$\left.\begin{aligned}
\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2}&=\mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}\\
\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2}&=\mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}
\end{aligned}\right\}$$

При этом фазовая скорость $\upsilon = \dfrac{1}{\sqrt{\mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0}}$, а так как скорость света $c = \dfrac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}}$

, то

$$\upsilon = \frac{c}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \qquad (7)$$

Вывод 3 Электромагнитные волны распространяются в однородной изотропной среде с постоянной фазовой скоростью (7);

В вакууме $\upsilon = c$, в веществе, т.к. $\mu\varepsilon > 1, \upsilon < c.$

Решения волновых уравнений (5), (6)

$$E_y = E_0 \cos(\omega t - kx + \varphi_{01})$$

$$H_z = H_0 \cos(\omega t - kx + \varphi_{02})$$

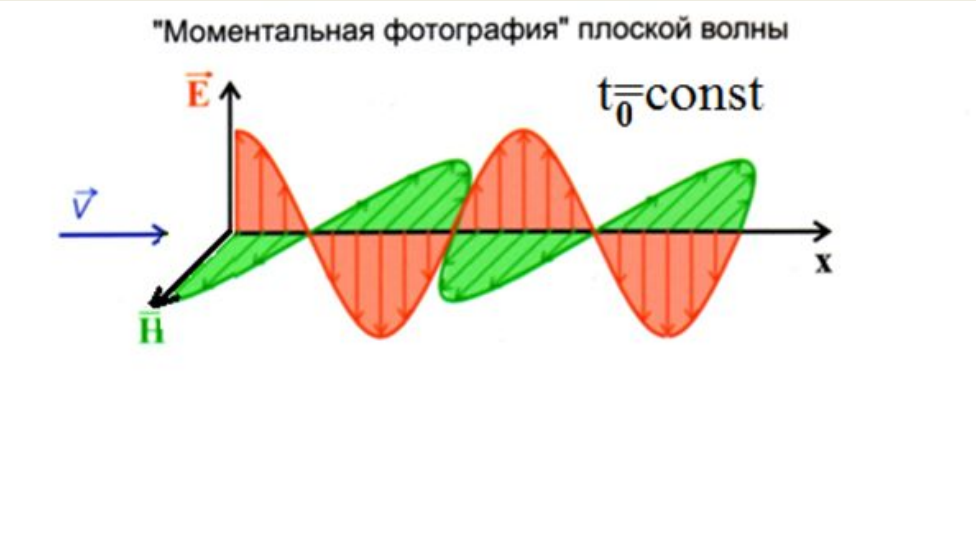
$$\Longrightarrow \quad \frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} \qquad (*)$$

$$(-k)E_0\left[-\sin(\omega t - kx + \varphi_{01})\right] = -\mu\mu_0 \omega H_0 \left[-\sin(\omega t - kx + \varphi_{02})\right] \qquad (16)$$

Две гармонические функции равны, если равны их амплитуды и фазы:

$$\varphi_{01} = \varphi_{02}$$

Вывод 4 Колебания электрического и магнитного векторов происходят с одинаковой фазой.



- плоскополяризованная волна (волна, у которой направление электрического поля и направление ее распространения всегда расположены в одной плоскости)

Приравняем амплитуды выражения (16):

$$\left.\begin{aligned} kE_0 &= \mu\mu_0\omega H_0 \\ k &= \frac{\omega}{\upsilon} = \omega\sqrt{\mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0} \end{aligned}\right\rangle \Rightarrow \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}E_0 = \sqrt{\mu\mu_0}H_0 \qquad (17)$$

Т.к. векторы $\vec{E}$, $\vec{H}$ колеблются в одинаковых фазах, (17) справедливо для мгновенных значений модулей этих векторов.

Вывод 5 Мгновенные значения Е и Н в любой точке связаны соотношением :

$$\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}E = \sqrt{\mu\mu_0}H$$

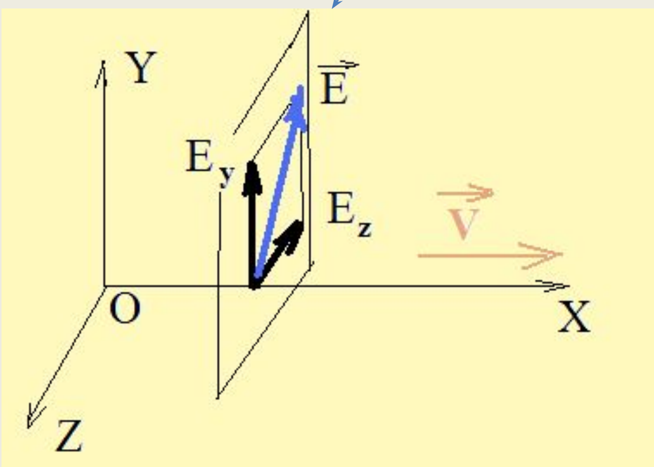
Произвольная плоская электромагнитная монохроматическая волна, распространяющаяся вдоль ОХ, - суперпозиция двух волн

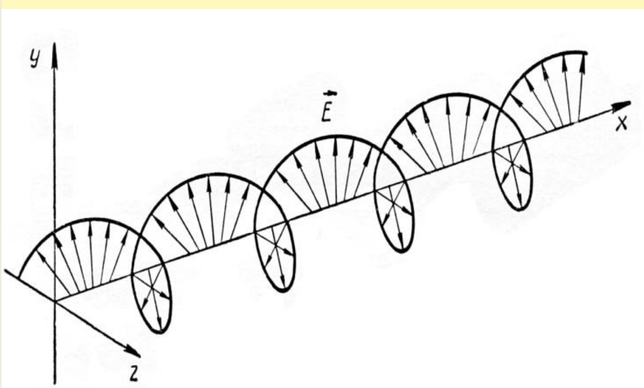
$$\begin{pmatrix} 0 & E_y & 0 \\ 0 & 0 & H_z \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} 0 & 0 & E_z \\ 0 & H_y & 0 \end{pmatrix}$$

В этой волне

$$E_y = E_{01}\cos(\omega t - kx + \varphi_{01})$$
$$E_z = E_{02}\cos(\omega t - kx + \varphi_{02})$$

При этом результирующий вектор $\vec{E}$ для некоторого x_0 - результат сложения двух взаимно перпендикулярных колебаний E_z и E_y в плоскости YOZ

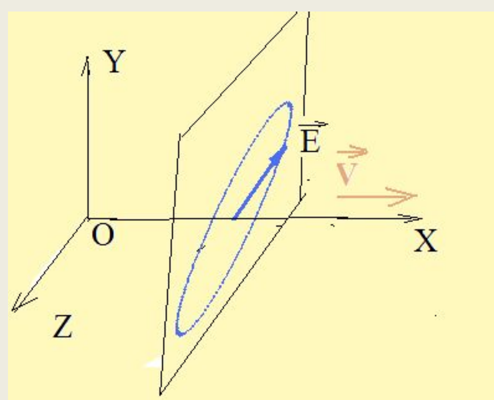




Обозначим $\Delta\varphi_0 = \varphi_{02} - \varphi_{01}$

Траектория движения конца вектора $\vec{E}$ со временем в фиксированной плоскости YOZ представляет собой эллипс:

$$\frac{E_y^2}{E_{01}^2} + \frac{E_z^2}{E_{02}^2} - 2\frac{E_y E_z}{E_{01}E_{02}}\cos\Delta\varphi_0 = \sin^2\Delta\varphi_0$$

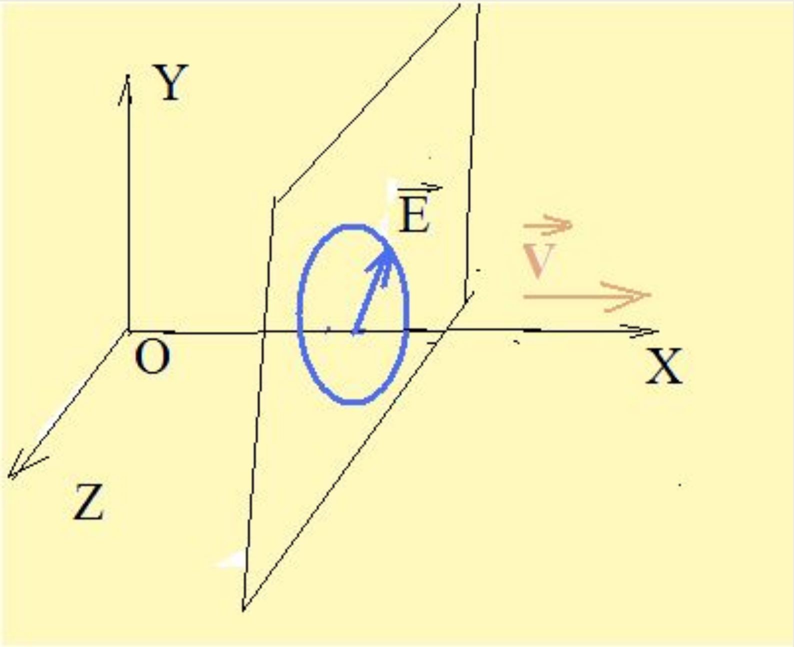


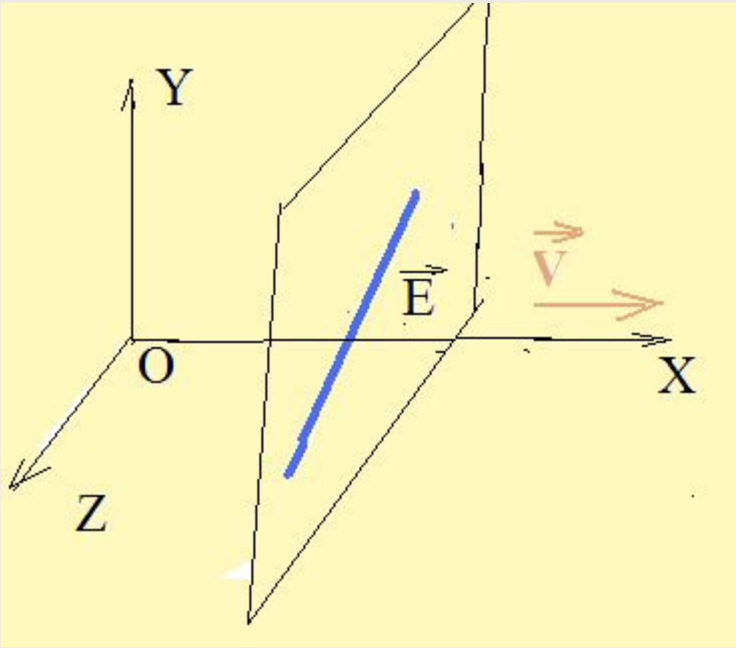
Так же ведет себя вектор $\vec{H}$.
Такая волна называется **эллиптически поляризованной.**

Вывод 6 Произвольная плоская монохроматическая электромагнитная волна эллиптически поляризована

Если конец вектора **E** описывает окружность в плоскости YOZ, то имеем дело с **круговой** поляризацией (циркулярно поляризованной волной).

Если конец вектора **E** колеблется вдоль отрезка прямой в плоскости YOZ, волна называется **линейно- или плоскополяризованной**.





Резюм
е

Следствием теории Максвелла является поперечность электромагнитных волн:
векторы **E** и **H** напряженностей
электрического и магнитного полей волны взаимно перпен–дикулярны и лежат в плоскости, перпендикулярной вектору **v** - скорости распространения волны, причем векторы **E**, **H** и **v** образуют правовинтовую систему.
Векторы **E** и **H** всегда колеблются в одинаковых фазах, причем мгновенные значения E и H в любой точке связаны соотношением

$$\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}E = \sqrt{\mu\mu_0}H$$

6.2.2 Энергия электромагнитных волн. Поток энергии и плотность потока энергии.

В однородной изотропной среде $(\varepsilon, \mu = const)$ объемная плотность энергии ЭМ поля

$$w = w_E + w_H = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu\mu_0 H^2}{2}$$

так как

$$\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}E = \sqrt{\mu\mu_0}H,$$

то

$$w = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}\,E\,H = \frac{E\,H}{v} \qquad (**)$$

Для характеристики стационарных полей достаточно понятий энергии и плотности энергии. Но волны переносят энергию. Перенос энергии волной характеризуется потоком энергии и плотностью потока энергии.

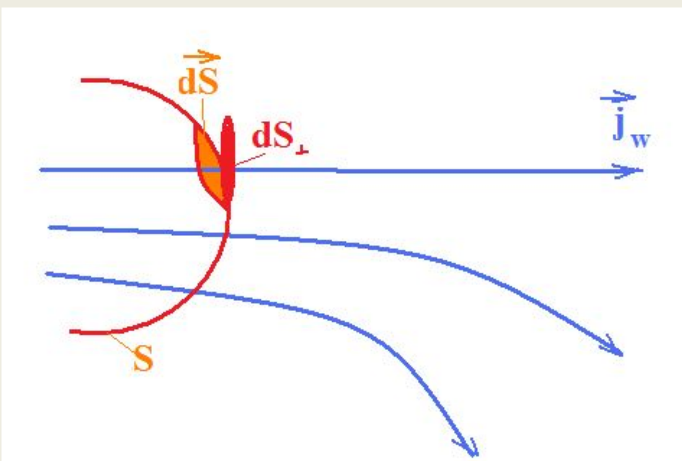
Поток энергии через данную поверхность – это количество энергии, переносимое через эту поверхность в единицу времени:

$$I_w = \frac{dW}{dt}$$

(аналогом потока энергии является электрический ток $I = \frac{dq}{dt}$).

По аналогии с электрическим током ($I = \int_S \vec{j}\, d\vec{S}$) перейдем к дифференциальной характеристике переноса энергии в окрестности данной точки – **плотности потока энергии** $\vec{j}_w$:

$$I_w = \int_S \vec{j}_w d\vec{S}$$



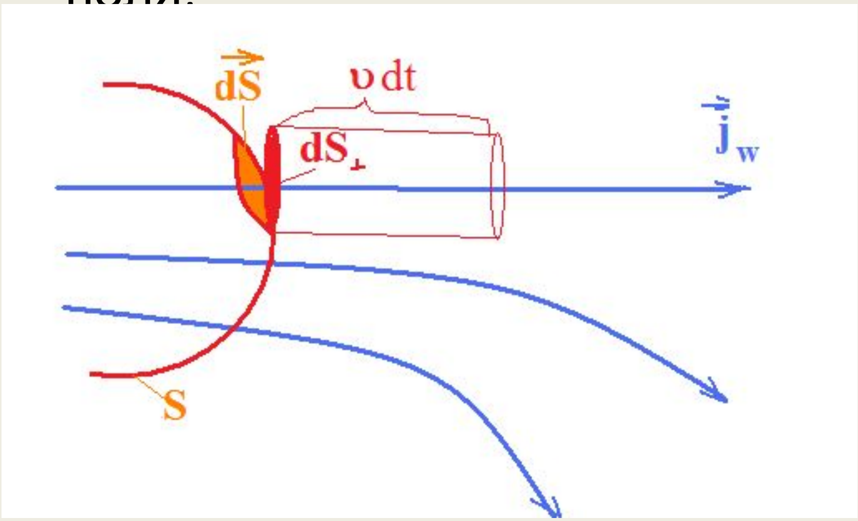
$$dI_w = \vec{j}_w d\vec{S} = j_w dS \cos\alpha$$

$$dS \cos\alpha = dS_\perp$$

$$dI_w = j_w dS_\perp \quad \Rightarrow j_w = \frac{dI_w}{dS_\perp}$$

Плотность потока энергии численно равна энергии поля, перемещаемой за единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения волны в данной точке.

Выразим $\vec{j}_w$ через объемную плотность энергии ЭМ поля:



$$\left.\begin{aligned} dW &= wV = w \cdot dS_{\perp} \cdot \upsilon dt \\ dW &= j_w \cdot dS_{\perp} \cdot dt \end{aligned}\right\}$$

$$j_w = w \cdot \upsilon$$

В векторной форме:

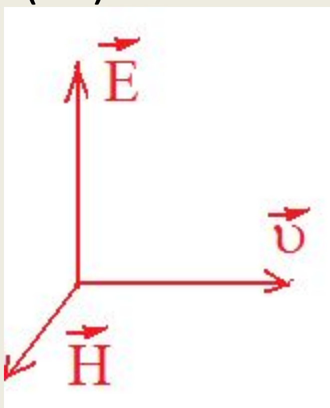
$$\vec{j}_w = w \cdot \vec{\upsilon}$$

Плотность потока энергии равна произведению объемной плотности энергии на фазовую скорость волны; это вектор, совпадающий по направлению с фазовой скоростью.

6.2.3 Закон сохранения энергии в электромагнитной волне. Вектор Умова - Пойнтинга

В 6.2.2 получили (**):

$$w = \frac{EH}{\upsilon} \Bigg| \times \upsilon \;\Rightarrow\; w\upsilon = EH = j_w$$



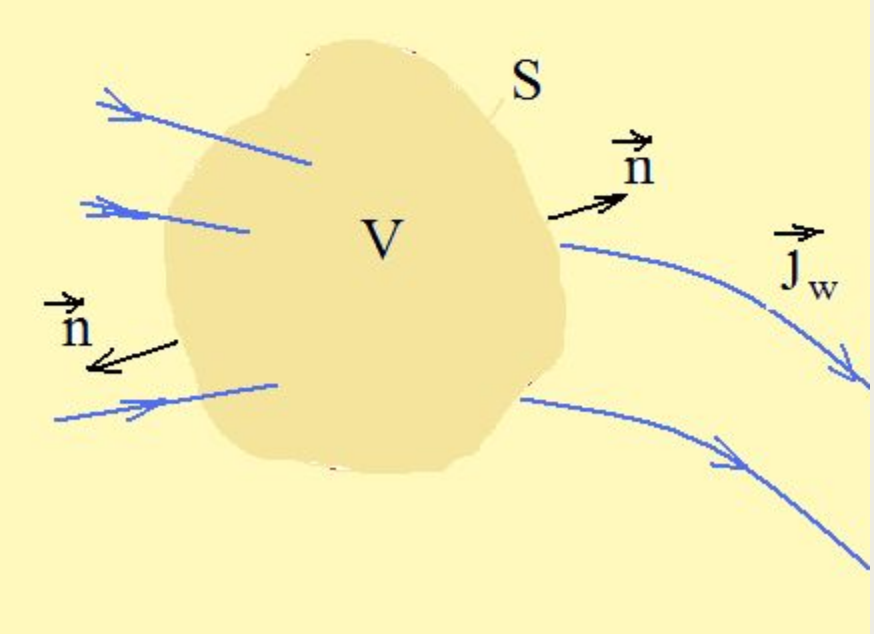
Т.к. векторы **E** и **H** взаимно перпендикулярны и образуют с направлением распространения волны правовинтовую систему, то

$$\left[\vec{E}\vec{H}\right] \uparrow\uparrow \vec{\upsilon}$$

$$\left|\left[\vec{E}\vec{H}\right]\right| = EH$$

$$\vec{j}_w = \left[\vec{E}\vec{H}\right]$$ - вектор Умова–Пойнтинга

Вектора Умова–Пойнтинга - это вектор плотности потока энергии, переносимой электромагнитной волной.



Поток энергии, втекающей в единицу времени в объем V:

$$-I_w = -\oint_S \left[\vec{E}\vec{H}\right] d\vec{S} = -\frac{dW}{dt}$$

В объеме V эта энергия расходуется на: 1) выделение джоулева тепла; обозначим мощность джоулевых потерь $P = \frac{dQ}{dt}$

2) увеличение энергии ЭМ поля W_V внутри этого объема

$$\frac{dW_V}{dt} = \int_V \frac{\partial w}{\partial t} dV$$

$$-I_w = P + \frac{dW_V}{dt}$$ - закон сохранения энергии в электромагнитной волне

Поток энергии ЭМ поля, втекающий в объем V, расходуется на выделение джоулева тепла и увеличение энергии ЭМ поля внутри этого объема.

6.2.4 СВЕТОВАЯ ВОЛНА

Оптическим излучением или светом называются электромагнитные волны, длины которых в вакууме лежат в диапазоне от 10 нм до 0.5 мм.

К оптическому излучению относятся инфракрасное, видимое и ультрафиолетовое излучение.

Интенсивность ЭМ волны – среднее по t значение плотности потока энергии, переносимого волной.

$$\left|\vec{j}_w\right| = \left|\vec{E}\vec{H}\right| = E_0 H_0 \sin^2(\omega t - kx + \varphi_0)$$

$$\left\langle \sin^2(\omega t - kx + \varphi_0) \right\rangle \Big|_{t\rangle\rangle T} = \frac{1}{2} \qquad \left\langle \left|\vec{j}_w\right| \right\rangle = \frac{1}{2} E_0 H_0 = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\mu\mu_0}} E_0^2$$

$$I_{св} \approx E_0^2$$

Под интенсивностью света понимают просто квадрат амплитуды вектора напряженности электрического поля

Экспериментально установлено, что действие света на фотоэлемент, фотопленку, флуоресцирующий экран и другие устройства для его регистрации определяется вектором электрической напряженности **E** электромагнитного поля световой волны. Поэтому иногда этот вектор называют световым вектором. К такому же выводу приводит и классическая
электронная теория, согласно которой процессы, вызываемые светом в веществе, связаны с действием электрического поля световой волны
на заряженные частицы вещества – электроны и ионы.

Геометрическая оптика- основная модель – идеальный световой луч

Под световыми лучами понимаются нормальные к волновым поверхностям линии, вдоль которых распространяется поток световой энергии.

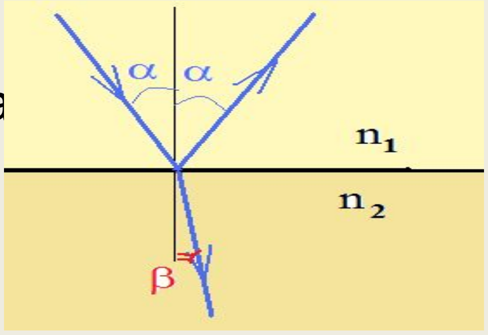
Основные законы геометрической оптики

1) В однородной среде свет распространяется прямолинейно (этот закон нарушается явлением дифракции)

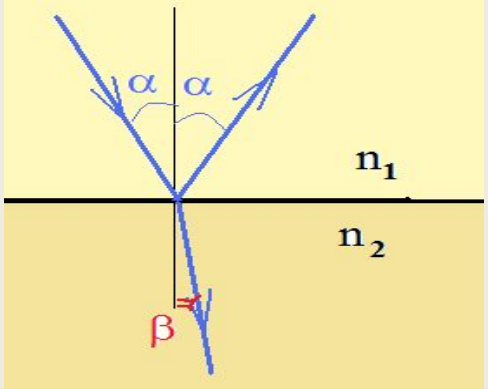
2) Лучи света при пересечении не возмущают друг друга (нарушается явлением интерференции)

3) Закон отражения

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$$



4) Закон преломления на границе двух сред



$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}=\frac{n_2}{n_1}=n_{21}$$

абсолютным показателем преломления среды называется величина *n*, равная отношению скорости *c* электромагнитных волн в вакууме к их фазовой скорости v в среде:

$$n=\frac{c}{\upsilon}=\sqrt{\varepsilon\mu}$$

Относительным показателем преломления двух сред (второй среды по отношению к первой) называется величина n_{21}, равная отношению показателей преломления этих сред:

$$n_{21}=\frac{n_2}{n_1}=\frac{c}{\upsilon_2}\frac{\upsilon_1}{c}=\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2}$$

Для оптически прозрачных (неферромагнитных) сред

$$n_{21}=\sqrt{\frac{\varepsilon_2\mu_2}{\varepsilon_1\mu_1}}\approx\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}$$

Из опыта : частота колебаний векторов **E, H** не зависит от среды распространения волны:

$$\nu = const$$

$$n = \frac{c}{\upsilon} = \frac{cT}{\upsilon T} = \frac{\lambda_0}{\lambda}$$

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$$

- длина волны уменьшается в оптически более плотных средах.