Методы зондирования
окружающей среды

Радиолокационная метеорология

Электромагнитные волны

Профессор Кузнецов Анатолий Дмитриевич

Российский государственный
гидрометеорологический университет

Радиолокационная метеорология изучает средства и методы для определения структуры облачности и идентификацией связанных с ней явлений радиолокационными методами.

Для этих целей используются специализированные МРЛ - метеорологические радиолокаторы (не путать с аэрологическими радиолокаторами, предназначенными для работы с радиозондами).

Метеорологическая радиолокация является основным средством получения информации об облачности, осадках и связанных с ними опасных явлениях погоды.

Получаемые на основе радиолокационных наблюдений сверхкраткосрочные прогнозы погоды и штормовые предупреждения широко используются для метеорологического обеспечения транспорта (воздушного и наземного) и функционирования инфраструктуры больших городов и крупных промышленных центров.

Для освоения методов радиолокационного зондирования атмосферы необходимо изучить:

- физические основы взаимодействия электромагнитного излучения со средой;
- микрофизические свойства гидрометеорных частиц и их радиолокационные характеристики;
- устройство и принципы работы радиолокаторов;
- принципы и методы проведения радиолокационных метеонаблюдений;
- методы измерения осадков и определения вида облачности с использованием МРЛ;
- методы радиолокационного обнаружения опасных явлений погоды.

Литература

1. Киселев В.П., Кузнецов А.Д. Методы зондирования окружающей среды. Учебник. – СПб., изд. РГГМУ, 2004. – 429 с.

2. Радиолокационные метеорологические наблюдения. Монография. Под ред. Солонина А.С. – СПб., Наука, 2010. Том 1 - 311с., том 2 – 517 с.

3. Автоматизированные метеорологические радиолокационные комплексы «Метеоячейка». Монография. Под ред. Бочарникова Н.В., Солонина А. С. – СПб., Гидрометеоиздат, 2007. – 236 с.

Дополнительная литература

- Степаненко В.Д. Радиолокация в метеорологии. Л., Гидрометеоиздат, 1988. – 344 с.

- Павлов Н.Ф. Аэрология, радиометеорология и техника безопасности. – Л., Гидрометеоиздат, 1980. – 432 с.

Предтеча радиолокации - акустическая локация

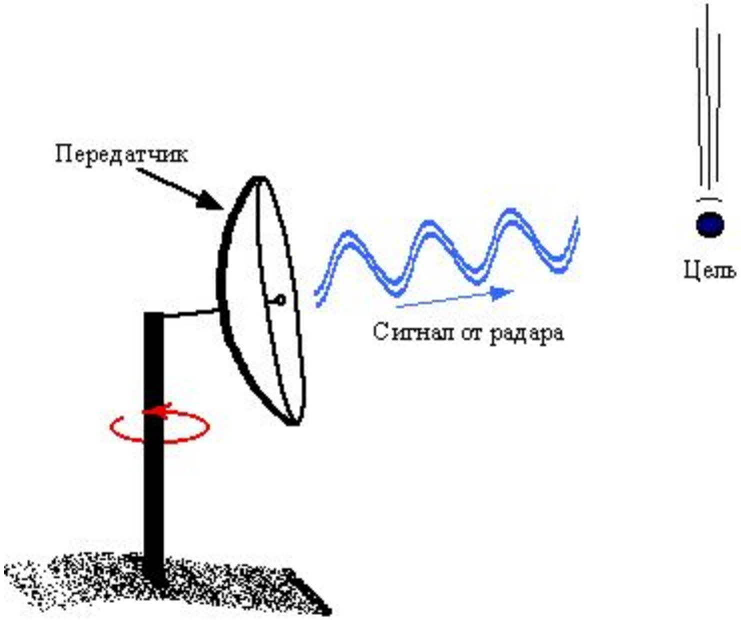
Принципы радиолокационных наблюдений за явлениями погоды, т.е. с использованием радиоволн, были разработаны в 40-е годы прошлого столетия.

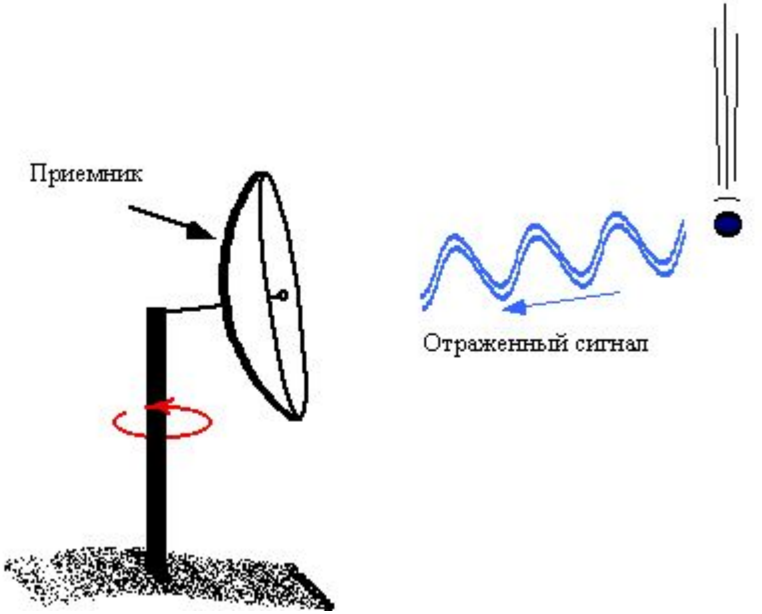
С тех пор сделаны огромные шаги в направлении улучшения оборудования, обработки сигналов и данных, а также их интерпретации.

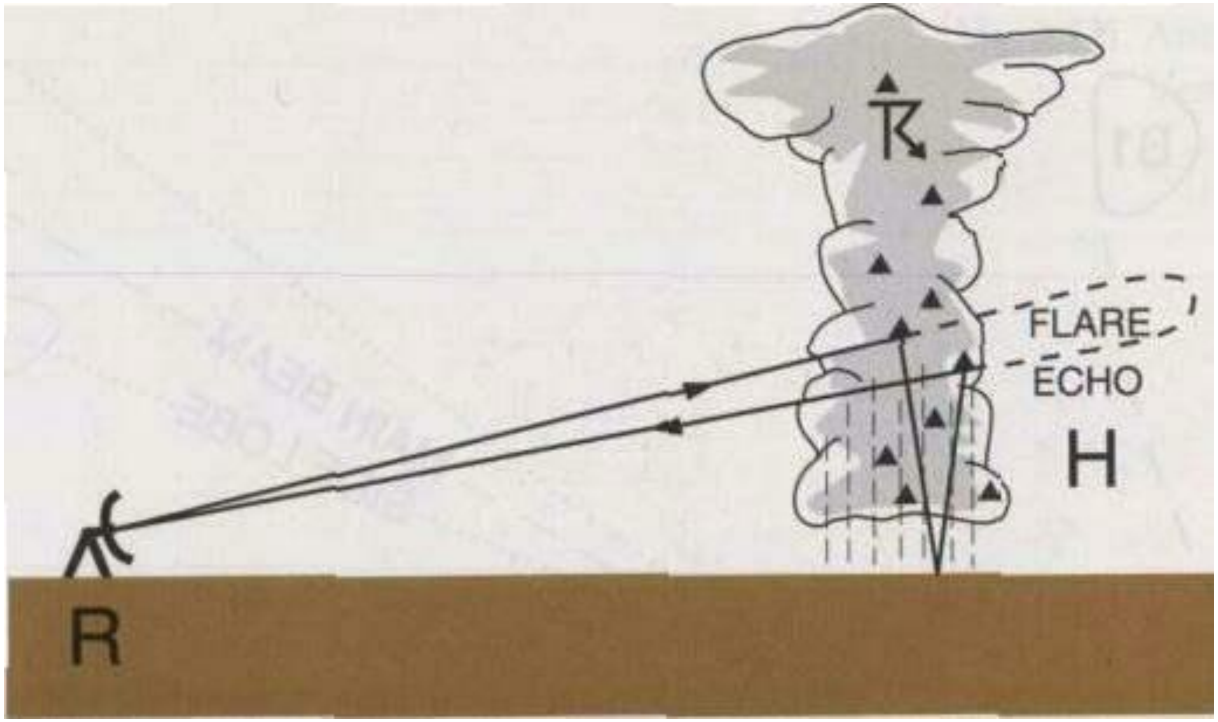
Принцип активной радиолокации заключается в следующем.

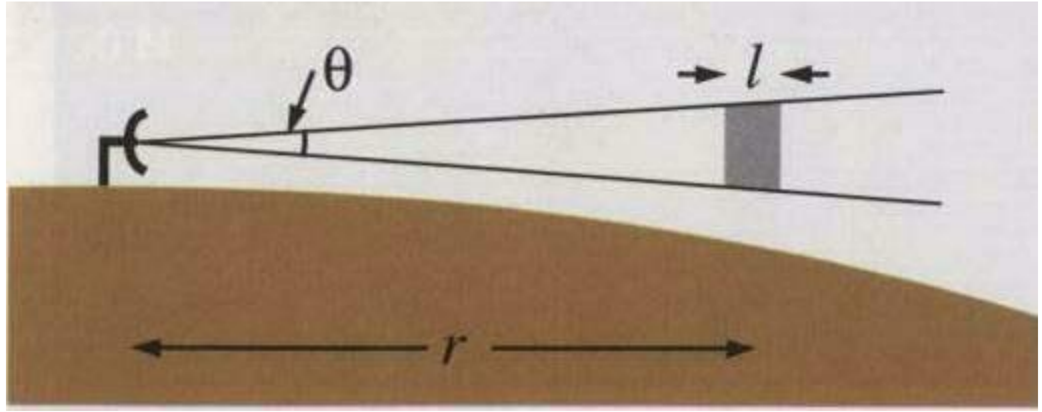
В режиме передачи электромагнитные волны излучаются параболическим отражателем антенной в атмосферу в виде узконаправленных высокочастотных импульсов.

В режиме приема антенная система регистрирует пришедшую отраженную объектом электромагнитную энергию для последующего определения свойств этого объекта и его положения в пространстве.


Передатчик
Цель
Сигнал от радара


Приемник
Отраженный сигнал

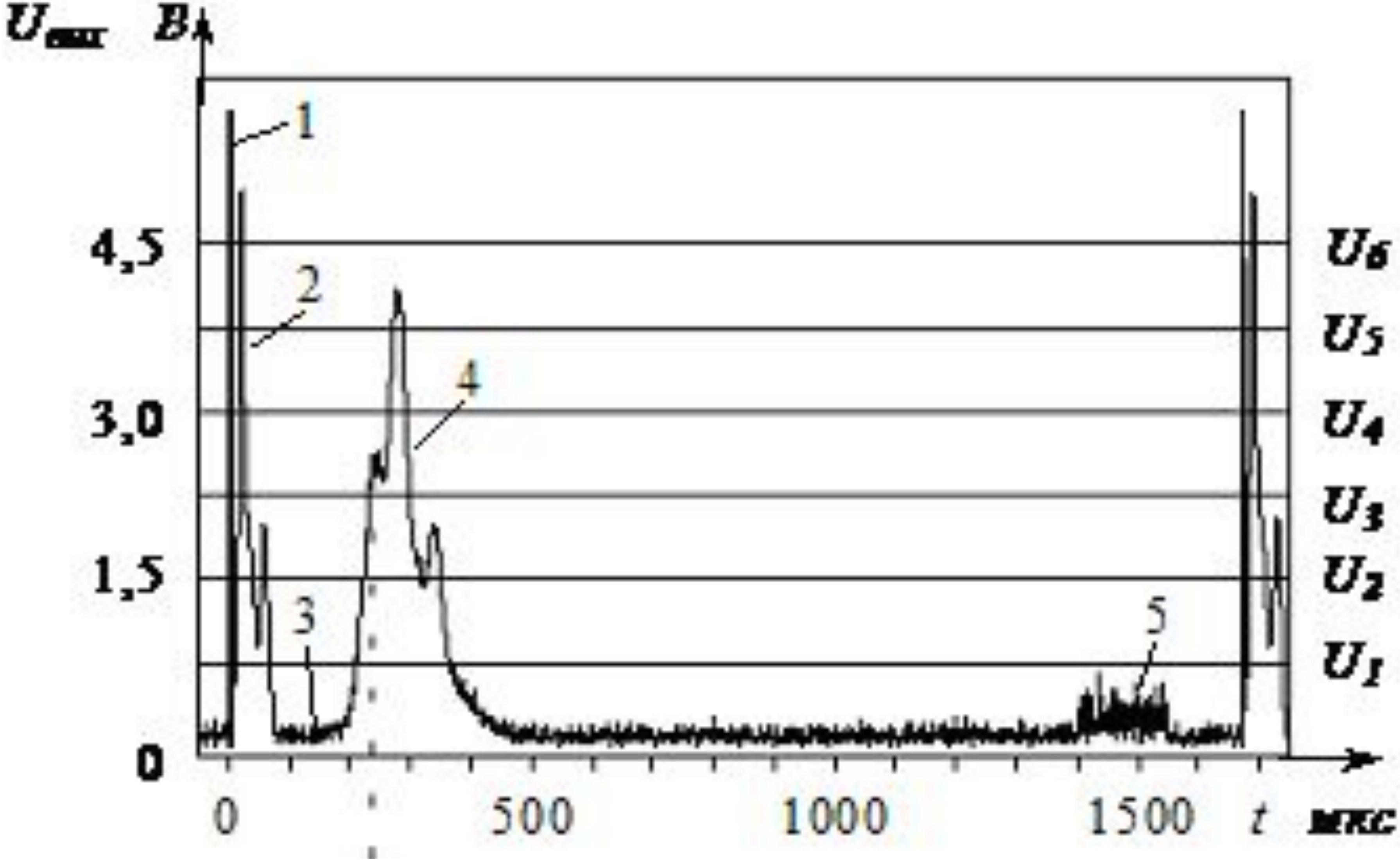

FLARE
ECHO
H
R



Ширина луча увеличивается с расстоянием; например, номинальный луч в 1° расходится на 0,9, 1,7 и 3,5 км на расстояниях 50, 100 и 200 км соответственно.

Для луча в 1° этот параметр соответственно равен 0,9, 1,7 и 3,5 км.

Даже при таких относительно узких лучах их ширина на больших расстояниях существенно возрастает.



Формирование сигналов на выходе приемника МРЛ
(1 мкс = 10^{-6} с; 500 мкс соответствует дальности в 150 км)

Теоретические основы радиолокационной метеорологии

Колебания

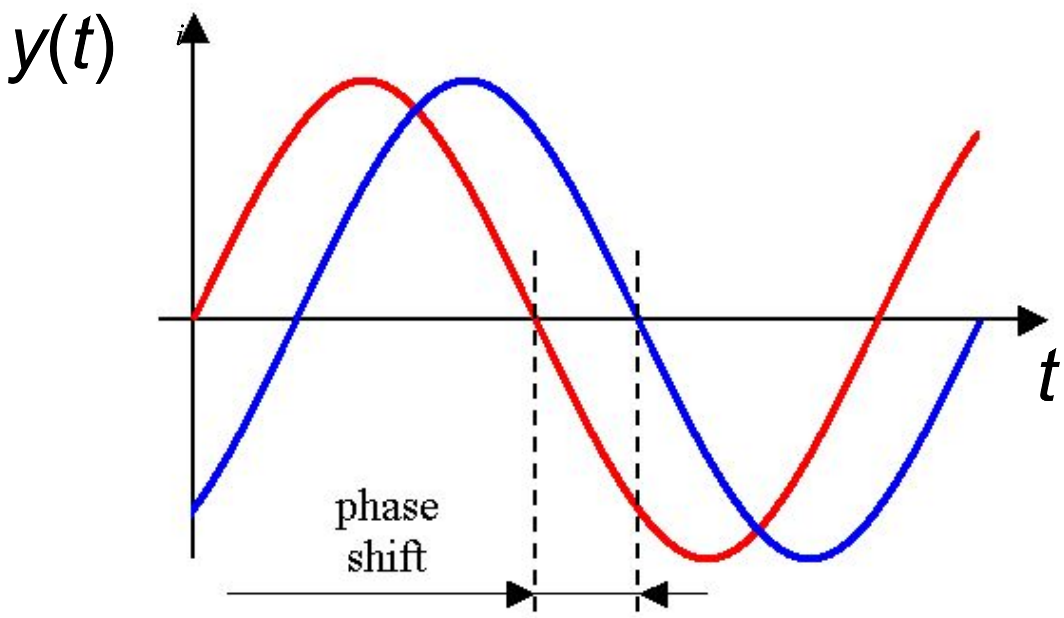
Гармонические колебания. Для гармонических колебаний характер изменения во времени ***t*** амплитуды колебаний ***A* в некоторой точки пространства** определяется следующими уравнениями:

$$y_1(t) = A\cos(\omega t + \varphi_1), \quad y_2(t) = A\cos(\omega t + \varphi_2),$$

или

$$y_1(t) = A\,e^{i(\omega t + \varphi_1)}, \quad y_2(t) = A\,e^{i(\omega t + \varphi_2)}.$$

Здесь $i = \sqrt{-1}$



Разность фаз (phase shift) гармонических колебаний:

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$$

Волны

Отличие колебаний и волн

Гарманическое колебание – колебание грузика на пружинном подвесе (одномерный случай), колебание атомов в кристаллической решетке.

Монохроматическая волна - волна на струне музыкального инструмента (одномерный случай), на поверхности воды (двухмерный случай), электромагнитное излучение от звезд (трехмерный случай).

Волна — это распространение возмущений в пространстве.

Волны окружают нас повсюду. Они передают различные возмущения, распространяются в различных средах, генерируются разными источниками. При этом все они обладают целым рядом одинаковых свойств

Гармонические волны любой природы описываются одинаковыми уравнениями.

«Неправильные» волны передают информацию.

Бегущие волны переносят энергию и импульс.

Бегущая волна

Уравнением бегущей волны называется выражение, которое дает ***смещение*** *колеблющейся точки* ξ как функцию ее координат (x, y, z) и времени t

$$\xi = f(x, y, z, t)$$

Монохроматическая бегущая волна

(одномерный случай)

В этом случае **бегущая волна** — волновое возмущение, изменяющееся во времени ***t*** и пространстве вдоль оси ***x.***

Направим оси координат так, чтобы ось *x* совпадала с направлением распространения волны. Тогда волновая поверхность будет перпендикулярна оси *x*. Так как все точки волновой поверхности колеблются одинаково, смещение x будет зависеть только от *x* и *t*:

Пусть колебание точек, лежащих в плоскости $x = 0$, имеет следующий вид (при начальной фазе $\varphi = 0$)

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

Найдем вид колебания частиц в плоскости, соответствующей произвольному значению x. Чтобы пройти путь x, колебанию необходимо время

$$t = x / v$$

Следовательно, колебания частиц в плоскости x будут отставать по времени на t от колебаний частиц в плоскости $x = 0$, т.е.

$$\xi(x,t) = A\cos[\omega(t-\tau)] = A\cos[\omega(t-\frac{x}{v})]$$

Здесь A [м] – амплитуда волны, ω [рад/с] – круговая частота, v [м/с] – фазовая скорость.

Последнее уравнение можно переписать в следующем виде

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

Здесь *A* [м] – амплитуда волны, *k* [м$^{-1}$] - волновое число, *ω* [рад/с] – круговая частота, φ_0 [рад] – начальная фаза.

При этом

$$k = 2\pi/\lambda,\ \omega = 2\pi/T,\ v = \omega/k,$$

где *λ* [м] - длина волны (расстояние, на которое распространяется волна за время, равное периоду колебаний *T*), *T* [с] – период, *v* [м/с] – фазовая скорость.

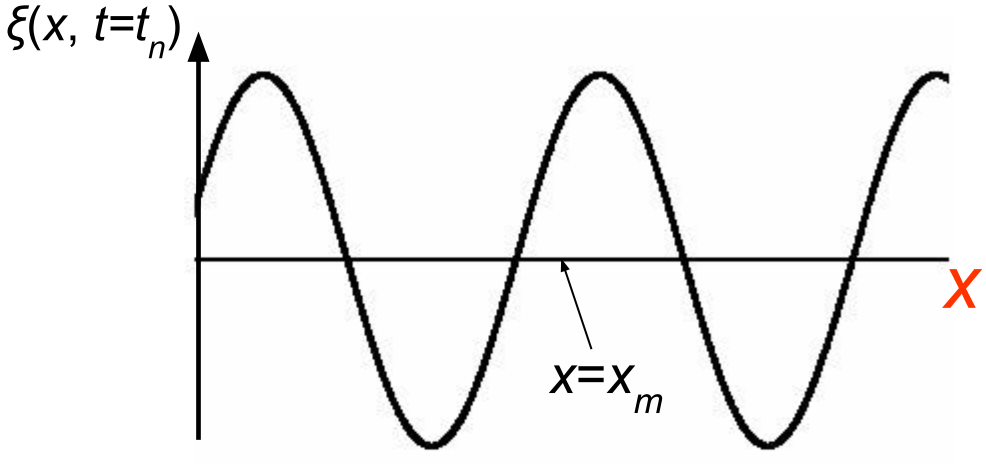
Используются **две формы** уравнений, описывающих гармонические колебания *ξ*(*x*,*t*) с длиной бегущей волны *λ*, распространяющихся в одномерном пространстве вдоль оси *x*:

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

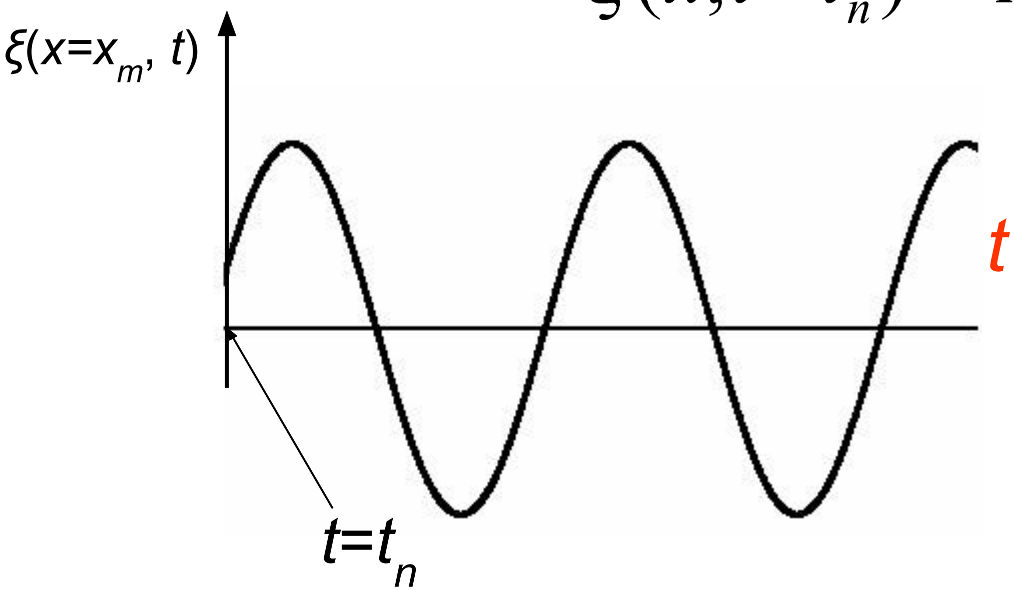
или

$$\xi(x,t) = A\,e^{i\,(kx - \omega\,t + \varphi_0)}.$$

При этом амплитуда колебаний (одномерный случай) зависит от **двух** переменных: времени ***t*** и пространственной координаты ***x***.



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



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

Плоская бегущая волна

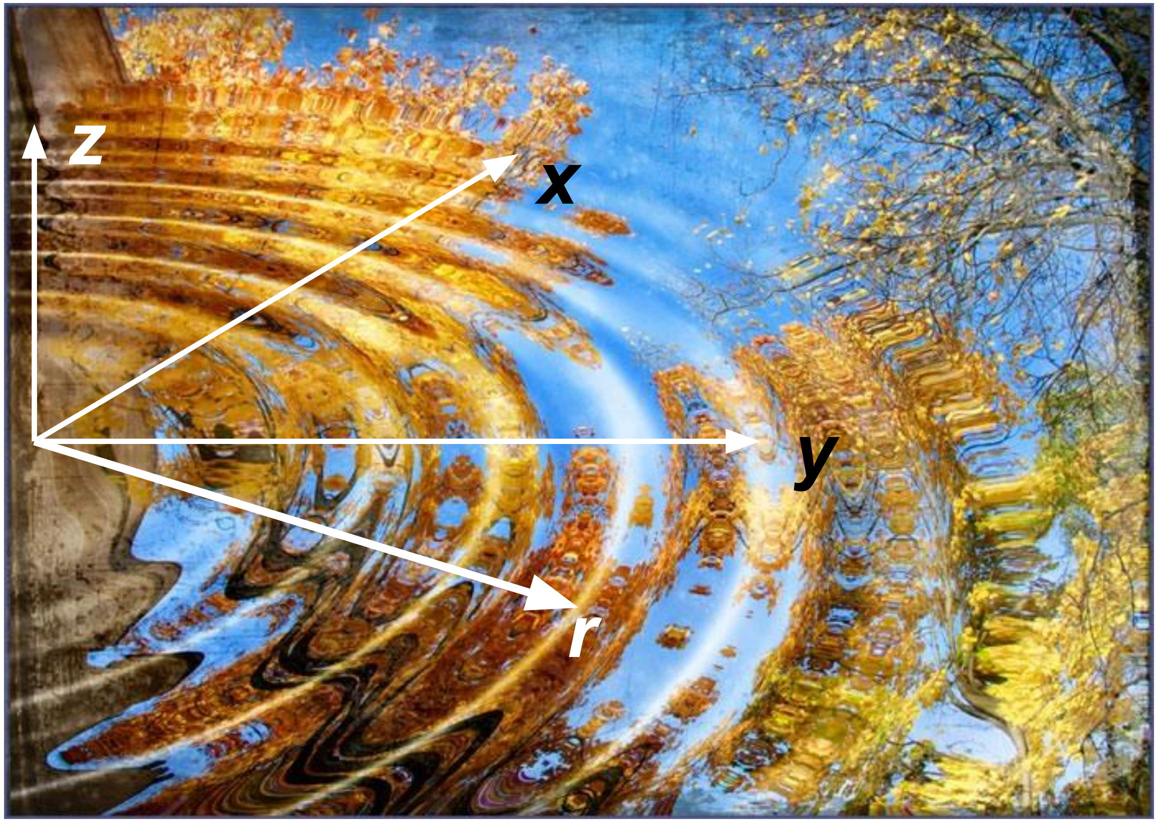
Такой же вид уравнение бегущей волны будет иметь, если колебания распространяются вдоль оси *y* или *z*.

В общем виде *уравнение плоской бегущей волны* записывается так:

$$\xi = A\cos[\omega(t - \frac{r}{v}) + \varphi_0]$$

где *r* – расстояние от начальной точки.

Пример двухмерной плоской бегущей волны – распространение волн по поверхности воды от брошенного камня: ***z*** – вертикальная координата – амплитуда колебания, ***x*** и ***y*** – горизонтальные координаты, ***r*** – расстояние от начальной точки.



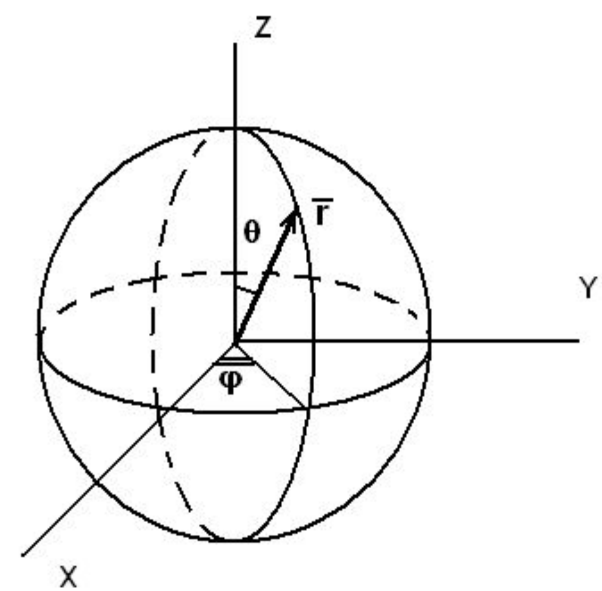
Сферическая бегущая волна

В случае, когда скорость волны υ во всех направлениях постоянна, а источник точечный, волна будет сферической.

Амплитуда колебаний здесь, даже если волна не поглощается средой, не будет постоянной, она убывает по закону A / r.

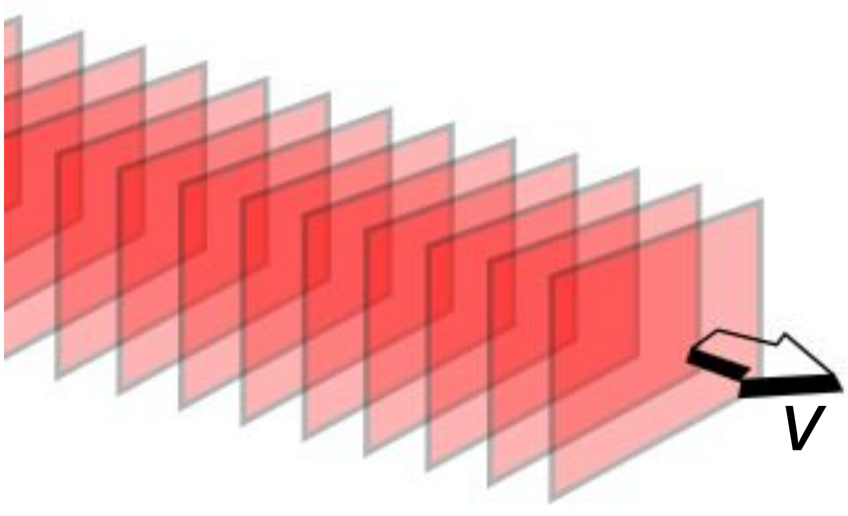
Уравнение сферической бегущей волны имеет следующий вид:

$$y(r,t) = \frac{A}{r}\cos(\omega t - kr + \varphi_0)$$



Фронтом или фазовой поверхностью волны называется поверхность, все точки которой в каждый момент времени характеризуются одинаковыми значениями фаз, т. е. это геометрическое место точек равной фазы в определенный момент времени.

Плоской волной называется волна, имеющая плоский фронт. Фронт плоской волны неограничен по размерам, а вектор фазовой скорости перпендикулярен фронту.



Пример

Рассмотрим уравнение бегущей волны, имеющей вид:

$$y(x,t) = 6[мм]\cos(4.6\ x[м] - 1570\ t[c])$$

где y выражено в миллиметрах, t – в секундах,
x – в метрах.

В общем случае: $$y(x,t) = A\cos(kx - \omega t + \varphi_0)$$

Следовательно, в данном случае

A = 6 мм, ω = 1570 с$^{-1}$, k = 4.6 м$^{-1}$.

Тогда для скорости распространения волны получаем

$c = \omega / k$ = 1570 / 4.6 = 341 м/с.

Для задания параметров гармонических колебаний бегущей волны могут использоваться следующие величины:

ω - угловая частота,
φ - фаза,
k - волновое число,
λ – длина волны,
f - частота,
T – период,
c – скорость.

При этом между приведенными параметрами существует следующая связь:

$$k = 2\pi/\lambda = \omega/c, \qquad f = 1/T, \qquad \omega = 2\pi f .$$

Электромагнитная волны

В 1860 г. знаменитый английский физик **Джеймс Клерк Максвелл** создал единую теорию электрических и магнитных явлений.

Максвелл теоретически показал, что электромагнитные колебания не остаются локализованными в пространстве, а распространяются в вакууме со скоростью света во все стороны от источника. Свою теорию Максвелл сформулировал в виде системы нескольких уравнений.

В учении об электромагнетизме эти уравнения Максвелла играют такую же роль, как уравнения (или законы) Ньютона в механике.

Электромагнитная волна - распространяющиеся в пространстве волна, порожденная колебаниями параметров электрического и магнитного полей.

Переменное **магнитное поле *H*** вызывает появление электрического поля.

Переменное **электрическое поле *E*** вызывает появление магнитного поля.

Взаимно порождаясь, эти поля могут существовать независимо от источников заряда или токов, которые первоначально создали одно из них.

Скалярные поля

Если в каждой точке $M(x,y,z)$ некоторой области V пространства определена скалярная функция $u = u(M)$, то это означает, что в области V задано **скалярное поле,** в каждой своей точке определяемым одним числом: u = u(M) = u(x,y,z).

Пример двухмерного **скалярного поля -** поле температуры поверхности океана.

Векторные поля

Если в каждой точке $M(x,y,z)$ некоторой области V пространства определен вектор, имеющий составляющие по трем декартовым осям, то это означает, что в области V задано **векторное поле**. В каждой своей точке векторное поле определяется в трехмерном пространстве тремя числами.

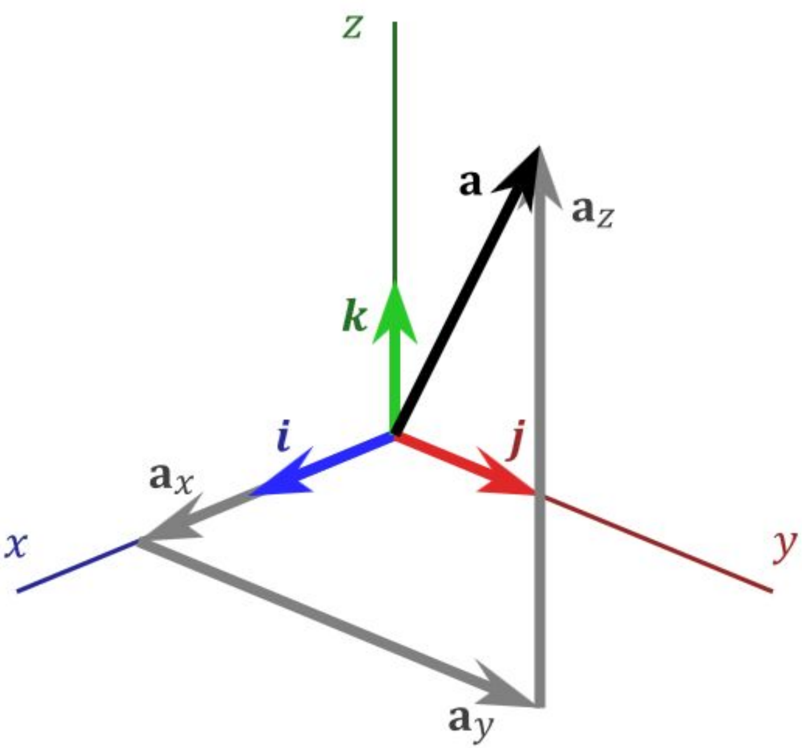
Пример **векторного поля** - поле ветра в атмосфере.

В эвклидовом пространстве вектор ***а*** имеет:

- три составляющие по осям *x*, *y* и *z*:

  a_x, a_y и a_z;

- модуль вектора ***а***: $|\mathbf{a}| = (a_x^2 + a_y^2 + a_z^2)^{1/2}$.



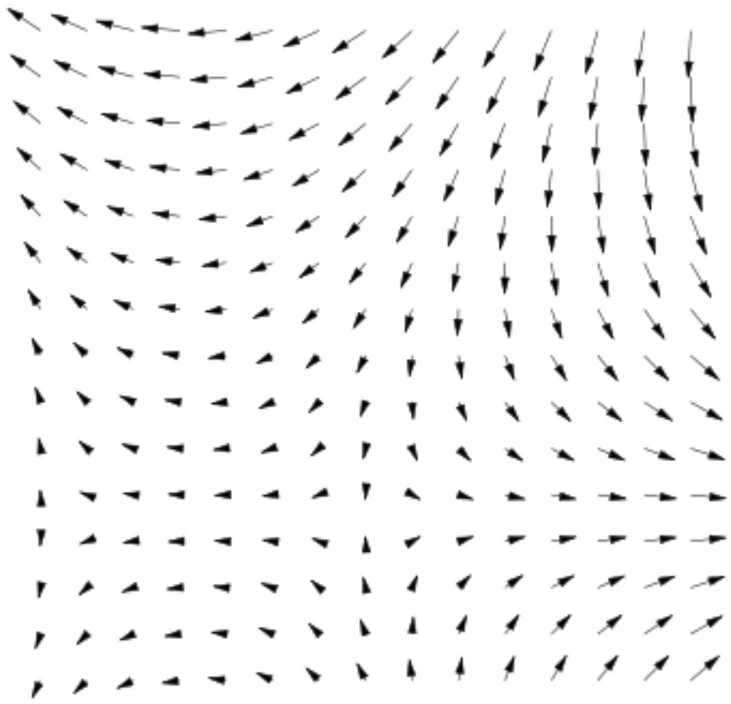
$$\vec{a} = a_x \vec{i} + a_y \vec{j} + a_z \vec{k}$$

На рисунке изображен результирующий вектор ***а*** и

три его составляющие по трем декартовым осям

Электрические и магнитные поля – это **векторные** поля.

В каждой точке пространства эти поля характеризуются своими векторами, одновременно имеющими величину (модуль) и направление.



Двухмерное векторное поле

Количественная характеристика электрического, равная отношению силы, с которой поля - **напряженность электрического поля *E***.

Напряженность электрического поля *E* – это векторная величина электрическое поле действует на внесенный точечный заряд, к величине этого заряда.

Количественная характеристика магнитного поля - **напряженность магнитного поля *H***.

Напряженность магнитного поля *H* - это векторная величина, равная разности вектора магнитной индукции и вектора намагниченности.

Связь параметров электромагнитной волны с характеристиками среды определяется ***уравнениями Максвелла:***

$$rot\vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E}, \qquad rot\vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t},$$

$$div\vec{H} = 0, \qquad div\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon}.$$

где ***H*** – напряженность магнитного поля;

E – напряженность электрического поля;

ε– диэлектрическая проницаемость среды;

σ – удельная электрическая проводимость среды;

μ – магнитная проницаемость среды;

ρ – плотность свободных зарядов в среде,

t - время.

Операторы, входящие в уравнения Максвела

rot (ро́тор) **– векторный дифференциальный оператор над векторным полем.**

Результатом действия этого оператора на конкретное векторное поле ***F*** является новое векторное поле ***B***.

Поле ***B*** = ***rot F*** - это векторное поле, длина и направление вектора которого в каждой точке пространства характеризует вращательную составляющую поля **F** в этой точке.

Векторное поле, ротор которого равен нулю в любой точке пространства, называется ***безвихревым.***

$$\operatorname{rot}\left(F_x\mathbf{e}_x + F_y\mathbf{e}_y + F_z\mathbf{e}_z\right) =$$

$$= \left(\frac{\partial F_z}{\partial y} - \frac{\partial F_y}{\partial z}\right)\mathbf{e}_x + \left(\frac{\partial F_x}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial x}\right)\mathbf{e}_y + \left(\frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y}\right)\mathbf{e}_z.$$

div (**дивергенция:** от лат. *divergere* — обнаруживать расхождение) — дифференциальный оператор, который преобразует векторное поле в скалярное поле.

Оператор дивергенции определяет (для каждой точки), «насколько расходится (сходится) входящее и исходящее из малой окрестности данной точки поле».

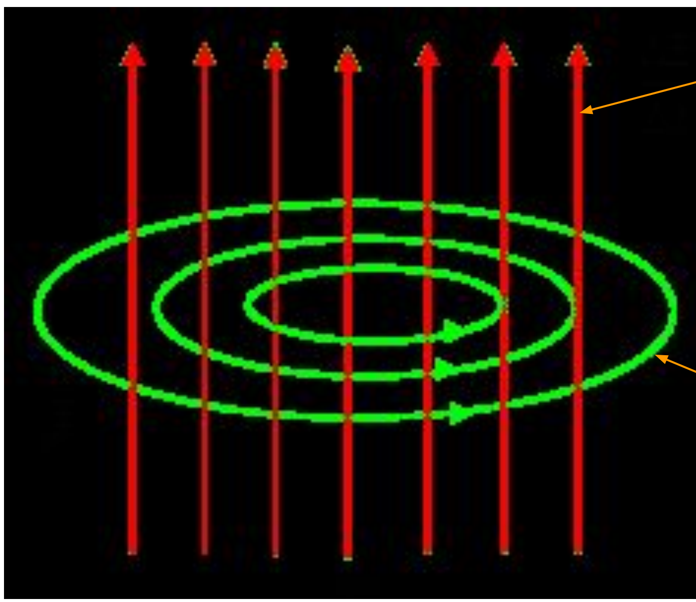
В трёхмерном декартовом пространстве дивергенция определяется следующим выражением

$$\operatorname{div}\,\mathbf{F} = \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z}$$

С точки зрения физики дивергенция векторного поля является показателем того, в какой степени данная точка пространства является источником (положительная дивергенция) или стоком (отрицательная дивергенция) этого поля.

Всякое изменение магнитного поля ***H*** создает в окружающем пространстве вихревое электрическое поле ***E***.

Линии напряженности вихревого электрического поля расположены в плоскости, перпендикулярной линиям индукции переменного магнитного поля, и охватывают их; они образуют с вектором «левый винт» (их направление определяется правилом Ленца).

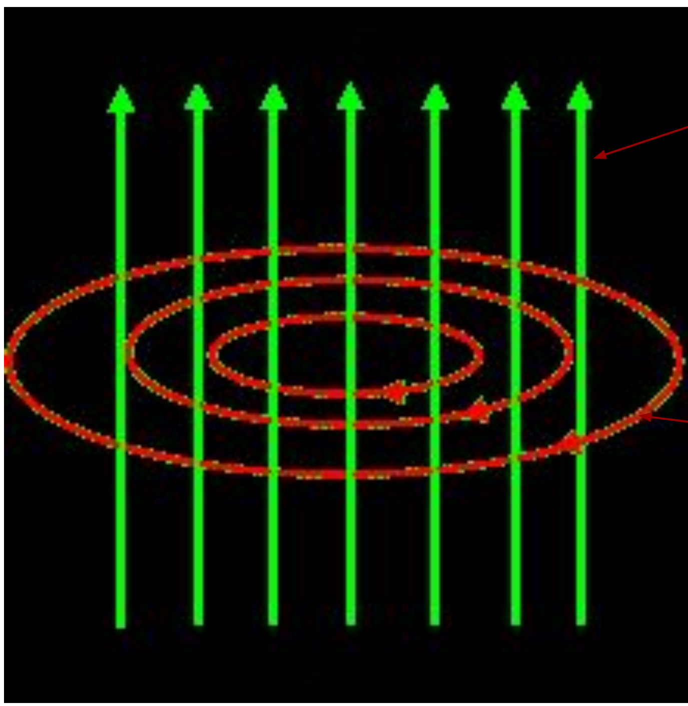


Электрическое поле ***E***, $\Delta \boldsymbol{E}/\Delta t > 0$ (вертикальные прямые линии)

$$rot\vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E},$$

Магнитное поле ***H*** (горизонтальные концентрические окружности)

Всякое изменение электрического поля ***E*** возбуждает в окружающем пространстве вихревое магнитное поле ***H***, линии индукции которого расположены в плоскости, перпендикулярной линиям напряженности переменного электрического поля, и охватывают их. Линии индукции возникающего магнитного поля ***H*** образуют с вектором ***E*** «правый винт».



Магнитное поле ***H***, $\Delta \boldsymbol{H}/\Delta t > 0$

(вертикальные прямые линии)

$$rot\vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t},$$

Электрическое поле ***E***

(горизонтальные концентрические окружности)

Дивергенция

Оператор дивергенции определяет (для каждой точки), «насколько расходится (сходится) входящее и исходящее из малой окрестности данной точки поле».

Для электрического поля ***E*** силовые линии сходятся или расходятся у свободных зарядов:

$$div\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon}.$$

Для магнитного поля ***H*** (нет свободных магнитных зарядов) :

$$div\vec{H} = 0.$$

Решение системы уравнений Максвелла для конкретных условий позволяет получить уравнения, описывающие распространение порожденных электрическим и магнитным полями ***электромагнитных волн*** в пространстве.

Влияние среды на распространения электромагнитных волн

Характер распространения электромагнитных волн существенно зависит от свойств среды, в которой они распространяются.

Входящие в уравнения Максвелла диэлектрическая и магнитная проницаемости среды определяются следующими соотношениями

$$\varepsilon = \varepsilon' \varepsilon_0 , \qquad \mu = \mu' \mu_0$$

где $\boldsymbol{\varepsilon'}$ − относительная диэлектрическая проницаемость среды;

$\boldsymbol{\mu'}$ − относительная магнитная проницаемость среды.

Здесь

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} 10^{-9}$$

это **диэлектрическая** проницаемость вакуума [Ф/м];

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$$

это **магнитная** проницаемость вакуума [Гн/м].

Диэлектрическая проницаемость среды измеряется в [Ф/м]: фарад на метр.

Фарада - единица измерения электрической емкости, названа в честь английского физика **Майкла Фарадея**

Магнитная проницаемости среды измеряется в [Гн/м]: генри на метр.

Генри – единица измерения индуктивности, названа в честь американского ученого **Джозефа Генри.**

Частный случай

решения

уравнений Максвелла.

Среда – идеальный диэлектрик.

Идеальный диэлектрик (идеальный изолятор) — вещество, не проводящее электрический ток. В диэлектрике отсутствуют свободные носители заряда.

Если среда представляет собой идеальный однородный диэлектрик, то

$$\sigma = 0,\ \ \rho = 0,\ \ \mu' = 1,\ \ \varepsilon = \mathrm{const},$$

где $\boldsymbol{\varepsilon}$ − диэлектрическая проницаемость среды;

σ − удельная электрическая проводимость среды;

$\boldsymbol{\mu'}$ − относительная магнитная проницаемость среды;

ρ − плотность свободных зарядов в среде.

В этом случае уравнения Максвелла существенно упрощаются.

Уравнения Максвелла для среды, представляющей собой однородный диэлектрик, имеют следующий вид

$$rot\vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \qquad rot\vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t},$$

$$div\vec{H} = 0, \qquad div\vec{E} = 0,$$

где ε − диэлектрическая проницаемость среды;

μ_0 − магнитная проницаемость вакуума.

Рассмотрим решения уравнений Максвелла для случая, когда в идеальном однородном диэлектрике вдоль оси *x* распространяется плоская электромагнитная волна.

Для среды, представляющей собой идеальный однородный диэлектрик, решение системы уравнений Максвелла в случае **гармонических колебаний** будет иметь следующий вид:

- для составляющих векторов ***Е*** *и* ***Н*** ***по оси x***:

$$E_x = 0, \qquad H_x = 0.$$

- для составляющих векторов ***Е*** *и* ***Н*** ***по оси y***:

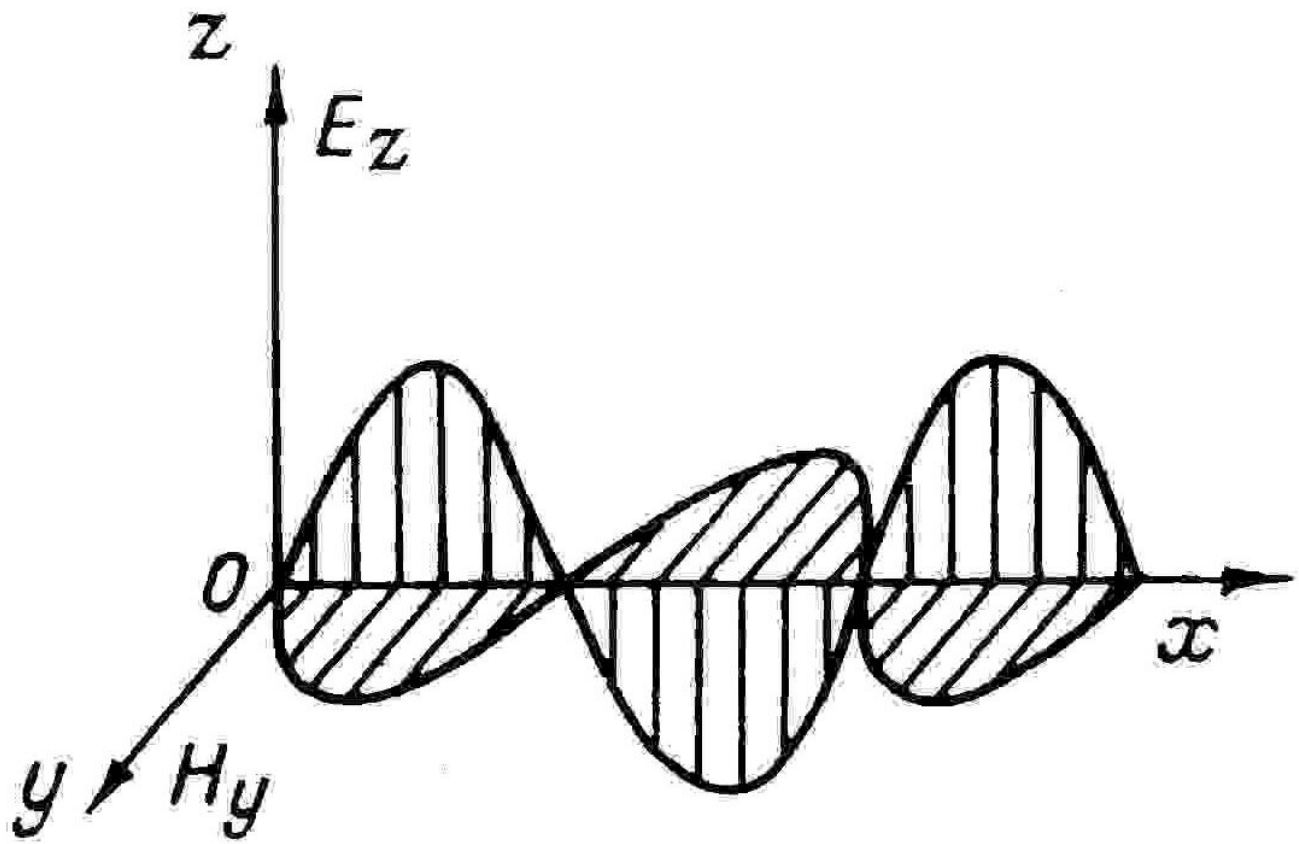
$$E_y = 0, \qquad H_y = \pm\frac{\sqrt{\varepsilon}}{Z_0} E_{\mathrm{M}} \cos\omega\left(t - \frac{x}{c}\right),$$

- для составляющих векторов ***Е*** *и* ***Н*** ***по оси z*** :

$$E_z = E_{\mathrm{M}} \cos\omega\left(t - \frac{x}{c}\right), \qquad H_z = 0.$$

Здесь $c = 1/\sqrt{\varepsilon\mu_0}$ − скорость распространения электромагнитной

волны в идеальном диэлектрике, $Z_0 = 120\pi$ − волновое сопротивление свободного пространства.



Изменение напряженности электрического поля $\boldsymbol{E}(E_x, E_y, E_z)$ и магнитного поля $\boldsymbol{H}(H_x, H_y, H_z)$ в направлении распространения $\boldsymbol{x}$ гармонической электромагнитной волны в однородном идеальном диэлектрике

Анализ представленного выше решения для однородного идеального диэлектрика показывает следующее.

1. Рассматриваемая электромагнитная волна является **поперечной**, так как в ней отсутствуют продольные составляющие векторов ***E*** и ***H***: составляющие E_x и H_x равны нулю.

2. В любой точке пространства векторы E_z и H_y изменяются **синфазно**, а сами поля **распространяются с одинаковой скоростью**.

3. **Амплитуды** составляющих полей по мере распространения волны остаются **неизменными** и однозначно связаны между собой через сопротивление свободного пространства Z_0.

4. В диапазоне радиоволн **идеальным однородным диэлектриком** можно считать **сухой воздух**.

5. Направление распространения электромагнитной волны определяется **вектором Умова−Пойнтинга: *П***, представляющим собой векторное произведение векторов ***Е*** и ***Н***.

Модуль вектора ***П*** численно равен мощности волны, приходящейся на единицу площади, и называется ***<u>плотностью потока мощности волны</u>*.**

Частный случай решения уравнений Максвелла.

Полупроводящая среда или среда с потерями.

На практике среды в виде идеального диэлектрика встречаются редко. Как правило, приходится иметь дело с полупроводящими средами (средами с потерями).

Если среда представляет собой полупроводящий однородный диэлектрик, то

$$\sigma \neq 0,\ \rho = 0,\ \mu' = 1,\ \varepsilon = const,$$

где $\boldsymbol{\varepsilon}$ – диэлектрическая проницаемость среды;

σ – удельная электрическая проводимость среды;

$\boldsymbol{\mu'}$ – относительная магнитная проницаемость среды;

ρ – плотность свободных зарядов в среде.

Идеальный однородный диэлектрик: $\sigma = 0,\ \rho = 0,\ \mu' = 1,\ \varepsilon = const,$

Для среды с потерями в предположении $\rho = 0$ уравнения Максвелла будут иметь следующий вид (в первом уравнении по сравнению со случаем идеального однородного диэлектрика появится второе слагаемое):

$$rot\vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E},$$

$$rot\vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t},$$

$$div\vec{H} = 0,$$

$$div\vec{E} = 0.$$

Рассмотрим, к каким последствиям приводит появление этого второго слагаемого в первом уравнении Максвелла, рассмотрев производную напряженности электрического поля по времени:

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = ?$$

.

Напряженность электрического поля, изменяющегося по гармоническому закону, может быть записана в виде

$$E = E_m e^{i\omega t}$$

где $E_м$ − амплитуда электрической составляющей волны.

Дифференцирование последнее выражение по *t, получаем*

$$\frac{\partial E}{\partial t} = i\omega E_m e^{i\omega t} = i\omega E = i\omega E\,\frac{i}{i} = -\frac{\omega}{i}E$$

поскольку (i * i) = -1. Тогда

$$E = -i\frac{1}{\omega}\frac{\partial E}{\partial t}$$

С учетом последнего соотношения система уравнений Максвелла для сред с потерями может быть переписана в следующем виде

$$rot\vec{H} = \left(\varepsilon - i\frac{\sigma}{\omega}\right)\frac{\partial \vec{E}}{\partial t},$$

$$rot\vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t},$$

$$div\vec{H} = 0,$$

$$div\vec{E} = 0.$$

Сравнение систем уравнений Максвелла, соответствующих идеальному однородному диэлектрику и полупроводящей среде, показывает, что они аналогичны при условии, если полупроводящая однородная среда обладает ***комплексной диэлектрической проницаемостью***

$$\varepsilon_{\mathrm{K}} = \varepsilon - i\frac{\sigma}{\omega}$$

с мнимой частью, зависящей от частоты ω (длины волны $\lambda = 2\pi\, c/\omega$).

Относительная диэлектрическая проницаемость в этом случае будет комплексной величиной, равной

$$\varepsilon_k' = \frac{\varepsilon_k}{\varepsilon_0} = \frac{\varepsilon - i\dfrac{\sigma}{\omega}}{\varepsilon_0} = \varepsilon' - i\frac{\sigma}{\varepsilon_0\omega} = \varepsilon' - i\cdot 60\lambda\sigma$$

Относительная диэлектрическая проницаемость однозначно связана с такой характеристикой среды как **комплексный коэффициент преломления** электромагнитных волн следующим соотношением

$$m = \sqrt{\varepsilon_{\text{К}}'} = \sqrt{\varepsilon' - i\frac{\sigma}{\varepsilon_0\omega}} = n - ip$$

где

$$p = 60\lambda\sigma$$

Вещественная часть комплексного коэффициента преломления: ***n***, называется ***<u>показателем преломления</u>*** электромагнитной волны; **мнимая часть** комплексного коэффициента преломления: ***p*** – ***<u>показателем поглощения</u>*** электромагнитной волны.

Анализ зависимости комплексного коэффициента преломления от частоты ω ($\lambda = 2\pi\, c/\omega$) показывает:

- при $\omega \to \infty$ $m \approx n$, т.е электромагнитная волна в основном преломляется в среде и мало меняет своею амплитуду;

- при $\omega \to 0$ $m \approx \mathrm{p}$, т.е доминирует поглощение электромагнитной волны.

Решение системы уравнений Максвелла для рассматриваемого случая можно записать в следующем виде:

$$E_y = 0, \qquad H_y = -\frac{\sqrt{n^2 + p^2}}{Z_0} E_{\text{М}} e^{-\frac{\omega}{c} px} \cos\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right) - arctg\,\frac{p}{n}\right],$$

$$H_z = 0, \qquad E_z = E_{\text{М}} e^{-\frac{\omega}{c} px} \cos\omega\left(t - \frac{x}{c}\right),$$

где *c* – скорость распространения электромагнитной волны в полупроводящей среде.

Как следует из анализа последних соотношений, при распространении электромагнитной волны в полупроводящей среде имеют место следующие особенности:

1. По мере распространения электромагнитной волны обе ее составляющие испытывают ослабление, что определяется множителем

$$e^{-\frac{\omega}{c}p}$$

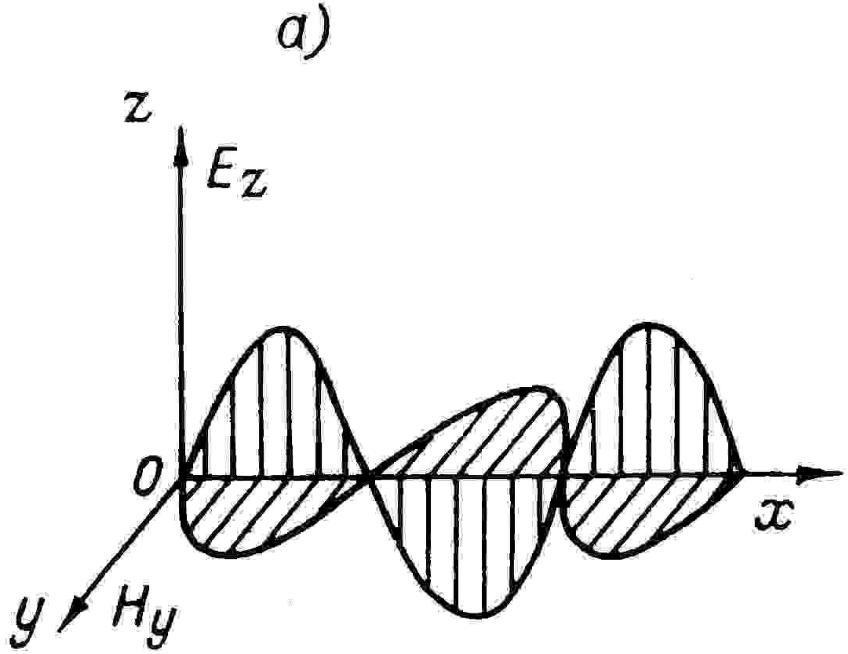
2. Составляющие электромагнитной волны (вектора ***H*** и ***E***) сдвинуты по фазе друг относительно друга на величину

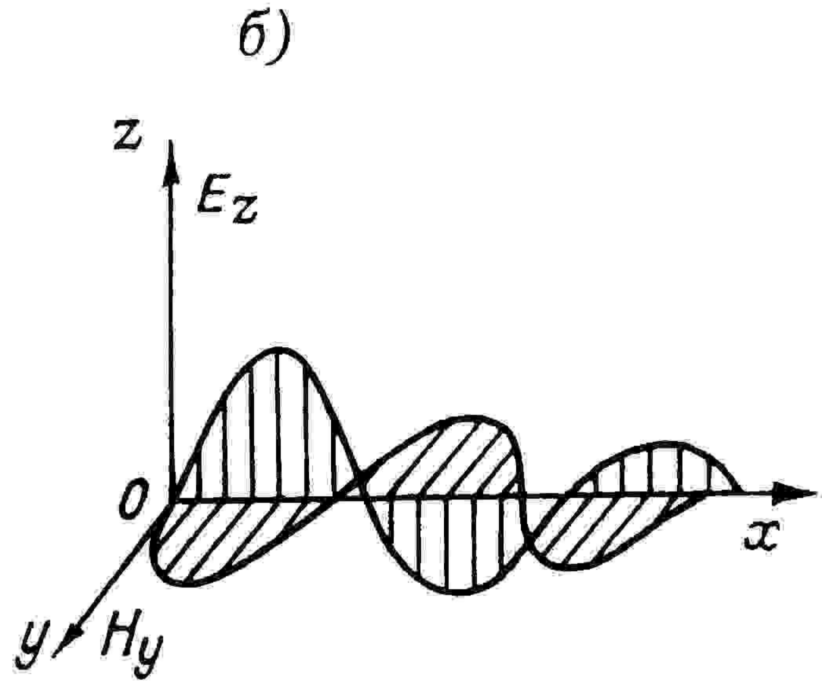
$$\varphi = arctg\frac{p}{n}.$$

3. Амплитуды электрической и магнитной составляющих связаны между собой следующим соотношением

$$H_{\text{М}} = \frac{\sqrt{n^2 + p^2}}{Z_0} E_{\text{М}}$$

Это соотношение показывает, что для описания электромагнитной волны достаточно знать выражения только для электрической составляющей поля.





Сравнение изменения напряженности электрического и магнитного поля в направлении распространения электромагнитной волны:

а) – в однородном идеальном диэлектрике;

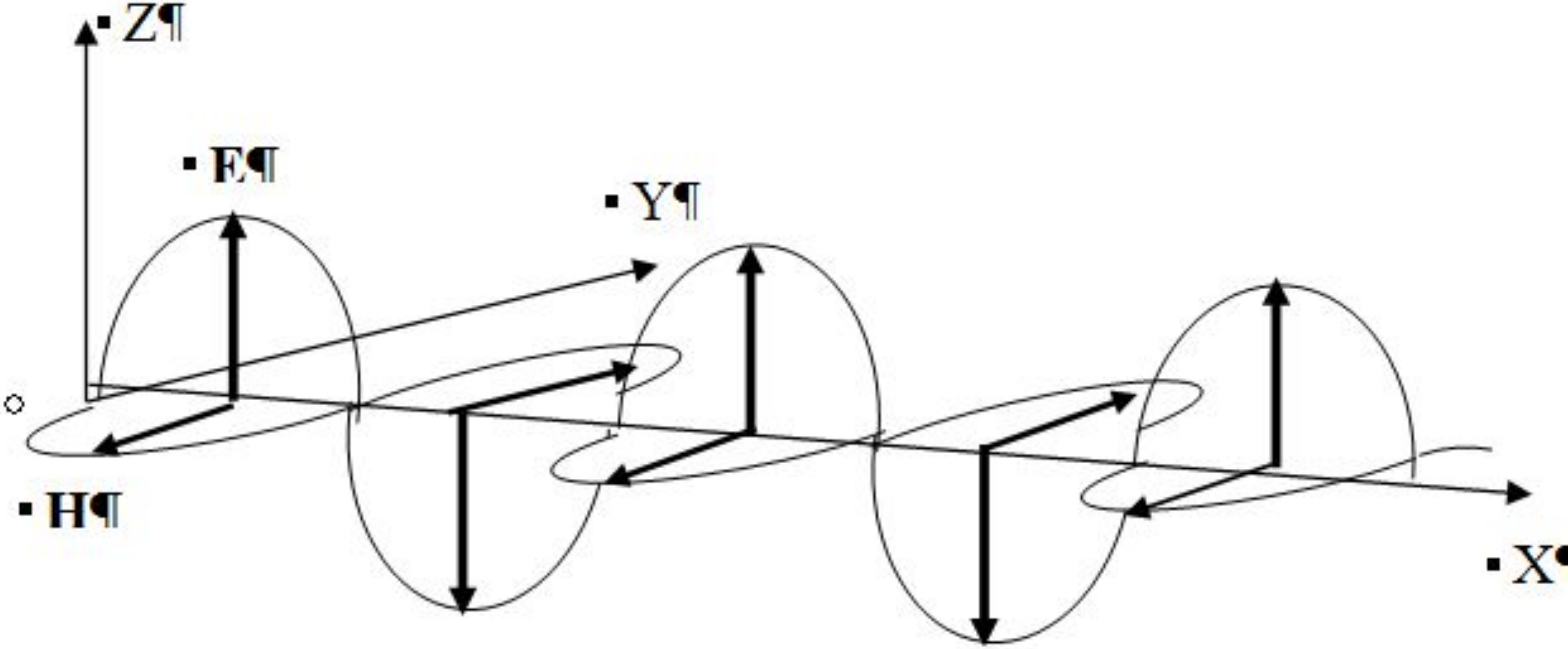
б) – в полупроводящей среде (в среде с потерями).

Какие будут вопросы ?

Поток импульса в бегущей волне; *давление электромагнитного излучения*. Когда электромагнитное излучение поглощается без отражения веществом, последнему передается энергия W, а также импульс (вдоль направления распространения). Мы покажем, что величина передаваемого импульса равна W/c. Если пучок отражается на 180° от зеркала (без какого-либо поглощения), то зеркалу передается удвоенное значение импульса, равное $2W/c$. Таким образом, излучение оказывает давление на предметы, которые поглощают или отражают его. Это давление называется *давлением излучения*. Бегущей электромагнитной плоской волне с энергией W соответствует импульс $\mathbf{P}$, равный

$$\boxed{\mathbf{P} = \frac{W}{c}\hat{\mathbf{z}},} \tag{104}$$

где $\hat{\mathbf{z}}$ совпадает с направлением распространения.



Распространение плоской электромагнитной волны в однородном идеальном диэлектрике