Bevezetés a modern fizika fejezeteibe

2. (a)

Elektromágneses hullámok

Utolsó módosítás: 2015. október 3.

Dr. Márkus Ferenc
BME Fizika Tanszék

A Maxwell-egyenletek

$$rot\,\boldsymbol{H} = j + \dot{\boldsymbol{D}} \qquad (1)$$

$$rot\,\boldsymbol{E} = -\dot{\boldsymbol{B}} \qquad (2)$$

$$div\,\boldsymbol{D} = \rho \qquad (3)$$

$$div\,\boldsymbol{B} = 0 \qquad (4)$$

E: elektromos térerősség

D: elektromos eltolás

H: mágneses térerősség

B: mágneses indukció

j: elektromos áramsűrűség

ρ: elektromos töltéssűrűség

•: (parciális) időderivált

Dr. Márkus Ferenc
BME Fizika Tanszék

Konstitutív (anyag-) egyenletek (1)

$$\boldsymbol{j} = \sigma \boldsymbol{E}$$ (5) /differenciális Ohm-törvény/

σ: elektromos vezetőképesség

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon \boldsymbol{E}$$ (6)

ε: dielektromos állandó /permittivitás/

μ: mágneses permeabilitás

$$\boldsymbol{B} = \mu \boldsymbol{H}$$ (7)

Dr. Márkus Ferenc
BME Fizika Tanszék

Konstitutív (anyag-) egyenletek (2)

Továbbá:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$$

$$\varepsilon_0 = 8{,}85 \times 10^{-12}\ F/m$$

a vákuum permittivitása

ε_r relatív permittivitás

$$\mu = \mu_0 \mu_r$$

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}\ H/m$$

a vákuum permeabilitása

μ_r relatív permeabilitás

A töltésmegmaradás törvénye (kontinuitási egyenlet)

Az (1) és (3) egyenlet segítségével mutatható meg.

Az (1) egyenlet divergenciáját véve

$$div\ rot\ \boldsymbol{H} = div\ \boldsymbol{j} + div\ \dot{\boldsymbol{D}}$$

és felhasználva, hogy bármely vektortérre $div\ rot\ \equiv 0$

$$0 = div\ \boldsymbol{j} + div\ \dot{\boldsymbol{D}}$$

adódik. A (3) egyenletet felhasználva kapjuk:

$$0 = \dot{\rho} + div\ \boldsymbol{j}$$

Ez az elektromos töltés megmaradását kifejező kontinuitási egyenlet.

Dr. Márkus Ferenc
BME Fizika Tanszék

Az elektromágneses tér energiamérleg egyenlete (1)

Az (1) egyenletet ***E***-vel a (2) egyenletet ***H***-val szorozva:

$$\boldsymbol{E}\,rot\,\boldsymbol{H} = \boldsymbol{j}\boldsymbol{E} + \boldsymbol{E}\dot{\boldsymbol{D}}$$

$$\boldsymbol{H}\,rot\,\boldsymbol{E} = -\boldsymbol{H}\dot{\boldsymbol{B}}$$

adódik. A második egyenletből az elsőt kivonva kapjuk:

$$\boldsymbol{H}\,rot\,\boldsymbol{E} - \boldsymbol{E}\,rot\,\boldsymbol{H} = -\boldsymbol{j}\boldsymbol{E} - \boldsymbol{E}\dot{\boldsymbol{D}} - \boldsymbol{H}\dot{\boldsymbol{B}}$$

A (6) és (7) konstitutív egyenleteket, valamint a

$$div\,(\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{H}) = \boldsymbol{H}\,rot\,\boldsymbol{E} - \boldsymbol{E}\,rot\,\boldsymbol{H}$$

azonosságot felhasználva, az egyenletet átrendezve

Az elektromágneses tér energiamérleg egyenlete (2)

az energiamérleg egyenlet:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{2}\varepsilon \boldsymbol{E}^2 + \frac{1}{2}\mu \boldsymbol{H}^2\right) + div\,(\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H}) = -\boldsymbol{j}\boldsymbol{E}$$

Az elektromágneses tér energiamérleg egyenlete egyes tagjainak fizikai jelentése

Az elektromágneses tér energiasűrűsége: $\rho_{EM} = \frac{1}{2}\varepsilon \boldsymbol{E}^2 + \frac{1}{2}\mu \boldsymbol{H}^2$

Az elektromágneses tér energiaáram-sűrűség vektora, a Poynting-vektor:

$$\boldsymbol{P} = \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H}$$

A Joule-hő: $\boldsymbol{jE} = \sigma \boldsymbol{E}^2 \geq 0$

Mivel a Joule-hő kifejezése mindig pozitív (vagy zérus), az energiamérlegbeli negatív előjellel mindig veszteséget jelent az elektromágneses tér számára!

Dr. Márkus Ferenc
BME Fizika Tanszék

A szabad elektromágneses tér hullámegyenlete (1)

Elektromos töltésektől és áramoktól mentes tér (azaz a töltés-sűrűséget és az áramsűrűséget zérusnak véve)

$$\rho = 0 \qquad \boldsymbol{j} = 0$$

Valamint vákuumbeli esetre szorítkozva

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

A szabad elektromágneses tér hullámegyenlete (2)

Az (1) egyenlet időszerinti deriváltját, a (2) egyenlet rotációját véve:

$$rot\,\dot{\boldsymbol{H}} = \ddot{\boldsymbol{D}} \qquad rot\,rot\,\boldsymbol{E} = -\,rot\,\dot{\boldsymbol{B}}$$

felhasználva a (6) és (7) konstitutív egyenletek

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon_0 \boldsymbol{E} \qquad \boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{H}$$

valamint a $rot\,rot = grad\,div - \Delta$

azonosságot, kapjuk →

A szabad elektromágneses tér hullámegyenlete (3)

$$\varepsilon_0\mu_0 \frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2} - \Delta \boldsymbol{E} = 0$$

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

Ha a terjedés x tengely irányú:

$$\varepsilon_0\mu_0 \frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial x^2} = 0$$

Ahonnan a vákuumban terjedő ***E*** sebessége:

$$c = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_0\mu_0}} \sim 3 \times 10^8\ m/s$$

A szabad elektromágneses tér hullámegyenlete (4)

Az (1) egyenlet rotációóját, a (2) egyenlet időszerinti deriváltját véve:

$$rot\,rot\,\boldsymbol{H} = rot\,\dot{\boldsymbol{D}} \qquad rot\,\dot{\boldsymbol{E}} = -\ddot{\boldsymbol{B}}$$

felhasználva a (6) és (7) konstitutív egyenletek

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon_0 \boldsymbol{E} \qquad \boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{H}$$

valamint a $rot\,rot = grad\,div - \Delta$

azonosságot, kapjuk →

A szabad elektromágneses tér hullámegyenlete (5)

$$\varepsilon_0\mu_0\frac{\partial^2 \boldsymbol{H}}{\partial t^2} - \Delta\boldsymbol{H} = 0$$

Ha a terjedés x tengely irányú:

$$\varepsilon_0\mu_0\frac{\partial^2 \boldsymbol{H}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \boldsymbol{H}}{\partial x^2} = 0$$

Ahonnan a vákuumban terjedő ***H*** sebessége az ***E***-hez hasonlóan:

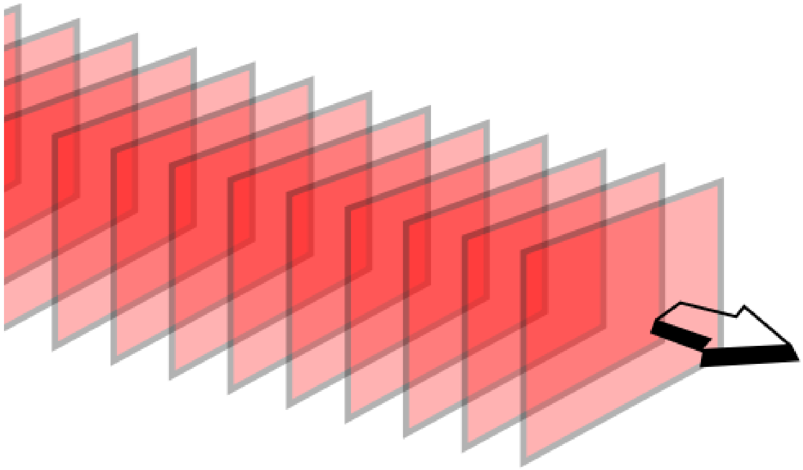
$$c = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_0\mu_0}} \sim 3 \times 10^8 \; m/s$$

Hasonló egyenletek és ugyanaz a terjedési sebesség tartozik ***D***-hez és ***B***-hez is.

A hullámegyenlet síkhullám megoldásai, valamint az E és H vektorok iránya (1)

Terjedjen a síkhullám az $+\boldsymbol{n}$ egységvektor irányába. A t_1 időpillanatban tekintsünk egy $\boldsymbol{r}_1$ koordinátájú pontot a hullámfronton. Egy későbbi t_2 időpillanatban tekintsünk egy $\boldsymbol{r}_2$ koordinátájú pontot az újabb hullámfronton. Ekkor a c sebességű terjedés mellett a két sík távolsága *d*:

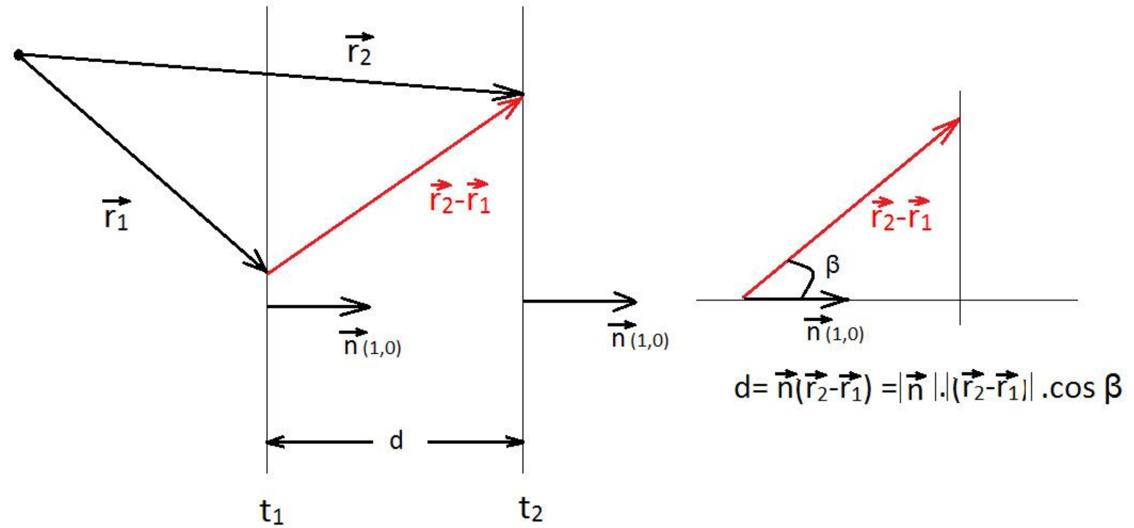
$$d = c(t_2 - t_1)$$



A hullámegyenlet síkhullám megoldásai, valamint az E és H vektorok iránya (2)

A két sík távolága az ábra szerint másképp is kifejezhető:

$$d = \boldsymbol{n}(\boldsymbol{r}_2 - \boldsymbol{r}_1)$$



Az előző két összefüggés összevetéséből:

$$t_1 - \frac{\boldsymbol{n}\,\boldsymbol{r}_1}{c} = t_2 - \frac{\boldsymbol{n}\,\boldsymbol{r}_2}{c}$$

amiből általában:

$$t - \frac{\boldsymbol{n}\,\boldsymbol{r}}{c}$$

Dr. Márkus Ferenc
BME Fizika Tanszék

A hullámegyenlet síkhullám megoldásai, valamint az **E** és **H** vektorok iránya (3)

Síkhullám megoldások:

$$\boldsymbol{E}\left(t \pm \frac{\boldsymbol{n}\,\boldsymbol{r}}{c}\right) \qquad \boldsymbol{H}\left(t \pm \frac{\boldsymbol{n}\,\boldsymbol{r}}{c}\right)$$

Itt a „–” előjel a +***n*** irányú terjedéshez, a „+” előjel a –***n*** irányú terjedéshez tartozik.

A hullámegyenlet síkhullám megoldásai, valamint az E és H vektorok iránya (4)

Tekintsük pl. a „+” irányú terjedést:

$$\boldsymbol{E}(t-\frac{\boldsymbol{n}\,\boldsymbol{r}}{c})$$

$$\boldsymbol{H}(t-\frac{\boldsymbol{n}\,\boldsymbol{r}}{c})$$

Az argumentumot

$$\phi = t-\frac{\boldsymbol{n}\,\boldsymbol{r}}{c}$$

jelölve az idő deriváltak:

$$\dot{\boldsymbol{E}} = \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{d\boldsymbol{E}}{d\phi}$$

$$\dot{\boldsymbol{H}} = \frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{d\boldsymbol{H}}{d\phi}$$

Dr. Márkus Ferenc
BME Fizika Tanszék

A hullámegyenlet síkhullám megoldásai, valamint az **E** és **H** vektorok iránya (5)

Valamint a térbeli deriváltak:

$$rot\,\boldsymbol{H} = -\frac{\boldsymbol{n}}{c}\times\frac{d\boldsymbol{H}}{d\phi}$$

$$rot\,\boldsymbol{E} = -\frac{\boldsymbol{n}}{c}\times\frac{d\boldsymbol{E}}{d\phi}$$

Ezekkel az (1) és (2) Maxwell-egyenletek:

$$-\frac{\boldsymbol{n}}{c}\times\frac{d\boldsymbol{H}}{d\phi} = \varepsilon_0\frac{d\boldsymbol{E}}{d\phi}$$

$$-\frac{\boldsymbol{n}}{c}\times\frac{d\boldsymbol{E}}{d\phi} = -\mu_0\frac{d\boldsymbol{H}}{d\phi}$$

A hullámegyenlet síkhullám megoldásai, valamint az E és H vektorok iránya (6)

Az argumentum szerinti integrálás után:

$$-\frac{1}{c}\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{H}=\varepsilon_0\boldsymbol{E}$$

$$-\frac{1}{c}\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{E}=-\mu_0\boldsymbol{H}$$

Az ***E***, ***H*** és ***n*** vektorok jobbsodrású rendszert alkotnak!

A hullámegyenlet síkhullám megoldásai, valamint az **E** és **H** vektorok iránya (7)

Hasonló levezetéssel a –$\boldsymbol{n}$ irányban terjedő hullámokra:

$$+\frac{1}{c}\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{H}=\varepsilon_0\boldsymbol{E}$$

$$+\frac{1}{c}\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{E}=-\mu_0\boldsymbol{H}$$

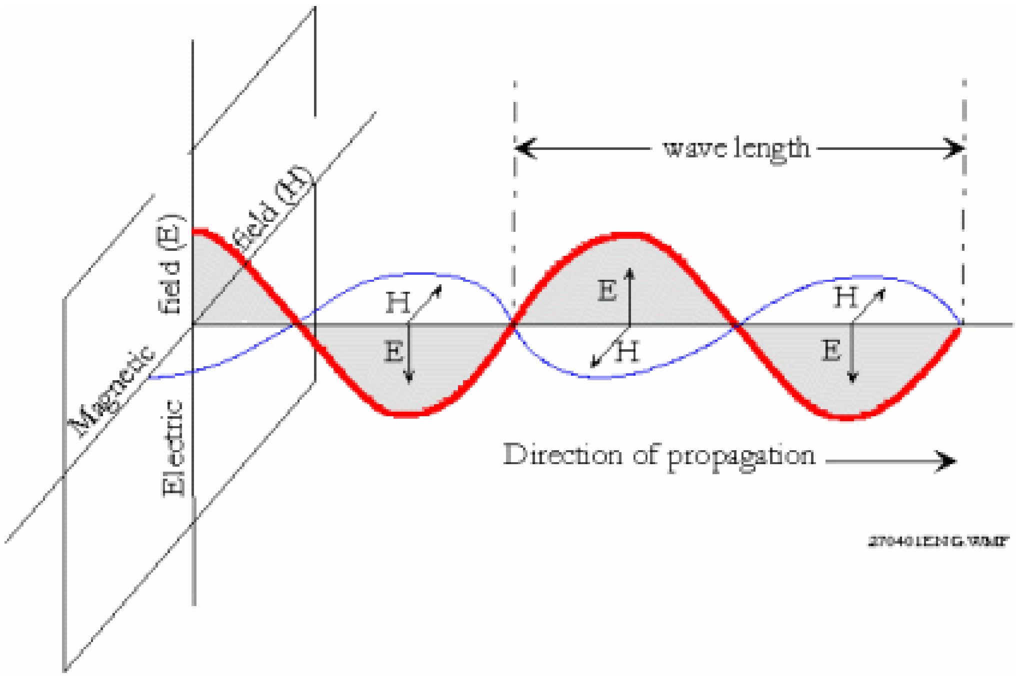
Egy formulával összefoglalva a $\mp\boldsymbol{n}$ irányban terjedő hullámokra:

$$\pm\frac{1}{c}\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{H}=\varepsilon_0\boldsymbol{E}$$

$$\pm\frac{1}{c}\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{E}=-\mu_0\boldsymbol{H}$$

Az elektromágneses hullám transzverzális hullám!

A hullámegyenlet síkhullám megoldásai, valamint az **E** és **H** vektorok iránya (8)

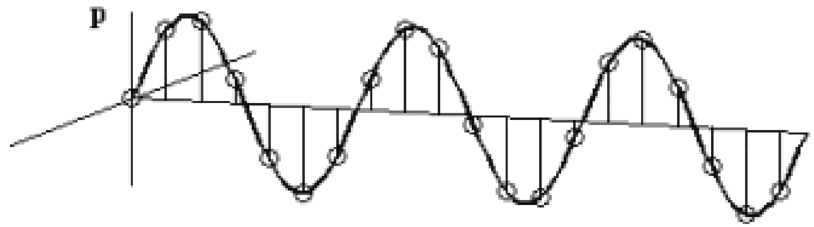


Az elektromágneses hullám transzverzális hullám!

Dr. Márkus Ferenc
BME Fizika Tanszék

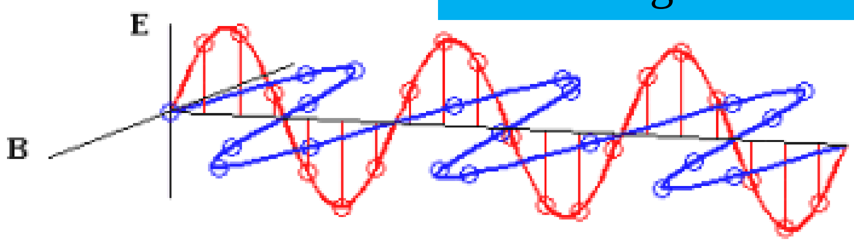
A hullámegyenlet síkhullám megoldásai, valamint az **E** és **H** vektorok iránya (9)

transzverzális mechanikai hullám



a terjedés iránya →

elektromágneses hullám



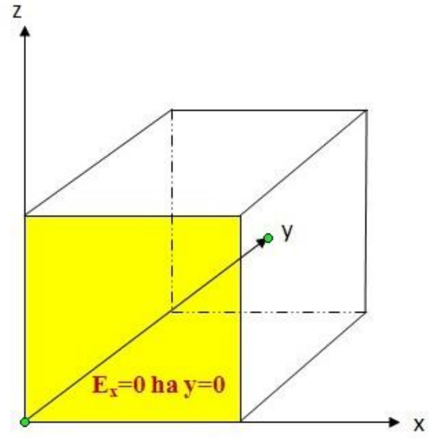
a terjedés iránya →

Az elektromágneses hullám transzverzális hullám!

Kocka alakú üregbe zárt elektromágneses hullám (1)

Ideális elektromos vezetőből készült kocka alakú üregben a kialakuló teret a hullámegyenlet és a határfelületek együttesen határozzák meg. Az ideális vezetőn belül az ***E*** elektromos és ***H*** mágneses térerősségek zérus értékűek. Mivel a határfelületen az elektromos térerősség tangenciális, a mágneses térerősség normális komponense megy át folytonosan. így e komponenseknek az üreg falán zérusnak kell lenniük. (Ezt fogjuk a tárgyalás során kihasználni.)

A kocka legyen úgy elhelyezve, hogy egyik csúcsa az origó, *l* hosszúságú élei az x, y és z tengelyekkel párhuzamosak.



Kocka alakú üregbe zárt elektromágneses hullám (2)

A határfeltételeket kielégítő térerősség-komponensek:

$E_x = 0$, ha $y = 0$ vagy $y = l$, $z = 0$ vagy $z = l$;

$H_x = 0$, ha $x = 0$ vagy $x = l$

$E_y = 0$, ha $x = 0$ vagy $x = l$, $z = 0$ vagy $z = l$

$H_y = 0$, ha $y = 0$ vagy $y = l$

$E_z = 0$, ha $x = 0$ vagy $x = l$, $y = 0$ vagy $y = l$

$H_z = 0$, ha $z = 0$ vagy $z = l$

Kocka alakú üregbe zárt elektromágneses hullám (3)

A hullámegyenletet és a határfelületi feltételeket is kielégítő megoldás az ***E*** térerősség vektor komponenseire:

$$E_x = \sum_n A_{nx}(t)\,cos(n_x \frac{\pi}{l} x)\,sin(n_y \frac{\pi}{l} y)\,sin(n_z \frac{\pi}{l} z)$$

$$E_y = \sum_n A_{ny}(t)\,sin(n_x \frac{\pi}{l} x)\,cos(n_y \frac{\pi}{l} y)\,sin(n_z \frac{\pi}{l} z)$$

$$E_z = \sum_n A_{nz}(t)\,sin(n_x \frac{\pi}{l} x)\,sin(n_y \frac{\pi}{l} y)\,cos(n_z \frac{\pi}{l} z)$$

$n_x, n_y, n_z \geq 0$

Amplitúdó vektor: $\boldsymbol{A}_n = (A_{nx}, A_{ny}, A_{nz})$

egész számok

Kocka alakú üregbe zárt elektromágneses hullám (4)

A térerősség-komponensek ki kell elégítsék a

$$div\,\boldsymbol{E} = 0$$

összefüggést. →

$$\sum_n (n_x A_{nx} + n_y A_{ny} + n_z A_{nz})\, sin(\mathrm{n_x}\frac{\pi}{l}\mathrm{x})\, sin(\mathrm{n_y}\frac{\pi}{l}\mathrm{y})\, sin(\mathrm{n_z}\frac{\pi}{l}\mathrm{z}) = 0$$

Kocka alakú üregbe zárt elektromágneses hullám (5)

Az összefüggés minden x, y és z-re akkor állhat fenn, ha

$$n_x A_{nx} + n_y A_{ny} + n_z A_{nz} = 0$$

vagy másképp:

$$\boldsymbol{n}\,\boldsymbol{A} = 0$$

Az n_x, n_y, n_z számhármas két független síkhullám megoldást jelent!

Kocka alakú üregbe zárt elektromágneses hullám (6)

A térerősség-komponenseket a hullámegyenletbe helyettesítve az amplitúdókra:

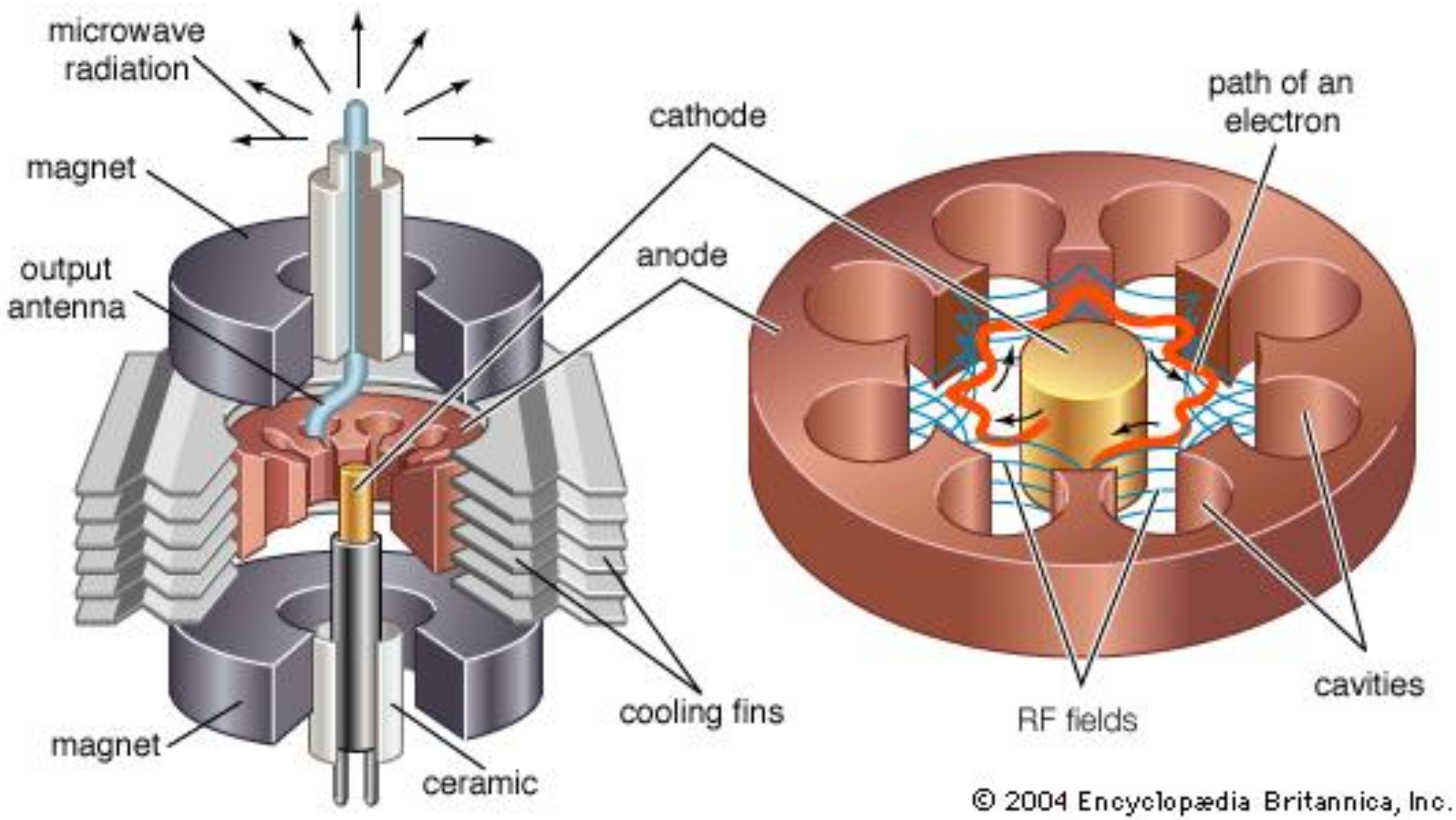
$$\ddot{A}_n + 4\pi^2 \nu_n^2 A_n = 0$$

Itt

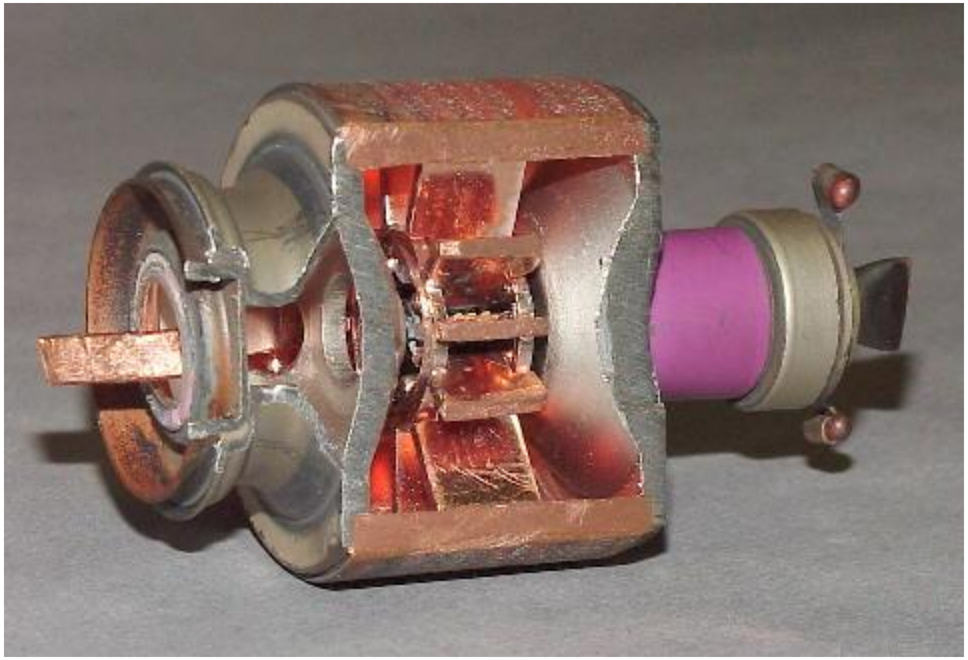
$$\nu_n = \frac{c}{2l}\sqrt{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2}$$

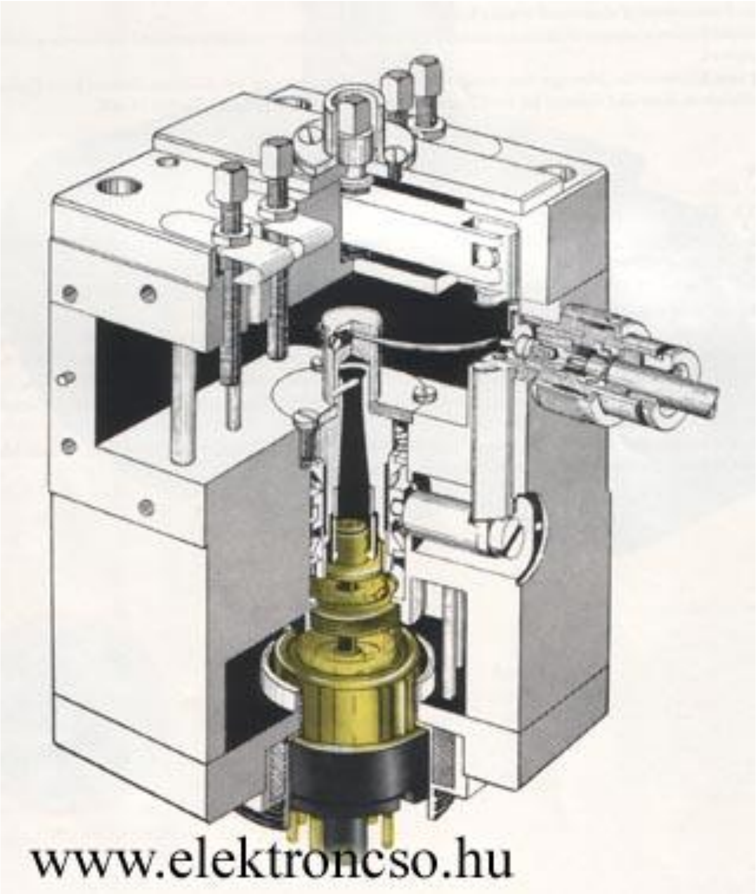
a kialakuló rezgések lehetséges frekvenciái.

Magnetron (1)


microwave
radiation
magnet
output
antenna
magnet
ceramic
cooling fins
cathode
anode
path of an
electron
RF fields
cavities
© 2004 Encyclopædia Britannica, Inc.

Magnetron (2)





A frekvencia 2-3 GHz, a teljesítmény folyamatos üzemben általában 10 kW alatt van, de léteznek impulzusüzemben akár MW nagyságrendű berendezések is.

Az elektromágneses potenciálok (1)

Az alapgondolat: az elektromágneses teret leíró ***E***, ***D***, ***H*** és ***B*** mennyiségek visszavezetése „alapvetőbb" térmennyiségekre.

Egy tetszőleges vektortér esetén mindig igaz a

$$\mathit{div}\,\mathit{rot} \equiv 0$$

azonosság. Így a (4) Maxwell-egyenlet $\mathit{div}\,\boldsymbol{B} = 0$

esetén érdemes bevezetni egy ***A*** vektormennyiséget a

$$\boldsymbol{B} = \mathit{rot}\,\boldsymbol{A}$$

definícióval. Az ***A*** vektor neve vektorpotenciál.

Maxwell: az **A** vektorpotenciál matematikai segédmennyiség, semmilyen fizikai tartalma nincs.

Az elektromágneses potenciálok (2)

Ekkor nyilvánvalóan teljesül a

$$div\,\boldsymbol{B} = div\,rot\,\boldsymbol{A} = 0$$

(4) egyenlet. A (2) egyenletbe történő helyettesítéssel

$$rot\,\boldsymbol{E} = -\dot{\boldsymbol{B}} \;\rightarrow\; rot\,\boldsymbol{E} = -rot\,\dot{\boldsymbol{A}} \;\rightarrow\; rot\left(\boldsymbol{E} + \dot{\boldsymbol{A}}\right) = 0$$

Ebből a $rot\,grad \equiv 0$ azonosság felhasználásával

$$\boldsymbol{E} = -\dot{\boldsymbol{A}} - grad\,\varphi$$

definiáljuk a skalárpotenciált.

Az *A* és potenciálok megadása nem egyértelmű!

Az elektromágneses potenciálok (3)

Az ***E*** és ***B*** vektorok potenciálokkal megadott alakjait az (1) egyenletbe

$$rot\, \boldsymbol{H} = \boldsymbol{j} + \dot{\boldsymbol{D}}$$

helyettesítve

$$\frac{1}{\mu_0} rot\, rot\, \boldsymbol{A} = \boldsymbol{j} - \varepsilon_0\, \ddot{\boldsymbol{A}} - \varepsilon_0\, grad\, \dot{\varphi}$$

adódik. Felhasználva, hogy $rot\, rot = grad\, div - \Delta$

kapjuk:

$$\Delta \boldsymbol{A} - \varepsilon_0 \mu_0\, \ddot{\boldsymbol{A}} = -\mu_0 \boldsymbol{j} + grad\, div\, \boldsymbol{A} + \varepsilon_0 \mu_0\, grad\, \dot{\varphi}$$

Dr. Márkus Ferenc
BME Fizika Tanszék

Az elektromágneses potenciálok (4)

A potenciálok nem-egyértelműsége miatt lehetőség van egy matematikai kapcsolat definiálására. Ez itt most legyen a

Lorenz-feltétel: $$div\,\boldsymbol{A} + \varepsilon_0\mu_0\,\dot{\varphi} = 0$$

Ekkor $$\Delta\boldsymbol{A} - \varepsilon_0\mu_0\,\ddot{\boldsymbol{A}} = -\mu_0\boldsymbol{j} \qquad (*)$$

amely összefüggés kapcsolatot teremt a mérhető ***j*** áramsűrűség és az absztrakt ***A*** vektorpotenciál között.

Az elektromágneses potenciálok (5)

A (3) egyenletből kiindulva: $div\,\boldsymbol{D} = \rho \quad \longrightarrow \quad \varepsilon_0 div\,\boldsymbol{E} = \rho$

$$\longrightarrow \quad div\,\boldsymbol{E} = -div\,\dot{\boldsymbol{A}} - div\,grad\,\varphi = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

A Lorenz-feltétel figyelembevételével:

$$\Delta\varphi - \varepsilon_0\mu_0\ddot{\varphi} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \qquad (**)$$

Összefüggés áll elő a mérhető ρ töltéssűrűség és a φ skalárpotenciál között.

Az elektromágneses potenciálok (6)

Zérus áramok és töltéssűrűségek mellett a két potenciálra tiszta hullámegyenletek állnak fenn:

$$\Delta \boldsymbol{A} - \varepsilon_0 \mu_0 \ddot{\boldsymbol{A}} = 0$$

$$\Delta \varphi - \varepsilon_0 \mu_0 \ddot{\varphi} = 0$$

Az elektromágneses potenciálok (7)

A tér (ξ,η, ζ) koordinátákkal megadott pontjaiban áramok folynak és elektromos töltések helyezkednek el. Az (x,y,z) pontban a (*) és (**) egyenletek megoldásaként előáll a vektor- és skalárpotenciál:

$$\boldsymbol{A}(x,y,z,t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\boldsymbol{j}(\xi,\eta,\zeta,t-\frac{r}{c})}{r} d\xi d\eta d\zeta$$

$$\varphi(x,y,z,t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int_V \frac{\rho(\xi,\eta,\zeta,t-\frac{r}{c})}{r} d\xi d\eta d\zeta$$

Itt *r* az (x,y,z) pont és a (ξ,η, ζ) pont közötti távolság. Mindkét potenciál az áramsűrűség és töltéssűrűség *r/c* idővel korábban felvett értékeitől függenek. → Ezeket nevezik *retardált* megoldásoknak.

Kérdések (1)

Írja fel a Maxwell-egyenleteket! Mi az egyenletek fizikai jelentése?
Milyen mennyiségekkel kapcsolatosak és mit fejeznek ki a konstitutív (anyag-) egyenletek az elektrodinamikában?
Mi a kontinuitási egyenlet(ek) fizikai jelentése? Milyen tagokból áll az egyenlet?
Mely Maxwell-egyenletekből fejezhető ki a kontinuitási egyenlet. Milyen matematikai lépéseket kell tenni?
Mely Maxwell-egyenletekből fejezhető ki az az elektromágneses tér energiamérleg egyenlete? Milyen matematikai lépéseket kell tenni?
Milyen kifejezés írja le az elektromágneses tér energiasűrűségét?
Mi a Poynting-vektor fizikai jelentése?
Mi a Joule-hő kifejezése?
Mit jelent az a fogalom, hogy szabad elektromágneses tér?

Kérdések (2)

Mely Maxwell-egyenletekből fejezhető ki a szabad elektromágneses tér hullámegyenlete? Milyen matematikai lépéseket kell tenni?
Milyen alakúak és milyen mennyiségekre adódtak hullámegyenletek?
Mennyi a vákuumbeli fénysebesség?
Milyen alakúak a síkhullám megoldások?
Milyen kapcsolatban vannak egymással a terjedési irányt megadó ***n*** vektor, valamint az ***E*** elektromos és ***H*** mágneses térerősségek?
Mit jelent a transzverzális elektromágneses hullám fogalma?
Milyen elektromágneses tér alakulhat ki kocka alakú, ideális vezetőből készült falú üregben? Milyen frekvenciaértékek fordulhatnak elő?
Hogyan működik a magnetron?
Hogyan mérné meg a fény sebességét mikrohullámú sütővel?

Kérdések (3)

Mely potenciálokat vezetjük be és mi a mérhető terekkel való matematikai kapcsolatuk?
Hogyan néznek ki a Maxwell-egyenletek a potenciálokkal felírva?
Miért lehet a Lorenz-feltételt kitűzni, és milyen egyszerűsítő szerepet játszik az elmélet kiépítésében?
Milyen téregyenletek állnak fenn általában a skalár- és vektor-potenciálokra?
Zérus áramok és elektromos töltések esetén milyen alakú egyenletek állnak fenn a skalár- és vektorpotenciálokra?

(A ilyen színnel írt kérdések a mélyebben érdeklődők részére vannak.)
(folyt. köv.)