FIZIKA TÉTELEK A SZÓBELI FELVÉTELI VIZSGÁN

HŐTAN

1. Hőmérséklet
2. Az ideális gáz állapotegyenlete
3. Áll. nyomáson, térfogaton, hőmérsékleten végbemenő foly.
4. Az ideális gáz belső energiája
5. Hőkapacitás és fajhő
6. A kinetikus gázelmélet alapjai
7. Az ekvipartíció tétele
8. Folyadékok felületi feszültsége
9. Halmazállapot-változások
10. Folyadékok és szilárd anyagok hőtágulása
11, A hőtan első főtétele
12, Munka, hő
13, A hőtan második főtétele

MECHANIKA

14, Út, elmozdulás, sebesség, gyors.
15, Az impulzus
16, A perdület
17, Munkatétel
18 A mech energia megmaradása
19 Newton törvényei
20 Erőtörvények
21, Egyenesvonalú mozgások
22. Egyenletes és vált. körmozgás
23. Rezgőmozgás,
24, Kényszerrezgés, rezonancia
25, Kényszermozgás, lejtő, inga
26, Súrlódás
27, Merev testek
28. Tömegközéppont
29. Merev testek egyensúlya
30, Merev testek forgása
31, Tömegvonzás
32. Bolygómozgás
33. Rugalmas szilárd test
34. Hooke törvénye
35, Hullámmozgás
36, Longitudinális és transzverzális hullám
37, Polarizáció
38, Interferencia
39, Elhajlás
40, Huygens-Fresnel elv
41, Állóhullámok

ELEKTROMOSSÁGTAN

42, Időben áll. elektromos mező és jellemző mennyiségei
43, Coulomb törvénye
44, kapacitás, kondenzátorok
45, Elektromos áram
46, Ohm-törvény
47, Kirchhoff-törvények
48, Joule-törvény
49, Időben áll. mágneses mező
50, Indukcióvektor
51, Lorentz-erő
52, Elektromágneses indukció
53, Önindukció
54, Energiasűrűségek
55, Váltakozó áram
56, Váltakozó áramú ellenállások
57, Váltakozó áramú teljesítmény
58, Transzformátor
59, Rezgőkör
60, Elektromágneses hullámok

FÉNYTAN

61, A fény mint elektromágneses hullám
62, A fény visszaverődése, törése, teljes visszaverődés
63, Interferencia, elhajlás, diszperzió, színek
64, A fény polarizációja

ATOMFIZIKA

65, Fényelektromos jelenség
66, Az elektron töltése, tömege, hullámhossza
67, A H-atom színképe, alapállapota, energiaszintjei
68, Színképelemzés
69. Az atommag összetétele Proton, neutron
70, Tömeghiány Egy nukleonra jutó kötési energia
71, Radioaktivitás
72, Magreakciók
73, Láncreakció
74, Az atomenergia felszabadítása
75, Atomerőművek

HŐTAN

1, HŐMÉRSÉKLET

A hőmérséklet objektív és számszerű meghatározásához a köv. alapelvekre építünk:

a, A testek kül. fizikai tulajdonságai a hőmérséklettel változnak. /Pl hossz, sűrűség, nyomás, el. ellenállás/

b, Az egymással közvetlenül érintkező testek közötti hőmérsékletkülönbségek kiegyenlítődnek, hőmérsékleti egyensúly jön létre.

c, Megadható a testek olyan fizikai állapota, amelyhez rögzített és mindig reprodukálható hőmérséklet tartozik

A termodinamika 0. főtétele: Ha két test külön-külön hőegyensúlyban van egy harmadik testtel, akkor egymással is hőegyensúlyban vannak.

Hőmérsékleti skála: A termikus sorrendbe helyezett testekhez rendelt monoton, egyébként önkényes értéksor.

Hőmérő: egy önkényesen választott test, melynek valamilyen hőmérsékletfüggő fizikai tulajdonsága függvényében rögzítjük a hőmérsékleti skálát

Celsius-skála: A higanyon értelmezett skála, melynél a higany térfogatát tekintjük változónak, a hőmérséklet-változást a térfogatváltozással arányosnak vesszük.

A skála két alappontjául az olvadékával egyensúlyban levő jég /0 °C/ és a 10^5 Pa nyomáson forrásban levő víz /100 °C/ hőmérsékletét választjuk. Jele: t. Egysége: 1 °C.

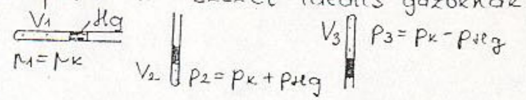
Kelvin-skála /abszolút hőmérsékleti skála/: Az állandó nyomáson tartott ideális gáz térfogatával arányos skála. Jele: T. Egysége 1 K (kelvin)

A kelvin-skála és a Celsius-skála közötti kapcs: $T = t + 273$

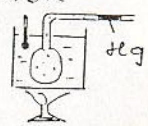
Fahrenheit-skála: 0 °C = 32 °F és 100 °C = 212 °F

2, AZ IDEÁLIS GÁZ ÁLLAPOTEGYENLETE

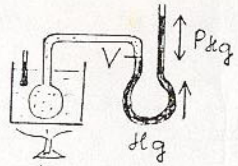
A tap. szerint a gázok nagy részére érv. a Boyle-Mariotte törvény:
Ha m=áll. és t=áll., akkor $p \cdot V$=áll. Ezeket ideális gázoknak nev.
Melde-csöves kísérletek:



Gay-Lussac I. törv. Ha m=áll és p=áll, akkor $V = V_0(1+\beta t)$,
ahol $\beta = \frac{1}{273}\frac{1}{°C}$ és V_0 a 0°C-hoz tart. térfogat.
Abszolút hőmérséklettel, mivel $T(K) = 273 + t(°C)$: $V = \frac{V_0}{273K} \cdot T$,
ahonnan két tetsz. állapotra: $\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}$, ha p=áll.
Kísérleti vizsgálat:
A gázt melegítjük, a térfogata nő, miközben $p = p_k$.

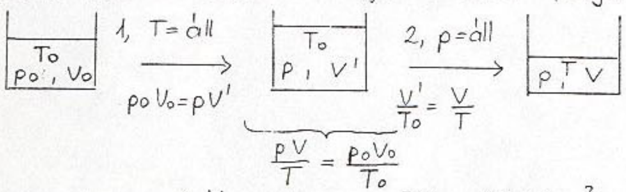


Gay-Lussac II. törv Ha m=áll és V=áll, akkor $p = p_0(1+\beta t)$,
ahol $\beta = \frac{1}{273}\frac{1}{°C}$ és p_0 a 0°C-hoz tart. nyomás.
Abszolút hőmérséklettel: $p = \frac{p_0}{273K} T$, ahonnan két tetsz.
állapotra $\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2}$, ha V=áll



kísérleti vizsgálat: A gázt melegítjük, a térfogat állandóságát a gumicső mozgatásával biztosítjuk. A gáz nyomása $p = p_{Hg} + p_k$

Általános gáztörvény: Ha m=áll., akkor $\frac{pV}{T}$=áll. ill. két tetszőleges állapotra $\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}$
Igazolás: A B-M és a G-L. I törvény alapján.
A gázzal először izoterm majd izobár folyamatot végzünk.



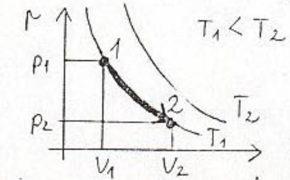
1 kmol gázra $\frac{p_0 V_0}{T_0} = \frac{1{,}013 \cdot 10^5 \, Pa \cdot 22{,}41 \, m^3}{273{,}15 \, K} = 8310 \frac{J}{kmol \cdot K} = R$
R : egyetemes gázállandó
m tömegű gáz esetén $n(kmol) = \frac{m(kg)}{M\left(\frac{kg}{kmol}\right)}$
Ezzel $\frac{pV}{T} = nR$ ill. $\frac{pV}{T} = \frac{m}{M} R$

Átrendezve: $pV = nRT$, vagyis adott tömegű ideális gáz nyomásának és térfogatának szorzata arányos az abszolút hőmérséklettel.

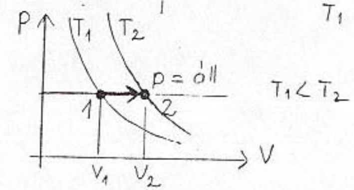
3. ÁLLANDÓ NYOMÁSON, TÉRFOGATON, HŐMÉRSÉKLETEN VÉGBEMENŐ FOLYAMATOK

IZOFOLYAMAT: valamelyik állapothatározó értéke állandó marad

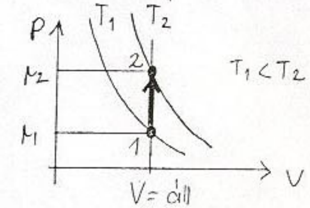
a, IZOTERMIKUS folyamat: a hőmérséklet állandó.
Boyle-Mariotte törv. szerint $p \cdot V$=áll, ill $p_1 V_1 = p_2 V_2$. /m=áll./
Ha a nyomást a térfogat függvényében ábrázoljuk, a kapott görbét izotermának nevezzük. A nagyobb hőmérséklethez tartozó izoterma a nagyobb nyomásértékek felé tolódik el.



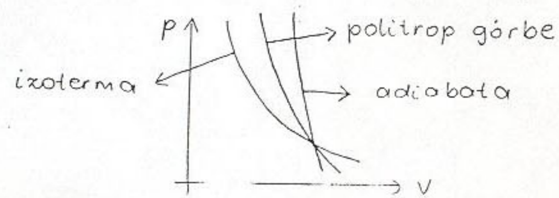
b, IZOBÁR folyamat: a nyomás állandó
Gay-Lussac I. törv szerint $\frac{V}{T}$=áll. ill $\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}$ /m=áll/



c, IZOCHOR folyamat: a térfogat állandó.
Gay-Lussac II. törv. szerint $\frac{p}{T}$=áll, ill $\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2}$ /m=áll/

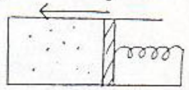


Megjegyzés: Adiabatikus folyamat: A gáz és környezete között nincs hőcsere. Adiabatikus táguláskor a gáz lehűl.
Politropikus folyamat: A tényleges állapotváltozás



4, AZ IDEÁLIS GÁZ BELSŐ ENERGIÁJA

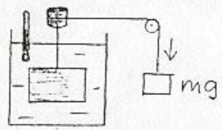
Belső energia: Egy test belső szerkezetével, belső tulajdonságaival összefüggő, a testben tárolt energia.



Az összenyomott rugó rögzítését kioldva a tartályban levő gázt a dugattyú összenyomja. A rugó rugalmassági energiája csökken. Az „eltűnt" energiát az összenyomódó gáz veszi fel. Tehát a gáz belső energiája vált.

A belső energia változásának mérése: Egy test belső energiájának megváltozását két állapota között azzal az adiabatikus /hőcsere nélküli/ munkavégzéssel mérjük, ami ahhoz szükséges, hogy a testet egyik állapotából a másik állapotába juttassuk. Kísérletekkel meghatározható, hogy a belsőenergiaváltozás a testek milyen jellemző mennyiségeinek mekkora mekkora változásával jár együtt.

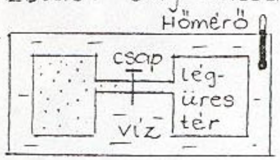
Joule kísérlete: A süllyedő súly munkavégzése szolgáltatja az adiobatikus munkavégzést, úgy hogy a súlyhoz erősített fonál forgásba hozza a keverőlapátokat. A súly mgh munkavégzése megnöveli a folyadék belső energiáját. A folyadék jellemzőinek /pl. hőmérséklet/ változását megmérhetjük.



A termodinamika I. főtétele: Egy test belső energiájának megváltozása egyenlő a testtel hőfolyamat során közölt energia és a munkavégzés összegével: $\Delta U = Q + W$

Ideális gáz belső energiája csak a hőmérséklettől függ.

Igazolás: Gay-Lussac kísérletével: Ha a csapot kinyitjuk, akkor a nyomás kiegyenlítődik, a gáz térfogata megnő. A mérések szerint a víz és ezzel együtt a gáz hőmérséklete is állandó marad. A gázon a merev falú edény által kifejtett nyomóerők nem végeznek munkát és a gáz hő formájában sem vesz fel energiát /hiszen a víz hőmérséklete áll. marad/. Így az I. főtétel szerint a gáz belső energiája változatlan marad. Tehát ugyanannak a gáznak ugyanakkora a belső energiája egyenlő hőmérsékletű, de eltérő nyomású és térfogatú állapotában.



5. HŐKAPACITÁS ÉS FAJHŐ.

Szilárd anyagokat és folyadékokat normál légköri nyomáson, hőszigetelt edényben melegítünk pl. merülőforralóval. A merülőforraló t idő alatt a hőfolyamat során $P \cdot t$ energiát ad át a testnek. Mivel a térfogati munkavégzés elhanyagolható, $\Delta U = Q$. Különböző testeket melegítve azt találjuk, hogy a felvett hő egyenesen arányos a hőmérsékletváltozással: $Q = K \cdot \Delta T$, ahol K a hőkapacitás. Egysége $1 \frac{J}{K}$. A mérések alapján a hőkapacitás egyenesen arányos a test tömegével és függ az anyagi minőségétől: $K = c \cdot m$, ahol c a fajhő. Egysége: $1 \frac{J}{kgK}$. A mólhő a test mólnyi mennyiségének hőkapacitása. A mérések alapján a szilárdtestek mólhője kereken $25 \frac{J}{K}$. /Dulong-Petit szabály/

Az ideális gáz állandó térfogaton és nyomáson vett fajhői:

Gázoknál a térfogati munka már jelentős lehet. Állandó térfogat mellett a térfogati munka 0, így a belső energia változása egyenlő a gázba állandó térfogaton bevezetett Q_v hővel: $\Delta U = Q_v = c_v \cdot m \cdot \Delta T$, ahol c_v az áll. térfogaton vett fajhő.
Állandó nyomás mellett a térfogati munka: $-p\Delta V$ és a gáz felvesz Q_p hőt. Az I. főtétel szerint $\Delta U = Q_p - p\Delta V$
Innen $Q_p = \Delta U + p\Delta V = c_p \cdot m \Delta T$, ahol c_p az áll. nyomáson vett faj[hő]
Mivel $p\Delta V > 0$, ezért $Q_p > Q_v$ és ezzel együtt $c_p > c_v$

Az ideális gáz kétféle fajhője közötti összefüggés:

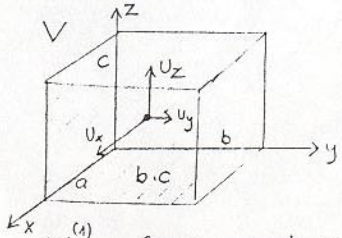
Ha az m tömegű gázt állandó nyomáson melegítjük, akkor a felvett hő $Q = c_p \cdot m \cdot \Delta T$. Mivel a gáz belső energiája csak a hőmérséklet függvénye, ezért $\Delta U = c_v \cdot m \Delta T$, függetlenül a folyamat jellegétől. A gázra ható erő munkája $W = -p\Delta V$. Az m tömegű M moláris tömegű ideális gázra vonatkozó $pV = \frac{m}{M} RT$ állapotegyenletből $p\Delta V = \frac{m}{M} R\Delta T$. Az I. főtétel alapján $c_v m \Delta T = c_p m \Delta T - \frac{m}{M} R \Delta T$. Rendezve: $c_p - c_v = \frac{R}{M}$
Ez a Robert Mayer-egyenlet.

Mivel $C_p = c_p \cdot M$ és $C_v = c_v \cdot M$, mólhőkkel kifejezve:
$C_p - C_v = R$. A kétféle mólhő eltérése az anyagi minőségtől függetlenül ugyanaz az érték, az általános gázállandó.

6 A KINETIKUS GÁZELMÉLET ALAPJAI

Az ideális gáz modellje: A gázmolekulák rendszertelen mozgást végző kicsiny golyók, melyek össztérfogata elhanyagolható az edény térfogatához képest. A részecskék egymással és a fallal tökéletesen rugalmasan ütköznek. Más kapcsolat nincs közöttük.

Az ideális gáz nyomása: Meghatározzuk a modell alapján a V térfogatú, a, b, c élű, téglatest alakú edénybe zárt ideális gáz nyomását. Válasszunk ki egy molekulát, melynek



sebessége az edény éleihez rögzített koordináta rsz-ben v_x, v_y, v_z. Ütközzön ez a molekula az x tengelyre merőleges b·c területű falba. Mivel a fal sima és az ütközés tökéletesen rugalmas, a molekula v_x sebessége $-v_x$-re vált, míg v_y és v_z változatlan marad. Így az edény falának átadott impulzus $\Delta I_x^{(1)} = 2mv_x$. A részecske a két bc területű fal közötti utat $\tau = \frac{a}{v_x}$ idő alatt teszi meg, azaz Δt idő alatt az egyik fallal $\frac{1}{2}\frac{\Delta t}{\tau}$-szor ütközik, tehát összesen $\Delta I_x = \frac{1}{2}\frac{\Delta t}{\tau}\Delta I_x^{(1)} = \frac{1}{2}\frac{v_x \Delta t}{a}2mv_x$ impulzust ad át a falnak, azaz átlag $F_x^{(1)} = \frac{\Delta I_x}{\Delta t} = \frac{m v_x^2}{a}$ erőt fejt ki a falra. Az összes molekula a bc területű falra $F_x = \sum_{i=1}^{N} F_x^{(i)} = \frac{m}{a}\sum_{i=1}^{N} v_x^{(i)2}$ erőt fejt ki. A sebességnégyzetek $\langle v_x^2\rangle = \frac{1}{N}\cdot\sum_{i=1}^{N} v_x^{(i)2}$ átlagértékét felhasználva $F_x = N\cdot\frac{m\langle v_x^2\rangle}{a}$, amiből a b·c területű falra ható nyomás $p = N\frac{m\langle v_x^2\rangle}{a\,b\,c} = N\frac{m\langle v_x^2\rangle}{V}$. Hasonlóan a többi falra $p = N\cdot\frac{m\langle v_y^2\rangle}{V}$ ill. $p = N\frac{m\langle v_z^2\rangle}{V}$, amik természetesen egyenlőek. Így $\langle v_x^2\rangle = \langle v_y^2\rangle = \langle v_z^2\rangle$. Mivel $\langle v^2\rangle = \langle v_x^2\rangle + \langle v_y^2\rangle + \langle v_z^2\rangle$, ezért $\langle v_x^2\rangle = \langle v_y^2\rangle = \langle v_z^2\rangle = \frac{1}{3}\langle v^2\rangle$. Tehát $p = \frac{1}{3}N\frac{m\langle v^2\rangle}{V}$ vagy átrendezve: $pV = \frac{1}{3}Nm\langle v^2\rangle$.

Az ideális gáz hőmérséklete: összevetve az előbbi $pV = \frac{1}{3}Nm\langle v^2\rangle$ összefüggést és az ideális gáz $pV = nRT$ állapotegyenletét: $\frac{1}{3}Nm\langle v^2\rangle = nRT$. 1 kmol gázra $N = 6\cdot10^{26}$ és $R = 8310\,\frac{J}{kmol\cdot K}$. Ekkor $\frac{1}{3}m\langle v^2\rangle = kT$, ahol $k = \frac{8310}{6\cdot10^{26}}\frac{J}{K} = 1{,}38\cdot10^{-23}\frac{J}{K}$ a Boltzmann-állandó. A molekulák átlagos kinetikai energiája $\langle E_k\rangle = \frac{1}{2}m\langle v^2\rangle$. Ezzel $\frac{2}{3}\langle E_k\rangle = kT$, ahonnan

$$T = \frac{2}{3}\frac{\langle E_k\rangle}{k}$$

A kinetikus gázelméletből a hőmérséklet molekuláris szintű jelentéséhez jutottunk: A hőmérséklet a molekulák átlagos kinetikai energiájával arányos.

7 AZ EKVIPARTICIÓ TÉTELE

A gázrészecskék haladó mozgásából származó átlagos kinetikus energiája: $\overline{E_k} = \frac{1}{2}m\overline{v^2} = \frac{1}{2}m\overline{v_x^2} + \frac{1}{2}m\overline{v_y^2} + \frac{1}{2}m\overline{v_z^2} = \frac{3}{2}kT$ /mivel a hőmérsékletre a $T = \frac{2}{3}\frac{\overline{E_k}}{k}$ eredményt kaptuk/. Mivel a sebességkomponensek négyzetének átlaga egyenlő egymással, ezért ebből az összefüggésből $\frac{1}{2}m\overline{v_x^2} = \frac{1}{2}m\overline{v_y^2} = \frac{1}{2}m\overline{v_z^2} = \frac{1}{2}kT$. A gázmolekulák között nincs kölcsönhatás, így az egyatomos molekulájú gázokban csak kinetikus energiával rendelkeznek. A mozgási energiát a v_x, v_y, v_z sebességösszetevők négyzetei szabják meg, azaz a gázmolekulák energiájában három négyzetes tag szerepel. Az energiakifejezésben szereplő négyzetes tagok számát termodinamikai szabadsági foknak nevezzük. Az egyatomos gáz egy molekulája három szabadsági fokkal rendelkezik. Megállapítható tehát, hogy a gázban minden szabadsági fokra átlagosan $\frac{1}{2}kT$ energia jut, vagyis az energia nemcsak az egyes atomokon, hanem azok szabadsági fokain is egyenletesen oszlik el. Ez az ekvipartició tétele. Általánosan is érvényes: az egyensúlyi állapotban levő klasszikus fizikai sokrészecske rendszerekben az egyes részecskék minden szabadsági fokára átlagosan $\frac{1}{2}kT$ energia jut, vagyis a rendszer szabadsági fokai energetikailag egyenértékűek.

Ideális gáz belső energiája: az egyes atomok kinetikus energiájának összege.

Egyatomos gáz esetén: $U = \sum_{i=1}^{N}\frac{1}{2}mv_i^2 = N\overline{E_k} = \frac{3}{2}NkT$

Kétatomos gáz esetén: a molekulák nemcsak haladási, hanem forgási energiával is rendelkeznek. A súlyzószerűnek képzelt molekula mozgási energiája az

$$E_k = \frac{1}{2}mv_x^2 + \frac{1}{2}mv_y^2 + \frac{1}{2}mv_z^2 + \frac{1}{2}\Theta_x\omega_x^2 + \frac{1}{2}\Theta_y\omega_y^2$$

alakban írható fel, ahol $v(v_x, v_y, v_z)$ a molekula tömegközéppontjának sebessége, Θ_x, Θ_y az x és y főtehetetlenségi tengelyre vonatkozó forgatónyomatékok, ω_x és ω_y a szögsebesség x és y összetevője /$\Theta_z = 0$/. Az energiakifejezésben öt négyzetes tag szerepel, tehát a kétatomos molekula szabadsági fokainak száma is öt. Így az ekvipartició-tétel alapján a kétatomos ideális gáz belső energiája: $U = \frac{5}{2}NkT$.

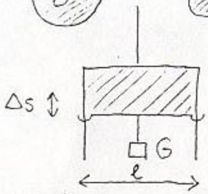
1 kmol gáz esetén $N\cdot k = R = 8310\,\frac{J}{kmol\cdot K}$.

Az $U = C_V\cdot T$ képlet alapján ekkor egyatomos gáz mólhője $C_{V,1} = \frac{3}{2}R = 12470\,\frac{J}{kmol\cdot K}$, kétatomos gázé $C_{V,2} = \frac{5}{2}R = 20780\,\frac{J}{kmol\cdot K}$ /állandó térfogaton/

8. FOLYADÉKOK FELÜLETI FESZÜLTSÉGE

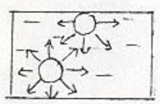
Kohéziós és adhéziós erők: azonos ill. különböző minőségű részecskék között fellépő erők. Pl üveg és víz esetében az adhéziós erők nagyobbak a vízrészecskék között fellépő kohéziós erőknél. A víz nedvesíti az üveget. A higany nem nedvesíti az üveget, de nedvesíti a rézlemezt.

Felületi feszültség: Szappanos vízbe mártott drótkarikán vékony hártya képződik. A fonálhurok belsejében a hártyát átlyukasztva, a fonálhurkot a folyadékhártya szétfeszíti.

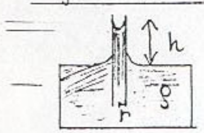


A hurok köralakjából arra következtethetünk, hogy a folyadékhártyában a határgörbére merőleges, a hártyát összehúzó erők működnek. Az ábra szerinti összeállítással ez az erő mérhető. Mivel a hártya körülöleli a huzalt, ezért a felület menti húzóerő két, l hosszúságú határgörbe mentén jelenik meg. A mérések szerint az erő egyenesen arányos a határgörbe hosszával és függ az anyagi minőségtől: $F = \alpha \cdot 2l$, ahol α a felületi feszültség. Egysége $1\,N/m$. A huzal Δs-sel történő elmozdulása közben a felületi erők $F \cdot \Delta s$ munkát végeznek. A folyadék tehát a határfelülete mentén energiával rendelkezik. A felületi energia megváltozása: $\Delta E_f = F \cdot \Delta s = \alpha \cdot 2l \cdot \Delta s = \alpha \cdot \Delta A$, ahol ΔA a felület megváltozása. A felületi feszültség így számértékben a folyadékfelület egységnyi területtel való növeléséhez szükséges munkát is jelenti.

Molekuláris magyarázat: A folyadékmolekulák közti kohéziós erők hatótávolsága igen kicsi, kb $10^{-8}\,m$. A folyadék belsejében levő molekulákat minden oldalról körülveszik társaik, míg a határfelületen levőket nem. Ezért a határfelületen levők kisebb energiával kötődnek a folyadékhoz. Így ahhoz, hogy egy molekula a felszínre jusson, munkát kell végezni. A munka egyenesen arányos a felszínre kerülő molekulák számával, tehát a felületnövekedéssel.



Hajszálcsövesség: Nedvesítő folyadéknál a cső falánál levő részecskék a falhoz préselődnek a nagy adhéziós erők miatt. A folyadék elkezd felfelé futni a kapilláris belsejében. Egyensúly esetén a felületi feszültségből származó erő éppen meg tudja tartani a folyadékoszlopot: $2\pi r \cdot \alpha = r^2 \pi \, h \cdot \rho \cdot g$, ahonnan az emelkedési magasság $h = \frac{2\alpha}{\rho \cdot r \cdot g}$ /Nem nedv. folyadéknál süllyedés tapasztalható/



9. HALMAZÁLLAPOT-VÁLTOZÁSOK /fázisátmenetek/

A különböző halmazállapotú anyagrészeket fázisoknak nevezzük. Pl. az olvadó jég kétfázisú rendszer.

Olvadás, fagyás: Ha kristályos szilárd testet állandó nyomáson melegítünk, a test bizonyos hőmérsékleten megolvad. A hőmérséklet egészen addig áll. marad, míg az egész anyag meg nem olvad. Az olvadáspont az a hőmérséklet, amelyen az adott test olvadása megindul. Értéke függ az anyagi minőségtől és a nyomástól. Az olvadás közben a molekulák mozgási energiája annyira megnő, hogy a kristályszerkezet szétesik, a molekulák rendezetlenebb állapotba kerülnek. Fagyás esetén újra kialakul a kristályszerkezet. Nemkristályos szilárd testnek nincs határozott olvadáspontja, fokozatosan lágyul meg.

Olvadáshő: Szilárd test megolvasztásához szükséges hő: $Q = L_o m$, ahol L_o a fajlagos olvadáshő. Egysége: $1\,J/kg$

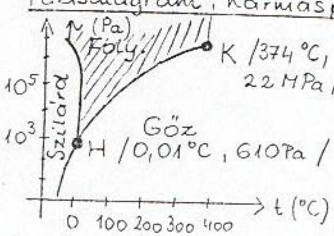
Párolgás, forrás, lecsapódás: Párolgásnál a folyadékfelszín közelében levő, az átlagosnál nagyobb energiájú molekulák legyőzik a kohéziós erőket, a folyadékból eltávoznak. A párolgási sebesség arányos a hőmérséklettel, a párolgási felület nagyságával. Függ az anyagi minőségtől és a levegő páratartalmától is. /Ha a környezetben a gőz telítetté válik, a párolgás megszűnik./ A párolgás hőelvonással jár. Ugyanis a nagyobb sebességű molekulák kirepülnek, a megmaradó részecskék átlagos energiája és ezzel a folyadék hőmérséklete kisebb lesz.

Párolgáshő: Folyadék ugyanolyan hőmérsékletű gőzzé alakításához szükséges hő: $Q = L_p \cdot m$, ahol L_p a fajlagos párolgáshő.

A telített gőzök nyomása csak az anyagi minőségtől és a hőmérséklettől függ, a térfogattól azonban független. A térfogatváltozás ugyanis nem nyomásváltozást, hanem halmazállapotváltozást okoz. Forrásnál a folyadék belsejében levő buborékokat kitöltő telített gőz nyomása eléri a külső légnyomás és a buborék feletti folyadékoszlop hidrosztatikai nyomásának az összegét. Ekkor a buborékok rohamosan tágulnak, a felhajtóerő rohamosan nő, a buborék a felszínre tör. A forráspont függ az anyagi minőségtől és a külső nyomástól /Nagyobb nyomáson magasabb./ A forráshő megegyezik a párolgáshővel. A lecsapódás a párolgással és forrással fordított folyamat. Akkor következik be, ha a gőz nyomása az adott hőmérséklethez tartozó telítési nyomásnál nagyobb. Feltétele, hogy a térben kondenzációs magok legyenek.

Szublimáció: A szilárd testek légnemű halmazállapotba való átalakulása.

Fázisdiagram, hármaspont: Meghatározott hőmérsékleten és nyomáson két fázis egyensúlyban lehet /Egyik fázisból a másikba 1 s alatt ugyanannyi részecske megy át./ Kétfázisú egyensúlyi állapotok: gőz-folyadék, gőz-szilárd, folyadék-szilárd. A három görbe egy pontban metszi egymást: hármaspont. Pl. 610 Pa-nál kisebb nyomáson hevítve a jég szublimál. A kritikus hőmérséklet fölött csak gáz állapot lehet.



A víz fázisdiagramja.

10. FOLYADÉKOK ÉS SZILÁRD ANYAGOK HŐTÁGULÁSA

Szilárd anyagok lineáris méreteinek változását vizsgáljuk a hőmérséklet függvényében. Hosszához képest kis átmérőjű rudat különböző hőmérsékletű folyadék fürdőkbe helyezünk. A mérések alapján a rúd hosszváltozása egyenesen arányos a hőmérsékletváltozással, a rúd valamilyen t_0 hőmérsékleten mért l_0 hosszával és függ az anyagi minőségtől: $\Delta l = \alpha \cdot l_0 \cdot \Delta t$, ahol α a lineáris hőtágulási együttható. Egysége: $1/°C = 1/K$.

A rúd hosszát t hőmérsékleten l_t-vel jelölve: $l_t = l_0 + \Delta l = l_0 + \alpha l_0 (t - t_0)$, azaz $l_t = l_0 (1 + \alpha (t - t_0))$

Szilárd anyagok térfogati hőtágulása. A szilárd testet melegítve minden lineáris mérete nő. Ezért térfogata is változik: $\Delta V = \beta V_0 \Delta t$, ahol V_0 valamilyen t_0 hőmérsékleten mért térfogat, β pedig a térfogati hőtágulási együttható: $\beta = 3\alpha$.

Levezetés: Válasszunk t_0 hőmérsékleten egy l_0 élhosszúságú kockát. Térfogatváltozása t-re melegítve:

$\Delta V = V_t - V_0 = l_t^3 - l_0^3 = l_0^3 (1 + \alpha \Delta t)^3 - l_0^3 = l_0^3 [(1 + \alpha \Delta t)^3 - 1] = l_0^3 [1 + 3\alpha \Delta t + 3(\alpha \Delta t)^2 + (\alpha \Delta t)^3 - 1] \approx V_0 \, 3\alpha \Delta t = 3\alpha V_0 \Delta t$.

Ugyanis $(\alpha \Delta t)^2$ és $(\alpha \Delta t)^3$ elhanyagolható.

Melegítés hatására a testek belsejében levő üregek térfogata is az előző törvény szerint változik. Ilyenkor az üreg térfogata nő: $\Delta V = \beta V_0 \Delta t$, ahol β az üreg falának hőtágulási együtthatója.

A térfogat hőmérsékletfüggése: $V_t = V_0 (1 + \beta \Delta t)$

A térfogat hőmérsékletfüggése miatt a sűrűség is függ a hőmérséklettől: $\rho_t = \frac{\rho_0}{1 + \beta (t - t_0)}$.

Folyadékok hőtágulása: Csak térfogati hőtágulásról beszélhetünk: $\Delta V = \beta V_0 (t - t_0)$ ill. $V_t = V_0 (1 + \beta (t - t_0))$.

A víz nem követi ezt a törvényt. 0 °C és 4 °C között csökken, majd nő a térfogata.

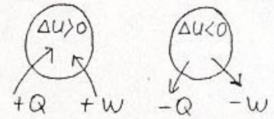
11. A HŐTAN ELSŐ FŐTÉTELE

Az I. főtétel: Egy test /rendszer/ belső energiájának megváltozása egyenlő a testtel /rendszerrel/ hőfolyamat során közölt energia és a munkavégzés összegével:

$$\Delta U = Q + W$$

Az I. főtétel lényegében a mechanikai energiamegmaradás törvényének kiterjesztése hőjelenségekre.

Tek. egy rendszert, pl. m tömegű ideális gázt. Állapotegyenlete: $pV = \frac{m}{M} RT$. Ha külső W munkával összenyomjuk és Q hőt közlünk vele, akkor a kezdeti U_1 belső energiája U_2-re nő: $\Delta U = Q + W$ (Hűtés ill tágulás esetén Q ill. W negatív). A gáz minden állapotához meghatározott belső energia tartozik, vagyis U állapothatározó. Az I. főtétel tehát azt fejezi ki, hogy ha egy rendszer a kezdeti U_1 állapotból bármilyen módon a végső U_2 állapotba kerül, az állapot változása csak a $\Delta U = U_2 - U_1$ belső energia változásától függ.



Izotermikus állapotváltozásnál: $\Delta U = Q + W = 0$, mert T = áll. Ekkor $Q = -W$, vagyis a közölt hő teljes egészében a gáz munkájává alakul át. / Ha $Q > 0$, akkor $W < 0$, a gáz kitágul. /

Izochor állapotváltozásnál: $\Delta U = Q = c_V \cdot m \cdot \Delta T$, mert V = áll, a gáz nem végez munkát. Ekkor a hőfelvétel a belső energiát növeli, a hőleadás pedig csökkenti.

Izobár állapotváltozásnál: /p = áll./ a térfogati munka $W = -p \Delta V = -\frac{m}{M} R \Delta T$. /A negatív érték azt jelenti, hogy a gáz végez munkát a környezetén. / A belső energia csak a hőmérséklet függvénye, ezért $\Delta U = c_V \cdot m \cdot \Delta T$

A felvett hő: $Q = c_p m \Delta T$. Az I. főtétel értelmében $\Delta U = Q + W$, így $c_V m \Delta T = c_p m \Delta T + (-p \Delta V)$.

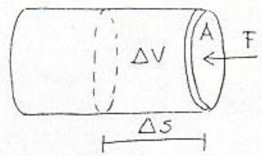
Adiabatikus állapotváltozásnál: a gáz és környezete között nincs hőkicserélődés, vagyis $Q = 0$. Ekkor $W = \Delta U = c_V \cdot m \cdot \Delta T$, vagyis a térfogatváltozás a belső energiát változtatja meg. / Ha $\Delta V > 0$, akkor $\Delta U < 0$, a gáz lehűl. /

Körfolyamatban: a gáz visszajut a kezdeti állapotba, tehát $\Delta U = 0$. Ekkor $Q = -W$, vagyis a gáz hőfelvétele árán munkát végezhet.

A hatásfok megadja, hogy a gép a felvett hő hányad részét hasznosítja munkavégzésre: $\eta = \frac{W_h}{Q_{fel}}$

12. HUNKA, HŐ

Térfogati munka Ha egy testre ható erők a test mechanikai energiáját nem változtatják meg, akkor az erők munkája a belső energiát változtatja meg.



Az ábra szerint súrlódásmentesen mozgó dugattyú zár el a külvilágtól gázt, folyadékot vagy szilárd testet. Rögzítsük le a tartályt! Mivel a tartály nyugalomban van, a falak által kifejtett erő munkavégzése 0. Toljuk beljebb a dugattyút F erővel! Válasszuk a dugattyú elmozdulását olyan kicsinek, hogy közben az F erő áll. maradjon! Ekkor a tartályban levő testre ható F erő munkája : $F \cdot \Delta s$.
Ha a tartályban folyadék vagy gáz van, akkor $F = p \cdot A$.
Így $W = p \cdot A \, \Delta s$. $A \cdot \Delta s$ a térfogatváltozást jelenti.
Mivel a $\Delta V = V_{későbbi} - V_{korábbi}$ mennyiség most negatív, viszont az F erő és az elmozdulás egyirányúak, ezért hogy a W munkára pozitív értéket kapjunk, a $p \Delta V$ szorzat elé egy negatív előjelet kell tennünk: $W = -p \Delta V$.
A térfogati munka tehát összenyomásnál pozitív, azaz a környezet a test belső energiáját munkavégzés útján növeli. Tágulásnál a térfogati munka előjele negatív. Ekkor a test belső energiája munkavégzés során csökken. Ha a nyomás nem állandó, akkor a térfogati munka számértékét a p-V grafikonon a görbe alatti terület adja. Előjelét az dönti el, hogy a térfogat nő vagy csökken.

Hő A testek súrlódásakor, rugalmatlan ütközésekor a rendszer teljes mechanikai energiája csökken. Közben azonban a testek hőmérséklete, s ezzel belső energiája nő. A belső energia változhat munkavégzés nélkül is, pusztán úgy hogy egy másik testtel érintkezik a szóban forgó test. A hőfolyamatok során átadott energiát mérő mennyiség a hőmennyiség jele Q. A munkával analóg fogalom : A munkavégzés során felvett energiát a munka, a hőfolyamat során felvett energiát a hőmennyiség méri.

A termodinamika I. főtétele. Joule kísérletileg vizsgálta a belső energia változását /ld. II. tétel/ A mérések alátámasztják az I. főtételt: Egy test belső energiájának megváltozása egyenlő a te=el hőfolyamat során közölt energia és a munkavégzés összegével. $\Delta U = Q + W$.

13. A HŐTAN MÁSODIK FŐTÉTELE

Reverzibilis és irreverzibilis folyamatok A természetben
lejátszódó folyamatoknál a kezdeti állapotba való vissza-
jutás nem valósulhat meg anélkül, hogy a rendszer
környezetében ne maradna vissza valamilyen változás.
Ezek irreverzibilis folyamatok. A súrlódásos asztallapon vé-
gighúzott test és az asztallap felmelegszik. Hogy a ker-
deti állapotot visszaállítsuk, a testet vissza kell tolni
eredeti helyére és végül le kell hűtenünk a rendszert.
E folyamatok során a rendszer hőt vesz fel és
változás megy végbe benne. A földre zuhanó test becsa-
pódáskor felmelegszik, de sosem tapasztaljuk azt, hogy
a kő lehűl és visszaugrik eredeti helyére, holott ezt az
energiamegmaradás törvénye megengedné. Azokat az egyen-
súlyi állapotokon keresztül végbemenő folyamatokat, me-
lyeket visszafelé végrehajtva a vizsgált test visszavihe-
tő eredeti állapotába anélkül, hogy környezetében ma-
radandó változás lépne fel, megfordítható vagy rever-
zibilis folyamatoknak nevezzük. /Pl gáz lassú izoter-
mikus állapotváltozása, adiabatikus térfogatváltozása/

A termodinamika II. főtétele Ha egy rendszert kör-
nyezetétől elszigetelünk, akkor abenne spontán (magától)
végbemenő folyamatok időben egy meghatározott irány-
ba zajlanak le. Az ellentétes irányú folyamat csak
külső hatásra, a környezet változása mellett mehet
végbe. A második főtétel a folyamatok irányára tesz
kijelentést. Clausius-féle megfogalmazása: Hő magától
csak melegebb helyről hidegebb helyre mehet át, azaz
a természetben a hőmérsékletkülönbségek kiegyenlítődés-
re törekednek. Planck-féle megfogalmazása : Nem lehet
olyan periodikusan működő hőerőgépet készíteni, mely
egyetlen hőtartály lehűlése árán munkát végezne.
Periodikusan működő gépen olyan gépet értünk, mely egy
bizonyos állapotból kiindulva visszatér eredeti állapotába,
miközben nullától különböző eredő munkát végez. Ha
ilyen gép lenne, akkor egy rendelkezésre álló hőtartály
/pl a tengerek/ energiáját periodikus üzemben át tudná
alakítani maradéktalanul mechanikai energiává. Az
ilyen gépet nevezik másodfajú perpetuum mobilének.

A termodinamika harmadik főtétele. Az abszolút zérus
fok nem ... el. /Pl a testek fajhője nullává válna /

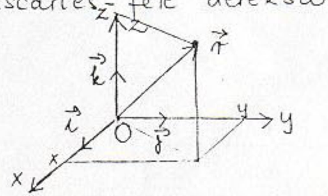
MECHANIKA

14. ÚT, ELMOZDULÁS, SEBESSÉG, GYORSULÁS

Anyagi pont: Olyan test, melynek méretei a vizsgált problémában szereplő lényeges távolságokhoz képest elhanyagolhatóak. /Pl a Föld is, ha a Nap körüli keringését vizsgáljuk./

Vonatkoztatási rendszer: A mozgás leírása azt jelenti, hogy minden pillanatban meg tudjuk adni a test helyét egy másik, vonatkoztatási testhez viszonyítva. A vonatkoztatási testhez koordinátarendszert rögzíthetünk.

Descartes-féle derékszögű koordinátarendszer:



Az anyagi pont helyét az $\vec{r}$ helyvektorral adjuk meg.
$\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$

A mozgó pont által leírt görbe a test pályája. A pálya ívhossza az út /egyirányú mozgásnál/.

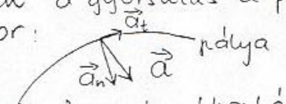
A test korábbi helyéből a későbbibe mutató vektor az elmozdulásvektor. $\Delta\vec{r} = \vec{r}(t+\Delta t) - \vec{r}(t)$

Átlagsebesség: Egy változó mozgást végző test valamely Δt időtartamra vonatkozó átlagsebességén értjük a $\langle\vec{v}\rangle = \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t}$ vektormennyiséget. Sokszor a skaláris $\langle v\rangle = \frac{\Delta s}{\Delta t}$ értéket értjük átlagsebességen. /Nagyságuk nem egyenlő! /

Pillanatnyi sebesség: Az átlagsebesség határértéke $\Delta t \to 0$ esetben. Az átlagsebességvektor a pálya szelőjének, a pill. seb. vektor a pálya érintőjének irányába mutat.

Átlaggyorsulás: $\langle\vec{a}\rangle = \frac{\Delta\vec{v}}{\Delta t}$, ahol $\Delta\vec{v} = \vec{v}(t+\Delta t) - \vec{v}(t)$

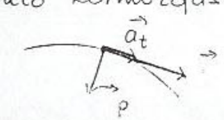
Pillanatnyi gyorsulás: Az átlaggyorsulás határértéke $\Delta t \to 0$-ra. Ha csak a sebesség nagysága változik, a pálya egyenes, a gyorsulás érintőirányú. Ha csak a seb. iránya változik, a mozgás egyenletes, a gyorsulás merőleges a pillanatnyi sebességre, a pillanatnyi görbületi középpont felé mutat. Általánosan a gyorsulás a pálya homorú oldala felé mutató vektor:



$|\vec{a}| = \sqrt{|\vec{a}_t|^2 + |\vec{a}_n|^2}$.

Ilyenkor két összetevőre bontható:
Tangenciális /érintőirányú/ : $\vec{a}_t$
Centripetális /normálisirányú/ : $\vec{a}_n$

Pl. egyenletes körmozgásnál $\vec{a}_t = 0$, $\vec{a}_n = \vec{a}_{cp}$, $a_{cp} = \frac{v^2}{r} = \text{áll.}$
gyorsuló körmozgásnál $a_t = r\beta$, $v = r\omega = r\beta \cdot t$



$a_{cp} = \frac{v^2}{r} = r\beta^2 t^2$ /függ az időtől!/
$a = \sqrt{a_t^2 + a_{cp}^2}$

15. AZ IMPULZUS /lendület/

Impulzus: Az anyagi pont tömegének és sebességvektorának szorzatát a test impulzusának /lendületének, mozgásmennyiségének/ nevezzük. Jele $\vec{I}$ vagy $\vec{p}$.
Az impulzus vektor, iránya a sebesség irányával azonos: $\vec{I} = m\vec{v}$ Nagysága $I = m \cdot v = m\sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$

Egysége: $1\ kg\ \frac{m}{s}$

Az impulzus megmaradásának tétele: Ha egy anyagi pontra nem hat erő, akkor a tehetetlenség törvénye értelmében sebessége nem változhat meg, így impulzusa is állandó marad: Ha $\vec{F} = 0$, akkor $\vec{I} = \text{áll.}$

Impulzustétel: Egy tömegpont impulzusának időegységre jutó megváltozása egyenlő a tömegpontra ható eredő erővel:

$$\frac{\Delta\vec{I}}{\Delta t} = \frac{\vec{I}_2 - \vec{I}_1}{\Delta t} = \frac{m\vec{v}_2 - m\vec{v}_1}{\Delta t} = \frac{m(\vec{v}_2 - \vec{v}_1)}{\Delta t} = \frac{m\Delta\vec{v}}{\Delta t} =$$

$$m \cdot \frac{\Delta\vec{v}}{\Delta t} = m \cdot \vec{a} = \vec{F}_e$$

Az $\vec{F}\Delta t$ mennyiséget, ha Δt elegendően kicsiny, elemi erőlökésnek nevezzük. Tetszőleges időközt vizsgálva, az elemi erőlökések összege egyenlő a tömegpont impulzusának megváltozásával.

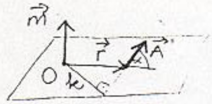
Pontrendszer impulzusa: a rendszert alkotó tömegpontok impulzusának vektori összege: $\vec{I} = \sum_{i=1}^{n} \vec{I}_i = \sum_{i=1}^{n} m_i \vec{v}_i$

Impulzusmegmaradás tétele pontrendszerre: Zárt rendszer teljes impulzusa állandó. /Zártnak nevezünk egy rendszert, ha nem hatnak rá külső erők, vagy ha azok vektori eredője zérus/
Ha $\sum \vec{F}_k = 0$, akkor $\vec{I} = \sum_{i=1}^{n} \vec{I}_i = \sum_{i=1}^{n} m_i \vec{v}_i = \text{állandó}$

Azt jelenti, hogy csupán belső erők nem képesek megváltoztatni a pontrendszer impulzusát.
Párkölcsönhatás esetén: $m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 = \text{áll.}$

16. PERDÜLET /impulzusnyomaték/

Vektor pontra vonatkozó nyomatéka: Valamely $\vec{A}$ kötött vektornak az adott O pontra vonatkozó nyomatékán az $\vec{m} = \vec{r} \times \vec{A}$ vektort értjük /az $\vec{r}$ és $\vec{A}$ vektorok vektori szorzatát/



$\vec{m}$ iránya: $\vec{m} \perp \vec{r}$, $\vec{m} \perp \vec{A}$ és az $\vec{r}, \vec{A}, \vec{m}$ vektorok jobbsodrású rendszert alkotnak. $\vec{m}$ nagysága: $|\vec{m}| = |\vec{r}|\cdot|\vec{A}| \sin\alpha = k\cdot|\vec{A}|$

Vektor tengelyre vonatkozó nyomatéka: Valamely $\vec{A}$ vektor adott t tengelyre vonatkozó nyomatékán a tengely valamely O pontjára vonatkozó nyomatékvektorának a tengelyre eső merőleges vetületét értjük. /Független az O pont helyétől/

Perdület: A $\vec{v}$ sebességgel mozgó m tömegű pontnak adott O pontra vonatkozó perdületén impulzusának az O pontra vonatkozó nyomatékát értjük: $\vec{N} = \vec{r} \times \vec{J}$

Nagysága: $N = k \cdot J = k \cdot m \cdot v$, ahol k az $\vec{J}$ karja /az O pontnak és az impulzusvektor hatásvonalának távolsága/

Egysége: $1\ kgm^2/s = 1 Nms$.

Forgatónyomaték: Az $\vec{F}$ erő O pontra vonatkozó nyomatéka: $\vec{M} = \vec{r} \times \vec{F}$. Nagysága $M = k \cdot F$. Egysége: 1 Nm. Síkmozgásnál skalárként értelmezhető, pozitív, ha az $\vec{F}$ jobbra forgat /(+)/.

Perdülettétel: A tömegpont tetszőleges pontra vonatkozó perdületének időegységre jutó megváltozása a tömegpontra ható erőknek ugyanarra a pontra vett forgatónyomatékával egyenlő: $\frac{\Delta \vec{N}}{\Delta t} = \vec{M}$

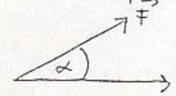
A perdületmegmaradás tétele: Ha a mozgás közben a testre ható erők valamely O pontra vett forgatónyomatékának összege 0, akkor a testnek erre a pontra vonatkozó perdülete az időben nem változik: ha $\sum \vec{M} = 0$, $\vec{N}$ = áll

Pontrendszer perdülete: a tömegpontok adott pontra vonatkozó perdületeinek vektori összege: $\vec{N} = \sum_i \vec{N}_i$

Rögzített tengely körül forgó merev testnek a tengelyre vonatkozó perdülete $N = \Theta \omega$, ahol Θ a test adott tengelyre vonatkozó tehetetlenségi nyomatéka /$\Theta = \sum_i m_i l_i^2$/, ω pedig a szögsebesség. Ha egy rögz. tengely körül forgó testre nem hat külső forgatónyomaték, akkor a perdületmegmaradás tétele szerint az $N = \Theta\omega$ perdülete állandó marad, tehát ha [illegible] csökken, akkor ω nő. /Pl. piruettező műkorcsolyázó/

17. MUNKATÉTEL

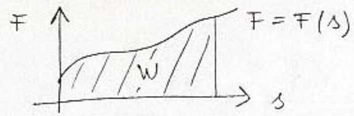
Állandó erő munkája: Az elmozdulás és az irányába eső erőkomponens szorzata. Skaláris mennyiség. Jele W.



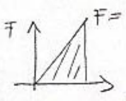
$W = F \cdot s \cdot \cos\alpha$ Egysége $1\ N \cdot m = 1\ J$ /joule

/Megj: a munka az erő és elmozdulás skaláris szorzata/

Változó erő munkája: A munka számértékben egyenlő az erőgörbe alatti területtel



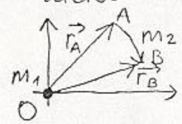
Példák: **Rugalmas erő munkája**:



$W_r = \frac{1}{2} D (\Delta l)^2$

/Ellazuláskor pozitív, megfeszüléskor negatív/

Gravitációs erő munkája: Az m_1 tömegű test gravitációs terének munkája az m_2 tömegű testen, miközben A-ból B-be jut:



$$W = -f m_1 m_2 \left(\frac{1}{r_A} - \frac{1}{r_B} \right)$$

Kényszererő munkája: Mivel $\vec{F} \perp \vec{s}$, $W = 0$

Energia: Sokféle paraméter /sebesség, hely, hőmérséklet, stb/ függvénye. Olyan additív skaláris mennyiség, mely egy környezetétől elszigetelt rendszerben állandó marad. /Termodinamika I. főtétele/ Skaláris mennyiség. Jele: E

Egysége: 1 J.

Mechanikai energia: Csak a sebességnek ill. csak a helynek a függvénye. Előbbit kinetikai, az utóbbit potenciális energiának nevezzük. A mechanikai energiát munkavégző képességnek is nevezzük.

Munkatétel Mozogjon egy m tömegű test egyenes vonalú egyenletesen változó mozgással, miközben a rá ható erők eredője állandó! Ekkor a testre ható erők eredőjének munkája:

$$W = F_e \cdot s = m a s = m \frac{v_2 - v_1}{t} \cdot \frac{v_2 + v_1}{2} t = m \frac{v_2^2 - v_1^2}{2}$$

tehát: $W = \frac{1}{2} m v_2^2 - \frac{1}{2} m v_1^2$. Az $\frac{1}{2} m v^2$ mennyiséget a test kinetikai /mozgási/ energiájának nevezzük.

Ezzel a munkatétel: Az anyagi pontra ható erők összes munkája egyenlő az anyagi pont mozgási energiájának megváltozásával. A munkatétel tetszőleges mozgás esetén is érvényes

18. A MECHANIKAI ENERGIA MEGMARADÁSA

Helyzeti energiák: A térnek azt a tartományát, melyben az odahelyezett testre erő hat erőtérnek ill mezőnek nevezzük /elektromos, mágneses, gravitációs mező/ Most csak olyan erőterekkel foglalkozunk, melyekben a pontszerű testre ható erő csak a helytől függ, de az időtől független /Időben állandó erőterek/

Egy erőteret konzervatívnak nevezünk, ha az általa kifejtett erő konzervatív, azaz munkavégzése csak a kezdő és véghelyzettől függ, de független a mozgás pályájától. Egy konzervatív erőtér minden pontjához hozzárendelhetjük azt a munkát, melyet a konzervatív erő végez miközben a test az adott pontból egy vonatkoztatási pontba jut. Ezt a munkát a test adott pontbeli potenciális energiájának nevezzük. /Előjeles mennyiség, értéke függ a vonatkoztatási pont megválasztásától/

Példák: Magassági energia: a nehézségi erőből származó potenciális energia. A vonatkoztatási szinttől h magasságban levő m tömegű test helyzeti energiája: $E_h = m \cdot g \cdot h$.

Gravitációs energia: Válasszunk az M tömegű testtől r_0 távolságban egy O vonatkoztatási pontot. Ekkor az M-től r távolságra levő m tömegű test gravitációs energiája: $E_p(r) = -f M r \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0}\right)$ Ha a vonatkoztatási pontot a végtelenben választjuk, akkor $E_p(r) = -f \frac{Mm}{r}$

Rugó potenciális energiája: Ha a laza állapotot tekintjük 0 energiájú állapotnak: $E_r = \frac{1}{2} D (\Delta l)^2$

A mechanikai energia megmaradásának elve: Ha egy testre csak konzervatív erők hatnak, akkor mechanikai energiáinak összege állandó.

Ha ugyanis a test A-ból B-be mozog bármilyen pályán, a munkatétel szerint

$$\frac{1}{2} m v_B^2 - \frac{1}{2} m v_A^2 = W_{A \to B} = W_{A \to O} + W_{O \to B} = E_{p,A} - E_{p,B}$$

Átrendezve: $\frac{1}{2} m v_A^2 + E_{p,A} = \frac{1}{2} m v_B^2 + E_{p,B}$, azaz $E_m + E_p = \text{áll.}$

A tétel csak konzervatív erők esetén érvényes. Pl. a súrlódási erők munkája csökkenti a mechanikai energiát. Ezt úgy mondják, hogy a szóban forgó erők, a mechanikai energiát másfajta energiákká alakítják, szétszórják, idegen szóval disszipálják. Az ilyen erőket disszipatív erőknek nevezzük. /Disszipatív kölcs.hat: súrlódás, rugalmatlan ütközés/

19. NEWTON TÖRVÉNYEI

Newton I törvénye (a tehetetlenség törvénye): Minden test megtartja nyugalmi állapotát vagy egyenesvonalú, egyenletes mozgását mindaddig, míg annak megváltoztatására más test nem kényszeríti. A tap. szerint Newton I. törvénye nagy pontossággal igaz az állócsillagokhoz rögzített vonatkoztatási rendszerben és jó közelítéssel a Földhöz rögzített vonatkoztatási rendszerben is. Az ilyen vonatkoztatási rendszereket inerciarendszereknek nevezzük. Minden olyan vonatkoztatási rendszer, amelyik egy inerciarendszerhez képest egyenesvonalú, egyenletes mozgást végez, maga is inerciarendszer.

Az erő fogalma: A tapasztalat szerint ugyanazt a testet különböző környezetek különbözőképpen gyorsítanak. E hatás mérésére vezetjük be az erőt, mint fizikai mennyiséget. Akkor mondjuk hogy az erő kétszer, háromszor nagyobb, ha a test kétszer, háromszor nagyobb gyorsulással mozog. Az erő irányaként a test gyorsulásának irányát definiáljuk.

Newton II. törvénye: Bármilyen test esetén a testre ható erő és a test gyorsulása egyenesen arányosak és egyirányúak: $\vec{F} \sim \vec{a}$

A tömeg: Az $m = \frac{F}{a} = \text{áll}$ mennyiséget a test (tehetetlen) tömegének nevezzük. A tömeg skaláris mennyiség. Ezzel Newton II. törvénye $\vec{F} = m \vec{a}$ alakban is írható. A tömeg egységéül 1l 4°C-os tiszta víz tömegét választjuk Ez 1 kg. Így az erő egysége $1\,kg \cdot \frac{m}{s^2} = 1\,N$ (newton)

Newton III. törvénye (hatás-ellenhatás elve): Ha egy A test hat egy B testre, akkor B is ugyanakkora, és ellentett irányú erővel hat A-ra.

Newton IV. törvénye (a szuperpozíció elve, az erőhatások függetlenségének elve): Ha egy testre egyidejűleg több erő hat, akkor az erőhatások egymást nem zavarva, egymástól függetlenül adódnak össze a vektorösszeadás paralelogramma-szabálya szerint.

A dinamika alapegyenlete (mozgásegyenlet) A Newton-törvények szerint a testre ható összes erők vektori eredője egyenlő a test tömegének és gyorsulásának szorzatával:

$$\sum_{i=1}^{n} \vec{F_i} = m \vec{a}$$

20. ERŐTÖRVÉNYEK

Azokat az össze-függéseket, melyek irány és nagyság szerint megadják az erőt a környezet és a test fizikai jellemzőinek függvényében, erőtörvényeknek nevezzük.

Rugalmassági erők / A csavarrugó erőtörvénye / A tap. szerint a megfeszített rugó által kifejtett erő csak a rugó feszítetlen x_0 hosszától mért $\Delta\vec{x}$ megnyúlástól függ, azzal egyenesen arányos, ellentétes irányú, azaz $\vec{F} = -D\,\Delta\vec{x}$, ahol a D arányossági tényezőt rugóállandónak nevezzük. Egysége 1 N/m.

Nehézségi erő: Adott helyen a Földön, légüres térben minden szabadon eső test ugyanakkora gyorsulással mozog. Ezt gravitációs (nehézségi) gyorsulásnak nevezzük, jele $\vec{g}$. A Földön a testekre ható $\vec{G}$ nehézségi erő tehát $\vec{G} = m\vec{g}$. A test súlya az az erő, amit a Földön nyugalomban levő test az alátámasztását ill felfüggesztését biztosító testre kifejt. A test súlya a testre ható nehézségi erővel egyenlő.

Gravitációs erő /Newton-féle gravitációs erőtörvény/

Bármely két test vonzza egymást. Az erő nagysága egyenesen arányos a testek tömegének szorzatával és fordítottan arányos távolságuk négyzetével, azaz $F = f\,\frac{m_1 m_2}{r^2}$,

ahol $f = 6{,}67 \cdot 10^{-11}\ \frac{m^3}{kg\,s^2}$

Az erők iránya a két testet összekötő egyenesen mutat egyik testtől a másik felé. A törvényt Cavendish igazolta torziós ingájával. / vékony fémhuzalra erősített könnyű rúdon levő két kis testre hat két nagy ólomgömb gravitációs ereje, aminek hatására a fémszál megcsavarodik. A csavarodás mértékéből következtetni lehet az erőre / Eötvös Loránd 1:100 000 pontossággal bizonyította torziós ingájával, hogy a gravitációs vonzóerő a testek „tehetetlen" tömegével arányos, azaz a testek „súlyos" és „tehetetlen" tömege egyenlő.

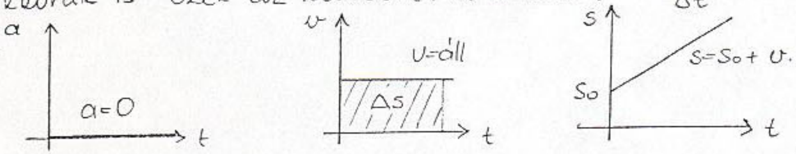
Kényszermozgás, kényszererő: Az olyan mozgásokat, amelyek során a test mozgását valamilyen geometriai feltételek korlátozzák, kényszermozgásoknak nevezzük. Azokat az erőket, melyek a kényszerfeltételeket biztosítják, kényszererőknek nevezzük. A kényszererő merőleges a kényszerfelületre.

Súrlódási erő: Ha egy test egy másik test felszínén csúszik, a testre ez a másik test a kényszererőn kívül egy a felülettel párhuzamos erőt is kifejt. Ez a súrlódási erő. A felülethez viszonyított sebességgel ellentétes irányú. A súrlódási erő nagysága ugyanolyan anyagi minőségű és simaságú felületek között független az érintkező felületek nagyságától, valamint a relatív sebességtől, és egyenesen arányos a felületekre merőleges nyomóerővel: $F_s = \mu F_{ny}$, ahol μ súrl. tényező.

Közegellenállási erő: A közeg által kifejtett erő függ a test alakjától, az áramlásra merőleges A keresztmetszettől, a relatív sebesség nagyságától és a közeg sűrűségétől: $F = k A \varrho v^2$, ahol k az alakellenállási tényező.

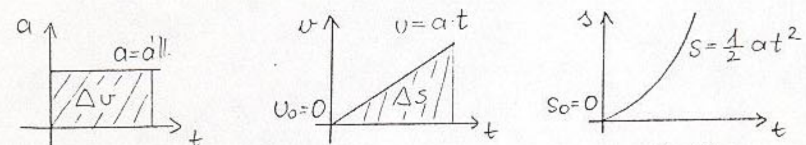
21. EGYENESVONALÚ MOZGÁSOK

Az egyenesvonalú egyenletes mozgás: A test egyenesvonalú pályán egyenlő időközök alatt egyenlő utakat fut be, bármekkorák is ezek az időközök. A sebesség: $v = \frac{\Delta s}{\Delta t} = \text{áll.}$

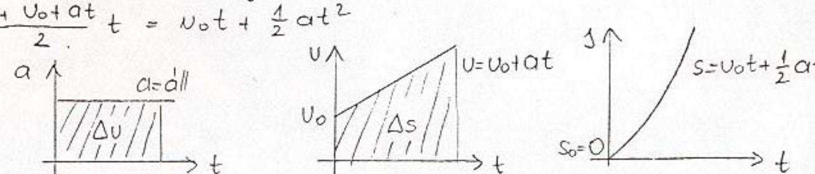


Egyenesvonalú, egyenletesen változó mozgás: A test egyenesvonalú pályán mozog és sebességének nagysága egyenlő időközök alatt mindig ugyanannyival változik, bármekkorák is ezek az időközök. A gyorsulás: $a = \frac{\Delta v}{\Delta t} = \text{áll.}$

Ha $v_0 = 0$, akkor $v = a\,t$, $s = \langle v \rangle \cdot t = \frac{v}{2}\cdot t = \frac{at}{2}t = \frac{1}{2}at^2$



Ha $v_0 \neq 0$, akkor $a = \frac{v - v_0}{t} \rightarrow v = v_0 + at$, $s = \langle v \rangle \cdot t = \frac{v_0 + v}{2}\,t = \frac{v_0 + v_0 + at}{2}\,t = v_0 t + \frac{1}{2}at^2$



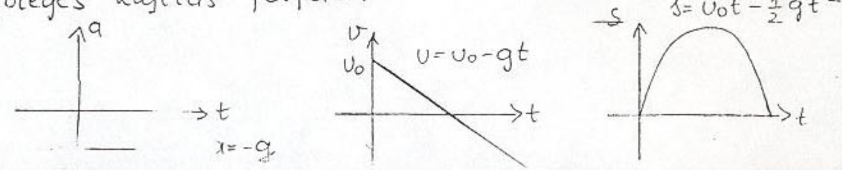
Szabadesés: A 0 kezdősebességű, egyenletesen változó mozgás egyik esete. Akkor jön létre, ha légüres térben 0 kezdősebességgel elejtünk egy tárgyat. Gyorsulását nehézségi gyorsulásnak nevezzük és g-vel jelöljük. A g nagysága minden testre azonos, Budapesten $\approx 9{,}81\ \frac{m}{s^2}$. Iránya függőleges.

$a = g$, $v = gt$, $s = \frac{1}{2}gt^2$

Függőleges hajítás lefelé:

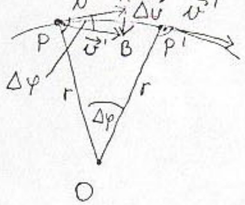
$a = g$, $v = v_0 + gt$, $s = v_0 t + \frac{1}{2}gt^2$

Függőleges hajítás felfelé:



22. AZ EGYENLETES ÉS A VÁLTOZÓ KÖRMOZGÁS

Egy tömegpont körpályán végbemenő mozgását egyenletes körmozgásnak nevezzük, ha a tömegpont egyenlő időközök alatt egyenlő íveket fut be, függetlenül az időközök nagyságától. Mivel a sebesség iránya változó, ezért a mozgás gyorsuló. A gyorsulás meghatározása: Δt idő alatt az anyagi pont P-ből P'-be jut. Toljuk el párhuzamosan a P'-beli $\vec{v}\,'$ sebességet a P pontba és szerkesszük meg a $\Delta\vec{v} = \vec{v}\,' - \vec{v}$ vektort. Mivel $OPP'\Delta \sim PAB\Delta$, ezért $\frac{\Delta v}{v} = \frac{PP'}{r} \approx \frac{\Delta s}{r}$ /ha $\Delta\varphi$ elég kicsi/. Átrendezve $\Delta v = \frac{v}{r}\Delta s$. A gyorsulás nagysága $a = \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{v}{r}\frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{v}{r}\cdot v = \frac{v^2}{r}$. Az ABP egyenlő szárú Δ-ből az A-nál levő szög $90° - \frac{\Delta\varphi}{2}$. Ha $\Delta t \to 0$, akkor $\Delta\varphi \to 0$, tehát a gyorsulásvektor iránya /ami a sebességváltozás irányával egyezik meg/ a kör érintőjére merőleges, vagyis a középpont felé mutat.

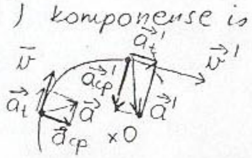


Az egyenletes körmozgást végző test gyorsulása tehát állandó nagyságú, $a = \frac{v^2}{r}$ és állandóan a körpálya középpontja felé mutat. Ezért centripetális gyorsulásnak nevezzük. Az egyenletes körmozgás legegyszerűbben a síkbeli r és φ polárkoordinátákkal írható le. Ha $t=0$-nál $\varphi_0 = 0$, akkor r = áll, $\varphi = \omega t$, ahol a φ szögelfordulás, egysége 1 rad. Az ω állandót szögsebességnek nevezzük, egys. $1\,s^{-1} = 1\,Hz$. A megtett út (ívhossz) $s = r\varphi = r\omega t$, tehát a kerületi sebesség $v = r\omega$. Az az idő, mely alatt a pont egy teljes kört megtesz, a keringési idő. Jele T. Egys: 1 s. Mivel a T idő alatti szögelfordulás 2π, ezért $\omega = \frac{2\pi}{T}$. T reciproka a fordulatszám, a másodpercenkénti fordulatok száma. Jele f. Egys. $1\,s^{-1} = 1\,Hz$. $f = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}$. Mivel $\omega = 2\pi \cdot f$, ezért ω-t körfrekvenciának is nevezik. Ezekkel a centripetális gyorsulás: $a_{cp} = \frac{v^2}{r} = v\omega = r\omega^2$

A körmozgást egyenletesen változónak nevezzük, ha a test szögsebessége egyenlő időközök alatt mindig ugyanannyival változik, bármekkorák is az egyenlő időközök. A $\frac{\Delta\omega}{\Delta t} = \beta$ állandót szöggyorsulásnak nevezzük. Egys $1\,s^{-2}$. Ha $t = 0$-nál $\omega_0 \neq 0$, akkor $\omega = \omega_0 + \beta t$, $\varphi = \omega_0 t + \frac{1}{2}\beta t^2$. Mivel v változik, a gyorsulás centripetális komponense is változik: $a_{cp} = \frac{v^2}{r}$, ahol v a pillanatnyi kerületi sebesség. A gyorsulásnak érintőirányú (tangenciális) komponense is van, $a_t = \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{\Delta(r\omega)}{\Delta t} = r\frac{\Delta\omega}{\Delta t} = r\beta$ = áll

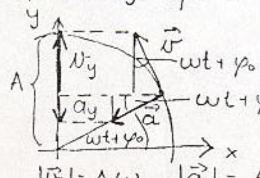
Az eredő gyorsulás változó:

$a = \sqrt{a_t^2 + a_{cp}^2}$ /iránya is változó/



23. REZGŐMOZGÁS

Az olyan egyenesvonalú mozgást, ahol a test egy adott ponthoz viszonyított helyzete az idő szinuszos függvénye, harmonikus rezgő mozgásnak nevezzük. Az adott pont az egyensúlyi helyzet. A mozgás jellemző mennyiségei: a periódusidő vagy rezgésidő, jele T, az a legrövidebb idő, amely a test két azonos mozgásállapota között telik el; a frekvencia, jele f (n, ν), az időegység alatti rezgések száma. Egys: $1\,s^{-1}$. $T = 1/f$; az amplitúdó, jele A, az egyensúlyi helyzettől mért maximális távolság; a körfrekvencia, jele ω; $\omega = 2\pi f$. A mozgás egyenesét választva y tengelynek: $y = A\sin(\omega t + \varphi_0)$, ahol az $\omega t + \varphi$ szög a fázisszög, φ_0 a kezdőfázis. Egys: 1 rad.

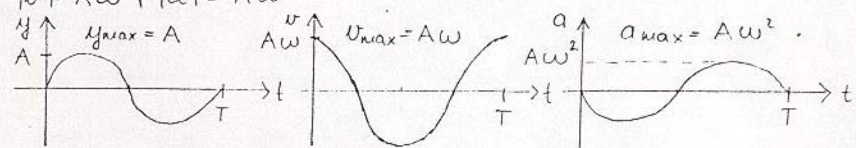


A sebesség és gyorsulás meghatározása

A harmonikus rezgőmozgás tekinthető az egyenletes körmozgás vetületének is, ezért $v_y = A\omega\cos(\omega t + \varphi_0)$

$a_y = -A\omega^2\sin(\omega t + \varphi_0)$

$|\vec{v}| = A\omega$, $|\vec{a}| = A\omega^2$



A harmonikus rezgőmozgás dinamikai feltétele: N II szerint $F_y = ma_y = -mA\omega^2\sin(\omega t + \varphi_0) = -m\omega^2 y$. Mivel m és ω áll, ezért az erő nagysága egyenesen arányos a kitéréssel. A negatív előjel azt jelenti, hogy az erő és a kitérés ellentett irányúak, az erő mindig az egyensúlyi helyzet felé mutat.

Rezgésidő: Az erő kifejezésében szereplő arányossági tényezőt D-vel jelölve $D = m\omega^2 = m\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2$ /D a rugóállandó/

Innen $T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{D}}$. A rezgésidő független az amplitúdótól.

A harmonikus rezgést végző test energiája. A harmonikus rezgőmozgást létrehozó erő /rugóerő/ konzervatív erő, ezért a mozgás során a mechanikai energiák összege állandó,

$\frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}Dy^2$ = áll = $E_{össz}$

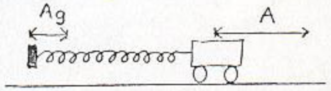
Az egyensúlyi helyzetben: $E_{össz} = \frac{1}{2}mv_{max}^2 = \frac{1}{2}mA^2\omega^2$

A szélső helyzetben: $E_{össz} = \frac{1}{2}DA^2$

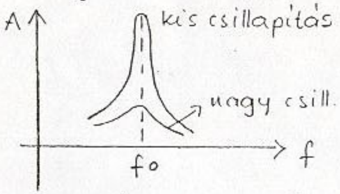
24. KÉNYSZERREZGÉS, REZONANCIA

Ha egy rezegni képes rendszert egy lökéssel elindítunk és magára hagyjuk, akkor csillapodó rezgő mozgást végez. Az így létrejött rezgést sajátrezgésnek nevezzük. A sajátrezgés frekvenciáját, periódusidejét, amelyet a rezgő rendszer adatai egyértelműen meghatároznak sajátfrekvenciának ill. saját rezgésidőnek nevezzük.

Ha egy rezgő rendszerre valamilyen periodikus gerjesztőerő hat, akkor a rendszer rezgésbe jön. Néhány rezgés után a rendszer periodikus mozgást végez a gerjesztőrezgés f frekvenciájával. Az így létrejött rezgést kényszerrezgésnek nevezzük. Az ábra szerinti összeállítással tanulmányozhatjuk a jelenséget.



A gerjesztőrezgés Ag amplitúdóját változatlannak véve változtatjuk a gerjesztőrezgés frekvenciáját, amit f-fel jelölünk. A létrejött rezgés amplitúdója A. Ha az f-A koordinátarendszerben ábrázoljuk a gerjesztett amplitúdót a gerjesztőfrekvencia függvényében, az ún. rezonanciagörbét kapjuk. Azt tapasztaljuk, hogy a gerjesztőfrekvencia függvényében vált. a gerjesztett rezgés amplitúdója.



A görbének maximuma van, ha a gerjesztőfrekvencia megegyezik a rendszer sajátfrekvenciájával. Azt a jelenséget, amikor a gerjesztett rendszer amplitúdója maximális, rezonanciának nevezzük. A rezonanciaamplitúdó a gerjesztőrezgés amplitúdójának sokszorosa lehet.

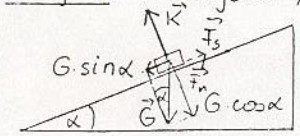
Ha az amplitúdó túl nagy, akkor a rendszer tönkre is mehet. Ez a rezonanciakatasztrófa. Ilyen jelenségek jöhetnek létre hidaknál, épületeknél, ha erős szélben a leszakadó légörvények hatására rezgésbe jönnek.

A rezonancia magyarázata: A rendszerre három erő hat: a konzervatív rugóerő, a rendszer energiáját disszipáló csillapítóerő és a gerjesztőerő. Ha a gerjesztőerő frekvenciája megegyezik a sajátfrekvenciával, akkor a gerjesztőerő mindig pozitív munkát végez a rendszeren, tehát növeli a rendszer energiáját. Így az amplitúdó is nő egészen addig, míg az amplitúdónövekedés miatti energiaveszteség el nem éri a gerjesztőerő által egy rezgés alatt közölt energiát. Ha a rendszer csillapítása kicsi, akkor egészen nagy amplitúdójú rezgés jöhet létre.

25. KÉNYSZERMOZGÁS; LEJTŐ, INGA

Az olyan mozgásokat, amelyeknek során a test mozgását valamilyen geometriai feltételek korlátozzák, kényszermozgásoknak nevezzük. Azokat az erőket, melyek a test mozgására vonatkozó kényszerfeltételeket biztosítják, kényszererőknek nevezzük. A kényszererő merőleges arra a felületre vagy pályára, amelyen a test kényszermozgását végzi. A testre ható szabaderők felületre merőleges komponensét $\vec{F}_n$-nel jelölve, a dinamika alaptörvénye szerint $\vec{K}+\vec{F}_n = m\cdot\vec{a}_n$. Nyugvó sík felületnél a felületre merőleges gyorsuláskomponens 0. Ekkor $\vec{K} = -\vec{F}_n$. Nyugvó, görbült felületnél $a_n = \frac{v^2}{r}$, ahol r a felület görbületi sugara. Itt $\vec{K}$ csak akkor egyenlő $-\vec{F}_n$-nel, ha $v=0$ vagy a pályának inflexiós pontja van.

A lejtő. A kényszerfelület a vízszintessel α szöget bezáró sík.



A testre ható szabaderő a test súlya. Ezt felbontjuk lejtőirányú és a lejtőre merőleges komponensekre.

A kényszererő: $\vec{K} = -\vec{F}_n$, $K = G\cdot\cos\alpha$.

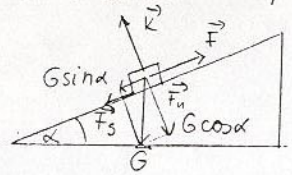
Az eredőerő lejtőirányú: $F_e = G\cdot\sin\alpha$

A test gyorsulása is lejtőirányú: $a = g\cdot\sin\alpha$

Súrlódásos lejtő esetén $\vec{K}=-\vec{F}_n$, $K=G\cos\alpha$, $F_s = \mu F_n = \mu G\cos\alpha$,

$F_{eredő} = F_t - F_s = G\sin\alpha - \mu G\cos\alpha$, $a = g\sin\alpha - \mu g\cos\alpha$.

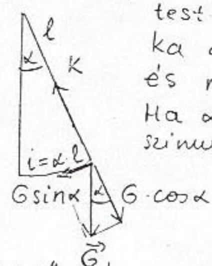
A lejtőt egyszerű gépként is használják, segítségével kis erővel emelnek fel testeket. Kiszámítjuk a test egyenletes emeléséhez szükséges lejtőirányú $\vec{F}$ erőt, ha a lejtő súrlódásos.



$\vec{K} = -\vec{F}_n$, $F_s = \mu F_n = \mu G\cos\alpha$

A dinamika alaptörvénye szerint $\vec{F}_e = m\vec{a} = 0$, tehát $F = G\sin\alpha + F_s$, azaz $F = G\sin\alpha + \mu G\cos\alpha$

Az inga. A matematikai inga elhanyagolható tömegű fonálra függesztett pontszerű test. Kitérítve és elengedve a test vált. sebességű körmozgást végez. A dinamika alaptörvénye szerint $m\,a_{cp} = K - mg\cos\alpha$ és $m\,a_é = mg\sin\alpha$. / $a_{cp} = \frac{v^2}{l}$ változó! /



Ha $\alpha < 5°$, akkor az α radiánban mért értéke és szinusza között az eltérés kisebb, mint 1%. Ekkor $F_é = mg\alpha$. Így $\frac{F_é}{i} = \frac{mg}{l}$ = áll. Tehát az ív mentén történő mozgásra teljesül a harmonikus rezgőmozgás feltétele. A lengésidő így a $D = \frac{mg}{l}$ helyettesítéssel: $T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{D}} = 2\pi\sqrt{\frac{m}{\frac{mg}{l}}} = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$. Összefoglalva $T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$.

26. Súrlódás

Ha egy test egy másik test felszínén csúszik, a testre ez a másik test a kényszererőn kívül egy a felülettel párhuzamos erőt is kifejt. Ez az erő a <u>súrlódási erő</u>. Az erő a felülethez viszonyított sebességgel ellentétes irányú. A súrlódási erő nagysága ugyanolyan anyagi minőségű és simaságú felületek között közelítőleg független az érintkező felületek nagyságától valamint a relatív sebességtől és egyenesen arányos a felületekre merőleges összenyomó erővel: $F_s = \mu F_{ny}$, ahol μ a súrlódási tényező. Dimenzió nélküli szám.

<u>Tapadási súrlódási erő</u>. A tapadási erő (F_t) egy másik test felszínén nyugvó test megcsúszását akadályozó erő. A tapadási erő maximális értéke független az érintkező felületek nagyságától, egyenesen arányos a felületekre merőleges összenyomó erővel és függ az érintkező felületek minőségétől, ezért $F_t \leq \mu_t \cdot F_{ny}$, ahol μ_t a tapadási súrlódási tényező. Ugyanazon felületpárok között többnyire $\mu_t > \mu$.

<u>Csúszási és tapadási súrlódási tényezők:</u>

súrlódó anyagok	μ	μ_t
acél acélon	0,15	0,14
fa fán	0,2–0,4	0,6
vas jégen	0,014	
gumi aszfalton /száraz/	0,7–0,8	
gumi aszfalton /nedves/	0,4–0,5	

A csúszási és tapadási súrlódási erő mozgást akadályozó erő abban az értelemben, hogy a felülethez viszonyított mozgást akadályozza. Ez nem jelenti azt, hogy a súrlódási erő nem növelheti egy test inerciarendszerbeli sebességét. Pl. a kipörgetett kerékkel induló autó kerekének alsó pontja a talajhoz képest hátrafelé mozog, ezért a súrlódási erő előre mutat és növeli az autó sebességét. A vízszintesen gyorsuló könyvön lévő testet <u>pedig</u> a tapadási erő gyorsítja.

A tapadási valamint csúszási súrlódási erők fellépését <u>annak</u> tulajdoníthatjuk, hogy a test és a felület egyenetlenségek az egyenetlenségek egymásba illeszkednek. A molekuláris (addhéziós, kohéziós / erők szerepét mutatja az a tapasztalat, hogy a nagyon sima és tiszta felületek között nagy tapadási erő működik

27. MEREV TESTEK

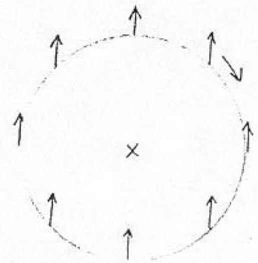
A merev test olyan test, amelynek pontjai a fellépő erők hatására egymáshoz képest csak elhanyagolható mértékben mozdulnak el, más szóval a test nem szenved alakváltozást.

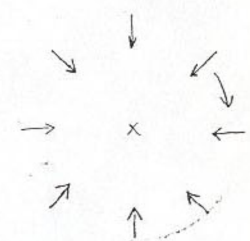
A merev test helyzetét a térben teljesen meghatározza a merev test három tetszőleges, nem egy egyenesbe eső pontjának helyzete.

A merev test mozgásának egyik speciális esete a haladó mozgás vagy <u>transzláció</u>, amelynél a test minden pontja egyidejűleg egymással párhuzamos és egybevágó görbéket /egyenes vonalú transzlációnál egyenes szakaszokat/ ír le, tehát ugyanabban a pillanatban a test minden pontjának sebessége ugyanaz. Ezért haladó mozgásnál elegendő a test egyetlen pontjának mozgását ismernünk, a test térbeli irányítása nem vált meg. Haladó mozgást végeznek az óriáskerék fülkéjének pontjai is, hiszen a felfüggesztési ponthoz képest nyugalomban vannak.

A merev test mozgásának másik speciális esete a tengely körüli forgás vagy <u>rotáció</u>, amelynél egy meghatározott egyenesnek, a forgástengelynek a pontjai helyzetüket változatlanul megtartják, a test többi pontjának pályái pedig a forgástengelyre merőleges síkokban fekvő körívek. Ilyen mozgásnak felel meg pl. a körpályát leíró vasúti kocsi mozgása is.

A merev test legáltalánosabb mozgása összetehető egymás utáni elemi transzlációkból és rotációkból.


transzláció

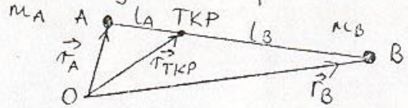

rotáció

28. TÖMEGKÖZÉPPONT / súlypont /

Egy pontrendszer tömegközéppontján azt a pontot értjük, amelynek helyvektora:

$$\vec{r}_{TKP} = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i \vec{r}_i}{\sum_{i=1}^{n} m_i}$$

Pontrendszer tömegközéppontjának meghatározása: Két tömegpontból álló rendszer tömegközéppontja a két tömegpontot összekötő egyenes szakaszon van és ezt a szakaszt a tömegekkel fordított arányban osztja.



$$\vec{r}_{TKP} - \vec{r}_A = \frac{m_A \vec{r}_A + m_B \vec{r}_B}{m_A + m_B} - \vec{r}_A = \frac{m_B(\vec{r}_B - \vec{r}_A)}{m_A + m_B}$$

$$\vec{r}_B - \vec{r}_{TKP} = \vec{r}_B - \frac{m_A \vec{r}_A + m_B \vec{r}_B}{m_A + m_B} = \frac{m_A(\vec{r}_B - \vec{r}_A)}{m_A + m_B}$$

$$\frac{|\vec{r}_{TKP} - \vec{r}_A|}{|\vec{r}_B - \vec{r}_{TKP}|} = \frac{l_A}{l_B} = \frac{m_B}{m_A}$$

Kiterjedt testek tömegközéppontja: A kiterjedt testet felosztjuk igen kis ΔV_i térfogatelemekre. Az ezekben levő tömeg $\rho_i \Delta V_i$. A $\Delta m_i = \rho_i \Delta V_i$ pontszerű testdarabkák pontrendszert alkotnak, mely tömegközéppontjának helyvektora:

$$\vec{r}_{TKP} = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i \vec{r}_i}{m} = \frac{\sum_{i=1}^{n} \rho_i \Delta V_i \vec{r}_i}{m}$$

Középpontosan szimmetrikus testek és síkidomok tömegközéppontja a szimmetriacentrum

A tömegközéppont mozgása: A def. szerint a tömegközéppont sebessége:

$$\vec{v}_{TKP} = \frac{\Delta \vec{r}_{TKP}}{\Delta t} = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i \frac{\Delta \vec{r}_i}{\Delta t}}{\sum_{i=1}^{n} m_i} = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i \vec{v}_i}{\sum_{i=1}^{n} m_i} = \frac{\sum_{i=1}^{n} \vec{I}_i}{\sum_{i=1}^{n} m_i}$$

Zárt rendszer esetén az összes impulzus állandó, ezért zárt rendszer tömegközéppontja vagy nyugalomban van, vagy egyenes vonalú egyenletes mozgást végez.

Az előző képlet alapján a tömegközéppont gyorsulása:

$$\vec{a}_{TKP} = \frac{\Delta \vec{v}_{TKP}}{\Delta t} = \frac{\left(\sum_{i=1}^{n} \vec{I}_i\right)/\Delta t}{\sum_{i=1}^{n} m_i} = \frac{\sum_{i=1}^{n} \vec{F}_i}{\sum_{i=1}^{n} m_i}$$

azaz a tömegközéppont gyorsulása egyenlő a külső erők eredőjének és a rendszer tömegének hányadosával. A tömegközéppont tehát úgy mozog, mintha a rendszer tömegét a tömegközéppontba gyűjtve, kapott pontszerű testre hatna a külső erők eredő[illegible]. Ez a tömegközéppont mozgásának tétele.

29. MEREV TESTEK EGYENSÚLYA

Ha a merev test nyugalomban van, akkor minden pontjának sebessége és gyorsulása is 0. Ehhez szükséges, hogy a merev test tömegközéppontjának gyorsulása és szöggyorsulása is 0 legyen: $\vec{a}_{TKP} = 0$, $\beta = 0$.

A tömegközéppontra vonatkozó feltételt felírva: $\sum \vec{F}_i = 0$

A forgó mozgás alaptörvényét alkalmazva: $\sum M_i = 0$

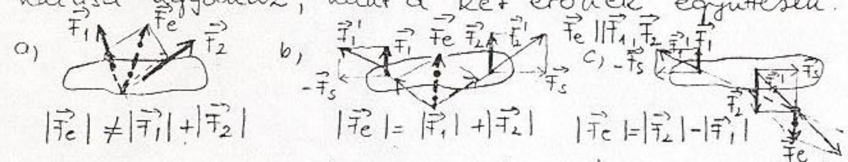
a $\sum M_i = 0$ feltételt a $\sum \vec{F}_i = 0$ egyenlet teljesülése esetén bármely, az inerciarendszerben nyugvó pontra, ill. tengelyre felírhatjuk. Ezért a tengely tetszőlegesen választható.

A továbbiakban egy síkban ható erőkkel foglalkozunk.

Merev test egyensúlya két erő esetén: A merev test két erő hatására akkor van egyensúlyban, ha az erők egyenlő nagyok, ellentett irányúak és hatásvonaluk közös.

Merev test egyensúlya három, egy síkban ható erő esetén

A merev testre ható két erő / az erőpár esetének kivételével / mindig helyettesíthető egyetlen erővel, melynek hatása ugyanaz, mint a két erőnek együttesen.



$|\vec{F}_e| \neq |\vec{F}_1| + |\vec{F}_2|$ $|\vec{F}_e| = |\vec{F}_1| + |\vec{F}_2|$ $|\vec{F}_e| = |\vec{F}_2| - |\vec{F}_1|$

Az egyensúlyt tartó harmadik erőnek az eredő erővel egyenlő nagyságúnak, ellentett irányúnak és közös hatásvonalúnak kell lennie.

Részletezve: – Ha a három erő között nincs két párhuzamos, akkor a három erő eredőjének nullának kell lenni, és hatásvonalaiknak egy pontban kell egymást metszeni. – Ha a három erő közül kettő párhuzamos, akkor a harmadik velük egyensúlyt tartó erő nagysága a két erő nagyságának összege vagy különbsége lesz aszerint, hogy a két erő egyező vagy ellentett értelmű. Iránya az összetevők irányával ill. a nagyobbik összetevő irányával ellentett. Hatásvonala a két erő eredőjének hatásvonala.

– Ha a merev testre ható erők közül két erő erőpárt alkot, akkor a merev test nem lehet egyensúlyban. Ennek oka, hogy az erőpár nem helyettesíthető egyetlen erővel.

30. MEREV TESTEK FORGÁSA

Rögzített tengely körül forgó merev test perdülete:

Osszuk fel a testet igen kis pontszerű Δm_i tömegű térfogatelemekre! Legyen az i-edik térfogatelem forgástengelytől való távolsága l_i, az i-edik térfogatelem perdülete a forgástengelyre vonatkoztatva N_i. A merev test perdülete:

$$N = \sum_{i=1}^{n} N_i = \sum_{i=1}^{n} \Delta m_i v_i l_i = \sum_{i=1}^{n} \Delta m_i l_i^2 \omega = \omega \sum_{i=1}^{n} \Delta m_i l_i^2$$

a $\sum_{i=1}^{n} \Delta m_i l_i^2$ skaláris mennyiség neve tehetetlenségi nyomaték. Jele Θ. Mértékegysége $1\,kgm^2$. Ezzel: $N = \Theta \cdot \omega$

Egy pontrendszer tehetetlenségi nyomatéka nem változik meg, ha pontjait a tengellyel párhuzamosan eltoljuk. Megváltozik viszont akkor, ha a tengelyt toljuk el önmagával párhuzamosan, de nem önmagában. Ha Θ_{TKP} a tömegközépponton átmenő tengelyre vonatkoztatott tehetetlenségi nyomaték, ettől a tengelytől d távolságra levő, vele párhuzamos tengelyre: $\Theta = \Theta_{TKP} + md^2$, ahol m a test tömege. Ez Steiner tétele.

A forgó mozgás alaptörvénye rögzített tengely körül forgó merev testre: A testet pontrendszernek felfogva a testre ható erő a pontrendszerre ható külső erő. Erre a pontrendszerre alkalmazva a perdülettételt:

$$M = \frac{\Delta N}{\Delta t} = \frac{\Theta \cdot \omega_{későbbi} - \Theta\omega_{korábbi}}{\Delta t} = \Theta \frac{\Delta \omega}{\Delta t}$$

vagy behelyettesítve a szöggyorsulást: $M = \Theta \beta$

Rögzített tengely körül forgó merev test mozgási energiája:

Osszuk fel a testet Δm_i tömegű pontszerű részekre!

Ekkor $E_m = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{2} \Delta m_i v_i^2 = \frac{1}{2} \omega^2 \sum_{i=1}^{n} \Delta m_i l_i^2 = \frac{1}{2} \Theta \omega^2$

Ezt a mozgási energiát forgási energiának is nevezik.

Síkmozgást végző merev test mozgási energiája

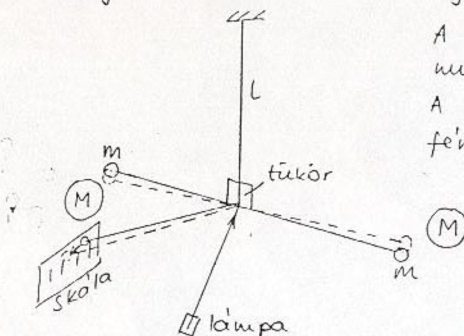
/Síkmozgás: A test minden pontja egy adott síkkal párhuzamos síkban mozog./

$E_m = \frac{1}{2} m v_{TKP}^2 + \frac{1}{2} \Theta_{TKP} \omega^2$, vagyis a mozgási energia a haladó és a forgó mozgásból adódó mozgási energiák összege

31. TÖMEGVONZÁS

Bármely két test vonzza egymást. Pontszerű testek esetén az erő nagysága egyenesen arányos a testek tömegeinek szorzatával és fordítottan arányos távolságuk négyzetével, azaz: $F = f \frac{m_1 m_2}{r^2}$, ahol f az általános gravitációs állandó. Értéke minden testre ugyanakkora: $f = 6{,}67 \cdot 10^{-11} \frac{m^3}{kg\,s^2}$. Az erők iránya a két testet összekötő egyenesen mutat egyik testtől a másik felé. A törvényt Newton fedezte fel 1666-ban, a Hold gyorsulásának és a Föld felszínén levő gravitációs gyorsulásnak a vizsgálata alapján.

Cavendish később az általa szerkesztett, igen érzékeny torziós mérleggel meg tudta mérni a köznapi méretű tárgyak között fellépő igen kis gravitációs erőket. Az arányosságok kísérleti ellenőrzésén kívül az arányossági tényezőt, az általános gravitációs állandót is meghatározta



A torziós mérleg igen kis erők kimutatására alkalmas eszköz. A néhány század mm átmérőjű l fémhuzal (torziós szál) egyik végét rögzítjük. A másik végére kisméretű rudacskát erősítünk. A rúd végein találhatók az m tömegű testecskék. Ha az M tömegű testeket az m tömegű testek közelébe hozzuk, akkor a fellépő igen kis erők hatására a torziós szál elcsavarodik. Az elcsavarodás szöge is igen kicsi. Úgy mérhetjük, hogy a rudacskára egy tükröt erősítünk, amelyet egy lámpával megvilágítunk. A távoli falon elhelyezett skálán a fényfolt elmozdulása sokszorosa az m tömegű test elmozdulásának. Így az elcsavarodási szög elég pontosan mérhető. Ebből következtetni lehet az erők nagyságára.

Eötvös Loránd 1:200 000 pontossággal bebizonyította, hogy a gravitációs vonzóerő a testek (pl. ütközésekben mért) „tehetetlen" tömegével arányos, és nem függ a testek anyagi minőségétől. / A „súlyos" és „tehetetlen" tömeg egyenlőségének tényét használta fel Einstein általános relativitáselméletében /

32, BOLYGÓMOZGÁS

Kepler törvények Kepler a bolygók mozgásának elemzéséből tapasztalati úton három törvényt állapított meg:

1, A bolygók ellipszis alakú pályán keringenek, amelynek egyik gyújtópontjában a Nap áll.

2, A Naptól a bolygókig húzott szakasz, a vezérsugár, egyenlő időközök alatt egyenlő területeket súrol.

3, A bolygók keringési idejének négyzetei úgy aránylanak egymáshoz, mint a Naptól mért középtávolságuk köbei: $T_1^2 : T_2^2 : \ldots = a_1^3 : a_2^3 : \ldots$

Az aránypárokat átrendezve: $\frac{T^2}{a^3} = \text{állandó}$.

középtávolságon a Naptól mért legkisebb távolság (perihélium) és a legnagyobb távolság (afélium) számtani közepét értjük

A Kepler törvények a gravitációs törvényből levezethetők. Az első törvény a bolygók pályájának alakjára vonatkozik. A pálya a legtöbb bolygónál alig tér el a körtől. A második törvény a területi sebesség állandóságát mondja ki. Ez abból következik, hogy a gravitációs erő centrális erő. A harmadik törvényt körpályára látjuk be. Mivel a körmozgás centripetális gyorsulását a gravitációs erő biztosítja, ezért $f\frac{mM}{a^2} = ma\omega^2 = ma\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2$ innen $\frac{T^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{fM}$,

A bolygó sebessége: $f\frac{mM}{a^2} = m\frac{v_I^2}{a}$-ból $v_I = \sqrt{\frac{fM}{a}}$.

/körsebesség/

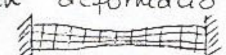
A gravitációs erő konzervatív. Az energiamegmaradás elvét alkalmazva $-f\frac{Mm}{r} + \frac{1}{2}mv^2 = \text{áll.}$ körpályánál r és v áll. Ha a körsebességnél kisebb sebességgel indítunk el egy testet M-től a távolságban, akkor a test ellipszispályán fog mozogni. Nagyobb sebesség esetén ellipszis, parabola vagy hiperbola pálya jön létre a sebesség nagyságától függően. Azt a minimális sebességet, amelyiknél az m tömegű test már nem tér vissza kiindulási pontjába /parabola, hiperbola pálya/ az M tömegű testhez és az a távolsághoz tartozó szökési sebességnek nevezzük. Ha a test éppen nem tér vissza, akkor a végtelen távoli pontban sebessége 0 lesz. Itt választva a potenciális energia vonatkoztatási pontját, az összenergia nulla lesz: $-f\frac{Mm}{a} + \frac{1}{2}mv_{II}^2 = 0$, ahonnan $v_{II} = \sqrt{2\frac{fM}{a}} = \sqrt{2}\,v_I$. Ennél a sebességnél parabolapálya jön létre, ennél nagyobbnál hiperbola.

A Földfelszín közelében ~ sebesség vagy első kozmikus seb. $\frac{v^2}{R} = g$-ből $v_I = 7{,}9\ \frac{km}{s}$, a szökési seb. vagy 2 kozm. seb. $v_{II} = \sqrt{2}\,v_I = 11{,}2\ \frac{km}{s}$.

33. RUGALMAS SZILÁRD TEST

Rugalmasnak nevezünk egy szilárd testet akkor, ha a test alakját megváltoztató külső erők hatására a testben olyan erők lépnek fel, amelyek a test eredeti alakját vissza igyekeznek állítani. Ilyen rugalmas erők jelentkeznek pl. csavarrugó és drót megnyújtásánál vagy elcsavarásánál, rúd meghajlításánál, gumilabda összenyomásánál. Gyakran a testek a deformáló erők hatásának megszűnése után a közönséges megfigyelések szerint visszanyerik eredeti alakjukat. Olyan tökéletesen rugalmas test, amelyre ez szigorúan érvényes, a valóságban nincs, de a tapasztalat szerint, ha a deformáló erők elegendően kicsik, akkor a szilárd testek tök. rugalmasnak tekinthetők. Ekkor rugalmas alakváltozásról beszélünk. A rugalmassági határon belül a külső és belső erők egyensúlyban vannak. E határon túl az egyensúly megbillen, maradó alakváltozás jön létre. Bizonyos határon túl pedig a test elszakad ill. eltörik.

Az igénybevételek fajtái: 1, Húzó igénybevétel / a test hosszmérete nő, keresztmetszete csökken /. 2, Nyomó igénybevétel / a hosszméret csökken, a keresztmetszet nő /.
3, Hajlító igénybevétel / a test egyes keresztmetszetei egymáshoz képest elhajolnak /. 4, Nyíró igénybevétel / a test párhuzamos rétegei egymáshoz képest eltolódnak /.
5, Csavaró igénybevétel / a test párhuzamos rétegei egymáshoz képest elcsavarodnak /

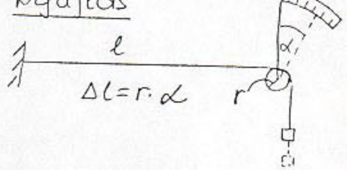
Homogén és inhomogén deformációk Osszuk fel a testet gondolatban kis, egybevágó térfogatelemekre pl. egybevágó kockákra. Ha a kis térfogatelemek a deformáció után is egybevágók maradnak, akkor homogén deformációról beszélünk, ellenkező esetben inhomogén deformációról. Pl. inhomogén deformáció a két végén befogott vastag rúd nyújtása .

Mechanikai feszültség A külső, alakváltoztató erők hatására a testben rugalmas reakcióerők ébrednek, melyek a deformáló hatás ellen működnek. A ΔA nagyságú felületre ható ΔF erő általában nem merőleges a felületre. A felületre merőleges összetevőt nyomó- vagy húzóerőnek, a felülettel párhuzamos összetevőt nyíróerőnek nevezzük. Homogén deformáció esetén mind a nyomó-húzó, mind a nyíróerő egyenesen arányos a felület nagyságával. Az arányossági tényezőt mech. feszültségnek nev. Nyomófeszültség: $\sigma = \Delta F_{nyomó} / \Delta A$. Húzófeszültség $\sigma = \Delta F_{húzó} / \Delta A$. Nyíró-feszültség: $\tau = \Delta F_{nyíró} / \Delta A$.

34. HOOKE TÖRVÉNYE

Az alakváltozást rugalmasnak nevezzük, ha az erőhatás megszűnte után a test visszanyeri eredeti alakját és energia disszipáció nem lép fel. Azt a rugalmas feszültséget, amelynél az alakváltozás még rugalmas, de ennél nagyobb feszültség hatásra már nem az, rugalmassági határnak nevezzük.

Nyújtás



Az ábra szerinti összeállításban terheljük meg a huzalt. A huzal feszültségmentes hosszát l-lel, a megnyúlást Δl-lel, a keresztmetszetét A-val és a húzóerőt F-fel jelöljük.

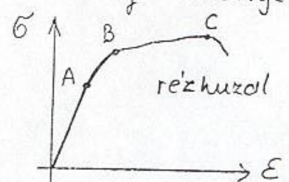
A relatív megnyúlás $\varepsilon = \Delta l / l$, a rugalmas feszültség $\sigma = F/A$. Nem túl nagy rugalmas feszültségnél σ egyenesen arányos ε-nal. Más típusú igénybevételekre is igaz Hooke törvénye: A test deformációja és az azt létrehozó erő közelítőleg egyenesen arányosak, ha az erő nem túl nagy.

Mivel σ egyenesen arányos ε-nal, ezért hányadosuk állandó. Az arányossági tényező, amely csak az anyagi minőségtől függ, a (nyújtási) rugalmassági modulus (régi nevén Young-modulus). Jele E, mértékegysége N/m^2, mivel ε dimenzió nélküli szám.

A nyújtásra vonatkozó Hooke törvény: $\sigma = E \cdot \varepsilon$,

vagy a huzal adataival kifejezve: $\dfrac{\Delta l}{l} = \dfrac{1}{E} \cdot \dfrac{F}{A}$.

Nyújtási diagram Szilárd testek viselkedése a Hooke törvény érvényességi határán kívül.



A huzalt nyújtó erőt növelve az egyenes arányosság megszűnik. Az A–B részben a huzal még visszanyeri eredeti alakját, a B után az alakváltozás maradandó. Ha a feszültség eléri a σ_B értéket, a folyáshatárt, akkor a feszültség további növelésekor a huzal jelentősen megnyúlhat. Ez a folyás /képlékenység/ jelensége. A folyási tartomány C pontján túl a huzal keresztmetszet egy helyen lecsökken, a huzal elszakad.

σ névleges feszültség $/\sigma = \dfrac{F}{A}$, ahol A a huzal feszültségmentes keresztmetszete /

35. HULLÁMMOZGÁS

A rugalmas közegben létrehozott deformáció a térben tovaterjed. Ezt a jelenséget nevezzük mechanikai hullámnak. A hullámok a közeg kiterjedése szerint feloszthatók egy-, két- és háromdimenziós hullámokra / Egy dim: kötélen, két dim: vízhullámok, három dim: hanghullámok /.

A hullámforrás egy bizonyos rezgésállapota a hullámforrástól x távolságra levő pontban csak t idő múlva jelenik meg. Ennek a távolságnak és az időnek a hányadosa a terjedési sebesség. Jele c.

Periodikus hullám: a hullámforrás rezgése periodikus.

Jellemző mennyiségei: amplitúdó /A/, adott helyen a közeg térfogatelemének, részecskéjének legnagyobb kitérése. A csillapítatlan egydimenziós hullámban a hullámforrás amplitúdójával egyezik meg. A hullám frekvenciája a közeghez képest nyugvó hullámforrás és megfigyelő esetén a hullámforrás frekvenciája / másodpercenkénti rezgések száma / Hullámhossz /λ/: a legközelebbi azonos rezgési állapotú pontok távolsága.

Harmonikus hullámok: A hullámforrás kitérése az idő szinuszos függvénye. A hullámegyenlet megadja a hullámforrástól x távolságban levő részecske kitérését a t időpontban. Legyen a hullámforrás kitérés-idő függvénye $y = A \sin \omega t$. A hullámforrástól x távolságra azonban a t időpontban a hullámforrásnak az x/c idővel korábbi, $t - \frac{x}{c}$ időponthoz tartozó rezgési állapota ért csak el. Itt tehát a kitérés $y = A \sin \omega\left(t - \frac{x}{c}\right)$. Átalakítva: $y = A \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{Tc}\right)$, azaz $y = A \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)$.

A közeg egy részecskéjének rezgési állapotát az előbbi formulában a szinusz függvény argumentuma $/2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)/$ határozza meg. Ez a fázisszög. A közeg két részecskéjének rezgési állapota akkor egyezik meg, ha fázisszögük egyenlő vagy egymástól 2π egész számú többszörösével tér el. Ebben az esetben azt mondjuk, hogy a két részecske azonos fázisban van. A fázis terjedési sebessége a fázissebesség.

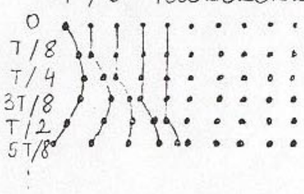
36. LONGITUDINÁLIS ÉS TRANSZVERZÁLIS HULLÁM

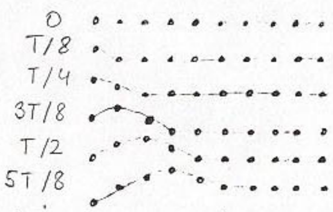
A hullámokat feloszthatjuk aszerint is, hogy a közeg részecskéi milyen irányú mozgást végeznek a hullám terjedési irányához képest. Longitudinálisnak nevezzük azokat a hullámokat, amelyeknél a közeg részecskéi a deformáció során a terjedési iránnyal párhuzamosan, transzverzálisnak pedig azokat, amelyeknél a terjedési irányra merőlegesen térnek ki.

Longitudinális hullámot állíthatunk elő egy hosszú rugón, amelynek egyik végét hosszirányban rángatjuk. Azt látjuk, hogy itt a rugó menetei sűrűsödnek ill. ritkulnak a rezegtetés helyén. Ezek a sűrűsödések és ritkulások terjednek tova a longitudinális hullámban. A részecskék, menetek egy egyensúlyi helyzet környezetében mozognak, a körül rezgéseket végeznek. A hullámban a rezgési állapot terjed tova.

Transzverzális hullámokat állíthatunk elő egy rugalmas kötél végének a kötélre merőleges irányú rángatásával. Itt a részecskék a terjedés irányára merőlegesen végeznek egyensúlyi helyzetük körül rezgéseket.

Az ábrákon egy longitudinális és egy transzverzális hullámról készített pillanatképek sorozatát láthatjuk T/8 időközönként.



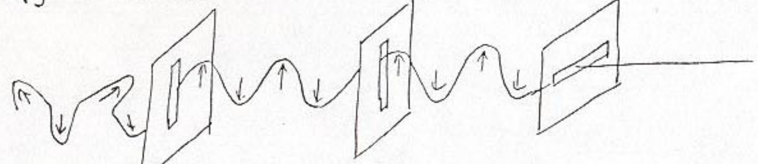


A longitudinális hullámban sűrűsödések és ritkulások terjednek, a transzverzális hullámban pedig hullámhegyek és hullámvölgyek. Az azonos fázisú szomszédos pontok, pl. a sűrűsödési helyek ill. a hullámhegyek csúcsai. A hullámhossz szemléletesen a szomszédos sűrűsödések ill. hullámhegyek távolsága. Egy periódus alatt a hullámforrás pl a transzverzális hullámban egy teljes hullámhegyet és hullámvölgyet bocsát ki. Egy adott fázisú rezgésállapot ezalatt $c \cdot T$ távolságban jelenik meg. Az azonos fázisú kitérések távolsága azonban éppen a hullámhossz.

Ezért $\lambda = cT = \frac{c}{f}$

37. POLARIZÁCIÓ

Ha a hullámforrás kitérései mindig ugyanazon egyenes mentén mennek végbe, akkor a hullámban a kitérések egy síkban, a rezgési síkban vannak. Ha a hullámban a közeg darabkájának rezgési síkja időben változatlan, akkor polarizált hullámról beszélünk. Kötélen terjedő hullámnál az időben változó rezgési síkú polarizálatlan hullámokat az ábra alapján polarizálhatjuk egy réssel ellátott lemezzel

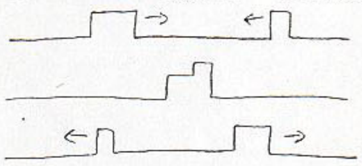


A rés csak a vele párhuzamos síkú hullámokat engedi át változatlanul, a rá merőleges síkúakat teljesen kioltja, a közbenső rezgési síkúakat részben átengedi. A lemez után a hullám rezgési síkjai a réssel párhuzamosak. Az ilyen változó rezgési síkú hullámokból polarizált hullámokat előállító eszközt nevezzük polarizátornak. A polarizátor után újabb polarizátort elhelyezve azt tapasztaljuk, hogy párhuzamos állásnál átengedi a polarizált hullámot, míg a merőleges, keresztezett állásnál nem. Ha egy hullámnál ilyen jelenséget tapasztalunk, akkor az transzverzális hullám.

A kötél végénél a rezgési síkot egyenletesen körbeforgatva kapjuk a cirkulárisan polározott hullámot. Ilyen hullámot egyező frekvenciájú, egyenlő amplitúdójú $\pi/2$ fáziseltérésű, egymásra merőleges rezgési síkú harmonikus hullámok összetételeként is kaphatunk. Ha a hullámok amplitúdója eltérő, akkor elliptikusan polározott hullámot kapunk. Ilyenkor az amplitúdókat egy pontból felmérve ellipszist kapunk.

38. INTERFERENCIA

Rugalmas kötél két végéről indított hullámhegyek vagy hullámvölgyek zavartalanul áthaladnak egymáson. Találkozásuk pillanatában az eredő kitérés a két hullám által létrehozott kitérések vektori eredője lesz.



Általánosan is igaz: hullámok találkozásánál az eredő kitérés mindenütt és minden pillanatban az egyedül jelenlévőnek gondolt egyik ill. másik hullám által okozott kitérések vektori eredője lesz. Hullámok találkozását interferenciának nevezzük.

Észlelhető interferencia jön létre egyező frekvenciájú, időben állandó fáziseltérésű hullámok szuperpozíciójakor. Az ilyen hullámokat koherens hullámoknak nev.

A közeg adott pontjában kialakuló rezgés fázisát és amplitúdóját az összetevő rezgések amplitúdóinak és a fáziseltérésnek az ismeretében lehet meghatározni.

Az eredő rezgés amplitúdója akkor lesz maximális, azaz a két amplitúdó összege, ha a fáziskülönbség $\Delta\varphi = 2k\cdot\pi$, k egész szám. Ez a maximális erősítés.

Ha a fáziseltérés $(2k+1)\pi$, k egész szám, akkor az eredő amplitúdó a két amplitúdó különbségének abszolút értéke. Ez a maximális gyengítés. Ha a két hullám amplitúdója egyenlő, akkor maximális gyengítés esetén az eredő kitérés 0, ez a kioltás. Az eredő kitérés más fáziseltérések esetén a két amplitúdó összege és különbsége közé esik.

Azonos fázisú (együtt rezgő) hullámforrások interferenciája

Maximális erősítés: $\Delta\varphi = k\cdot 2\pi$, tehát a két hullám közötti útkülönbség: $\Delta s = k\lambda$, vagy $\Delta s = 2k\frac{\lambda}{2}$ $/k\in Z/$

Maximális gyengítés: $\Delta\varphi = (2k+1)\cdot\pi$, tehát $\Delta s = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$ $/k\in Z/$.

Ellentett fázisú (ellentetten rezgő) hullámforrások interferenciája

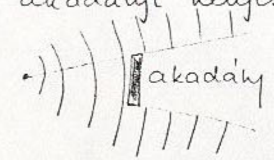
Maximáli erősítés: $\Delta\varphi = k\cdot 2\pi$, tehát $\Delta s = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$ $/k\in Z/$

Maximális gyengítés: $\Delta\varphi = (2k+1)\pi$, tehát $\Delta s = 2k\frac{\lambda}{2}$ $/k\in Z/$

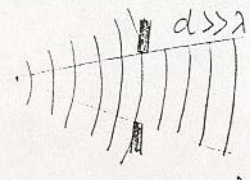
Az interferencia valamely jelenség, pl. sugárzás hullámtermészetének döntő bizonyítéka. Csak hullámok képesek arra, hogy gyengítsék vagy kioltsák egymást, korpuszkuláris sugárzásnál kioltás nem jöhet létre.

39. ELHAJLÁS

Homogén, izotróp közegben a hullám terjedési iránya nem változik, a hullám egyenes vonalban terjed. A hullám útjába a hullámhosszhoz képest nagy akadályt helyezve az akadály széle és a hullám terjedési iránya által meghatározott térrészben hullámzást nem tapasztalunk. A hullámzástól mentes tartomány az árnyéktér.



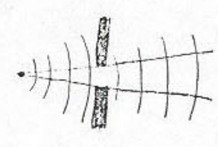
Hasonló jelenség lép fel a nyíláson áthaladó hullám esetén. Egyetlen hullámforrás esetén az árnyéktér éles. Két hullámforrást véve van olyan tartomány, ahova csak az egyik forrásból jut hullám. Itt van hullám, de gyengébb. Ez a félárnyék.



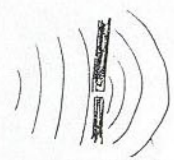
Kiterjedt hullámforrások által létrehozott árnyék határa elmosódott.

Elhajlás. A hullámhosszal összemérhető nagyságú akadályokba ütköző vagy ilyen méretű nyíláson áthaladó hullám árnyékhatára még egyetlen pontszerű forrás esetén sem lesz éles. A hullámok olyan helyekre is eljutnak, ahol egyenesvonalú terjedés miatt különben nem lenne hullám. Ez az elhajlás jelensége.

A hullámhossz nagyságrendjébe eső vagy annál kisebb akadályokat a hullám alig kerüli meg, mintegy körülfolyja. A hullámhosszhoz képest kicsiny nyíláson áthaladó hullám teljesen szétterül. A nyílás után kialakuló kép olyan, mint ha a hullám egy, a nyílás helyén levő, pontszerű hullámforrásból kiinduló hullám lenne.



$d \approx \lambda$



$d << \lambda$

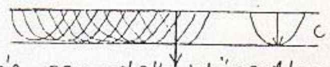
Minél kisebb a rés, a hullám annál inkább szétterül.

Elhajlás mindig van, a hullámhosszhoz képest nagy nyílások és akadályok szélein is. Az a tartomány, amelyben ilyenkor az elhajlási jelenségek számottevőek, hullámhossz nagyságrendű. Ezért nagy nyílásnál nem [illegible]

40. HUYGENS-FRESNEL ELV

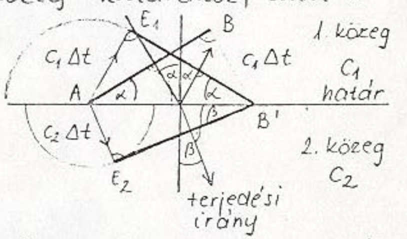
A Huygens-elv két tapasztalati tényezőből magyarázza a hullámok terjedési tulajdonságait: 1, A hullámfrontból egy szűk nyílással kivágott rész úgy viselkedik, mintha pontszerű hullámforrás lenne. 2, Pontszerű hullámforrások sorozata által kibocsátott kör ill gömbhullámok a forrásoktól elég távol egyetlen hullámfronttá olvadnak össze. A Huygens-elv szerint a hullámfront pontjai elemi hullámok kiindulópontjainak tekinthetők. A tovahaladó új hullámfront az elemi hullámok közös érintője vagy burkolófelülete. A Huygens-elv segítségével értelmezhetjük a hullámok egyenesvonalú terjedését, visszaverődését és törését.

1, Egyenesvonalú terjedés:



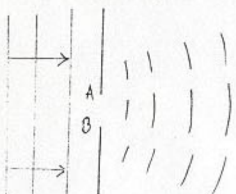
Minden egyes hullámfrontdarabka, mint elemi hullámforrás egy adott időpontban elemi körhullámokat bocsát ki. Δt idő alatt ezek sugara $c \cdot \Delta t$ lesz. Közös érintőjük az eredeti hullámfronttal párhuzamos egy.

2, Visszaverődés és törés: Érkezzen a hullám két olyan közeg határához, ahol a terjedési sebesség eltérő.



Tekintsük az AB hullámfrontot abban az időpontban, amikor A a két közeg határán van. Δt idő múlva érkezik B a határra. Az A pontból kibocsátott elemi hullámok a Δt idő alatt az 1. közegben $c_1\Delta t$, a 2. közegben $c_2\Delta t$ utat tesznek meg. Δt idő múlva a visszavert hullám hullámfrontja E_1B', a megtört hullám hullámfrontja E_2B'. Az $ABB'\Delta$ és a $B'E_1A\Delta$ egybevágósága alapján a beesési és a visszaverődési szög egyenlő. Az $ABB'\Delta$-ből $\sin\alpha = \frac{c_1\Delta t}{AB'}$. Az $E_2B'A\ \Delta$-ből $\sin\beta = \frac{c_2\Delta t}{AB'}$. A két egyenletet elosztva kapjuk a törés törvényét: $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{c_1}{c_2}$

Az elhajlás jelenségének értelmezéséhez a Huygens-elv módosítását, kiegészítését, a Huygens-Fresnel elvet alkalmazzuk: A hullámtérben felvett felület pontjai elemi hullám-forrásoknak tekinthetők. A hullámtér egy tetszőleges pontjának rezgési állapotát a felület pontjaiból ideérkező elemi hullámok interferenciája adja meg.

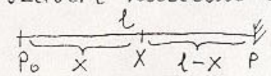


A Huygens-Fresnel elvben szereplő felületnek tekintsük a rés AB felületét. Az innen induló elemi hullámok interferenciája az árnyéktér bizonyos helyein is erősítést ad a fáziskülönbségtől ill útkülönbségtől függően. A hullámok tehát az árnyéktérbe is behatolnak. Ez az elhajlás jelensége.

41. ÁLLÓHULLÁMOK

Egydimenziós hullámok visszaverődése szabad ill. rögzített végről. Kísérletileg kimutatható, hogy ha egy gumizsinór P_0 pontjában pl. transzverzális rezgéseket keltünk, akkor P szabad végéről /zsineg közbeiktatásával érhetjük el/ a hullám megegyező fázisban verődik vissza. Ha a gumizsinór P végét rögzítjük, akkor a hullám ellentétes fázisban verődik vissza. Ez a jelenség a rögzítésnél fellépő rugalmas erők visszarántó hatásával magyarázható.

Egydimenziós állóhullámok kialakulása. Egy l hosszúságú kötél P végét a falhoz rögzítjük. Másik P_0 végéből szinuszhullámot indítunk el. A P_0-ból folyamatosan indított hullámok a kötél P_0 pontjától x távolságra levő X pontjában szuperponálódnak a P-ből ellentett fázissal visszavert hullámokkal. Az X pontban a P_0-ból indított direkt hullám kitérés-idő függvénye $y = A\sin\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)$, a visszavert hullámé pedig $y' = A\sin\left[\omega\left(t - \frac{2l-x}{c}\right) + \pi\right]$. A visszavert hullám által megtett út $l + (l-x)$, a π a rögzített végről való ellentett fázisú visszaverődés miatt szerepel. Az eredő amplitúdót a tekintett X pontban $y_e = y + y'$ adja. Trigonometriai azonosságok alapján a P_0-tól x távolságra levő X pont kitérés-idő függvénye: $y_e = 2A\sin\left(\omega\frac{l-x}{c}\right)\cdot\cos\left[\omega\left(t - \frac{l}{c}\right)\right]$



Az amplitúdó $2A\sin\left(\omega\frac{l-x}{c}\right)$ függ az x távolságtól, de a tekintett X pontban időben állandó. Azokat a pontokat, ahol az amplitúdó 0, csomópontoknak, ahol maximális, duzzadóhelyeknek nevezzük. Pl. csomópont ott van, ahol $\sin\left(\omega\frac{l-x}{c}\right) = 0$, azaz $\omega\frac{l-x}{c} = k\pi\ (k \in Z)$, azaz $l - x = \frac{k\cdot\pi\cdot c}{\omega} = \frac{k\pi\cdot\frac{\lambda}{T}}{\frac{2\pi}{T}} = k\frac{\lambda}{2}$ (k∈Z)

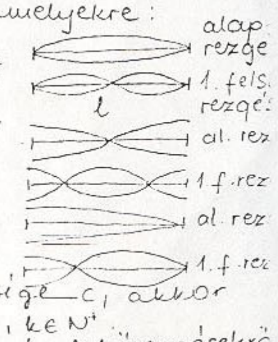
A szomszédos csomópontok távolsága $\frac{\lambda}{2}$.

A kialakult hullámban tehát a hullámhegyek és völgyek nem futnak végig a kötélen, ezért a hullámot állóhullámnak nevezzük. A kötél végeiről való többszöri visszaverődés esetén csak akkor alakulnak ki állóhullámok, ha a csomópontok a többszöri visszaverődés után is egybeesnek. Ezért egy adott l hosszúságú pontsoron /húron, pálcán/ csak olyan állóhullámok alakulhatnak ki, amelyekre:

1, Ha mindkét vég rögzített: $l = k\frac{\lambda_k}{2}$, ill. $\lambda_k = \frac{2l}{k}$, $k \in N^+$

2, Ha mindkét vég szabad: $l = k\frac{\lambda_k}{2}$, ill. $\lambda_k = \frac{2l}{k}$, $k \in N^+$

3, Ha az egyik vég szabad, a másik rögzített: $l = (2k-1)\frac{\lambda_k}{4}$, ill. $\lambda_k = \frac{4l}{2k-1}$, $k \in N^+$.



Ha a kötélben a hullám terjedési sebessége c, akkor az állóhullámok frekvenciája $f_k = \frac{c}{\lambda_k}$, $k \in N^+$.

A k=1 esetben alaprezgésről beszélünk, k>1 esetén felsőrezgésekről

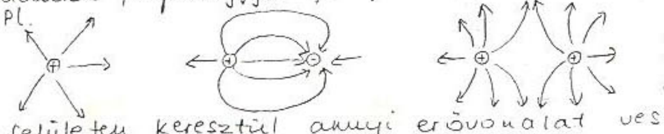
ELEKTROMOSSÁGTAN

42. IDŐBEN ÁLLANDÓ ELEKTROMOS MEZŐ /ERŐTÉR/ ÉS JELLEMZŐ MENNYISÉGEI

Elektromos alapjelenségek. Már az ókorban megfigyelték,
hogy megdörzsölés után a borostyánkő /görögül elektron/
és sok más test sajátos állapotot alakít ki maga körül:
a környezetébe kerülő anyagokra vonzó vagy taszítóerő hat
Az ilyen testre azt mondjuk, hogy elektromos állapotban
van. A testek elektromos állapotát az elektromos tölte-
sük okozza. Kétféle töltés van, a bőrrel dörzsölt üveg tölté-
sét pozitívnak nevezzük. Az azonos /egynemű/ töltések
között taszítóerők, az ellentétes /különnemű/ töltések között
vonzóerők hatnak. Egyes anyagokban a töltés könnyen
elmozdulhat. Ezeket vezetőknek nevezzük.

Az elektromos mező. Faraday elmélete szerint az elektro-
mos állapotban levő test maga körül elektromos mezőt
/erőteret/ kelt, amely a benne levő elektromosan töltött
testekre erőt fejt ki. Az elektromos mezőt töltéssel ellá-
tott próbatest segítségével vizsgálhatjuk: 1, A mezőnek ugyan-
abban a pontjában a különböző töltésű próbatestekre ha-
tó erő hatásvonala mindig ugyanaz, vagyis a mező minden
pontjában van egy /a próbatesttől független/ jellemző irány,
amelyet a mező által azon a helyen kifejtett erő jelöl ki.
2: A próbatestre ható erő egyenesen arányos a test töl-
tésével és függ annak a mezőben elfoglalt helyétől. Egy
vektoregyenletbe foglalva: $\vec{F} = Q\vec{E}$, vagyis a mező által ki-
fejtett erő mindig két olyan tényező szorzataként írható fel,
amelyek közül egyik csak a próbatestre, a másik csak a
mezőre jellemző. A testet jellemző Q skaláris mennyiség
a test töltése, az $\vec{E}$ vektormennyiség a hely függvénye,
neve térerősség. A térerősség tehát a mezőbe helyezett
pontszerű testre ható elektromos erőnek és a test töltésé-
nek a hányadosa: $\vec{E} = \frac{\vec{F}}{Q}$. Q egysége az 1 coulomb, 1 C.
1 C az a töltés, amely egy pontszerű próbatesten felhalmoz-
va egy másik ugyanakkora töltésű testre 1 m távolságból
$9 \cdot 10^9$ N erőt fejt ki. E egysége így $1 \frac{N}{C}$.

Erővonalak: Az elektromos mezőben húzható, folytonos gör-
bék, melyek érintői az érintési ponthoz tartozó térerősség
vektorának tartóegyenesei. Az erővonalaknak irányítást
adunk, nyílheggyel jelöljük rajtuk a térerősség irányát
Pl.



Megállapodás szerint
az erővonalakra
merőlegesen felvett
egységnyi területű
felületen keresztül annyi erővonalat veszünk fel, amennyi
az ottani térerősség nagysága. A merőlegesen felvett A területen át-
haladó erővonalak számát elektromos fluxusnak nevezzük. Jele Ψ
$\Psi = E \cdot A$, így egysége $1 \frac{Nm^2}{C}$
/lásd még 43. : feszültség, potenciál /

43. COULOMB TÖRVÉNYE

Coulomb 1785-ben torziós mérleggel meghatározta, hogy
két pontszerű töltés között ható erő egyenesen arányos
mindkét töltés nagyságával és fordítottan arányos a
köztük levő távolság négyzetével: $F = k \cdot \frac{Q_1 Q_2}{r^2}$. A k
arányossági tényező értéke következik a töltés definíci-
ójából, $k = 9 \cdot 10^9 \frac{Nm^2}{C^2}$. Az SI rendszerben a k helyett
az $\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi k} = 8{,}8 \cdot 10^{-12} \frac{C^2}{Nm^2}$ tényezőt használjuk. Neve
a vákuum dielektromos állandója. Ezzel Coulomb
törvénye: $F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q_1 Q_2}{r^2}$. Az erő iránya a két töltés
összekötő egyenesébe esik.

A Q pontszerű töltés keltette mező teljes elektromos fluxusa.
A tapasztalat szerint az erővonalak mindig töltésből in-
dulnak ki és oda futnak be, sohasem kezdődnek vagy
végződnek üres térben. Ezért mondjuk, hogy a töltések
a mező forrásai. A forrás erősségére jellemző, hogy mekko-
ra elektromos térerősséget gerjeszt, vagyis hány erővonal
indul ki belőle. Vegyük körül a Q ponttöltést egy r su-
garú koncentrikus gömbfelülettel. A gömbfelület mentén,
vagyis a Q töltéstől r távolságra a térerősség: $E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{r^2}$
/Coulomb törvénye szerint /. A gömbfelületet metsző erővona-
lak sűrűsége pedig $\frac{\Psi_{össz}}{4r^2\pi}$. Megállapodásunk szerint ez
egyenlő a térerősséggel, azaz $\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{r^2} = \frac{\Psi_{össz}}{4r^2\pi}$. Innen
a Q töltésből kiinduló összes erővonalszám: $\Psi_{össz} = \frac{1}{\varepsilon_0} Q$.

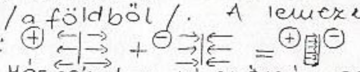
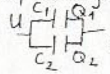
Forráserősség, Gauss tétele

A töltésből kiinduló összes erővonalszámot találóan forrás-
erősségnek nevezzük. Jele N_E. $N_E = \Psi_{össz}$. Egys. $N \cdot \frac{m^2}{C}$
Pontszerű Q töltés forráserőssége: $N_E = \frac{1}{\varepsilon_0} Q$.
Egy V térfogat forráserősségén a térfogatot végleg elhagyó erő-
vonalak számát értjük. Ha a térfogat pozitív és negatív tölté-
seket egyaránt tartalmaz, a forráserősséget e töltések algeb-
rai összegének $\frac{1}{\varepsilon_0}$-szorosa adja meg: $N_E(V) = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_V Q$.
Ez Gauss tétele.

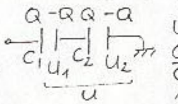
Az elektromos mező munkája. A feszültség.

A nyugvó töltéseloszlás elektromos mezőjének munkája füg-
getlen a pályagörbétől, csak a kezdő és végpont helyétől függ.
Az elektrosztatikus mező munkája tehát bármely zárt gör-
be mentén zérus. Az elektrosztatikus mező konzervatív.
Az A pontnak a B ponthoz viszonyított feszültségén az elekt-
romos mező által az A-ból B-be mozgó testen végzett mun-
kának és a test töltésének hányadosát értjük: $U_{AB} = \frac{W_{AB}}{Q}$.
A feszültség egysége 1 J/C = 1 V (volt)
Homogén mezőben $U_{AB} = \frac{F \cdot d}{Q} = \frac{E\,Q\,d}{Q} = E\,d$, ahol $d = \overline{AB}$.
Ponttöltés mezőjében: $U_{AB} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} Q \left(\frac{1}{r_A} - \frac{1}{r_B}\right)$, ahol $r_A = \overline{AQ}$, $r_B = \overline{BQ}$
Az A pont potenciálja: $U_A = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{r_A}$ $/U_{A\infty}/$. $U_{AB} = U_A - U_B$

44. KAPACITÁS, KONDENZÁTOROK

Vezetők az elektrosztatikus mezőben: Ha fémes vezető kerül elektromos mezőbe, abba a mező behatol. Ezért a semleges vezető belsejében levő pozitív és negatív töltésekre ellentétes irányú erő hat. A könnyen mozgó elektronok elmozdulnak. A töltésmozgás addig tart, míg az elmozduló töltések miatt keletkezett mező a fémbe behatoló mezőt ki nem oltja. Ekkor egyensúlyi állapot alakul ki. A semleges vezető töltéseinek külső mező hatására való szétválását elektromos megosztásnak nevezzük.
A kialakuló egyensúlyi állapotban a fém belsejében a térerősség zérus, ezért a potenciál a fém egész térfogatában és így a határfelületén is állandó. A fém felülete tehát ekvipotenciális felület. Mivel az erővonalak az ekvipotenciális felületekre mindig merőlegesek, a határfelületre is azok. Ha fémes vezetőt feltöltünk, a többlettöltés kizárólag a vezető külső felületén helyezkedik el /a Coulomb törvény következményeként/. Kísérletileg kimutatható, hogy a vezető nagy görbületű helyein nagyobb a töltéssűrűség, mint a kisebb görbületűeken. Fémcsúcsokon igen nagy lehet /csúcshatás/.
Kapacitás: A fémre vitt pozitív többlettöltés növeli a fém potenciálját. A potenciál a fémre vitt töltéssel egyenesen arányos: Q/U = áll. Ezt a fémtestre jellemző, alakja és mérete által meghatározott állandót a fémtest kapacitásának nev. Jele C. $C = Q/U$. Számértékileg a kapacitás megadja, hogy a vezető mekkora töltést képes befogadni egységnyi potenciálemelkedés kíséretében. Egysége 1 C/V. Neve farad. Jele F /$1\mu F = 10^{-6} F$, $1 nF = 10^{-9} F$, $1 pF = 10^{-12} F$/
Kondenzátorok. A kondenzátorok /sűrítők/ általában arra szolgálnak, hogy minél több töltést tároljanak minél kisebb feszültségen, vagyis minél nagyobb legyen a kapacitásuk. Ha egy fémlemezhez igen közel viszünk egy vele párhuzamos, leföldelt fémlemezt, akkor potenciálja lecsökken. Az elrendezést síkkondenzátornak nev. A földeletlen lemez Q töltése a másik lemezen megosztással $-Q$ töltést hoz létre /a földből/. A lemezek között homogén mező alakul ki:  A térerősség $E = \frac{U}{d}$, ahol d a lemeztáv. Másrészt a térerősség az erővonalsűrűséggel egyenlő $E = \frac{\Psi}{A}$, ahol A a lemezterület. Gauss tétele szerint $\Psi = \frac{Q}{\varepsilon_0}$, tehát $E = \frac{1}{\varepsilon_0}\frac{Q}{A}$. Innen $U = Ed = \frac{1}{\varepsilon_0}\frac{Q}{A}d$. A síkkondenzátor kapacitása a $C = \frac{Q}{U}$ értelmezés szerint $C = \frac{\varepsilon_0 A}{d}$.
Ha a kondenzátorlemezek közé szigetelőanyagot teszünk, a kapacitás ε_r-szeresére nő. ε_r a szigetelő relatív dielektromos állandója, dimenzió nélküli szám. Papírnál 2-3, üvegnél 6-12.
Kondenzátorok kapcsolása. 1, Párhuzamos kapcs. 

$Q = Q_1 + Q_2$
$CU = C_1U + C_2U$
$C = C_1 + C_2$

A rendszerre adott Q töltés úgy oszlik Q_1, Q_2 részekre, hogy az összekötött lemezek azonos potenciálon legyenek.
2, Soros kapcs. A szélső kond. szabad lemezére adott Q töltés megosztással minden lemezen Q abszolútértékű töltést hoz létre. 

$U = U_1 + U_2$
$\frac{Q}{C} = \frac{Q}{C_1} + \frac{Q}{C_2}$
$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$

A kondenzátor energiája: $[illegible] = \frac{1}{2}QU = \frac{1}{2}CU^2$
A kondenzá[illegible] kitöltő mező energiája: $W = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2 V$, energiasűrűsége: $\varrho = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2$

45. ELEKTROMOS ÁRAM

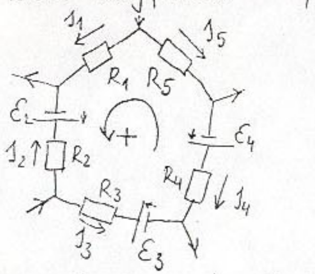
Töltéshordozók sokaságának rendezett mozgását elektromos áramnak nevezzük. A fémek könnyen elmozduló töltéshordozókat tartalmaznak /vezetési vagy szabad elektronok/. Ha egy fémtest két pontja között potenciálkülönbséget tartunk fenn, töltései nem maradnak egyensúlyban, a két pont között elektromos áram jön létre.
Az áram irányán a pozitív töltéshordozók irányát értjük, fémek esetében tehát az elektronok mechanikai mozgásával ellentétes irányt. Az áram erősségét a vezeték keresztmetszetén időegység alatt átáramló töltéssel mérjük: $I = \frac{Q}{t}$. Az áramerősség egysége $1\frac{C}{s} = 1 A$ /amper/. Az áramerősség egységének korszerűbb definíciója: két egymással párhuzamos egyenes, végtelen hosszúságú és elhanyagolhatóan kicsi, kör keresztmetszetű vezetőben, amelyek vákuumban egymástól 1 m távolságban helyezkednek el, akkor folyik 1 A erősségű áram, ha ennek hatására méterenként $2\cdot10^{-7}$ N erő hat rájuk /Az $F = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I_1 I_2}{d} l$ erőtörvény alapján/.
Ha az áramerősség időben nem változik, stacionárius vagy egyenáramról beszélünk. Az időben változó áram pillanatnyi erősségét az $I = \frac{\Delta Q}{\Delta t}$ hányadossal értelmezzük.
Az egyenáramot a fém belsejében fenntartott, időben állandó elektromos mező hozza létre és tartja fenn. A fém kristályrácsa ugyanis a rácsrezgések és rácshibák miatt nem engedi teljesen akadálytalanul mozogni a vezetési elektronokat, ezért azok egyirányú /rendezett/ mozgásának fenntartásához vezetékirányú erőre van szükség.
Elektromos áram folyadékokban. Savak, sók, bázisok vizes oldatai /elektrolitok/ vezetik az elektromos áramot. Ennek magyarázata, hogy oldódáskor a sók, valamint az erős savak és bázisok ionokból álló kristályrácsa szétesik, és az oldatban ionok keletkeznek /disszociáció/. Az áramforrás feszültségének hatására a pozitív ionok /kationok/ a negatív pólus /katód/, a negatív ionok /anionok/ pedig a pozitív pólus /anód/ felé mozognak. Ezután az ionok kiválnak az egyes elektródákon /elsődleges folyamat/, sok esetben azonban a kiváló ionok molekulává alakulnak, vagy az oldószerrel, vagy az elektródák anyagával vegyi reakcióba lépnek /másodlagos folyamat/. Faraday I. törvénye: Az elektrolitból kiváló anyag m tömege arányos az áramerősséggel és az elektrolízis idejével: $m = k\cdot I\cdot t$, ahol a k arányossági tényező az elektrokémiai egyenérték. Faraday II. törvénye: Az elektrokémiai egyenérték a kémiai egyenértéksúllyal /a relatív atomsúly (molekulasúly) és a vegyérték hányadosával/ arányos. Az arányossági tényező a Faraday-állandó: 1 molnyi 1 vegyértékű anyag kiválasztásához szükséges töltésmennyiség: 96 500 C. A Faraday-törvényekből következik, hogy az elektromo[illegible] meghatározott elemi részecskékből áll. Az elemi elektromos tö[illegible]t a Faraday-állandó és az Avogadro-szám hányadosa [illegible]: $96500 C / 6\cdot10^{23} = 1{,}6\cdot10^{-19} C$

46 OHM-TÖRVÉNY

A fémes vezetéknek a benne levő töltések mozgásával szemben mutatott, a közegellenálláshoz hasonlítható viselkedését a fém elektromos ellenállásának nevezzük. Ohm állapította meg kísérletileg, hogy az áramerősség a vezeték két rögzített pontja között mérhető feszültséggel egyenesen arányos, vagyis $\frac{U}{I}$ = állandó. Látható, hogy ez az állandó alkalmas a vezetékszakasznak az árammal szemben kifejtett ellenállása jellemzésére. Így tehát az AB vezetékszakasz R_{AB} ellenállása (rezisztencia) az ezen a szakaszon mérhető U_{AB} feszültség és a hatására létrejövő áram erősségének a hányadosa. $R_{AB} = \frac{U_{AB}}{I}$.
Az ellenállás egysége a $\frac{V}{A}$, neve ohm, jele: Ω.
Mérésekből következik, hogy egy adott hengeres, A keresztmetszetű, homogén anyagú fémes vezeték l hosszúságú szakaszának ellenállása egyenesen arányos a vezeték hosszával és fordítottan arányos a vezeték keresztmetszetével: $R = \rho \cdot \frac{l}{A}$, ahol a ρ arányossági tényező a vezeték anyagára jellemző ún. fajlagos ellenállás (rezisztivitás): $\rho = \frac{RA}{l}$, amelynek mérőszáma az egységnyi keresztmetszetű, egységnyi hosszúságú vezeték ellenállásának számértékével egyenlő.
A fajlagos ellenállás SI-egysége az $1 \frac{\Omega m^2}{m} = 1 \Omega m$, azonban ez túl nagy egység. A gyakorlatban az $1 \frac{\Omega mm^2}{m}$ egységet használjuk.
A fajlagos ellenállás függ a hőmérséklettől is, az alábbi függvény szerint: $\rho = \rho_{20} (1 + \alpha_{20} \Delta t)$, ahol α_{20} a 20 °C-hoz tartozó hőmérsékleti együttható (hőfoktényező) és $\Delta t = t - 20$ °C.
A technikában gyakran használatos még az ellenállás reciproka: $G = \frac{1}{R}$, amit vezetésnek, és a fajlagos ellenállás reciproka: $\sigma = \frac{1}{\rho}$, amit fajlagos vezetésnek nevezünk.

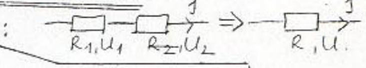
47. KIRCHHOFF-TÖRVÉNYEK

A Gauss-tételből következik, hogy egy fémes vezető belsejében töltések nem halmozódhatnak fel. Ennek az áramukra nézve fontos következménye van: a vezeték bármely keresztmetszetén azonos az áramerősség értéke. Ennek az áramelágazásoknál különösen fontos szerepe van. Ha az áramkörben elágazások is vannak, összetett áramkörről beszélünk. Kirchhoff I. törvénye, a csomóponttörvény kimondja, hogy bármely elágazási pontba befolyó áramok erősségének összege egyenlő az onnan kifolyó áramok erősségének összegével, vagyis $\sum I_{be} = \sum I_{ki}$.
A vezeték belsejében időben állandó töltéseloszlás által keltett, tehát konzervatív elektromos mező van, ezért bármely zárt görbére számítva a mező munkavégzése zérus. Kirchhoff II. törvénye, a huroktörvény zárt áramkörökre vonatkozik: Stacionárius árammal (egyenárammal) átjárt hálózat bármely zárt áramkörében az egyes szakaszokhoz tartozó $I_k R_k$ feszültségesések összege egyenlő az áramkörben ható $\mathcal{E}_k$ elektromotoros erők összegével, ha az I_k áramokat és az $\mathcal{E}_k$ elektromotoros erőket a választott körüljárási iránynak megfelelő előjellel látjuk el. Az $\mathcal{E}_k$ elektromotoros erő



iránya az áramforrás negatív sarkától a pozitív felé mutat, vagyis annak az áramnak az iránya, melyet $\mathcal{E}_k$ létrehozna!
Az ábra szerinti áramkörre a huroktörvény
$I_1 R_1 - I_2 R_2 + I_3 R_3 - I_4 R_4 - I_5 R_5 = \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_3 - \mathcal{E}_4$
Ha a megfelelő előjeleket magukba, az I_k-kba és $\mathcal{E}_k$-kba beleértjük, akkor a huroktörvény általános alakja: $\sum I_k R_k = \sum \mathcal{E}_k$

Ellenállások soros kapcsolása:

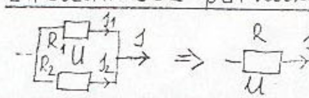


$\frac{U_1}{R_1} = \frac{U_2}{R_2}$

$\frac{U_1}{U_2} = \frac{R_1}{R_2}$

$U_1 + U_2 = U$
$I R_1 + I R_2 = I R$
$R_1 + R_2 = R$.

Ellenállások párhuzamos kapcs.:



$I_1 \cdot R_1 = I_2 \cdot R_2$
$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1}$

$I_1 + I_2 = I$
$\frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2} = \frac{U}{R}$
$\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} = \frac{1}{R}$.

48. JOULE-TÖRVÉNY

Ha Q töltésű test U feszültségű pontok között elmozdul, akkor a mező rajta $W = Q \cdot U$ munkát végez. Ez a munka vákuumban a töltéshordozó $\frac{1}{2}mv^2$ mozgási energiáját növeli. Nyugalomból indulva így $v = \sqrt{2\frac{q}{m}U}$ sebességre tesz szert. Ha viszont a töltéshordozók fémben vannak, azok „rendezett" sebessége rendkívül kicsiny marad (nagyságrendben 10^{-2} mm/s). Az áramló töltéshordozók tehát a mezőből folyamatosan felvett energiát folyamatosan le is adják a fém ionrácsának, aminek következtében a fém felmelegszik, vagyis a belső energiája megnő. Ezt az energianövekedést nevezzük Joule-hőnek. A Joule-hőt megkapjuk, ha meghatározzuk azt a munkát, amelyet a mező a vezeték vizsgált szakaszán t idő alatt végez, ha a végpontok között U a feszültség, és a vezetékben I erősségű áram folyik: $W = Q \cdot U = I \cdot t \cdot U$, tehát a Joule hő: $W = I \cdot U \cdot t$ Ohm törvényének felhasználásával a munka még így is írható: $W = IUt = I^2Rt = \frac{U^2}{R}t$

Az R ellenállású vezetékszakaszon leadott energia egyenesen arányos a szakasz ellenállásával, az áramerősség négyzetével és az eltelt idővel. Ez Joule törvénye.

Az áramkör részeinek (pl az izzólámpának) a hőmérséklete nem növekszik korlátlanul, mert folyamatos hősugárzással a környezetének adja át a felvett energiát. A vezeték és környezete között dinamikus hőegyensúly alakul ki: a felvett és kisugárzott energia megegyezik. Gyakorlati fontossága van a fogyasztók időegység alatt felvett energiájának, más szóval a felvett (a mező által leadott) teljesítmény ismeretének. A $P = \frac{W}{t}$ értelmezés szerint $P = I \cdot U = I^2R = \frac{U^2}{R}$

Sorbakapcsolt vezetékszakaszok közül azon fejlődik több hő, amelyiknek nagyobb az ellenállása $/I_1 = I_2/$

Párhuzamosan kapcsolt vezetékszakaszok közül azon fejlődik több hő, amelyiknek kisebb az ellenállása $/U_1 = U_2/$

49. IDŐBEN ÁLLANDÓ MÁGNESES MEZŐ (ERŐTÉR)

Első kísérlet: Ha két egymás mellett lazán felfüggesztett hajlékony vezetékben áramot indítunk, a két vezeték összerándul vagy elhajlik egymástól attól függően, hogy azonos vagy ellentétes a bennük folyó áram iránya. Mivel számottevő többlettöltés az áramvezetőkön nem halmozódik fel, nyilvánvaló, hogy az elektrosztatikai kölcsönhatástól eltérő jelenséggel állunk szemben. Az áramjárta vezetékek kölcsönhatását egy újfajta mező létrejöttével írhatjuk le, amelyet mozgó töltések keltenek és amely nyugvó töltésre nem, csak mozgó töltésekre fejt ki erőt.

Második kísérlet: Ha hosszú egyenes vezetéket kifeszítünk pl É-D irányba és alatta iránytűt helyezünk el, akkor az iránytű kilendül eredeti helyzetéből, mihelyt áramot bocsátunk a kifeszített vezetékbe. Vagyis az áramok a közelükben levő mágneses anyagokra erőt fejtenek ki. Ezért feltesszük, hogy az áramvezetők körül kialakuló mező ugyanolyan eredetű, mint a mágnesek körül kialakuló és az áramok közötti kölcsönhatást mágneses kölcsönhatásnak nevezzük. Az olyan mezőt, amelyet mozgó töltések keltenek és amely csak mozgó töltésekre fejt ki erőt, mágneses mezőnek nevezzük.

A mágneses mező tulajdonságainak vizsgálatára alkalmas próbatest egy köráram, melynek erősségét és méreteit változtatni tudjuk. Ezt az eszközt magnetométernek nevezzük. Tapasztalatok: A mágneses mező a magnetométerre forgatónyomatékot gyakorol, amelynek nagysága függ a helytől és a magnetométer síkjának helyzetétől is. A mező bármely pontjában van egy és csakis egy irány, amelybe a magnetométer tengelye beáll, akár az iránytű. A mező adott pontjában mérhető maximális forgatónyomaték egyenesen arányos a magnetométer áramának erősségével, a vezeték által körülhatárolt területtel és független a kereszt alakjától: $M_{max} = B \cdot I_m \cdot A_m$ A B mennyiség a mező pontjait jellemzi, mágneses indukciónak nevezzük. Egysége $1 \frac{Vs}{m^2}$, neve tesla, jele T. A mágneses mező indukciójának nagysága tehát: $B = \frac{M_{max}}{I_m A_m}$. Iránya az egyensúlyi helyzetbe eső magnetométer tengelyével párhuzamos a jobbkézszabály szerint: $I \circlearrowright \rightarrow B$

50. INDUKCIÓVEKTOR

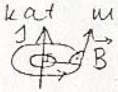
A mágneses indukcióvektor a mágneses mező pontjait jellemző vektormennyiség. A mágneses mező bármely pontjában meghatározhatjuk az indukció nagyságát és irányát is magnetométer segítségével /ld. 49. tétel/

A mágneses mező azon vonalait, amelyek érintői az érintési pontbeli mágneses indukció, $\vec{B}$ vektorának tartóegyenesei, a mágneses mező indukcióvonalainak nevezzük.

Az A területen merőlegesen áthaladó indukcióvonal-számot mágneses fluxusnak nevezzük / területegységenként B db indukcióvonalat rajzolunk /. Jele Φ.

$\Phi = B \cdot A$, egysége 1 Vs = 1 W (weber)

Ha a legkülönbözőbb alakú és erősségű áramok által keltett mágneses mező indukcióvonalait magnetométerrel meghatározzuk, azt tapasztaljuk, hogy e vonalak hurokszerűen körülveszik az áramokat, vagyis az indukcióvonalak nemcsak zártak, hanem az áramokat meg is kerülik, az áramok örvényes mezőt keltenek.



Az indukcióvonalakat a jobbkézszabály szerint kell megrajzolni

Speciális áramelrendezések mágneses mezője

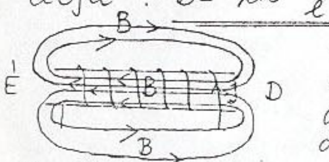
Végtelen hosszú egyenes áramvezető mágneses tere:

Az I árammal átjárt vezetőtől R távolságban az indukcióvektor nagysága $B = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I}{R}$, μ_0 a vákuum mágneses permeabilitása. $\mu_0 = 1{,}256 \cdot 10^{-6} \frac{Vs}{Am}$

B irányát a jobbkézszabály szerint kapjuk. /ld fent/

Körvezető Az I árammal átjárt R sugarú körvezető középpontjában a mágneses indukcióvektor nagysága $B = \frac{\mu_0}{2}\frac{I}{R}$, iránya a jobbkézszabály szerint: I ⟶ B

Hosszú egyenes tekercs Az I árammal átjárt, N menetszámú, l hosszúságú egyenes tekercs belsejében homogén mágneses mező alakul ki, melynek indukciója: $B = \mu_0 \frac{NI}{l}$. Irányát a jobbkézszabály adja meg.



Az áramjárta tekercs úgy viselkedik, mint egy kétpólusú mágnes. /Viszont a mező a tekercs belsejében is folytatódik! /

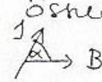
Körtekercs (toroid): Toroid középköre mentén a mágneses indukció nagysága: $B = \mu_0 \frac{NI}{2R_k\pi}$, ahol R_k a középkör sugara.

Ha a mágneses mező valamilyen anyag /pl vasmag/ tölti ki, az indukció: $B = \mu_r B_0$, μ_r: relatív permeabilitás

51. LORENTZ-ERŐ

Az áramjárta vezetőre ható erő. Az áramjárta vezetőre a mágneses mező erőt fejt ki. Mérések alapján a homogén, $\vec{B}$ indukciójú mágneses mező a benne levő az indukcióvonalakra merőleges, I erősségű áram által átjárt vezető l hosszúságú szakaszára az áramerősséggel és a vezetőszakasz hosszával arányos erőt fejt ki. Az erő nagysága: $F = BIl$. Iránya a vezetőre és a $\vec{B}$-re is merőleges a jobbkézszabály szerint:

Ha az indukció nem merőleges a vezetőre, akkor az indukció vezetőre merőleges összetevőjével kell számolni: $F = B \cdot I \cdot l \sin\alpha$

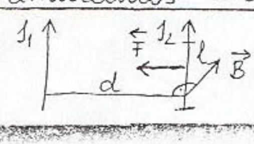


Mozgó töltésre ható erő Mozgó töltésre a mágneses mező erőt fejt ki. Az előzőek szerint, ha egy Q töltésű test Δt idő alatt a $\vec{B}$ indukcióra merőleges $\vec{v}$ sebességgel haladva megtesz $l = v\Delta t$ utat, akkor az $F = B \cdot I \cdot l$ törvény alapján $F = B \cdot \frac{Q}{\Delta t} v\Delta t = BvQ$ erő hat a testre. Ha az indukcióvektor és a sebesség α szöget zár be, akkor a mozgó töltésre ható erő nagysága $F = BvQ \sin\alpha$. Iránya a sebességre és a mágneses indukcióra is merőleges a jobbkézszabály szerint. A mágneses mező részéről a mozgó töltésre ható erőt Lorentz-erőnek nevezzük.

A mozgó töltés pályája mágneses mezőben. Mozogjon a pontszerű töltés homogén mágneses mezőben az indukcióvonalakra merőleges $\vec{v}$ sebességgel. Ekkor a Lorentz-erő $F = BvQ$ nagyságú és minden pillanatban merőleges a sebességre. Mivel ez az erő nem végez munkát /merőleges lévén a mozgás irányára/, a sebesség abszolút értéke és így az erő nagysága is állandó. A Lorentz erő csak a sebesség irányát változtatja meg. A test pályája így kör lesz. A mozgásegyenlet szerint $F = m\frac{v^2}{R}$. A Lorentz-erőtörvény alapján $F = BvQ$. Így $BvQ = m\frac{v^2}{R}$, ahonnan $R = \frac{mv}{BQ}$. $T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{BQ}$.

Ha a test sebessége és az indukció α szöget zár be, akkor a mozgás pályája egyenletes emelkedésű csavarvonal.

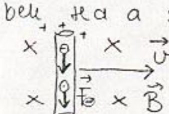
Párhuzamos áramvezetők között ható erő



Az I_1 áram a második vezető helyén $B = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I_1}{d}$ indukciót kelt. Ezért a második vezető l szakaszára ható erő: $F = BI_2l = \frac{\mu_0}{2\pi} I_1 I_2 \frac{l}{d}$

52 ELEKTROMÁGNESES INDUKCIÓ

Mozgási indukció Mozgassunk fémes vezetőt mágneses mezőben. Ha a sebesség nem párhuzamos az indukció vonalakkal,

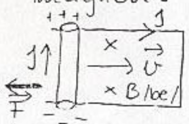


akkor a Lorentz-erő hatására a vonnyen mozgó elektronok a fémen belül elmozdulnak, így a fém töltései bizonyos mértékig szétválnak. A szétválás addig tart, míg az így keletkező elektrosztatikus mező a fémen belül egyensúlyt nem hoz létre a mágneses Lorentz erővel. Az egységnyi töltés szétválasztására fordított munkát indukált elektromotoros erőnek nevezzük. Jele $\mathcal{E}_i$.

Az indukált feszültség kiszámítása Legyen a vezető merőleges az indukcióra, a sebesség pedig mindkettőre. A vezető belsejében levő töltésre ható Lorentz erő: $F = e\cdot vB$. Az ezzel egyensúlyt tartó elektrosztatikai erő $F = eE$. Így $evB = eE$, tehát $E = vB$. A feszültség az l hosszúságú vezető két vége között $U = E\cdot l$. Az indukált feszültség tehát a vezető két vége között $\underline{U_i = Bvl}$

Ha a $\vec{v}$ sebesség és a $\vec{B}$ indukció α szöget zár be, akkor $\underline{U_i = Bvl \sin\alpha}$. /Az indukált e.m.e. ellentétes esésű./

Indukált áram. Ha a mozgó vezetéket fémesen zárt áramkörré egészítjük ki /sínen csúsztatjuk/, akkor a körben áram indul meg. Abban a pillanatban azonban, amikor a mozgó vezetékben I erősségű áram folyik, újabb mágneses erő lép fel, $F = B\cdot I\cdot l$ nagyságú. Ennek az



erőnek az iránya a jobb kéz szabály szerint a vezető sebességével ellentétes, így a vezető mozgását /az indukciót létrehozó hatást/ akadályozza. Ez Lenz törvénye, ami az energiamegmaradás törvényének felel meg.

Nyugalmi indukció Kapcsoljuk ki-be egy tekercs áramkörét. Ha ennek közelébe egy másik tekercset helyezünk, a vele sorba kapcsolt középállású ampermérő mutatója minden kapcsolásnál jobbra-balra kitér. Ez a nyugalmi indukció. Magyarázata: Az első tekercs változó mágneses mezője maga körül elektromos mezőt hoz létre, amely elér egészen a második tekercsig és abban a töltéseket „megragadva" áramot indít. Ezt a mezőt tehát közvetlenül nem töltések hozzák létre, hanem változó mágneses mezők. Most is érvényes Lenz törvénye: az indukált elektromos mező a zárt vezetőkörben olyan irányú áramot kelt, mely mágneses mezőjével az őt keltő hatást akadályozza.

Faraday-féle indukciós törvény: Zárt vezetőben indukált feszültség arányos a vezető által körülhatárolt indukció-fluxus időegységre jutó megváltozásával, de független a vezetőkör alakjától és területétől: $U_i = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$, tekercsre: $U_i = -N\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$

53. ÖNINDUKCIÓ

Ha egy tekercsben áram indul meg, vagy az áram erőssége megváltozik, akkor a tekercsben változik a mágneses fluxus is, így a tekercsben indukált feszültség keletkezik. Ez az önindukció. A tekercs önmagával való csatolásának szorosságát fejezi ki az önindukciós együttható, amelyet a következő egyenlet definiál: $U_{öi} = -L\frac{\Delta I}{\Delta t}$

Az induktivitás egysége $1\frac{Vs}{A}$, neve henry, jele H.

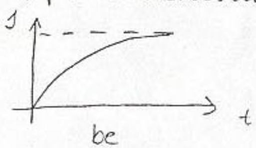
1 H az induktivitása annak a vezetékrendszernek, melyben 1 s alatt végbemenő 1 A egyenletes áramerősség-változás hatására 1 V indukált feszültség keletkezik.

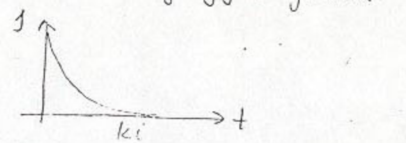
Mivel egyrészt $U_{öi} = -N\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$, másrészt $U_{öi} = -L\frac{\Delta I}{\Delta t}$, a két kifejezés összehasonlításából következik az L induktivitás és az $N\Phi$ tekercsfluxus közötti kapcsolat: $N\Phi = LI$. /ugyanis, ha $I = 0$, akkor $\Phi = 0$/.

Hosszú egyenes tekercs induktivitása: $N\Phi = LI$ alapján

$NBA = LI$, $N\mu_0\frac{NI}{l}A = LI$, tehát $L = \mu_0\frac{N^2A}{l}$

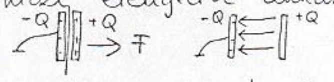
Az önindukció jelenségének fontos szerepe van tekercseket tartalmazó áramkörök be és kikapcsolásakor. Bekapcsoláskor késik az áram maximális erőssége a sokmenetű, vasmagos tekercsben a bekapcsolás pillanatához képest, kikapcsoláskor pedig az áram szikra formájában még tovább tart. Ha az áramforrást rövidrezárással iktatjuk ki, az áram lassan cseng le. Ezek Lenz törvényének a következményei: bekapcsoláskor az indukált feszültség ellenkező irányú, mint a növekvő áram, kikapcsoláskor pedig a már kialakult árammal egyirányú, mert annak csökkenését, vagyis az őt létrehozó változást akadályozza. Indukciós tekercsek kikapcsolásánál igen nagy önindukciós feszültségek léphetnek fel, amelyek károsíthatják a vezeték szigetelését. Bekapcsoláskor és kikapcsoláskor az áramerősség exponenciálisan változik az idő függvényében





54 ENERGIASŰRŰSÉGEK

A feltöltött kondenzátor energiája Építsünk fel elektromos mezőt oly módon, hogy két ellentétes töltésű, egymásra simuló fémlapot egymástól d távolságra húzunk. Az egyik lemezt mozgatva, állandó $F = E \cdot Q$ erővel d úton végzünk munkát. A lemezt elengedve annak ugyanekkora energiája lesz.



A lemezek közötti összes erővonal fele az egyik, fele a másik lemez töltésétől származik.

Az általunk végzett munka: $W = Fd = EQd$, ahol Q az egyik lemez töltése és E a másik lemeztől származó térerősség, ami a lemezek közötti térerősség fele /lásd fent/.
$E = \frac{1}{2}\frac{1}{\varepsilon_0}\frac{Q}{A}$, tehát $W = \frac{1}{2}\frac{1}{\varepsilon_0}\frac{Q}{A}Qd = \frac{1}{2}\frac{Q^2}{C}$. Így a feltöltött kondenzátor elektromos energiája: $W_{el} = \frac{1}{2}\frac{Q^2}{C} = \frac{1}{2}QU = \frac{1}{2}CU^2$

Ez az összefüggés nemcsak síkkondenzátorra, hanem bármilyen C kapacitású, Q töltésű rendszerre is igaz.

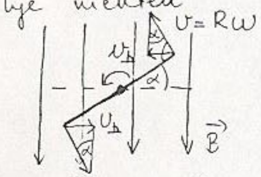
Az elektromos mező energiája és energiasűrűsége. Már Faraday is úgy gondolta, hogy a kondenzátor energiája nem a lemezekre vitt töltésben, hanem a lemezek közötti elektromos mezőben halmozódik fel. A mező energiája: $W = \frac{1}{2}CU^2$, ahol $C = \varepsilon_0\frac{A}{d}$ és $U = E \cdot d$, így $W = \frac{1}{2}\varepsilon_0\frac{A}{d}E^2d^2 = \frac{1}{2}\varepsilon_0 AdE^2 = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2 V$, ahol V a homogén mező térfogata.
Homogén elektromos mező teljes energiája arányos a térerősség négyzetével és a mező által kitöltött térfogattal.
Ha a mező inhomogén, akkor a térerősség pontról pontra változik. Ezért célszerű a térfogategység energiáját kifejező energiasűrűséget bevezetni a következő értelmezéssel:
$\varrho_{el} = \frac{\Delta W}{\Delta V}$ Az elektromos mező energiasűrűsége ezek alapján $\varrho_{el} = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2$. Az inhomogén mező energiája a tér kis, homogénnek tekinthető tartományokra való osztásával az energiasűrűségből összegezéssel számítható: $W = \sum \frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2 \Delta V$

Meggondolásainkból következik, hogy ahol elektromos mező van, ott mindig van energia is!
Az elektromos mezőnek tehát fontos anyagi tulajdonsága van: energiát hordoz.

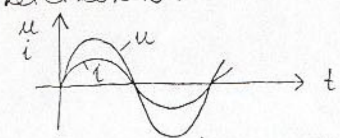
Tekercs mágneses mezőjének energiája egyenlő azzal a munkával, melyet az áramforrás végez ahhoz, hogy létrehozza a vezeték I áramához tartozó $\vec{B}$ indukciójú mágneses mezőt. A számítások szerint $W_{mág} = \frac{1}{2}LI^2$. Fejezzük ki ezt a mező jellemzőivel. Mivel $L = \mu_0\frac{N^2A}{l}$ és $I = \frac{Bl}{\mu_0 N}$, így $W_{mág} = \frac{1}{2}\mu_0\frac{N^2A}{l}\frac{B^2l^2}{\mu_0^2N^2} = \frac{1}{2\mu_0}B^2Al$, azaz $W_{mág} = \frac{1}{2\mu_0}B^2V$. A mező energiasűrűsége $\varrho_{mág} = \frac{1}{2\mu_0}B^2$.

55. VÁLTAKOZÓ ÁRAM

Váltakozó áram előállítása: A mozgási indukció jelenségét a galvánelemeknél hatásosabb áramforrások létrehozására használhatjuk fel. Állandómágnes közelítőleg homogén mezőjében forgassunk állandó ω szögsebességgel téglalap-alakú vezetőkeretet az indukcióra merőleges tengelye mentén.

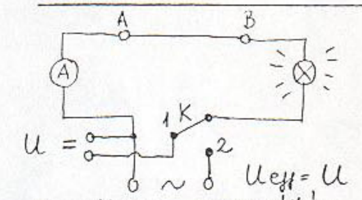


A vezeték mindkét l_1 hosszúsági szakaszában $\mathcal{E}_i = Bl_1 v \sin\alpha$ töltésszétválasztó elektromotoros erő indukálódik, a keretben keletkező teljes e.m.e nagysága $\mathcal{E}_i = Blv\sin\alpha$, ahol l a B-re merőleges forgástengellyel párhuzamos vezetékpár összhossza. /A másik két vezetékdarabban hosszirányú e.m.e nem keletkezik./ Az indukált elektromotoros erő értéke a szög függvényében változik. Pillanatértéke az idő függvényében is kifejezhető, ha az $\alpha = \omega$ összefüggést felhasználjuk: $\mathcal{E}_i = Blv\sin\omega t$. Ha a keret kivezetései nem zártak, végpontjaik között ugyanekkora indukált feszültség is keletkezik: $u_i = Blv\sin\omega t$. Ez a feszültség csúcsértékét $\sin\omega t = 1$ esetén veszi fel, vagyis $U_m = Blv$. Így tehát az időben szinuszosan változó, ún. váltakozó feszültséget kapunk: $u = U_m \cdot \sin\omega t$. Ha a forgatott keret kivezetéseit /pl. csúszóérintkezők útján/ álló fogyasztóhoz vezetjük, abban időben változó elektromos áram folyik. Ohm törvénye szerint: $i = \frac{U_m}{R}\sin\omega t = i_m \sin\omega t$
vagyis a feszültséggel azonos fázisban váltakozóáram keletkezik.



A váltakozóáram effektív értékei. A mérőműszerek általában a pillanatnyi értékek helyett az áram hőhatásával értelmezett ún. effektív (hatásos) értéket mérik.
A váltakozóáram effektív feszültségén ill. áramerősségén annak az egyenáramnak a feszültségét ill. áramerősségét értjük, amely ugyanabban a vezetőben /tehát ugyanakkora R ellenálláson ugyanannyi idő alatt ugyanannyi hőt fejleszt, mint az adott váltakozóáram.
$U_{eff} = \frac{U_m}{\sqrt{2}}$ és $I_{eff} = \frac{i_m}{\sqrt{2}}$. Az áram effektív munkája ill. teljesítménye tehát ugyanúgy írható fel, mint az egyenáramoknál: $W = I U_{eff} \cdot t = I_{eff}^2 R \cdot t = \frac{U_{eff}^2}{R}t$.
$P = U_{eff} \cdot I_{eff} = I_{eff}^2 \cdot R = \frac{U_{eff}^2}{R}$.

56. VÁLTAKOZÓ ÁRAMÚ ELLENÁLLÁSOK



Az A és B pontok közé felváltva beiktathatunk
- vagy ellenállású egyenes huzalt
- az előbbivel azonos ellenállású, sokmenetes vasmagos tekercset,
- kondenzátort.

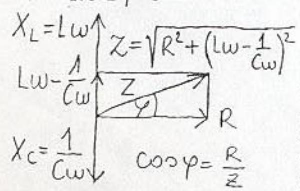
Ohmikus ellenállás: Kapcsoljuk először az egyenes vezetéket egyenáramú áramforrásra. A lámpa világít, a műszer áramot jelez. Váltakozó feszültségre kapcsolva /$U_{eff} = U$/ ugyanazt tapasztaljuk, mint az előbb, tehát az egyenes vezeték ellenállása azonos egyen és váltakozóárammal szemben $R = \rho \frac{l}{A}$. Ezt ohmikus ellenállásnak /rezisztenciának/ nev. Mivel Ohm törvénye a pillanatnyi értékekre fennáll, ezért a csúcsértékekre is, tehát az effektív értékekre is.

Induktív ellenállás: Kapcsoljuk az AB pontok közé a tekercset. Egyenfeszültség esetén az áramerősség és az izzó világítása változatlan. Ha viszont váltófeszültségre kapcsoljuk, az áramerősség jóval kisebb lesz, az izzó alig világít. Ha a vasmagot beljebb toljuk, tehát a tekercs induktivitását növeljük, akkor az áramerősség tovább csökken. Ha a váltóáram frekvenciáját növeljük, az áramerősség akkor is csökken. A tekercsnek a váltóárammal szemben tanúsított többletellenállása az önindukció következménye. Induktív ellenállásnak nevezzük, jele X_L. Egysége 1 ohm.

Ideális tekercs esetén /R=0/ a tekercsre kapcsolt $u_k = U_0 \sin \omega t$ feszültség abban $i = i_0 \sin(\omega t - 90°)$ időfüggésű áramot hoz létre, vagyis az áram 90°-kal késik a kapocsfeszültséghez képest. A tekercs induktív ellenállása $X_L = L \cdot \omega$.

Kapacitív ellenállás: Kapcsoljuk az AB pontok közé a kondenzátort. Egyenfeszültségnél nyilván nem folyik áram, viszont váltakozó feszültségnél igen. Az áram erőssége nő, ha növeljük a kapacitást és a frekvenciát. A kondenzátorra kapcsolt $u_k = U_0 \sin \omega t$ feszültség a körben $i = i_0 \sin(\omega t + 90°)$ időfüggésű áramot hoz létre, vagyis az áram 90°-kal siet a kapocsfeszültséghez képest. A kondenzátor kapacitív ellenállása $X_C = \frac{1}{C\omega}$.

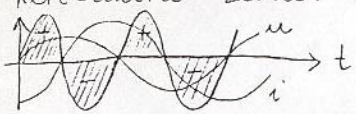
Soros RLC kör: Ha ellenállást, tekercset és kondenzátort sorba kapcsolunk és a rendszerre $u_k = U_0 \sin \omega t$ feszültséget kapcsolunk, akkor $i = i_0 \sin(\omega t - \varphi)$ időfüggésű áram jön létre. A $Z = \frac{U_{eff}}{I_{eff}}$ eredő ellenállást impedanciának nevezzük. Az impedanciát és a φ fáziseltolódási szöget vektorábra segítségével könnyen kiszámíthatjuk. /A kondenzátoron a feszültség csúcsértéke az U_R csúcsértékéhez képest 90°-kal késik, a tek... 90°-kal siet/



Pill. értékekre ... az effektívekre: $U_{..} = \sqrt{U_R^2 + (U_{L..} - U_{C..})^2}$

57 A VÁLTAKOZÓ ÁRAMÚ TELJESÍTMÉNY

Az ohmikus ellenállással (rezisztenciával) rendelkező áramköri elemen a váltakozóáram $P = U_{eff} \cdot I_{eff} = I_{eff}^2 \cdot R = \frac{U_{eff}^2}{R}$ teljesítményt ad le. Ennek megfelelően az R ellenálláson leadott energia („az áram munkája") t idő alatt: $W = U_{eff} \cdot I_{eff} \cdot t = I_{eff}^2 \cdot R \cdot t = \frac{U_{eff}^2}{R} t$. Ez a munkavégzés nyugvó vezetékek esetén teljes egészében a vezeték belső energiáját növeli /Joule hő/. Ha azonban az áramerősség és a feszültség nincs fázisban, vagyis az áramköri elemnek nemcsak ohmikus ellenállása van, a pillanatnyi feszültség és áramerősség szorzatának grafikonja /a pillanatnyi teljesítmény görbe) értékei pozitív és negatív értékeket egyaránt felvesznek. Így a végzett munka előjele is egyes intervallumokban pozitív, másokban negatív. A pozitív munkák jelentik az ellenálláson leadott és az elektromos és mágneses mezők felépítésére fordított energiák összegét, a negatív munkák pedig a felépült mezők megszűnése során a hálózatba visszatáplált energiát. A két érték különbsége a hatásos munka, ami a fogyasztó R ellenállásán hővé alakul /vagy esetleg mechanikai munkát fedez pl. motorokban/. A pozitív periódusban az áramkör fogyasztóként, a negatívban áramforrásként működik. Ha a fáziskülönbség az áram és a kapocsfeszültség között +90° vagy −90°, akkor a teljesítménygörbe alatti terület negatív és pozitív részei egyenlőek. Az áram munkája ekkor minden befejezett periódusra zérus. Az ilyen áramot meddő /watt nélküli/ áramnak nevezzük.



Ha a fáziskülönbség tetszőleges φ $(-90° \leq \varphi \leq +90°)$, a hatásos (vagy wattos) teljesítmény $P = I_{eff}^2 \cdot R$. Ez kifejezhető a kapocsfeszültséggel is, figyelembe véve a fáziseltolódás szögét. Mivel $\cos\varphi = \frac{R}{Z}$ és $Z = \frac{U_{eff}}{I_{eff}}$, ezért

$$P = I_{eff}^2 \cdot Z \cdot \cos\varphi = I_{eff}^2 \cdot \frac{U_{eff}}{I_{eff}} \cdot \cos\varphi = I_{eff} \cdot U_{eff} \cdot \cos\varphi$$

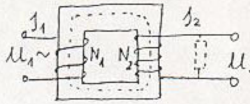
Ennek megfelelően a leadott energia (munka):

$W = I_{eff} \cdot U_{eff} \cdot t \cdot \cos\varphi$. A $\cos\varphi$ értéket teljesítménytényezőnek nevezzük.

Az $I_{eff} \cdot U_{eff}$ szorzatot a váltakozóáram látszólagos teljesítményének nevezzük. Ez az adott feszültség és ohmikus ellenállás esetén elérhető legnagyobb teljesítmény /$\varphi = 0$/. Az elektromos gépeknél a látszólagos teljesítményt szokták megad[ni], mivel a vezetékeket max áramerősségre és teljesítményre kell méretezni. Egysége a VA /voltamper/

58. TRANSZFORMÁTOR

A transzformátor feladata a váltakozófeszültségek amplitúdójának az átalakítása. A kölcsönös indukció elvén működik.



Az elektromos energiát felvevő tekercset primer, a leadó tekercset szekunder tekercsnek nevezzük. A két tekercs közös, zárt, lemezes vasmagra van csévélve, ezért a szórt mágneses fluxus elhanyagolható. A vasmag lemezei egymástól el vannak szigetelve, hogy megakadályozzák a melegedést, energiaveszteséget okozó örvényáramok keletkezését.

Legyen a primer tekercs ellenállása R_1, a szekunderé R_2. Ha a primer tekercset váltakozóáramú áramforrásra kapcsoljuk, mindkét tekercsben áram indul meg, ugyanis, ha az első tekercs Φ_1 időben változó fluxust hoz létre, az a második tekercsben feszültséget indukál, amely az R_2 ellenállású zárt körben áramot indít. A primer tekercs létrehoz Φ_1, a szekunder a Lenz törvény értelmében azt lerontó $-\Phi_2$ fluxust. Így mindkét tekercsben azonos $\Phi_0 = \Phi_1 - \Phi_2$ fluxus megy át. Kirchhoff törvényét alkalmazzuk a primer körre: $U_1 - \frac{\Delta\Phi_0}{\Delta t} N_1 = i_1 R_1$. Mivel a szekunder kör nem tartalmaz áramforrást, arra: $-\frac{\Delta\Phi_0}{\Delta t} N_2 = i_2 R_2$.

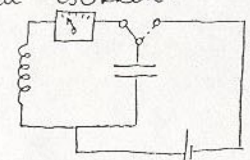
Ha a primer tekercs ohmikus ellenállása az impedancia mellett elhanyagolható, akkor $U_1 = \frac{\Delta\Phi_0}{\Delta t} N_1$, és ha ugyanakkor a szekunder kört nem terheljük, abban nem folyik áram, a kapcsain megjelenő üresjárási feszültség $U_2 = \frac{\Delta\Phi_0}{\Delta t} N_2$.

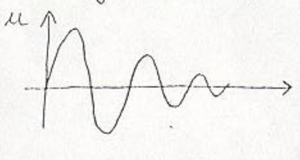
A két egyenletet elosztva $\frac{U_1}{U_2} = \frac{N_1}{N_2}$. Egyenletünk az effektív feszültségekkel: $\underline{\underline{\frac{U_1}{U_2} = \frac{N_1}{N_2}}}$, vagyis a terheletlen transzformátor primer és szekunder feszültségei úgy aránylanak egymáshoz, mint a menetszámok. A menetszámok arányát áttételnek nevezzük. Jó hatásfokú transzformátoroknál a primer tekercs által felvett teljesítmény megegyezik a szekunder tekercs által leadott teljesítménnyel. Ekkor $U_1 I_1 \cos\varphi_1 = U_2 I_2 \cos\varphi_2$. A transzformátorok úgy vannak méretezve, hogy ha a névleges árammal terheljük, akkor $\cos\varphi_1 = \cos\varphi_2$ így: $\underline{\underline{\frac{I_1}{I_2} = \frac{N_2}{N_1}}}$, azaz a primer és szekunder tekercs áramerőssége fordítottan arányos a menetszámokkal.

<u>Energiaátvitel</u>. Állandó generátorteljesítmény esetén /csak ohmikus ellenállású fogyasztót feltételezve/ $P = I \cdot U$. A távvezetékben Joule-hő formájában elvesző energia teljesítménye $P_V = I^2 R_V$, ahol R_V a távvezeték ellenállása. Mivel $I = \frac{P}{U}$, így $\underline{\underline{P_V = \left(\frac{P}{U}\right)^2 R_V}}$, vagyis a távvezetékre kapcsolt feszültség négyzetével arányosan csökken a veszteség. Tehát az energia távvezetéken való szállítása akkor gazdaságos, ha nagyfeszültségen történik. Az elektromos energiát az erőművek néhány kV feszültségéről 120.. 700 kV-os feszültségre transzformálják fel, majd a fogyasztónál letranszformálják.

59. REZGŐKÖR

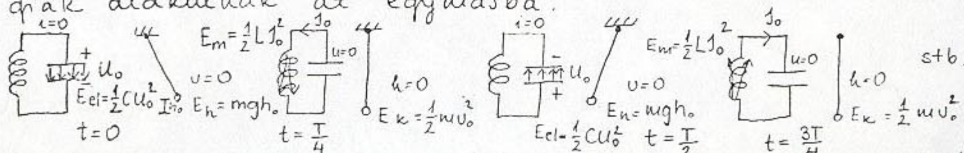
Töltsünk fel egy nagy kapacitású kondenzátort majd zárjuk rövidre egy kis ohmikus ellenállású, nagy induktivitású tekerccsel! Ha érzékeny, középállású ampermérőt kapcsolunk a körbe, vagy a kondenzátorról egy oszcilloszkóphoz csatlakozunk azt tapasztaljuk, hogy a kondenzátor rövidre zárását nem pillanatszerű áramlökés kíséri, hanem váltakozóáram indul meg a körben, amelynek amplitúdója fokozatosan csökken.





A jelenség okát az indukciós tekercs és a kondenzátor energiatároló képességében és a mágneses mező tehetetlenségében találjuk meg. Az áram nem szűnik meg a kondenzátor töltéseinek elvesztése után, hanem tovább folyik, miközben az előzővel ellenkező töltéssel látja el a kondenzátor lemezeit. A kezdőpillanatban a kondenzátornak $E_{el} = \frac{1}{2} C U_0^2$ energiája van. Amikor zárjuk az áramkört, a tekercsen áram folyik keresztül, ami mágneses mezőt létesít. A kondenzátor energiája fokozatosan a tekercs mágneses energiájába megy át. Az $R = 0$ ideális esetben, amikor a kondenzátor elveszti töltését, a tekercs maximális energiája $E_{mág} = \frac{1}{2} L I_0^2$ egyenlő a kondenzátor kezdeti energiájával. Ahogy a mágneses fluxus nem keletkezhet pillanatszerűen, nem is képes azonnal eltűnni. A Lenz-törvény értelmében a fellépő önindukciós elektromotoros erő a gyengülő áramerősséget fenntartani igyekszik, tehát a kondenzátor teljes kisülése után a tekercs energiaforrássá válik. Az áram tovább folyik míg a kondenzátor ellentétesen fel nem töltődik. Ezután a folyamat az előző időbeli tükörképe lesz.

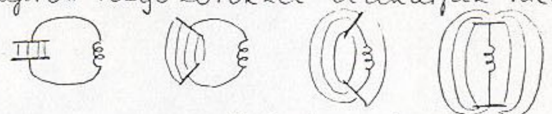
A kondenzátorból és tekercsből álló zárt kört elektromos rezgőkörnek nevezzük. Ideális rezgőkörben /R = 0/ csillapítatlan harmonikus rezgés alakul ki. A rezgőkör mechanikai megfelelője az ingamozgás, ott a helyzeti és mozgási energiák alakulnak át egymásba.



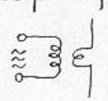
Az áramnak a rezgőkörben végbemenő olyan rezgéseit, melyek külső, kényszerítő energiaforrás nélkül jönnek létre, szabad elektromágneses rezgéseknek nevezzük, a kialakuló frekvenciát pedig <u>sajátfrekvenciának</u>. Ideális rezgőkörben az energiamegmaradás szerint $\frac{1}{2} C U_0^2 = \frac{1}{2} L I_0^2$. Ohm törvénye szerint $U_0 = \frac{I_0}{C\omega}$, így $\frac{1}{2} C \frac{I_0^2}{C^2\omega^2} = \frac{1}{2} L I_0^2$, ahonnan $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, tehát a sajátfrekvencia: $f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$, a rezgésidő: $\underline{\underline{T = 2\pi\sqrt{LC}}}$. /Thomson-képlet/

60. ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK

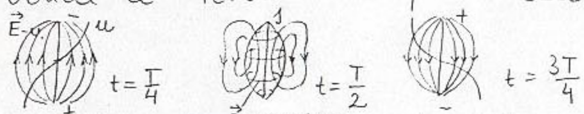
Az elektromágneses mezőnek a testekről leváló, azoktól függetlenül tovaterjedő változatát elektromágneses sugárzásnak vagy elektromágneses hullámnak nevezzük. Az elektromágneses hullám kisugárzását legegyszerűbben nyitott rezgőkörökkel oldhatjuk meg. Az ábra mutatja, hogyan kell elképzelni a zárt rezgőkör fokozatos nyitásával



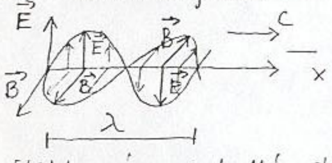
a nyitott rezgőkört, más néven dipólantennát. Ennek kapacitását is, induktivitását is maguk a vezetékdarabok képviselik. Mindkét érték igen kicsiny, ami a nagyfrekvenciára való hangolást lehetővé teszi. /A Thomson-képlet alapján ugyanis $f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ / Az antennát induktív csatolással nagyfrekvenciás generátorról táplálják. Dipólantennában keltsünk nagyfrekvenciás váltóáramot!



Induljunk ki abból, hogy a $t=0$ pillanatban a dipóluson nincs töltés: $\vec{E}=0$. $T/4$ idő múlva a felső felén pl. a negatív töltés, az alsón a pozitív töltés maximális, ekkor $\vec{E}$ maximális. Az erővonalak közben, fokozatosan terjednek ki a térben, a dipólus mentén befűződnek és zárt erővonalak képződnek. Közben azonban a kialakuló mágneses tér $\vec{B}$-vonalait az indukciós törvénynek megfelelően $\vec{E}$-vonalak veszik körül. A második negyedrezgés alatt a dipólus töltése és az $\vec{E}$-vonalak száma fokozatosan csökken és a $T/2$ időben az $\vec{E}$-vonalak leszakadása befejeződik és a zárt erővonal a térben kiterjed. Ezután a jelenség fordított irányban és értelemben folyik tovább.



A dipólustól nagyobb távolságra az $\vec{E}$-vonalak a dipóluson átfektetett síkba eső zárt vonalak, a $\vec{B}$-vonalak pedig a dipólusra merőleges síkokban fekvő koncentrikus körök. Ez az egymást átkaroló $\vec{E}$-$\vec{B}$-erővonalrendszer az időben táguló gömbként $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} = 3\cdot10^8 \frac{m}{s}$ sebességgel terjedő elektromágneses hullám. Az $\vec{E}$ és a $\vec{B}$ vektorok egymásra és a terjedési irányra is merőlegesek. Eszerint a harmonikus dipólus síkhullámai lineárisan poláros transzverzális hullámok, adott helyen a t időnek, adott időben az x távolságnak periodikus függvényei, az időbeli periódus T, a térbeli λ.



Elektromágneses hullámokra is érvényesek a visszaverődés, törés törvényei.

FÉNYTAN

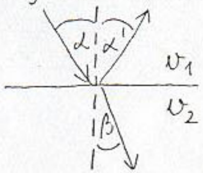
61, A FÉNY, MINT ELEKTROMÁGNESES HULLÁM

Maxwell elektromágneses hullámokra alkotott elmélete nemcsak az elektromos és mágneses jelenségeket értelmezte, hanem az elektromosságtant és a fénytant belső egységbe foglalta össze. Az elméletet alátámasztották Hertz kísérletei is. Hertz kimutatta, hogy az elektromágneses hullámok és a fényhullámok hasonló tulajdonságúak. 1, Mind a fény, mind az elektromágneses hullám közvetítő közeg nélkül terjed /vákuumban is!/ 2, A terjedési sebességük egyaránt $c = 300\,000$ km/s /A Maxwell-elmélet szerint a terjedési sebesség vákuumban $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} = 299792458$ m/s 3, Fémfelületekről mind a fény, mind az elektromágneses hullám visszaverődik. 4, Szigetelőanyagokon az elektromágneses hullámok áthatolnak. Mindkét fajta hullám számára „átlátszó" anyagokon áthaladva a ritkább közegből a sűrűbb közegbe való belépéskor a beesési merőlegeshez törnek. /A törés oka az, hogy különböző közegekben a hullámok terjedési sebessége különböző, a Maxwell-elmélet szerint egy ε_r relatív dielektromos állandójú és μ_r relatív mágneses permeabilitású közegben $v = 1/\sqrt{\varepsilon_r\varepsilon_0\mu_r\mu_0}$. A közeg abszolút törésmutatója $n = \frac{c}{v} = \sqrt{\varepsilon_r\mu_r}$. Átlátszó anyagokban $\mu_r \approx 1$, így $n \approx \sqrt{\varepsilon_r}$ / 5, Mindkét hullámmal kimutatható az interferencia és az elhajlás jelensége 6, A mikrohullámok (10^{-1} m-től 10^{-5} m-ig) még fokozottabban követik a fényhullámok tulajdonságait. Még szorosabb kapcsolatot mutattak ki a fény és az elektromágneses hullámok között Faraday Stark és Zeeman. Vizsgálataik szerint az elektromos és mágneses tér hatással van a fényre is. 1, Faraday kísérlete szerint a poláros fény rezgési síkja mágneses térben elfordul. 2, Zeeman a hidrogén vonalas színképét vizsgálta, melyet kisülési csővel állított elő. A fényt erős mágneses téren vezette át; a színkép egyes vonalai a mágneses térben több részre bomlottak szét. 3, Stark vizsgálatai szerint a színképvonalak akkor is felbomlanak, ha a fénysugár erős elektromos téren halad keresztül. Mindezek a tények igazolták Maxwell elektromágneses fényelméletét; a fénysugarakban az elektromos és mágneses tér energiája terjed tova, a fény is elektromágneses hullám.

A teljes elektromágneses színkép: Az elektromágneses hullámok lényegileg csak a hullámhosszban ill frekvenciában különböznek egymástól, de az egyes hullámtartományoknak eltérő a keltési módja, terjedési tulajdonságai, a kémiai anyaggal való kölcsönhatása. A rádióhullámokat (6000 km $> \lambda >$ 0,1 mm) rezgőkörökben állítják elő és antennával sugározzák ki. Az infravörös fény (1 mm $> \lambda >$ 760 nm) szemmel nem látható hősugárzás. Látható fényt (760 nm $> \lambda >$ 380 nm) bocsátanak ki pl izzó testek vagy gázkisülési csövek. Ultraibolya sugárzást (400 nm $> \lambda >$ 1 nm) bocsát ki pl a Nap és a higanygőzlámpa. Rákos sejtburjánzást okozhat! Röntgen fedezte fel 1895-ben a róla elnevezett röntgensugárzást (60 nm $> \lambda >$ 0,006 nm). Előállítása röntgencsővel történik: gyors elektronok fémnek ütközve lefékeződnek és elektromágneses sugárzást bocsátanak ki (fékezési sugárzás). Anyaghibák felderítésére és a gyógyászatban használják. γ-sugarakat ($5\cdot10^{-11}$ m $> \lambda > 5\cdot10^{-13}$ m) az atommagok bocsátanak ki

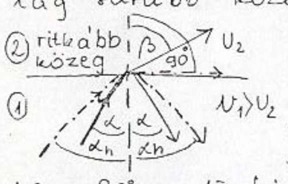
62. A FÉNY VISSZAVERŐDÉSE, TÖRÉSE, TELJES VISSZAVERŐDÉS

Ha a fény két különböző közeg határfelületéhez érkezik, akkor ott részben visszaverődik, részben megtörik. A határon három hullám jelenik meg: a beeső, a visszavert és a megtört hullám. E három hullám terjedési irányát jól



szemlélteti a beeső, visszavert és megtört fénysugár. / Fénysugárnak nevezzük a geometriai optikában a fényforrásból kiáramló fény lehatárolásával nyert éles határvonalú fénynyaláb igen keskeny változatát./ A terjedési irányok és a terjedési sebességek közötti kapcsolatot a sugároptikával nem, csak a hullámoptika módszereivel tudjuk igazolni. A fény esetében a legfontosabbak: A beeső sugár és a beesési merőleges közötti α beesési szög egyenlő a beesési merőleges és a visszavert sugár α' visszaverődési szögével: $\alpha = \alpha'$. A beeső sugár, a beesési merőleges és a visszavert sugár egy síkban vannak. A beesési szög szinuszának és a törési szög (β) szinuszának aránya a közegekben mért terjedési sebességek arányával egyenlő: $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{v_1}{v_2}$. A $\frac{v_1}{v_2}$ hányadost a második közeg első közegre vonatkoztatott relatív törésmutatójának nevezzük és n_{21}-gyel jelöljük. Így $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n_{21}$ $\left(= \frac{n_2}{n_1}\right)$ Ez a Snellius–Descartes-törvény $/\frac{n_2}{n_1} = \frac{c}{v_2} : \frac{c}{v_1} = \frac{v_1}{v_2}/$. A beeső sugár, a beesési merőleges és a megtört sugár egy síkban vannak.

Ha egy közeg abszolút törésmutatója kisebb a másikénál, akkor optikailag ritkább közegnek nevezzük. Amikor a fény optikailag sűrűbb közegből halad optikailag ritkább közegbe,

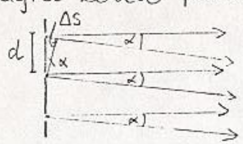


akkor a törési szög nagyobb a beesési szögnél. Zérusról növelve a szöget, a fény energiájának egyre nagyobb hányada áramlik a visszavert hullámban. Elérve egy úgynevezett α_h határszöget, amelyhez 90°-os törési szög tartozik, már minden energia visszaverődik a közeghatárról. Az $\alpha > \alpha_h$ beesési szögek esetén teljes visszaverődés /totális reflexió/ jön létre. A határszög értelmezése szerint $\frac{\sin\alpha_h}{\sin 90°} = n_{21}$, vagyis a határszög szinusza egyenlő a ritkább közegnek a sűrűbb közegre vonatkoztatott törésmutatójával: $\sin\alpha_h = n_{21}$. Ha a fény az n abszolút törésmutatójú közegből vákuumba /vagy levegőbe/ érkezik, akkor a határszög: $\sin\alpha_h = \frac{1}{n}$.

63. INTERFERENCIA, ELHAJLÁS, DISZPERZIÓ, SZÍNEK

Ha két, azonos síkban poláros hullám a tér különböző pontjaiban időben azonos fáziskülönbséggel találkozik, a szuperpozíció eredménye időben állandó intenzitáseloszlású eredő hullám lesz. Ezt a feltételt az azonos frekvenciájú monokromatikus hullámok teljesítik /koherens hullámok/. A szuperpozíciónak ezt az esetét interferenciának nevezzük. Az interferáló hullámok terében lesznek olyan helyek, ahol a hullámok erősítik egymást, más helyeken pedig gyengítik. Maximális erősítés ott lesz, ahol $\Delta\varphi = 0$, maximális gyengítés $\Delta\varphi = \pi$-nél. Egymástól független fényforrásokból kisugárzott természetes fénynél nem teljesülnek az interferencia feltételei. Fényinterferenciát úgy tudunk legegyszerűbben létrehozni, hogy egy pontszerű fényforrásból kis nyílásszögben kiinduló fénynyalábot két részre bontunk és /töréssel vagy tükrözéssel/ különböző hosszúságú utakon végigfuttatva újra egyesítünk. A maximális erősítés feltétele, hogy $s_1 - s_2 = 2k\frac{\lambda}{2}$ $(k \in N)$, a maximális gyengítésé, hogy $s_1 - s_2 = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$ $(k \in N)$ legyen.

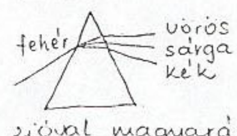
A fény elhajlása /diffrakció/ A mechanikai hullámokhoz hasonlóan az elektromágneses hullámokra is érvényes a Huygens–Fresnel-elv és ennek következménye a hullámok elhajlása akadályok szélén, keskeny réseken. A nagyszámú, egyenlő szélességű, egymást egyenlő távolságra követő párhuzamos rések összességét optikai rácsnak nevezzük. Egy rés és egy barázda együttes távolsága a rácsállandó /d/. /$d \approx 1\,\mu m$/ A résekből



azonos fázisban induló hullámok maximális erősítést adnak, ha $\Delta s = d \cdot \sin\alpha = 2k\frac{\lambda}{2}$, /$k \in N$/ ill. max. gyengítést, ha $d \cdot \sin\alpha = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$, /$k \in N$/. Az $\alpha = 0$ irányban kapjuk a nulladrendű maximumot, a $k = 1, 2, 3$,-hoz tartozó α_k irányokban az első-, másod-, harmadrendű maximumok alakulnak ki. A fehér fénnyel megvilágított rács a különböző hullámhosszúságú sugarakat különbözőképpen téríti el. Az egyes hullámhosszaknak vagyis a színeknek más és más α irányba eső éles vonalak felelnek meg, azaz a rács homogén színekre bontja a fehér fényt. Az így kapott színképet rácsszínképnek vagy diffrakciós színképnek nevezzük.

Diszperzió. A különböző hullámhosszúságú fénysugarak ugyanabban az anyagi közegben különböző sebességgel terjednek. Ezt a jelenséget a fény diszperziójának /fényszórás, színszórás/ nevezzük. A diszperzió miatt egy anyag abszolút törésmutatója $n = \frac{c}{v}$ függ a fény hullámhosszától, ezért azt egy meghatározott hullámhosszra szokták megadni.

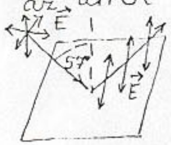
Színek. Ha keskeny fehér fénynyalábot ejtünk prizmára,



akkor a nyaláb a prizma mindkét lapján megtörik. A kilépő nyaláb útjába helyezett kartonlapon a fényfoltban a vöröstől az ibolyáig minden szín megjelenik. A fehér fény tehát sokféle színű fény keveréke. A jelenséget a diszperzióval magyarázhatjuk. A kapott színképet diszperziós színképnek nevezzük. A hat homogén szín, a főszínek: vörös, narancs, sárga, zöld, kék, ibolya

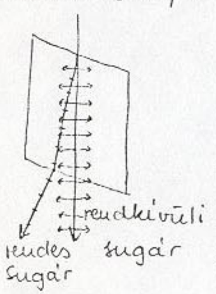
64 A FÉNY POLARIZÁCIÓJA

Polarizáció visszaverődéssel Az elektromágneses dipólsugárzás síkban polarizált, vagyis a hullámban rezgő $\vec{E}$ vektorok mindenütt párhuzamos egyenesek mentén rezegnek. Természetes vagy polarizálatlan fénynek nevezzük az olyan fényt, amelyben egyenlő mértékben találhatók minden irányban rezgő $\vec{E}$ és $\vec{B}$ vektorok. Noha egyetlen atom által egy aktusban kisugárzott hullámvonulat síkban polarizált, a természetes fény igen sok atom spontán, rendezetlen hullámkibocsátásának eredménye, így minden rezgésirány megtalálható benne.
Ha üveglapra kb. 56°-os beesési szögben fénynyalábot ejtünk, az arról visszaverődő fénynyaláb síkban polárossá válik.



A visszavert fényben az $\vec{E}$ elektromos térerősségvektorok az üveglemez felületével párhuzamos egyenesek mentén rezegnek. A visszavert fény síkban poláros voltáról úgy győződhetünk meg, hogy ennek útjába egy második üveglemezt /analizátor/ helyezünk, amelyre ismét 57°-os beesési szögben érkezik a fénysugár. Ha ez az újabb lemez párhuzamos az első üveglemezzel /polarizátor/, akkor a róla visszavert fény erőssége megegyezik a beesőével. Ha azonban a második lemezt a beeső sugár mint tengely körül forgatjuk, akkor a róla visszavert fénysugár fokozatosan halványodik, majd ismét erősödik. 90°-nál és 270°-nál 0-ra csökken, 180°-nál és 360°-nál maximális. Ez azzal magyarázható, hogy a második üveglemezre már polarizált fény esik, és az teljesen kioltja a visszavert fényt, ha annak polarizációs síkja merőleges az analizátor által polarizált fény polarizációs síkjára.
A polarizáció mértéke függ a beesési szögtől. A visszavert sugár teljesen poláros lesz, ha a visszavert, valamint a közegbe behatoló megtört sugár egymásra merőleges /Brewster törvénye/. Ez a feltétel üvegre 57°-nál teljesül.

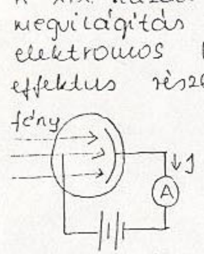
Polarizáció kettőstöréssel Tapasztalati tény, hogy a mészpát- (kalcit-) kristály a ráeső fénysugarakat két részre bontja /kettőstörés/. Az egyik sugár követi a fénytörés törvényeit (rendes vagy ordinárius sugár), míg a másik nem /rendellenes vagy extraordinárius sugár/. Mindkét sugár polarizált, és analizátorral kimutatható, hogy polarizációs síkjaik egymásra merőlegesek. Mivel a kétféle sugár terjedési sebessége különböző, tehát törésmutatójuk eltérő, a két sugár plánparalel kristályból való kilépés után egymáshoz viszonyítva eltolódik. A rendes sugárra $n = 1{,}66$, a rendellenesre $n = 1{,}49$.



ATOMFIZIKA

65. FÉNYELEKTROMOS JELENSÉG

A XIX. század második felében fedezték fel, hogy fémekből, megvilágítás hatására elektronok lépnek ki. A jelenséget fényelektromos hatásnak vagy fotoeffektusnak nevezzük. A fotoeffektus részletesen magyarázható a fotocella segítségével.



A fotocella két elektródot tartalmazó vákuumcső. Az egyik elektródot alkalmasan megválasztott fémből vagy felületére képezik ki és az áramforrás negatív sarkával kötik össze. Ez a fotokatód, ezt világítjuk meg. A másik vékony fémdrótból készült elektród, az anód. Sötétben az ampermérő nem jelez áramot, de ha a fotokatódot fény éri, a fény hatására elektronok lépnek ki a fémből és átrepülnek a pozitív feszültségű anódra. Ekkor a körben áram folyik. A részletes kísérleti vizsgálatok szerint azonban a megvilágított fotokatódból csak akkor lépnek ki elektronok, ha a megvilágító fény frekvenciája meghalad egy a fém anyagára jellemző ν_0 küszöbértéket. A kilépő elektronok maximális kinetikus energiája (sebessége) a megvilágító fény frekvenciájával lineárisan nő, viszont független a megvilágítás erősségétől. Ez utóbbitól a kilépő elektronok száma függ. Ha a megvilágító fény frekvenciája meghaladja a ν_0 küszöbértéket, akkor az elektronok kilépése a megvilágítással egyidőben, azonnal bekövetkezik, akármilyen kicsi a megvilágító fény intenzitása. A fotoeffektus kísérleti tapasztalatait /Planck kvantumhipotézisét felhasználva/ Einstein értelmezte 1905-ben. Feltételezte, hogy a fény $E = h \cdot \nu$ energiájú részecskékből áll, amiket fotonoknak nevezett /h a Planck-állandó, $h = 6{,}63 \cdot 10^{-34}$ Js/. Egy foton csak akkor képes kilökni egy elektront a fémből, ha energiája meghaladja az elektron kilépéséhez szükséges W kilépési munkát, vagyis frekvenciája meghaladja a $\nu_0 = W/h$ küszöbfrekvenciát. Ekkor a kilépő elektron kinetikus energiája $E_k = h\nu - W$. Ez az Einstein-féle fényelektromos egyenlet.

A foton jellemzése A foton fénysebességgel halad, nyugvó foton nincs. Energiája $E = h\nu$. Tömege az $E = mc^2$ egyenlet alapján $m = h\nu/c^2$. Impulzusa $I = mc = h\nu/c = h/\lambda$.

Compton-effektus A fény részecsketermészetét támasztja alá a röntgensugarak szóródásának vizsgálata alapján. Lényege: Ha λ hullámhosszúságú röntgensugárzás esik kis grafit vagy paraffin darabra, akkor a szórt sugárzás λ' hullámhossza nagyobb lesz, mint a megvilágító röntgenfény λ hullámhossza. A jelenség az elektromágneses hullámok segítségével nem magyarázható, viszont jól értelmezhető, ha két részecske, a foton és az elektron rugalmas ütközésének fogjuk fel.
Egyszerűsített példánkban egy foton centrálisan ütközik egy halad, álló elektronnal. Ekkor az energiamegmaradás törvénye szerint $h\nu = h\nu' + mv^2/2$. Az impulzusmegmaradás törvénye szerint $h\nu/c = -h\,,c + mv$. Az egyenletrendszert megoldva kapjuk, hogy $\nu' < \nu$, illetve $\lambda' > \lambda$.

66. AZ ELEKTRON TÖLTÉSE, TÖMEGE, HULLÁMHOSSZA

Katódsugarak Ha egy gázt légmentesen lezárt üvegcsőbe helyezünk és a csőbe nyúló két fémelektród közé megfelelően nagy feszültséget kapcsolunk, akkor az elektródok közt áram indul meg. Ez a gázkisülés, amit jellegzetes fényjelenség kísér. A gáz nyomásának csökkentésével a kisülést kísérő fényjelenség eltűnik, majd egészen kicsi, néhány Pa nyomáson a negatív elektródról láthatatlan sugárzás, az ún. katódsugárzás lép ki és halad a pozitív elektród felé. Hatására az üvegcső fala a katóddal szemben zöldes fénnyel villog. Megállapították, hogy a katódsugár a katódból lép ki, egyenes vonalban terjed, elektromos és mágneses térben eltérül, az eltérülés iránya negatív töltésnek felel meg; több anyagon fluoreszcenciát okoz; energiát szállít és impulzusa van. J.J Thomson angol fizikus a katódsugarak tulajdonságait úgy értelmezte, hogy a sugárzást negatív elemi töltésű, parányi részecskék árama alkotja. Ezeket a részecskéket nevezzük elektronoknak. Az elektronok töltését Millikan határozta meg 1909-ben. Vízszintesen elhelyezett kondenzátor lemezeire egyenfeszültséget kapcsolt, majd a lemezek közé finom cseppekké porlasztott olajat juttatott. Az olajcseppek dörzselektromos hatás révén negatívvá válnak. A mozgásukat a nehézségi erő, az elektromos erő, a levegő felhajtóereje és a közegellenállás szabja meg. A négy erő hatására a cseppek egy idő után egyenletesen emelkednek. A kondenzátor kisütése után pedig az elektromos erőtér hiányában egyenletesen süllyednek. Mindkét esetre felírva az erők egyensúlyát, meghatározható a cseppek töltése. Sok mérés alapján ezek a töltések, az elemi töltés, $1,6\cdot10^{-19}$ C többszörösei. Az elektronok fajlagos töltését meghatározhatjuk a katódsugarak elektromos térrel és mágneses térrel történő eltérítésével. Az eltérülés nagyságát a fluoreszkáló ernyőn megmérve az elektronok fajlagos töltése meghatározható. A töltés ismeretében így az elektron tömege is meghatározható. $Q=-1,6\cdot10^{-19}$ C, $m=9,1\cdot10^{-31}$ kg.

Az elektron hullámhossza Louis de Broglie francia fizikus 1924-ben feltételezte, hogy nemcsak a fény rendelkezik hullám-részecske kettősséggel, hanem ez a kettősség az anyagi világ általános sajátossága. Minden részecskéhez /elektron, proton, stb/ hullámot rendelt. Az m tömegű, v sebességű részecske de Broglie hullámhossza $\lambda=\frac{h}{mv}$ /$h=6,63\cdot10^{-34}$ Js/

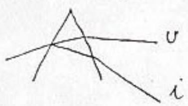
Az elektron hullámtermészetét Davisson és Germer igazolta interferencia kísérlettel. A kísérlet lényege: katódsugárcsőben a felgyorsított elektronok útjába vékony grafitkristályt helyezünk. A szabályosan rendeződött atomokon az elektronnyaláb elhajlik és a fluoreszkáló ernyőn koncentrikus gyűrűkből álló interferenciaképet hoz létre. Az elektron hullámhossza az interferencia maximumok távolságának mérésével meghatározható. A mérésekkel a $\lambda=\frac{h}{mv}$ össze· és igazolható.

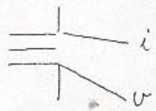
67. A H-ATOM SZÍNKÉPE, ALAPÁLLAPOTA, ENERGIASZINTJEI

Az atomi folyamatokat legegyszerűbben a gázkisülésekben vizsgálhatjuk. Nagy feszültség hatására a gázban eleve meglevő ionok annyira felgyorsulnak, hogy ütközéskor a semleges gázatomokat is ionizálják, önfenntartó gázkisülés jön létre. Ennek látványos kísérője a fénykibocsátás. A kibocsátott fény hullámhossz szerinti összetételét vizsgálva megállapítható, hogy a világító gázok által kisugárzott fény csak kevés, jól meghatározható hullámhosszú színképvonalat tartalmaz. A színképvonalak sorozata jellemző a fényt kisugárzó gáz anyagi minőségére. A XIX. században Balmer a hidrogén látható színképét vizsgálva megállapította, hogy a színképvonalak hullámhossza a $\lambda=364,56\frac{n^2}{n^2-4}$ (nm) képlettel adható meg, ahol $n=3,4,5,6$. Ez a Balmer-formula /$n=3$: $\lambda=656$ nm, piros; $n=4$: $\lambda=486$ nm, zöldeskék; $n=5$: $\lambda=434$ nm, kék; $n=6$: $\lambda=404$ nm, kék/. A későbbiek során kiderült, hogy a hidrogén a látható fénynél kisebb ill. nagyobb frekvenciatartományban is sugároz. A teljes elektromágneses spektrum leírását Rydberg foglalta össze: $f=R\left(\frac{1}{m^2}-\frac{1}{n^2}\right)$, ahol $n>m$ term-számok, R a Rydberg áll.: $R=3,29\cdot10^{15}\frac{1}{s}$. A Rydberg-formula $m=2$ esetben a Balmer-formulát adja meg. A vonalas színképek keletkezését először a Bohr-elmélet magyarázta meg. Ez két önkényes feltételre, a pályafeltételre és a frekvenciafeltételre épült. Pályafeltétel: A megengedett elektronpályákon az elektron perdülete csak $\frac{h}{2\pi}$ egész számú többszöröse lehet, azaz $m\cdot v\cdot r=n\frac{h}{2\pi}=n\hbar$. A feltételből /figyelembe véve, hogy az elektron centripetális gyorsulását a Coulomb-vonzás biztosítja/ kiszámítható az elektron pályasugara: $r_n=\frac{n^2\hbar^2}{k\cdot me^2}$ és energiája: $E_n=-\frac{k^2e^4m}{2\hbar^2}\frac{1}{n^2}$, ahol $k=1/4\pi\varepsilon_0$, m az elektron tömege, e a töltése. Az elektron energiája tehát a pályát jellemző n főkvantumszám függvénye. A negatív előjel mutatja, hogy az elektron kötött állapotban van. Frekvenciafeltétel: Az atomok által kisugárzott energiát szállító elektromágneses hullám frekvenciája $f=\frac{E_n-E_m}{h}$, ahol E_n-E_m két tetsz. elektronpálya energiakülönbsége. A frekvenciafeltétellel értelmezhetjük a gázok vonalas színképét. A hidrogén esetében a számított és mért értékek egyenlők. A Bohr-modellel azonban a magasabb rendszámú elemek színképét és a színképek finomszerkezetét nem sikerült értelmezni. Schrödinger dolgozta ki a hullámmechanikát, amely a részecskékhez rendelt de Broglie-hullámokat veszi tekintetbe. Schrödinger hullámegyenletének segítségével meghatározható az atomban kötött elektronok hullámfüggvénye. A hidrogénatom alapállapotában /a főkvantumszám értéke: $n=1$/ az elektron hulláma gömbszimmetrikusan veszi körül a magot, a gerjesztett állapotokban a hullámban csomófelületek mutatkoznak /az $n>1$ fő számú gerjesztett állapotban $n-1$ db/ Born nyomán a hullámfüggvénynek valószínűségi jelentése van

68. SZÍNKÉPELEMZÉS

Ha keskeny fehér fénynyalábot ejtünk prizmára vagy optikai rácsra és a kilépő fény útjába ernyőt helyezünk, a fényfoltban a vöröstől az ibolyáig a szivárvány minden színe megjelenik. Az ernyőn felfogott színes sáv a színkép vagy spektrum. A prizmával és a ráccsal előállított színkép különbözik egymástól. A prizma esetében a fehér fény a diszperzió /szórás/ miatt bomlik összetevőire. A fény terjedési sebessége a prizmában, tehát a prizma törésmutatója is függ a fény hullámhosszától. Így a különböző színű, azaz különböző hullámhosszú fényösszetevőket a prizma különbözőképpen téríti el. Az így nyert színképet diszperziós színképnek nevezzük. A rács esetében az erősítések irányai függnek a fény hullámhosszától: $\sin\alpha_k = \frac{k}{d}\cdot\lambda$ /$k=1,2,..$/ ahol d a rácsállandó. Az egyes hullámhosszaknak más és más α irányba eső éles vonalak felelnek meg. A középső képtől balra és jobbra kapjuk a különböző k értékeknek megfelelő egyre gyengébb fényerejű első-, másod-,.. rendű elhajlási vagy diffrakciós színképet. A rácsszínképben az eltérés a hullámhosszal egyenesen arányos, ezért a rácsszínképet normál színképnek nevezzük. Kiválóan alkalmas a fényhullámhossz mérésére.



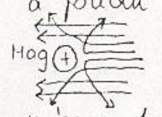


A színképelemzés eljárása hullámhosszskálával ellátott spektroszkópot alkalmaznak. A spektrumok rögzítésére alkalmasak a spektrográfok.

Optikai színképek. A színképek a fényt kibocsátó anyagra jellemző szerkezetűek. Emissziós színképek: valamely anyag által kibocsátott elektromágneses hullámok színképe. Ilyen minden izzó anyag vagy hidegen sugárzó gáz színképe.
Abszorpciós színképek: azoknak az elektromágneses hullámoknak a spektruma, melyeket egy anyag elnyel. Kirchhoff törvénye szerint minden gáz azokat a hullámhosszakat nyeli el, amelyeket izzításkor maga is kibocsát. Ha egy anyag (pl. izzó fém) emissziós színképét előállítjuk és az anyag által kisugárzott fényt pl gázon átvezetjük, az emissziós színképből hiányoznak bizonyos színek /sötét vonalakat látunk/, mégpedig azok, amelyeket a gáz elnyel. Pl. a Nap színképében talált sötét Fraunhofer-féle vonalak a Napot körülvevő gázok abszorpciós színképvonalai.
Folytonos, vonalas és sávos színképek. A folytonos színkép olyan monokromatikus hullámok keverékéből tevődik össze, amelyekben minden frekvencia előfordul két érték között. Ilyen színképet bocsátanak ki pl az izzó fémek, folyadékok. A vonalas színképet adó fény néhány adott hullámhosszú monokromatikus hullám keveréke. Ilyen az izzó gázok színképe. Sávos színképről beszélünk, ha a színképvonalak különálló csoportokba, sávokba rendeződnek.
A spektrumok értelmezésének kiindulópontja a Bohr-féle frekvenciafeltétel, mely szerint az atom, ion vagy molekula által két állapot közti átmenet[illegible] kibocsátott ill. elnyelt fény frekvenciája $f = \frac{\Delta E}{h}$.

69. AZ ATOMMAG ÖSSZETÉTELE. PROTON, NEUTRON

Az atommag felfedezése. A Rutherford-kísérlet. Rutherford α-részecskék /héliumatommagok/ áthaladását vizsgálta különböző anyagokon, pl vékony fémfóliákon. A sugárzást szcintillációs ernyőn fogta fel, amely a becsapódó részecskék hatására felvillan. A sugárzás döntő része akadálytalanul haladt át a fólián, néhány részecske azonban kisebb-nagyobb szögben



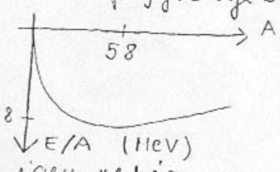
eltért eredeti irányától. Különösen érdekes volt a néhány eset, amikor a becsapódó részecske látszólag visszapattant a fóliáról. Rutherford értelmezése: 1, Az atom pozitív töltése az atom közepén piciny magban helyezkedik el. 2, A mag és az α-rész közti kölcsönhatás a Coulomb-taszítás. 3, A magban koncentrálódik az atom csaknem teljes tömege.
Az atommag összetétele. 1932-ben fedezték fel a neutront. Azóta tudjuk, hogy az atommagok protonokból és neutronokból /közös néven nukleonokból/ állnak. A proton és a neutron az elektronnál mintegy kétezerszer nehezebb /$m_p = 1{,}672648\cdot10^{-27}$ kg $m_n = 1674953\cdot10^{-27}$ kg/. A proton egységnyi pozitív töltésű, a neutron pedig semleges. Az atommagokban levő protonok számát Z, a neutronok számát N, együttes számukat A betűvel jelöljük. A neve: tömegszám: $A = Z+N$. Az atommagok elektromos töltése $Q = Ze$, ahol e az elemi töltés /$e = 1{,}6\cdot10^{-19}$ C/. Az atommag Z rendszáma határozza meg az atomnak a periódusos rendszerben elfoglalt helyét. Az azonos protonszámú /Z/, de különböző neutronszámú /N/ atommagok az izotópok. Az izotópmagokat tartalmazó atomok a periódusos rendszerben azonos helyen vannak, kémiai tulajdonságaik megegyeznek. Az atommagok jelölése: ${}^{A}_{Z}$vegyjel. Pl.: ${}^{22}_{10}$Ne jelöli a neon 22 tömegszámú izotópját, és azt jelenti, hogy a neonatommag 22 részecskéje közül 10 proton és 12 neutron.
Az atommag jellemzői. Az atommag mérete. Mérések szerint az atommagok térfogata egyenesen arányos a bennük levő nukleonok számával, azaz az atommagok sűrűsége állandó: $V \sim A$, azaz $\frac{4\pi}{3}R^3 = \frac{4\pi}{3}r_0^3 A$, ahol r_0 egyetlen nukleon sugara. Köbgyököt vonva: $R = r_0\sqrt[3]{A}$, $r_0 = 1{,}2\cdot10^{-15}$ m
Az atommag tömege. Az atommagok tömegének leírására az A tömegszám nem alkalmas. Helyette az A_H relatív atomtömeg fogalmát használjuk. Ez megmutatja, hogy az atom tömege hányszor nagyobb, mint a semleges ${}^{12}_{6}$C atom tömegének 12-ed része. Ez utóbbit atomi tömegegységnek /ATE/ nev. A_H /A-val ellentétben/ általában nem egész szám. Az atomok tömegén[illegible] pontos meghatározásával a tömegspektroszkópia foglal[illegible] A_H(proton) = 1,007276 ATE, A_H(neutron) = 1,008665 ATE /

70. TÖMEGHIÁNY. EGY NUKLEONRA JUTÓ KÖTÉSI ENERGIA

Tömeghiány. A ^4_2He atommagjában 2 proton és 2 neutron van. Ezért azt várjuk, hogy tömege az alkotórészek tömegének összege legyen, azaz $M(^4_2He) = M(2,4) = 2 \cdot 1,007276$ ATE $+ 2 \cdot 1,008665$ ATE $= 4,031882$ ATE. A mérések alapján azonban a ^4_2He-atommag tömege nem ennyi, hanem $M(2,4) = 4,001506$ ATE. Ez a tömeg majdnem 1%-kal kisebb, mint az alkotórészek tömegének összege. Ez a tömeghiány /tömegdefektus/ jelensége. Magyarázata csak az energia és a tömeg egyenértékűségének alapján /$E = mc^2$/ adható meg. A ^4_2He atommag protonokra és neutronokra történő szétbontásához energia szükséges. Ez a ^4_2He atommag kötési energiája. Ezzel az energiával egyenértékű tömeg fedezi a tömeghiányt, amikor az atommagot részeire bontjuk. Az atommagok egyes nukleonokra történő szétbontásához energia befektetése szükséges. A kötési energia annak a két összenergiának a különbsége, amellyel az A számú nukleon rendelkezik az alapállapotú magban, ill. egymástól nagy távolságban nyugalmi állapotban. Egy (Z,A) összetételű, M(Z,A) tömegű atommag kötési energiája tehát $E = [M(Z,A) - Z \cdot M(1,1) - (A-Z)M(0,1)] \cdot c^2$, ahol M(1,1) a proton tömege /Z=1, A=1/, M(0,1) a neutron tömege /Z=0, A=1/, c pedig a fénysebesség. Pl. a ^4_2He-atommag kötési energiája $(4,001506 \text{ ATE} - 2 \cdot 1,007276 \text{ ATE} - 2 \cdot 1,008665 \text{ ATE})\,c^2 = -4,533$ pJ.

Magerők. Az atommagokban levő protonok pozitív elektromos töltésüknél fogva taszítják egymást, amit a semleges neutronok elektromosan nem befolyásolhatnak. Az atommagok kötési energiáját tehát csak más kölcsönhatással magyarázhatjuk. Ez a nukleáris vagy erős kölcsönhatás, más szóval magerő. A magerők tulajdonságai: 1, Rövid hatótávolságúak (10^{-15} m) 2, A hatótávolságon belül erősen vonzóak, 3, Töltésfüggetlenek.

Egy nukleonra jutó kötési energia. Ha a különböző atomok kötési energiáját az A tömegszám függvényében ábrázoljuk, a kapott adatok közelítőleg egy egyenesre esnek. Sokkal jellemzőbb adat az egy nukleonra vonatkoztatott, fajlagos kötési energia (E/A) a tömegszám függvényében. A fajlagos kötési energia a könnyű atommagoktól elindulva gyorsan csökken, majd $A \approx 58$ környékén minimális, s a nagyobb tömegszámok felé haladva lassan ismét növekszik. Eszerint az egészen könnyű atomok (pl. He) nukleonokból való felépülése (fúzió) ill. az igen nehéz magok (pl. U) hasadása (fisszió) esetén nagy mennyiségű energia szabadul fel. Az U magok hasítása atomerőművekben már megvalósított folyamat.



71. RADIOAKTIVITÁS

1896-ban Becquerel megállapította, hogy az uránszurokérc nagy áthatolóképességű sugárzást bocsát ki, mely pl. a fényképezőlemezt megfeketíti. Két évvel később a Curie-házaspárnak sikerült az uránércből az uránnál milliószor erősebben sugárzó anyagot, a rádiumot kiválasztani. Később megállapították, hogy ilyen ún. természetes radioaktív sugarakat még sok más elem is kibocsát. Ezek az anyagok minden külső behatás nélkül állandóan sugároznak. A radioaktív sugarakat elektromos és mágneses téren vezették keresztül. Az eltérülések alapján háromféle sugárzást különböztettek meg: α, β, γ-sugárzást. E sugarakról később a következőket állapították meg:

Az α-sugárzás alkalmával az atommagból egy α-rész, héliumatommag repül ki. Ennek következtében a rendszám 2-vel, a tömegszám 4-gyel csökken. Pl: $^{226}_{88}Ra = ^{222}_{86}Rn + ^4_2He$. A rádiumból egy másik elem, a radon nevű nemesgáz keletkezik, közben az α-részek elektronhéjat szereznek és héliumgáz keletkezik. Az α-részek áthatolóképessége csekély. Mivel pozitív töltésűek, elektromos és mágneses térben eltérülnek.

A β-sugárzás alkalmával az atommagban először egy neutron átalakul proton és elektron /ezenkívül antineutrínó/ összegévé, azután az elektron /és az antineutrínó/ nagy sebességgel kirepül az atommagból. Végeredményben a rendszám 1-gyel növekszik, a tömegszám változatlan marad. Pl: $^{210}_{83}Bi = ^{210}_{84}Po$ + elektron + antineutrínó. A β-sugarak áthatolóképessége elég nagy. Mivel negatív töltésűek, elektromos és mágneses térben, az α-részekkel ellentétesen térülnek el.

A γ-sugárzás rövid hullámhosszúságú elektromágneses hullám. Bizonyos esetekben a radioaktív elemek atommagja belül átrendeződik és az energiakülönbséget egy foton alakjában kisugározza. Közben sem a rendszám, sem a tömegszám nem változik. Áthatolóképessége a legnagyobb, elektromos ill. mágneses térben nem térül el.

A radioaktív bomlások közös oka: az anyag a radioaktív átalakulások során legmélyebb energiájú állapotai felé igyekszik. Sokszor a bomláskor keletkező elem maga is radioaktív, így alakulnak ki a bomlási sorok.

A radioaktív átalakulás időbeli lefolyása. A bomlási tényező (λ) megadja annak a valószínűségét, hogy 1 atommag 1 s alatt átalakul. Ha a vizsgált anyagban N atommag van, akkor 1 s alatt $C = \lambda \cdot N$ bomlás történik. C az aktivitás, egysége 1 becquerel /Bq/. A radioaktív bomlás folyamán a radioaktív elem mennyisége /és aktivitása/ az idő függvényében exponenciálisan csökken. $m = m_0 e^{-\lambda t}$, $C = C_0 e^{-\lambda T}$. Jellemző a radioaktív elemre az az idő, amely alatt mennyisége felére csökken. Ez a felezési idő, jele T. Ezzel $\frac{m_0}{2} = m_0 e^{-\lambda T}$, ahonnan $\lambda T = \ln 2 \approx 0,693$. Ebből $m = m_0 e^{-\frac{\ln 2}{T} t}$, azaz $m = m_0 2^{-\frac{t}{T}}$. Az összefüggés alkalmas radioaktív kormeghatározásra /pl. radioaktív szénnel/.

72 MAGREAKCIÓK

Az első mesterséges atommagátalakítást Rutherford végezte el 1919-ben. A kísérletek során nitrogénnel töltött Wilson-kamrában megfigyelték, hogy az α-részek nyomvonalai között van olyan, amelynek a folytatása villa alakú. A villa egyik ága vastagabb és rövidebb, mint az α-rész szokásos ködfonala. A másik ág vékonyabb és jóval hosszabb. Mivel az α-rész pályája megszűnt, arra következtettek, hogy az α-rész eltalált egy nitrogénatomot, amely azt befogadta. Az eltalált mag ugyanakkor kisebb, ionizáló részecskét lökött ki magából, miközben új atommag keletkezett. Elektromos és mágneses térben való eltérítési kísérletekkel megállapították, hogy a kilökött részecske hidrogénatommag (proton), míg az atom a 17-es tömegszámú oxigénizotóp. $^{14}_{7}N + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{17}_{8}O + ^{1}_{1}H$

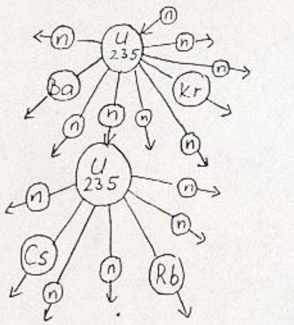
A jelenség neve: magreakció. A magreakció során a tömegszámok és a rendszámok összege állandó marad. Rutherford megfigyelése után egész sor más elem és α-részecske reakciójából sikerült hidrogénatommagot /protont/ létrehozni. Ezek a kísérletek bizonyították, hogy 1, az atommagban lehet mesterségesen változást előidézni, egyik elem atommagja átalakítható egy másik elem atommagjává; 2, valamennyi elem atommagjának egyik alkotórésze a hidrogénatommag, a proton. 1932-ben Chadwick kimutatta, hogy berillium és α-részecske magreakciója közben a protonnal kb. azonos tömegű, de semleges részecskékből, neutronokból álló sugárzás jön létre. A neutronsugárzás elektromos és mágneses térben nem térül el. Több dm vastag ólomtömbön is áthatol, de vízben aránylag könnyen elnyelődik. A berillium és az α-részecske reakciója:

$^{9}_{4}Be + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{12}_{6}C + ^{1}_{0}n$ További magreakciókkal szintén létrehozták neutronsugárzást, amiből arra következtettek, hogy az elemek atommagjainak a proton mellett a másik fontos alkotórésze a neutron.

Mesterséges radioaktivitás. Célja, valamely elem atommagjának mesterséges átalakítása. Az atommagba nagy sebességű elektront, protont, neutront, deuteront, α-részt, stb. ütköztetnek. Sok esetben a nekiütköző részecske benn marad az atommagban, és valamilyen más részecske repül ki belőle. Pl. $^{23}_{11}Na + ^{2}_{1}d \rightarrow ^{24}_{11}Na + ^{1}_{1}p$.
Az utóbbi évtizedekben nagy mennyiségben állítanak elő 92-nél nagyobb rendszámú elemeket, a transzuránokat.
Pl: $^{238}_{92}U + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{239}_{93}Np$ + elektron. Eddig Z=108-ig jutottak.

73. LÁNCREAKCIÓ

Neutronnal a legnehezebb elemek atommagjainak az átalakítása is lehetővé vált. Hahn, Meitner és Strassmann német fizikusok 1938-ban az urán atommagjának neutronnal való bombázása közben észrevették, hogy a $^{235}_{92}U$ izotóp lassú neutron hatására két közel egyenlő tömegszámú, közepesen nehéz magra hasadt szét. A szó szoros értelmében maghasadás lépett fel. A vizsgálatok kimutatták, hogy az urán hasadása közben két-három neutron is keletkezik, melyek további uránatomok hasítására alkalmasak. Ezzel megszületett a láncreakció gondolata.



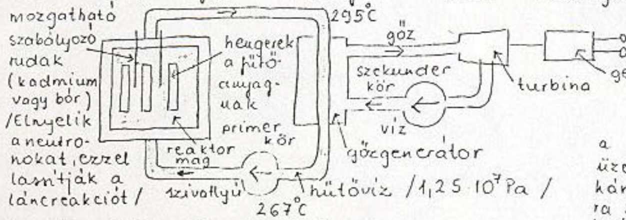
A hasadási termékek (kripton, bárium, cézium, rubídium, stb) a periódusos rendszer közepe táján levő atommagok, melyeknek legmélyebb a kötési energiájuk. A keletkezett másodlagos neutronok újabb atommagokat hasít hatnak, így egyetlen neutron a maghasadások hosszú folyamatát idézheti elő. Az uránmag hasításakor kb. 200MeV energia szabadul fel, amely zömmel a hasadási termékek kinetikus energiájában jelentkezik /a 200 MeV-ból kb 170 MeV/. A felszabaduló energia árán a környező közeg melegszik. A valóságban a láncreakció létrejöttét több körülmény gátolja:
1, Igen sok másodlagos neutron az urántömbből maghasítás nélkül távozik, mert a természetes urán csak kb 0,7%-ban tartalmaz 235-ös izotópot. /Hasadás csak a 235-ös tömegszámú izotópban történik, a 238-as tömegszámú 99,3%-os gyakoriságú izotóp befogadja a neutront, nem hasad /. 2.) Az uránban levő szennyeződések elnyelik a neutronokat. 3, Maghasadást a 235-ös izotópban is számottevő módon csak lassú neutronok hoznak létre. A láncreakció fenntartása 235-ös uránatomokban feldúsított urántömbben lehetséges, amelyben a keletkező gyors neutronokat lelassítjuk arra alkalmas anyaggal (grafit, nehézvíz, stb). Szükséges továbbá, hogy a feldúsított anyag több legyen az ún. kritikus tömegnél. Ha nincs meg a kritikus tömeg, akkor még a feldúsított anyag atomjai között is jók felszabaduló neutron halad át anélkül, hogy a hasadó 235-ös magot eltalálná, és elhagyja a reaktort. A láncreakció szabályozható és lassú az atomreaktorokban, szabályozhatatlan és igen gyors az atombombában

74. AZ ATOMENERGIA FELSZABADÍTÁSA

A kis tömegszámú magok közepesekké való összeolvadása /magfúzió/ ill. a nagy tömegszámú magok közepesekre való széthasadása /fisszió/ egyaránt mélyíti az egy nukleonra jutó átlagos kötési energiát, vagyis mindkét esetben energia szabadul fel. A környezetbe kisugárzódott γ-fotonok, ill. a magalkatrészek (töredékmagok) kinetikus energiája hasznosítható. A természetben található atommagok e két lehetőség ellenére sincsenek a legmélyebb energiájú (vas) állapotban. A neutronoknak és protonoknak a korai Univerzumban való magokká szerveződése a megmaradási tételeknek, a kvantumos mozgásnak, a nukleáris és elektromos kölcsönhatásoknak, valamint a Pauli-elvnek eleget tevő folyamatokban, különböző hőmérsékleteken ment végbe, ezek véglemékei a teljes periódusos rendszert teszörtak. További átalakulások a táguló és ezért fokozatosan kihűlő Univerzumban (mai állapotban) csak viszonylag nagy aktiválási energia befektetésével hajthatók végre, amelyek lehetnek termikus eredetűek (atomi hőmozgás a csillagok belsejében), vagy más elemi részecskék magba bevitt energiájából származóak. Erre különösen alkalmas a semleges neutron, amely eli nem emel potenciálgátat a Coulomb-kölcsönhatás. Bár a nukleáris energia felszabadítás elemi folyamatai-ban /egyetlen maghasadás, ill. egyetlen fúziós folyamat/ felszabaduló energia több milliószor akkora, mint egyetlen kémiai reakció során keletkezett energia, makroszkopikus szempontból azonban ez még nagyon kicsi, nihányszor 10^{-12} J. A makroszkopikus méretű hasznosításhoz az kell, hogy rövid idő alatt nagyon sok elemi folyamat jöjjön létre. Ennek jelenleg ismert egyetlen megvalósítási lehetősége a láncreakció. A láncreakció létrejöttéhez az szükséges, hogy a reakciónak legyen olyan terméke, amely segíti a további reakciók létrejöttét. A további reakciók létrejöttéhez aktiválási energia befektetése szükséges. A fúzióhoz két atommag szükséges, melyek nagy sebességgel mozognak egymás felé. Makroszkopikus méretű, láncreakcióra alkalmas módon történő mozgás csak hőmozgással tűnik megvalósíthatónak. A fúziós energiatermelés egyedüli járható útja jelenleg a termikus aktiválás, amihez azonban tízmillió K hőmérséklet szükséges. Az aktiválás másik módja a neutronos aktiválás. A nagy tömegszámú, nehéz atommagokban a neutronok aránya nagyobb, mint a közepesekben, így amikor a nehéz atommag kettéhasad, feltétlenül maradnak fel[illegible]ges neutronok. Egyes nehéz atommagok /235U/ a be[illegible] neutronok felszabaduló kötési energiáját [illegible] hasadásra

75 ATOMERŐMŰVEK

Az atomerőművek olyan berendezések, melyek szabályozott láncreakcióval folyamatosan energiát termelnek. Alapvetően két fő típus lehetséges, a maghasadást és a magfúziót hasznosító reaktor (az utóbbit még nem fejlesztették ki). A maghasadást hasznosító reaktorban a kötött atommaghasadás termeli. Jelenleg két fő típusát használják, a termikus reaktort és a gyorsreaktort. Mindkettőben (általában ^{235}U-tel dúsított) urán a fűtőanyag, amelyet a reaktor központi magjában levő hengerekben tartanak. A láncreakció mértékét, és így az energiatermelést szabályozórudakkal állítják be.



Az ábra egy nyomottvizes, termikus reaktor működési elvét mutatja /Ilyen a paksi erőmű is. Egy egységének üzemanyaga 42 tonna urán-oxid hárommillió kis tartályban, 3,3%-ra dúsított ^{235}U-nal, összes teljesítménye 1375 MW, az elektromos teljesítménye 440 MW./

Az atomreaktorok típusai

I Termikus reaktor Ebben a fűtőanyagot tartalmazó hengereket fékezőanyag, moderátor veszi körül. Ez olyan anyag lehet, melynek könnyű az atommagja, pl grafit vagy víz. /A gyors neutronokat a ^{238}U izotóp elnyeli. Ezért helyezik az uránt vékony rudak formájában a reaktormagba, így a gyors neutronok a rudakból kilépve a fékezőanyagban lassulnak le kb 2200 m/s sebességre. Visszajutva a hengerekbe, mostmár csak a ^{235}U-izotóppal lépnek reakcióba/

A termikus reaktor típusai: 1, Nagynyomású vízzel hűtött reaktor melyben a hűtővíz nagynyomású víz, amely moderátorként is szolgál. Ennek működését mutatja a fenti ábra.

2, Fejlett, gázhűtéses reaktor, amelyben a hűtőközeg nyomás alatt álló szén-dioxid, mely a gőzgenerátorban gőzt fejleszt. A fékező anyag grafit.

II. Gyorsreaktor vagy tenyészreaktor. Olyan atomreaktor, melyben a maghasadást gyors neutronok hozzák létre, sebességük kb 2.10^7 m/s. A felhasznált fűtőanyagot itt is dúsítják ^{235}U-nal és ^{239}Pu-nal (239-es tömegszámú plutónium-izotóppal) amelyek könnyen hasadnak a gyors neutronoktól is, ellentétben a ^{238}U-nal, mely a gyors neutront befogja és ^{239}U-izotóp lesz belőle, amely radioaktív elem. Ennek a bomlásnak a végterméke ^{239}Pu. Ez a folyamat a fűtőanyagot körülvevő ^{238}U-palástban zajlik le. Így több fűtőanyag termelődik és tárolódik, ezért nevezik ezt a reaktort tenyészreaktornak. A gyorsreaktorok hatásfoka nagyobb a termikus reaktorénál, mert a fűtőanyag jobban hasznosítható, mielőtt még szennyeződne. /A gyorsreaktornál moderátorra nincs szükség, a hűtőközeg nátrium./

Ha a magfúziós reaktor sikerülne megalkotni, az energia termelési (egységnyi fűtőanyagra számítva) kb négyszer annyi lenne, mint a maghasadást hasznosító reaktoré. Ezenkívül hidrogén bőségesen áll az emberiség rendelkezésére. Jelenleg a deutérium és a trícium magfúziójával próbálkoznak /D-T reakció/

A PERIÓDUSOS RENDSZER felépítése

n=1,2,3,4,5,6,7,... l=0,1,2,...,n-1 $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm l$ $s = \pm \frac{1}{2}$

Adott n esetén lehetséges állapotok száma: $2 \cdot \sum_{l=0}^{n-1} (2 \cdot l + 1) = 2 \cdot n^2$

m=0 m=1 $m=-1$ m=2 $m=-2$

s: $\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$

n	l=0 (s)	l=1 (p)			l=2 (d)					l=3 (f)						
1 (K)	1 2 H He															
2 (L)	3 4 Li Be	5 8 B. O	6 9 C F	7 10 N Ne												
3 (M)	11 12 Na Mg	13 16 Al S	14 17 Si Cl	15 18 P Ar	21 26 Sc Fe	22 27 Ti Co	23 28 V Ni		24* 29* 25 30							
4 (N)	19 20 K Ca	31 34 Ga Se	32 35 Ge Br	33 36 As Kr	39 Y	40 44* Zr Ru	45-s Rh	41* Nb	42* 46** 43 47* 48		58-d 65-d Ce Tb	59-d 66-d Pr Dy	60-d 67-d Nd Ho	61-d 68-d Pm Er	62-d 69-d Sm Tm	63-d 70-d 64 71
5 (O)	37 38 Rb Sr	49 52 In Te	50 53 Sn I	51 54 Sb Xe	57 76 La Os	72 77 Hf Ir	73 Ta	74 78* W Pt	75 79* Re 80		91* 97** Pa Bk	92* 98** U Cf	93* 99** Np Es	100* Fm	94** 101** Pu Md	95** 102** 96* 103* 104
6 (P)	55 56 Cs Ba	81 84 Tl Po	82 85 Pb At	83 86 Bi Rn	89 Ac	90 Th										
7 (Q)	87 88 Fr Ra															

*:A következő héj s alhéjáról ide lépett elektron.

Alapelvek:

Energiaminimum elve:
Az alapállapotú atom energiája a lehető legkisebb lesz.

Pauli-elv: Nem lehet az atomban két olyan elektron, melynek mind a négy kvantumszáma megegyezik.

Hund-szabály:
Adott l mellékkvantumszám esetén először a pozitív spinű állapotok töltődnek be (párosítatlan elektronok).

l=3 (f) *:A következő héj d alhéjáról ide lépett elektron.

24:Cr, 25:Mn, 29:Cu, 30:Zn, 42:Mo, 43:Tc, 46:Pd, 47:Ag, 48:Cd
63:Eu, 64:Gd, 70:Yb, 71:Lu, 79:Au, 80:Hg
95:Am, 96:Cm, 102:No, 103:Lr, 104:Ku

Az n főkvantumszám az elektron energiáját, ill. az elektronhullám csomófelületeinek számát határozza meg. Az l mellékkvantumszám a csomófelületek alakját szabja meg, l>0 esetén nem gömbszimmetrikus. Ilyenkor a mágneses térbe helyezett atom különbözőképpen helyezkedhet el a mezőhöz viszonyítva, amit az m mágneses kvantumszám jellemez. A három kvantumszám által meghatározott atompályán két ellentétes spinkvantumszámú elektron tartózkodhat.