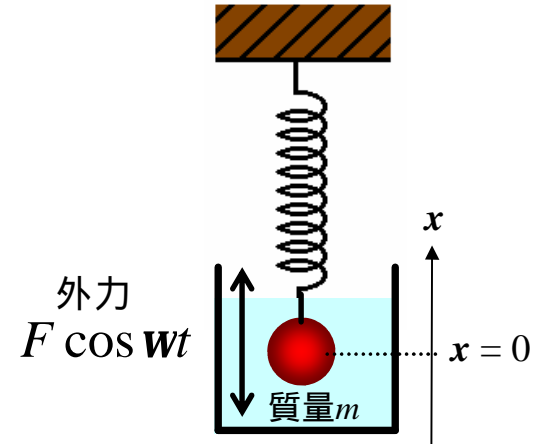


# 強制振動

$$F = m \frac{d^2 x}{dt^2} = -b \frac{dx}{dt} - kx + F \cos \omega t$$

$$\rightarrow \ddot{x} + 2g\dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{F}{m} \cos \omega t \leftarrow \text{非斉次}$$



非斉次方程式の一般的解法 ( 斉次方程式の一般解+特殊解 )でも解ける。  
その方法は教科書に譲り、ここでは定常解 ( 十分時間が経った後の解 )を  
求めよう

## < 解法のテクニック >

実部にのみ意味があると約束して、周期関数を複素表示する

$$\frac{F}{m} \cos \omega t = \frac{F}{m} \operatorname{Re} [ e^{i\omega t} ] \rightarrow \frac{F}{m} e^{i\omega t}$$

$x(t)$ は ( 定常状態では ) 外力と同じ角周波数 で振動する周期関数と仮定する。

$$x(t) = x(\omega) e^{i\omega t}$$

# 共鳴・共振 (Resonance)

運動方程式に代入して、 $x(\omega)$  について解くと

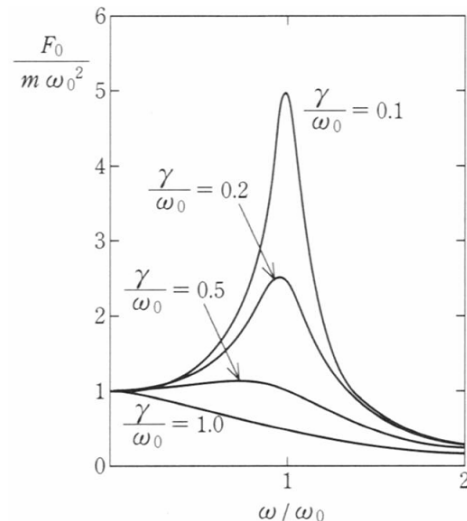
$$x(\omega) = \frac{F}{m} \cdot \frac{1}{-\omega^2 + 2ig\omega + \omega_0^2}$$

振動の振幅の大きさは、

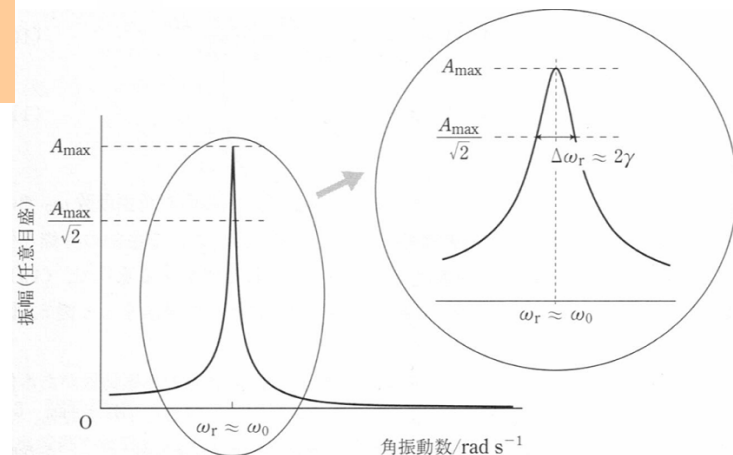
$$|x(\omega)| = \frac{F}{m} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4g^2\omega^2}}$$

特に、 $g \ll \omega_0$  の場合、 $\omega \sim \omega_0$  では、

$$|x(\omega)| = \frac{F}{2\omega_0 m} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + g^2}}$$



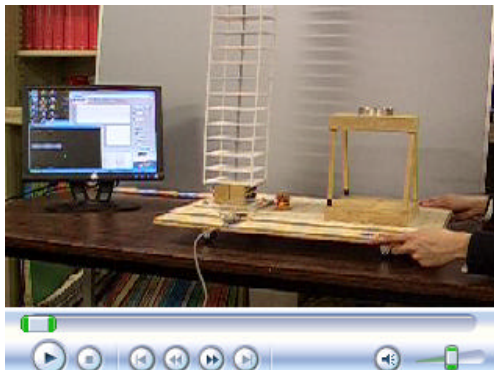
兵頭 考える力学 p77 図4.10



基礎物理学実験テキスト 振動・波動 p140 図5

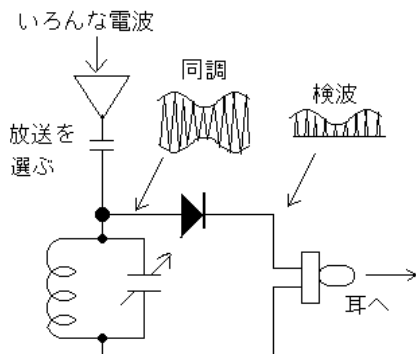
# 様々な共鳴現象

## < 地震波の共鳴 >



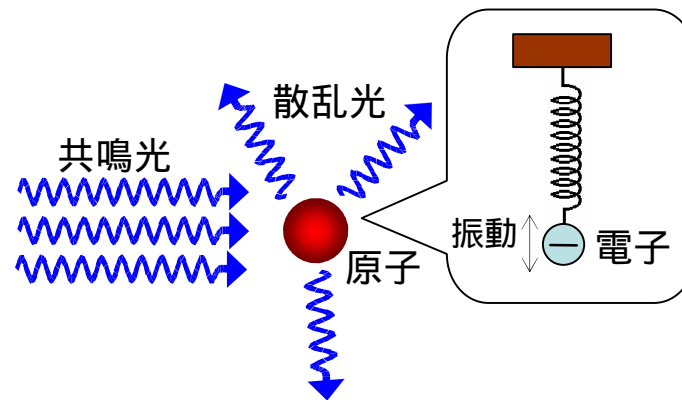
<http://www.kz.tsukuba.ac.jp/~sakai/dsn.htm>

## < ラジオ >

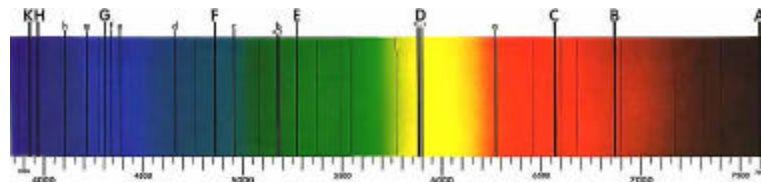


<http://www9.wind.ne.jp/fujin/diy/radio/radio02.htm>

## < 原子 分子による光の吸収 >



**共鳴する原子** 原子・分子の共鳴周波数に等しい光 (共鳴光) を照射すると、原子内の電子が振動し、光は散乱される。



**太陽光スペクトルの暗線 ( Fraunhofer 線 )**  
太陽の大気中に存在する様々な原子・分子が、固有の共鳴周波数の光を吸収するため、多数の暗線が生じる。

# 第5章

## 極座標による 運動の記述

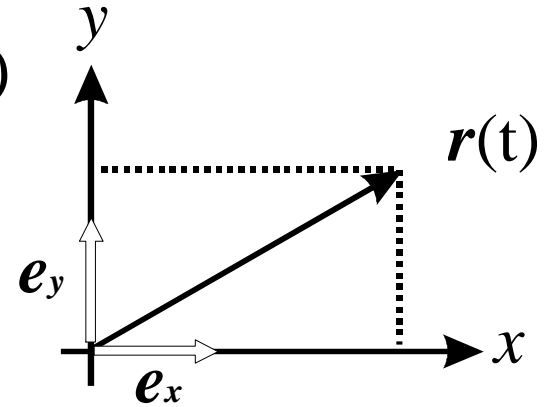
# 2次元極座標表示

デカルト座標表示

$$\mathbf{r}(t) = x(t)\mathbf{e}_x + y(t)\mathbf{e}_y = (x(t), y(t))$$

$$\dot{\mathbf{r}} = \dot{x}\mathbf{e}_x + \dot{y}\mathbf{e}_y = (\dot{x}, \dot{y})$$

$$\ddot{\mathbf{r}} = \ddot{x}\mathbf{e}_x + \ddot{y}\mathbf{e}_y = (\ddot{x}, \ddot{y})$$



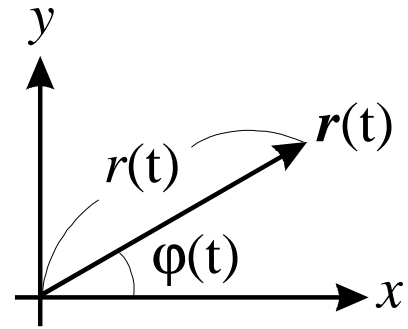
2次元極座標表示

$$\mathbf{r}(t) = (r(t), \mathbf{j}(t))$$

~~$$\dot{\mathbf{r}} = (\dot{r}, \dot{\mathbf{j}})$$~~

~~$$\ddot{\mathbf{r}} = (\ddot{r}, \ddot{\mathbf{j}})$$~~

間違い



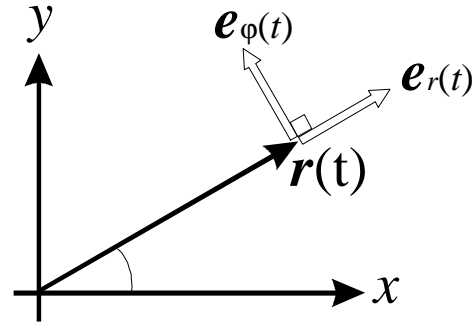
# 2次元極座標の基底ベクトル

$$\mathbf{r}(t) = r(t) \mathbf{e}_r(t)$$

$$\mathbf{v}(t) = \frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} = \frac{d}{dt} (r(t) \mathbf{e}_r(t))$$

$$= \frac{dr(t)}{dt} \mathbf{e}_r(t) + r(t) \frac{d\mathbf{e}_r(t)}{dt}$$

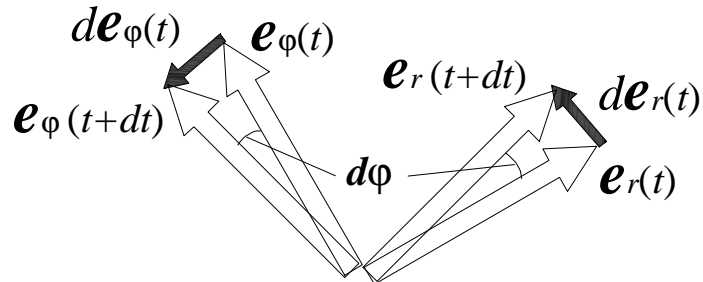
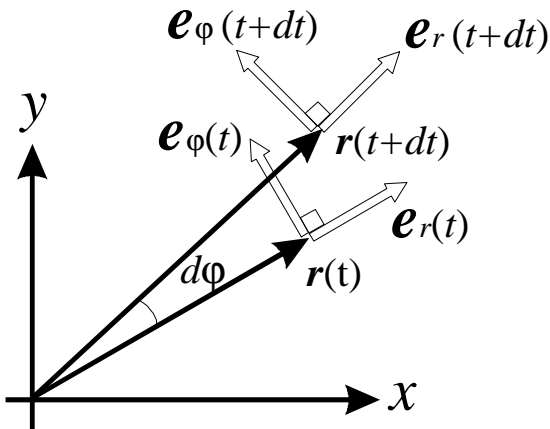
?



$$\mathbf{e}_r(t) \parallel \mathbf{r}(t)$$

$$\mathbf{e}_r(t) \perp \mathbf{e}_\phi(t)$$

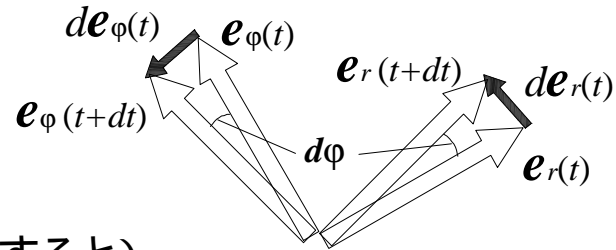
$$|\mathbf{e}_r(t)| = |\mathbf{e}_\phi(t)| = 1$$



# 基底ベクトルの時間微分

$$d\mathbf{e}_r(t) = d\mathbf{j} \mathbf{e}_j(t)$$

$$d\mathbf{e}_j(t) = -d\mathbf{j} \mathbf{e}_r(t)$$



両辺を $dt$ で割ると(単位時間あたりの変化にすると)

$$\frac{d\mathbf{e}_r(t)}{dt} = \frac{d\mathbf{j}}{dt} \mathbf{e}_j(t) \quad (\dot{\mathbf{e}}_r = \mathbf{j} \mathbf{e}_j)$$

$$\frac{d\mathbf{e}_j(t)}{dt} = -\frac{d\mathbf{j}}{dt} \mathbf{e}_r(t) \quad (\dot{\mathbf{e}}_j = -\mathbf{j} \mathbf{e}_r)$$

したがって、

$$\mathbf{v}(t) = \frac{dr(t)}{dt} \mathbf{e}_r(t) + r(t) \frac{d\mathbf{e}_r(t)}{dt} = \dot{r} \mathbf{e}_r + r \mathbf{j} \mathbf{e}_j = \boxed{(\dot{r}, r\mathbf{j})}$$

# 極座標表示における 速度および加速度ベクトル

$$\mathbf{v}(t) = \frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} = \frac{dr(t)}{dt} \mathbf{e}_r(t) + r(t) \frac{d\mathbf{e}_r(t)}{dt} = \dot{r} \mathbf{e}_r + r \dot{\mathbf{j}} \mathbf{e}_j$$

$$\begin{aligned} \mathbf{a}(t) &= \frac{d\mathbf{v}(t)}{dt} = \frac{d}{dt} (\dot{r} \mathbf{e}_r + r \dot{\mathbf{j}} \mathbf{e}_j) = (\ddot{r} - r \dot{\mathbf{j}}^2) \mathbf{e}_r + (2\dot{r} \dot{\mathbf{j}} + r \ddot{\mathbf{j}}) \mathbf{e}_j \\ &= (\ddot{r} - r \dot{\mathbf{j}}^2) \mathbf{e}_r + \frac{1}{r} \frac{d}{dt} (r^2 \dot{\mathbf{j}}) \mathbf{e}_j \end{aligned}$$

極座標表示の運動方程式は、

$$\mathbf{F} = F_r \mathbf{e}_r + F_j \mathbf{e}_j = m \mathbf{a}(t) \rightarrow \begin{cases} F_r = m(\ddot{r} - r \dot{\mathbf{j}}^2) \\ F_j = m \frac{1}{r} \frac{d}{dt} (r^2 \dot{\mathbf{j}}) \end{cases}$$