

Elméleti fizika II.

Elektrodinamika

Hraskó Péter

Pécs, 1996.

Tartalomjegyzék

2.1. Az elektromos mező	3
2.2. A töltés mint az elektromos mező forrása, az elektrosztatika 1.alapegyenlete	5
2.3. A sztatikus elektromos mező munkája, az elektrosztatika 2.alapegyenlete	11
2.4. A Poincaré-azonosságok	14
2.5. Az elektrosztatikus potenciál	15
2.6. Elektrosztatikai feladatok megoldása a Poisson-egyenlet segítségével .	17
2.7. A Gauss-tétel és a Stokes-tétel	19
2.8. Az elektrosztatika egyenletei integrális formában	22
2.9. Dipólnyomaték és polarizáció	24
2.10. A pontszerű dipól	28
2.11. A dielektrikumok elektrosztatikája	31
2.12. Fémek	40
2.13. A mágneses mező	44
2.14. A Lorentz-erő	46
2.15. A mágneses mezőnek nincs töltés jellegű forrása	47
2.16. A mágneses mező és az áramsűrűség kapcsolata	47
2.17. A vektorpotenciál	48
2.18. A magnetosztatika egyenletei integrális formában	50
2.19. A mágneses dipól	51
2.20. Polarizálható közegek magnetosztatikája	54
2.21. Az indukció törvénye	58
2.22. A töltésmegmaradás	60
2.23. Az eltolási áram	61
2.24. A Maxwell-egyenletek vákuumban	62
2.25. A polarizációs áramsűrűség	63
2.26. A Maxwell-egyenletek közegekben	64
2.27. A hullámeqyenlet	65
2.28. Elektromágneses síkhullámok vákuumban	69
2.29. A monokromatikus síkhullámok polarizációja	70
2.30. Általános síkhullám, hullámimpulzus, hullámcsomag	71
2.31. A diszperzió	74
2.32. A térenergia	78
2.33. A térenergia mint erőfüggvény	80
2.34. A térimpulzus	84
2.35. A sugárzási tér számítása	87
2.36. A dipólsugárzás	89
2.37. A kisugárzott energia	91
2.38. A ponttöltés sugárzása	92
2.39. Periódikus mozgást végző rendszer dipólsugárzása	93
2.40. A sugárzási visszahatás	96

2.41. A Galilei-féle relativitási elv az elektrodinamikában	99
2.42. A Michelson-Morley kísérlet	101
2.43. A Galilei-transzformáció	102
2.44. A relativitáselmélet két posztulátuma	108
2.45. Az egyidejűség analízise	114
2.46. Az idődilatació	117
2.47. Az ikerparadoxon	121
2.48. A négyestávolság-négyzet	122
2.49. A kauzalitási paradoxon és a 2.posztulátum	124
2.50. A gyorsulás transzformációja	126
2.51. A relativisztikus mozgásegyenlet	127
2.52. Az energia	129
2.53. Nulla tömegű részecskék	132
2.54. Az energia és az impulzus transzformációja	132
2.55. A frekvencia, a hullámvektor és a fázis transzformációja	134
2.56. Az elektromágneses mező transzformációja	137

A mechanikában deduktív tárgyalási módot követtünk: az alapegyenleteket (a Newton-egyenleteket) posztuláltuk és különféle következményeit vizsgáltuk. Az elektrodinamikában az induktív eljárást választjuk: az alapegyenleteket (a Maxwell-egyenleteket) bizonyos alapjelenségekből próbáljuk meg kikövetkeztetni. Az elektrosztatika jelenségeivel kezdjük.

2.1. Az elektromos mező

Mechanikus úton bizonyos testek *elektrizálhatók*: képessé válnak arra, hogy közvetlen érintkezés nélkül erőhatást gyakoroljanak egymásra.

A jelenséget az *elektromos töltés* fogalmának a segítségével interpretáljuk. Az elektromos töltésre vonatkozó alaptények:

- a). Az erőhatás előjele alapján megállapítható, hogy kétfajta előjelű töltés létezik.
- b). A szimmetria kihasználásával elérhető, hogy két egyforma gömbön azonos mennyiségű és előjelű töltés legyen felhalmozva.
- c). A töltés mennyisége a ponttöltések között ható

$$F \sim \frac{q^2}{r^2} \quad (1)$$

Coulomb-erő alapján tehető mérhetővé. Ponttöltésen olyan véges kiterjedésű töltést értünk, amelynek mérete az adott feltételek között (pl. az r mellett) elhanyagolhatóan kicsi.

A \sim arányosságot jelöl. A legtermészetesebb az volna, ha az

$$F = \frac{q^2}{r^2}$$

alakot választanánk, és azt a töltésmennyiséget neveznénk egységnyinek, amelyek $1m$ távolságból $1N$ erővel hatnak egymásra.

Az SI-ben nem ez a helyzet. Az áramerősség egységét — az amper — tekintik alapegységnek, amelynek nagyságát a technikai alkalmazások szempontjából választják meg (ld. később a magnetosztatikát). A töltés SI egysége ezért az $A.s$, amelyet coulombnak nevezünk: $1C = 1A.s$.

Semmi ok sincs arra, hogy két, egyenként $1C$ nagyságú töltés $1m$ távolságból éppen $1N$ erővel vonzza egymást. Ezért az (1)-ből csak akkor lesz egyenlőség, ha a jobboldalra megfelelő arányossági tényezőt írunk. Ezt a tényezőt $(4\pi\epsilon_0)^{-1}$ -el jelöljük. Két azonos nagyságú töltés között tehát az

$$F = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

erő, a q és a q' között pedig az

$$F = \frac{q'q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (2)$$

erő hat. Ennek a képletnek a segítségével — a töltés, a távolság és az erő mértékegységének a birtokában —, *empirikus úton* megállapítható az ϵ_0 paraméternek — a "vákuum permittivitásának" — a számértéke. Ezt találjuk:

$$\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} C^2 N^{-1} m^{-2}.$$

Később látni fogjuk, hogy ez a szám $\frac{10^7}{4\pi c^2}$ -el egyenlő, ahol $c = 2,998 \cdot 10^8 m \cdot s^{-1}$ a fény sebessége vákuumban, a 10^7 faktor pedig az amper speciális definíciójának a következménye.

Meg kell vizsgálnunk, hogy az elektrosztatikus kölcsönhatás *távolható-e* vagy *közelható*. Rögzítsük a q' töltést és mérjük a rá ható erőt, amikor a q -töltés helyét változtatjuk. Ha az erőt a q pillanatnyi helyzete határozza meg a (2) alapján, akkor távolhatásról beszélünk (vagyis a "távolhatás" kifejezés nem szinoním azzal, hogy a töltések közvetlen érintkezés nélkül hatnak egymásra). A valóságban azonban a (2) alapján várható erőhatás csak bizonyos késéssel jelentkezik, és ez a közelhatás jele. Ebben az esetben ui. logikus feltenni, hogy a q' töltésre nem közvetlenül a q töltés hat, hanem az a q' helyén¹ lévő *elektromos mező* (elektromos tér), amely a q töltést körülveszi. Amikor q -t mozgatjuk, az általa létrehozott elektromos mező változik, de ez a változás q helyétől kiindulva véges sebességgel (mint látni fogjuk, vákuumban a c fénysebességgel) terjed. *Ezért* figyeljük meg a q' -re ható erőben csak bizonyos késéssel a q helyzetében bekövetkezett változást.

Mekkora erő hat a q' töltésre, amikor E nagyságú elektromos mezőben (E tére-rősségű pontban) tartózkodik? A legegyszerűbb *feltevés* az, hogy az erő nagysága a q' és az E szorzatával egyenlő:

$$F = q'E. \quad (3)$$

A (2)-vel való összevetésből következik, hogy ezen feltevés mellett egy q töltés önmagától r távolságra

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (4)$$

elektromos mezőt hoz létre.

A (2)-nek ez a "két lépcsőre bontása" más, bonyolultabb módon is lehetsége volna, de a (3), (4) felosztás bizonyult termékenynek: az elektromágneses mező alapegyenletei ennek az elektromos mező fogalomnak az alapján a legegyszerűbbek.

Az erőtvény pontos egyenletének az erőhatás irányát is ki kell fejeznie. Az \vec{R} pontban lévő q *ponttöltés* az \vec{R}' pontban található q' *ponttöltésre* az

$$\vec{F} = \frac{q'q}{4\pi\epsilon_0 |\vec{R}' - \vec{R}|^3} \cdot (\vec{R}' - \vec{R}) \quad (5)$$

¹A q' "közelében" — innen a *közelhatás* kifejezés.

Coulomb-erővel hat. A q' által a q -ra ható erőt ugyanezen *szabály*² alapján kapjuk, azaz (5)-ben fel kell cserélni a vesszős és a vesszőtlen mennyiségeket. Nyilván $\vec{F}_{q \rightarrow q'} = -\vec{F}_{q' \rightarrow q}$, tehát a hatás-ellenhatás törvénye teljesül.

Az \vec{R} pontban elhelyezett q ponttöltés által az \vec{r} "futó" pontban (vagy "megfigyelési" pontban) létrehozott elektromos mezőt az

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0|\vec{r} - \vec{R}|^3} \cdot (\vec{r} - \vec{R}) \quad (6)$$

képlet határozza meg, ezért (5) az

$$\vec{F} = q'\vec{E}(\vec{R}') \quad (7)$$

alakban is írható.

A ponttöltés által létrehozott (6) elektromos mezőt *Coulomb-térnek* (Coulomb-mezőnek) hívják. Ez azonban csak egy speciális esete a lehetséges elektromos mezőknek. Az elektromos mező elvben tetszőleges eloszlású lehet a térben és az időben is változhat. A Maxwell-egyenletek alapján lehet eldönteni, hogy adott fizikai feltételeknek milyen elektromos mező felel meg. A $q\vec{E}$ erőt Coulomb-erőnek nevezzük akkor is, ha benne \vec{E} nem egy másik ponttöltés elektromos tere.

Az elektromos mező a *vektormezők* kategóriájába tartozik. Vektormezőt akkor kapunk, ha a tér minden pontjához hozzárendelünk egy vektort. A tér \vec{r} pontjához hozzárendelt $\vec{V}(\vec{r})$ vektor az \vec{r} helyzetvektorú pontban van (ebben a pontban "hat" — ha erőnek tekinthető), nem szabad tehát egy \vec{r} kezdőpontú, és valamilyen másik \vec{r}' végpontú szakaszként elképzelni. A $\vec{V}(\vec{r})$ komponenseit az \vec{r} -beli *lokális bázisban* (Mechanika-jegyzet 5.fejezet) adjuk meg.

Azokat a térgörbékét, amelyek minden pontjukban érintik a \vec{V} vektormezőnek az ugyanabban a pontban lévő vektorát, a \vec{V} mező *erővonalainak*, vagy *áramvonalainak* nevezzük.

2.2. A töltés mint az elektromos mező forrása, az elektrosztatika 1.alapegyenlete

Az \vec{R} pontban lévő ponttöltés (elektromos terének az) áramvonalai az \vec{R} pontból "áramlanak ki". Ez a kifejezés a folyadékáramra utal, ami természetesen képletesen értendő. De az elektromos mező és a folyadék áramvonalainak az analógiája segít az elektrosztatika egyik alapegyenletének a megfogalmazásában.

Képzeljünk el valamilyen összenyomhatatlan folyadékot, amely térben áramlik. Az áramlás legyen stacionér (időben változatlan). A folyadék sebessége vektormezőt határoz meg (sebességmező), amelynek értéke az \vec{r} helyzetvektorú P pontban a P -ben megfigyelhető $\vec{v}(\vec{r})$ áramlási sebességgel egyenlő. Kérdés: Hogyan lehet a $\vec{v}(\vec{r})$ mező

²Nem pedig ugyanezen *képlet* alapján.

ismeretében megtalálni (feltérképezni) a források és a nyelők (negatív források) térbeli eloszlását?

Válasszunk Descartes-rendszert, a P koordinátái legyenek $\vec{r} = x, y, z$. A P körül képzeljünk el egy $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ élhosszúságú infinitezimális "kockát". Az yz síkkal párhuzamos két lap x -koordinátája legyen $x \pm \frac{1}{2}\Delta x \equiv x_{\pm}$. Ha a folyadék sűrűségét 1-nek választjuk, akkor az x_- oldallapon másodpercenként $v_x(x_-, y, z) \cdot \Delta y \cdot \Delta z$ mennyiségű folyadék áramlik a kockába, az x_+ oldallapon keresztül pedig $v_x(x_+, y, z) \cdot \Delta y \cdot \Delta z$ mennyiségű folyadék áramlik ki belőle. Az áramlás x -irányú komponense alapján tehát a kockában másodpercenként

$$[v_x(x_+) - v_x(x_-)]\Delta y\Delta z = \frac{\partial v_x(x, y, z)}{\partial x}\Delta x\Delta y\Delta z \quad (8)$$

mennyiségű folyadéknak kell keletkeznie.

A (8) felírásánál felhasználtuk, hogy — infinitezimális kockáról lévén szó —

$$v_x(x_{\pm}, y, z) = v_x\left(x \pm \frac{1}{2}\Delta x, y, z\right) = v_x(x, y, z) \pm \frac{1}{2}\frac{\partial v_x(x, y, z)}{\partial x}\Delta x + o(\Delta x)^2.$$

Hasonló megfontolás végezhető a másik két oldallap-párra vonatkozóan is, és így arra jutunk, hogy ha az áramlást a $\vec{v}(x, y, z)$ sebességmező határozza meg, akkor az x, y, z koordinátájú pont körüli kis $\Delta\Omega = \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$ térfogatban másodpercenként

$$\left(\frac{\partial v_x(x, y, z)}{\partial x} + \frac{\partial v_y(x, y, z)}{\partial y} + \frac{\partial v_z(x, y, z)}{\partial z}\right)\Delta x\Delta y\Delta z$$

mennyiségű folyadék jön létre. A zárójelben lévő kifejezés tehát — amelyet a \vec{v} mező *divergenciájának* nevezünk és $div \vec{v}$ -vel vagy $\vec{\nabla} \cdot \vec{v}$ -vel jelölünk, — a források $s(\vec{r})$ sűrűségét határozza meg:

$$div \vec{v} = s.$$

Ez a *stacionér áramlás mérlegegyenlete*, és az következik belőle, hogy a tér azon tartományában, amelyekben nincsenek források, fenn kell állnia a

$$div \vec{v} = 0$$

stacionér kontinuitási egyenletnek.

A feltett kérdésre tehát a válasz az, hogy a források feltérképezése a divergencia kiszámításával történik.

A Mechanika-jegyzetben tárgyalt lokális bázisok használata esetén a divergencia

a következő képletek segítségével számítható ki:

$$\operatorname{div} \vec{V} = \begin{cases} \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} & \text{Descartes} \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho V_\rho) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial V_\varphi}{\partial \varphi} & \text{síkbeli polár} \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho V_\rho) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial V_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial V_z}{\partial z} & \text{henger} \\ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V_r) + \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial V_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (\sin \vartheta \cdot V_\vartheta) & \text{gömbi} \end{cases} \quad (9)$$

1.Feladat: Igazoljuk (9) 3.sorát.

Igazolás vázlata: Az $\vec{r} = (\rho, \varphi, z)$ pont körül kis térfogatelemet rajzolunk, amelynek élei a $\Delta\rho$, $\Delta\varphi$, Δz *koordinátakülönbségekkel* jellemezhetők. Vegyük pl. azt a két határoló felületet, amelyen $\rho = \rho_\pm \equiv \rho \pm \frac{1}{2}\Delta\rho$. A \vec{V} -t tekintsük áramlási sebességnek (akármilyen is a valódi fizikai jelentése). A ρ_- felületen beáramló folyadék mennyisége $V_\rho(\rho_-, \varphi, z)\rho_- \Delta\varphi \Delta z$, a ρ_+ -n kiáramló pedig $V_\rho(\rho_+, \varphi, z)\rho_+ \Delta\varphi \Delta z$ (figyelembe vettük, hogy a ρ irányra merőleges felületelem nagysága $\rho \Delta\varphi \Delta z$). Ílymódon a térfogatelemben a ρ -irányú áramlás következtében másodpercenként keletkező folyadék mennyisége

$$\begin{aligned} & [V_\rho(\rho_+, \varphi, z)\rho_+ - V_\rho(\rho_-, \varphi, z)\rho_-] \Delta\varphi \Delta z = \\ & \left[\left(V_\rho(\rho, \varphi, z) + \frac{1}{2} \frac{\partial V_\rho(\rho, \varphi, z)}{\partial \rho} \Delta\rho \right) \left(\rho + \frac{1}{2} \Delta\rho \right) - \right. \\ & \left. - \left(V_\rho(\rho, \varphi, z) - \frac{1}{2} \frac{\partial V_\rho(\rho, \varphi, z)}{\partial \rho} \Delta\rho \right) \left(\rho - \frac{1}{2} \Delta\rho \right) \right] \Delta\varphi \Delta z = \\ & \left[\frac{\partial V_\rho}{\partial \rho} \rho \Delta\rho + V_\rho \Delta\rho \right] \Delta\varphi \Delta z = \Delta[\rho V_\rho] \Delta\varphi \Delta z = \frac{\partial(\rho V_\rho)}{\partial \rho} \Delta\rho \Delta\varphi \Delta z = \frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho V_\rho)}{\partial \rho} \Delta\Omega, \end{aligned}$$

ahol $\Delta\Omega = \Delta\rho \cdot \rho \Delta\varphi \cdot \Delta z$ s í.t. ♣

2.Feladat: Számítsuk ki a $\vec{V}_k = \frac{1}{r^k} \vec{e}_r$ mező divergenciáját.

Megoldás:

$$\vec{V}_k = (V_{kr}, V_{k\vartheta}, V_{k\varphi}) = (r^{-k}, 0, 0),$$

ezért $\operatorname{div} \vec{V}_k = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^{2-k} = (2-k) \frac{1}{r^{k+1}}$. Így pl. $\operatorname{div} V_{-1} = \operatorname{div} \vec{r} = 3$, ezért az olyan áramlás, amelynek a sebességmezője \vec{V}_{-1} , csak akkor tartható fenn, ha a tér minden pontjában másodpercenként és térfogategységenként 3 egységnyi folyadékmennyiség keletkezik (emlékeztetünk rá, hogy a sűrűséget 1-nek vettük).

Mivel $\operatorname{div} \vec{V}_2 = 0$, a \vec{V}_2 mezőnek — úgy látszik, — sehol sincs forrása (se nyelője). Meg kell azonban jegyeznünk, hogy (9) csak ott használható a divergencia kiszámítására, ahol a komponensek differenciálható függvények. A \vec{V}_2 komponensei az origóban bizonyosan nem differenciálhatók, ezért ezt a pontot külön meg kell vizsgálni. Az áramvonalak mind az origóból erednek, és az r -sugarú gömb egységnyi felületén áthaladó folyadékáram $V_2 = 1/r^2$ -el egyenlő. Ebből egyértelműen következik, hogy az origóban pontszerű forrás működik, amely másodpercenként $4\pi r^2 V_2 = 4\pi$ mennyiségű folyadékot termel. Egy ilyen forrás *sűrűsége* mindenütt nulla, magában az origóban azonban végtelen. Ez a tulajdonság a Dirac-féle delta-függvény segítségével fejezhető ki:

$$s(\vec{r}) = 4\pi\delta(\vec{r}).$$

Ez a \vec{V}_2 mező forrassűrűsége, és ezért erre a mezőre a stacionér kontinuitási egyenlet a következő:

$$\operatorname{div} \left(\frac{1}{r^3} \vec{r} \right) = 4\pi\delta(\vec{r}). \clubsuit \quad (10)$$

Az "elektromos mező \longleftrightarrow sebességmező" (formális) analógiája, valamint az erővonal-kép alapján sejthető, hogy a töltéssűrűség az elektromos mező forrassűrűségének a szerepét tölti be, és ezért a tér azon pontjaiban, ahol nincs töltés, az \vec{E} divergenciája zérus:

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0 \quad (\text{töltésmentes tartományban}).$$

Azokban a pontokban, ahol van töltés, a jobboldalon az elektromos mező forrassűrűsége szerepel, amelyről feltesszük, hogy a $\rho(\vec{r})$ *töltéssűrűséggel*³ arányos:

$$\operatorname{div} \vec{E} = k \cdot \rho(\vec{r}). \quad (11)$$

A töltéssűrűség *skalármező* (a tér minden pontjában egy szám), amelyet abból a követelményből határozunk meg, hogy a $\rho(\vec{r}) \cdot \Delta\Omega$ szorzat az \vec{r} körüli $\Delta\Omega$ térfogatban található töltés mennyiségével legyen egyenlő.

Kérdés: Mivel egyenlő egy ponttöltés töltéssűrűsége? A δ -függvény

$$\int \delta(\vec{r} - \vec{R}) d\Omega = 1 \quad (\vec{R} \text{ tetszőleges konstans vektor}) \quad (12)$$

alaptulajdonságából következik, hogy az \vec{R} pontban elhelyezkedő q ponttöltés töltéssűrűsége $q\delta(\vec{r} - \vec{R})$ -el egyenlő. Megjegyezzük, hogy ez a kifejezés dimenzionálisan (is) helyes, mivel (12) szerint $[\delta(\vec{r} - \vec{R})] = m^{-3}$.

A k arányossági tényező értékét a ponttöltés Coulomb-tere segítségével határozhatjuk meg. Ha ugyanis (11)-t erre az esetre alkalmazzuk, akkor a baloldalon $\vec{E}(\vec{r}) =$

³A töltéssűrűséget és a hengerkoordinátákban a sugarat egyaránt ρ -val jelöljük. Ha nagyon zavaró, a sugarat jelöljük át r -re. A töltéssűrűsége ajánlatos megtartani a ρ jelölést.

$\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^3} \vec{r}$, a jobboldalon pedig $\rho(\vec{r}) = q\delta(\vec{r})$ (feltesszük, hogy a ponttöltés az origóban van, azaz $\vec{R} = 0$). Ezeket (11)-be helyettesítve a

$$\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \operatorname{div} \frac{1}{r^3} \vec{r} = kq\delta(\vec{r})$$

egyenlőségre jutunk. Ezt (10)-el összehasonlítva azt találjuk, hogy $k = 1/\epsilon_0$, és ezért (11) a

$$\boxed{\operatorname{div} \epsilon_0 \vec{E} = \rho} \quad (13)$$

alakban is írható. Ez az egyenlet az elektrosztatika első alapegyenlete és egyben a Maxwell-egyenletek egyike (ezért kereteztük be).

Kérdés: Hat-e egy töltés Coulomb-erővel önmagára a saját elektromos terén keresztül?

Mindenekelőtt megjegyezzük, hogy matematikai értelemben pontszerű töltésnél a kérdésnek nincs értelme, mert ebben az esetben a töltés által elfoglalt matematikai pontban az elektromos mező végtelen nagyságú és határozatlan irányú, ezért nem vezet határozott Coulomb-erőre. Ha azonban a ponttöltést kicsi de véges nagyságú merev objektumnak tekintjük, amint azt eddig is gondoltuk, a kérdés értelmes, és határozott *igen* választ kell rá adni. Semmi okunk sincs ugyanis feltenni, hogy egy ilyen töltéeloszlás különböző részei nem hatnak Coulomb-erővel egymásra. *Izolált* töltésnél ez az erő az objektumban ható többi belső erővel együtt pontosan kompenzálódik (az eredőjük zérus), ellenkező esetben ugyanis az izolált objektum gyorsítaná önmagát, ellentmondásban a tehetetlenség törvényével. *Sztatikai feladatoknál* ezért a sajátter erőhatásától éppúgy el lehet tekinteni, mint más belső erőktől. A *Sugárzási visszahatás* c. fejezetben azonban látni fogjuk, hogy egy *gyorsuló* töltés az elektromágneses tere következtében fékező erővel hat önmagára (*sugársúrlódás*), ezért ebben az esetben a belső erők nem kompenzálják teljesen egymást.

3.Feladat: Legyen a ρ_i -hez tartozó elektromos mező \vec{E}_i . Igazoljuk (13) segítségével, hogy $\rho = \sum \rho_i$ -hez $\vec{E} = \sum \vec{E}_i$ tartozik.

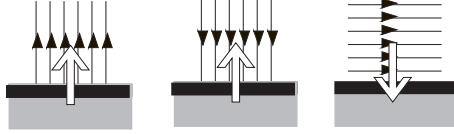
Megoldás:

Ha az egyes ρ_i töltéssűrűségekre vonatkozó

$$\operatorname{div} \epsilon_0 \vec{E}_i = \rho_i$$

egyenleteket összeadjuk, a *div* operáció *linearitása* miatt azt találjuk, hogy a feladatban definiált ρ és \vec{E} kielégíti (13)-t.♣

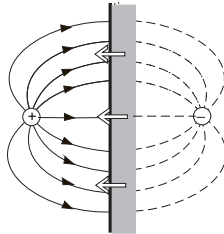
Faraday és Maxwell az erővonalakat nem sebességmezőnek, hanem *rugalmas szálaknak* képzelte el, amelyek saját irányukban összehúzódní igyekeznek, az irányukra merőlegesen pedig nyomóerőt fejtenek ki (1.ábra).



1. ábra.

Maxwell ezt a hatást a (pozitív) nyúlási feszültség és a (negatív) nyomófeszültség segítségével írta le, amelyek nagyságát az \vec{E} térerősség határozza meg a $\sigma = \pm \frac{\epsilon_0}{2} E^2$ képlet alapján (*Maxwell-feszültség*). Az ábrákat a következő módon kell érteni: az erővonal-rendszer húzó- vagy nyomóerőt gyakorol a szomszédos (kipontozott) tartomány határfelületére; az erő nagyságát és irányát csak az erővonalak sűrűsége (az \vec{E} térerősség) és a határfelülethez viszonyított helyzete határozza meg, és egyáltalán nem függ attól, mi van a határfelület mögött. A ΔA felületelemre gyakorolt erő $\sigma \cdot \Delta A$ -val egyenlő.

Vegyünk példaként két ponttöltést és állítsunk merőleges síkot a ponttöltéseket összekötő egyenes felezőpontjára. A Maxwell-feszültség képlete alapján egy integrálás segítségével könnyen kiszámíthatjuk azt az erőt, amelyet a sík egyik oldalán lévő erővonal-rendszer gyakorol a sík másik oldalán lévő rendszerre (a "síkra"). Ha a töltések különböző előjelűek, az erővonalak merőlegesen metszik a síkot és a síkra ható teljes húzófeszültség megegyezik a töltések között ható Coulomb-erővel. Ennek így is kell lennie, hiszen a sík egyik oldalán lévő erővonalak húzó hatása a másik oldal erővonalain keresztül végül is a ponttöltésnek, ill. a ponttöltést rögzítő tartónak adódik át. Hasonló a helyzet az azonos töltésű töltéspárnál is azzal a különbséggel, hogy a felező sík egyik oldalán lévő erővonalak nyomóhatást fejtenek ki a síkra.



2. ábra.

2.3. A sztatikus elektromos mező munkája, az elektrosztatika 2. alapegyenlete

Tekintsünk egy általános $\vec{F}(\vec{r})$ erőteret. Az erőter által az l úton végzett W munkát a $\int_l \vec{F} \cdot d\vec{l}$ vonalintegrál adja meg. Az integrandusban $d\vec{l} = \vec{t} \cdot dl$, ahol \vec{t} az utat érintő egységvektor. Adott végpontok mellett a munka általában függ az úttól.

4. Feladat: Legyen $\vec{F}(x, y, z) = (F_x(x, y, z), F_y(x, y, z), F_z(x, y, z)) = (\alpha y, 0, 0)$ ($\alpha = konst$), az út kezdőpontja legyen az origó, végpontja pedig az xy sík $(a, b, 0)$ pontja. A munkát számítsuk ki két különböző l_1, l_2 úton. Mindkét út álljon két egymásra merőleges egyenesszakaszból, az l_1 első szakasza legyen az x -tengely, az l_2 -é az y -tengely.

Megoldás:

$$W_1 = \int_0^a F_x(x, 0, 0) dx + \int_0^b F_y(a, y, 0) dy = 0,$$

$$W_2 = \int_0^b F_y(0, y, 0) dy + \int_0^a F_x(x, b, 0) dx = \int_0^a \alpha b \cdot dx = \alpha ab \neq 0. \clubsuit$$

Annak, hogy (adott végpontok mellett) a munka független legyen az úttól, az a szükséges és elégséges feltétele, hogy tetszőleges *zárt* kontúrra teljesüljön az

$$\oint \vec{F} \cdot d\vec{l} = 0 \quad \text{minden zárt kontúrra} \quad (14)$$

egyenlőség: a térvektor *cirkulációja* legyen zérus.

Ez a feltétel azonban nyilvánvalóan egyenértékű azzal az áttekinthetőbb követelménnyel, hogy a cirkuláció az összes zárt *infinitezimális* kontúrra tűnjön el.

Az infinitezimális kontúrokat a kontúr által határolt ΔS terület és a kontúr térbeli orientációja jellemzi. Ez utóbbit a kontúr síkjára merőleges \vec{n} egységvektorral adjuk meg. Ahhoz, hogy egyértelműen eldönthessük, a sík melyik oldalán kell \vec{n} -t fölvennünk, a kontúron meg kell adni a pozitív irányt úgy, hogy az \vec{n} -el együtt jobbcsavart alkosson.

Ha az infinitezimális kontúrt a tér \vec{r} pontjába helyezzük, a pozitív irány mentén számított kontúrintegrál értékét a

$$\Delta W = (\text{rot } \vec{F} \cdot \vec{n}) \Delta S \quad (15)$$

képlet határozza meg, amelyben $\text{rot } \vec{F} \equiv \vec{\nabla} \times \vec{F}$ az \vec{F} mező *rotációja*. Ezt a képletet a $\text{rot } \vec{F}$ definíciójának tekinthetjük, belőle kell leolvasni azokat a képleteket, amelyekkel $\text{rot } \vec{F}$ komponenseit ki lehet számítani.

Legyen pl. a kontúr az xy síkkal párhuzamos helyzetű ($\vec{n} = \vec{e}_z$), alakja pedig $\Delta x, \Delta y$ oldalú téglalap. Az y -tengellyel párhuzamos oldalak mentén \vec{n} által rögzített

pozitív irányban végzett munka a következő:

$$F_y(x_+, y, z)\Delta y - F_y(x_-, y, z)\Delta y = \frac{\partial F_y}{\partial x}\Delta x\Delta y,$$

ahol

$$x_{\pm} = x \pm \frac{1}{2}\Delta x,$$

a teljes kontúron végzett munka pedig hasonló megfontolásból

$$\Delta W_z = \left(\frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \right) \Delta x\Delta y.$$

Itt $\Delta x\Delta y = \Delta S$ a kontúr által határolt terület.

Ugyanígy kapjuk az yz , valamint a zx síkokkal párhuzamos kontúrokon végzett munkát:

$$\Delta W_x = \left(\frac{\partial F_z}{\partial y} - \frac{\partial F_y}{\partial z} \right) \Delta y\Delta z$$

$$\Delta W_y = \left(\frac{\partial F_x}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial x} \right) \Delta z\Delta x.$$

A (15) szerint az infinitesimalis területeket szorzó koefficiensek a $\text{rot } \vec{F}$ komponensei Descartes-koordinátákban:

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

A rotáció kifejezése henger- és gömbi koordinátákban a következő:

$$\text{rot } \vec{F} = \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial F_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial F_\varphi}{\partial z} \right) \vec{e}_\rho + \left(\frac{\partial F_\rho}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial \rho} \right) \vec{e}_\varphi + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial(\rho F_\varphi)}{\partial \rho} - \frac{\partial F_\rho}{\partial \varphi} \right) \vec{e}_z,$$

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{F} &= \frac{1}{r \sin \vartheta} \left[\frac{\partial}{\partial \vartheta} (\sin \vartheta \cdot F_\varphi) - \frac{\partial F_\vartheta}{\partial \varphi} \right] \vec{e}_r + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial(r F_\vartheta)}{\partial r} - \frac{\partial F_r}{\partial \vartheta} \right] \vec{e}_\varphi + \\ &+ \left[\frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial F_r}{\partial \varphi} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r F_\varphi) \right] \vec{e}_\vartheta. \end{aligned}$$

5.Feladat: Igazoljuk, hogy minden centrálszimmetrikus vektormező rotációmentes.

Igazolás: Egy centrálszimmetrikus vektormezőnek csak a radiális gömbi komponense különbözik zérustól, és ez csak r -től függ. Ezért a gömbi koordinátákban felírt rotáció minden tagja zérus. ♣

Ez a feladat mutatja, hogy egy ponttöltés Coulomb-tere rotációmentes. De akkor — a rot -művelet linearitása következtében — tetszőleges töltésrendszer elektromos

terének a rotációja is zérus, és az elektrosztatika második alapegyenleteként kimondhatjuk \vec{E} rotációmentességét:

$$\text{rot } \vec{E} = 0. \quad (16)$$

Ezt az egyenletet nem kereteztük be, mert nem szerepel a Maxwell-egyenletek között: csak sztatikus esetben érvényes, amikor a Maxwell-egyenletekben szereplő időderiváltak nullák.

6.Feladat: Legyen $\vec{U}_k = \frac{1}{\rho^k} \vec{e}_\varphi$. Ábrázoljuk az \vec{U}_k mező erővonal szerkezetét és számítsuk ki a rotációját.

Megoldás: Az erővonalak z -tengelyre merőleges körök, középpontjuk a z -tengelyen van. Hengerkoordinátákban csak az $U_{k\varphi} = 1/\rho^k$ komponens különbözik zérustól, ezért $\text{rot } \vec{U}_k = (1-k) \frac{1}{\rho^{k-1}} \vec{e}_z$.

Külön figyelmet érdemel a $k=1$ eset. Mivel $\text{rot } \vec{U}_1 = 0$, azt várnánk, hogy az \vec{U}_1 mező a cirkuláció minden zárt kontúron zérus. Ez azonban csak azokra a kontúrokra érvényes, amelyek nem ölelik körül a z -tengelyt. Egy (pozitív irányítottágú) r -sugarú körön pl. a kontúrintegrál értéke a kör sugarától függetlenül 2π -vel egyenlő. Ez arra utal, hogy a z -tengelyen — de csak ott, — $\text{rot } \frac{1}{\rho} \vec{e}_\varphi \neq 0$. A Stokes-tételből — amelyről később lesz szó — következik, hogy

$$\text{rot } \frac{1}{\rho} \vec{e}_\varphi = 2\pi \delta(x) \cdot \delta(y). \clubsuit \quad (17)$$

Függelék: A delta-függvény.

Egy dimenzióban a δ -függvény alaptulajdonságát az

$$\int_a^b \delta(x - \xi) dx = \begin{cases} 1 & \text{ha } a < \xi < b \\ 0 & \text{egyébként} \end{cases}$$

képlet fejezi ki. Ez mutatja, hogy a δ -függvény minden $x \neq \xi$ pontban zérus, ξ -ben végtelen: nagyon keskeny, magas csúcsnak kell elképzelni az $x = \xi$ pontban.

Az alapképlet általánosabb formája:

$$\int_a^b f(x) \cdot \delta(x - \xi) dx = \begin{cases} f(\xi) & \text{ha } a < \xi < b \\ 0 & \text{egyébként.} \end{cases}$$

Parciális integrálással belátható, hogy a δ -függvény deriváltja a következő alaptu-

lajdonsággal rendelkeznek:

$$\int_a^b f(x) \cdot \delta'(x - \xi) dx = \begin{cases} -f'(\xi) & \text{ha } a < \xi < b \\ 0 & \text{egyébként.} \end{cases}$$

Háromdimenziós térben az alapképlet

$$\int_{\Omega} \delta(\vec{r} - \vec{\xi}) d\Omega = \begin{cases} 1 & \text{ha } \vec{\xi} \in \Omega \\ 0 & \text{egyébként} \end{cases}$$

és ebből látható, hogy

$$\delta(\vec{r} - \vec{\xi}) = \delta(x - \xi_x) \cdot \delta(y - \xi_y) \cdot \delta(z - \xi_z).$$

Az alapképlet általánosabb formában:

$$\int_{\Omega} f(\vec{r}) \delta(\vec{r} - \vec{\xi}) d\Omega = \begin{cases} f(\vec{\xi}) & \text{ha } \vec{\xi} \in \Omega \\ 0 & \text{egyébként.} \end{cases}$$

A $\delta(\vec{r})$ gradiensét a térbeli parciális integráláson keresztül értelmezzük (ld. a továbbiakban a *Térbeli parciális integrálás formulái c. részt*).

7.Feladat: Milyen töltéssűrűség mellett lehetséges az $\vec{E} = (\vec{a} \cdot \vec{r})\vec{r}$ elektromos mező (\vec{a} konstans vektor)?

Megoldás: Semmilyen töltéssűrűség mellett sem lehetséges, mert a rotációja nem nulla: pl. $rot_x \vec{E} = a_y z - a_z y$.♣

2.4. A Poincaré-azonosságok

A két Poincaré-azonosság a következő:

1).Bármely \vec{A} vektormező rotációja divergenciamentes:

$$div \operatorname{rot} \vec{A} \equiv (\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{A})) = 0.$$

2).Bármely S skalármező gradiense⁴ rotációmentes:

$$\operatorname{rot} \operatorname{grad} S \equiv (\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} S) = 0.$$

8.Feladat: Igazoljuk a Poincaré-azonosságokat.♣

Végtelen euklideszi térben a Poincaré-azonosságok megfordítása is igaz:

⁴A gradiens diszkusszióját ld. a Mechanika-jegyzet 6.fejezetében.

1). Ha egy \vec{V} vektormező divergenciamentes, akkor található olyan \vec{A} vektormező, amelynek rotációja \vec{V} -vel egyenlő:

$$\vec{V} = \text{rot } \vec{A}.$$

Az \vec{A} a \vec{V} -hez tartozó *vektorpotenciál*.

Megjegyzés: Ha \vec{A} a \vec{V} -hez tartozó vektorpotenciál, akkor — a 2. Poincaré-azonosság következtében — $\vec{A}' = \vec{A} + \text{grad } S$ is az tetszőleges S -nél.

A divergenciamenteségnek mindenütt teljesülnie kell, ezért a 2. feladat \vec{V}_2 -jéhez nem tartozik vektorpotenciál.

2). Ha egy \vec{V} vektormező rotációmentes, akkor található olyan S skalármező, amelynek a gradiense \vec{V} :

$$\vec{V} = \text{grad } S.$$

A $\Phi = -S$ skalármező a \vec{V} -hez tartozó (skalár) *potenciál* (nem tévesztendő össze a potenciális energiával, ld. a köv. fejezetet).

A rotációmentességnek mindenütt teljesülnie kell, ezért a 6. feladat \vec{U}_1 -éhez nem rendelhető potenciál.

2.5. Az elektrosztatikus potenciál

Az elektrosztatika 2. alapegyenlete szerint \vec{E} rotációmentes, ezért a 2. Poincaré-azonosság megfordítása alapján felírható egy Φ potenciál negatív gradienseként:

$$\vec{E} = -\text{grad } \Phi. \quad (18)$$

A q töltésre ható Coulomb-erőt a potenciálon keresztül az

$$\vec{F} = -\text{grad } (q\Phi)$$

képlet adja meg. A Mechanika-jegyzet 1.6 fejezetével való összevetés mutatja, hogy az U erőfüggvény szerepét a $q\Phi$ szorzat játssza:

$$U = q\Phi.$$

Mivel az erőfüggvény egyben potenciális energia is (Mechanika-jegyzet 1.7 fejezet), a q ponttöltés potenciális energiája az \vec{E} elektromos térben $q\Phi$ -vel egyenlő, és

$$\int_l \vec{F} \cdot d\vec{l} = q\Phi(\vec{b}) - q\Phi(\vec{a})$$

a Coulomb-erő által az \vec{a} kezdő- és \vec{b} végpontú l kontúron végzett munka. Ha ezt az egyenletet q -val végigosztjuk, az

$$\int_l \vec{E} \cdot d\vec{l} = \Phi(\vec{b}) - \Phi(\vec{a}) \quad (19)$$

egyenletre jutunk: az elektromos mező vonalintegrálja az *elektrosztatikában* megegyezik a potenciál végpontokban felvett értékeinek a különbségével.

9.Feladat: Határozzuk meg (találjuk ki) a ponttöltés (6) elektromos teréhez tartozó potenciált, és két ponttöltés potenciális energiáját.

Megoldás: Gradiensképzéssel ellenőrizhető, hogy az \vec{R} pontban lévő ponttöltés potenciálja

$$\Phi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0|\vec{r} - \vec{R}|}, \quad (20)$$

ahonnan

$$U = \frac{qq'}{4\pi\epsilon_0|\vec{r} - \vec{R}|}. \quad (21)$$

Megjegyzés: Használjuk az

$$\vec{\nabla} r = \frac{\vec{r}}{r} \quad (22)$$

képletet.♣

Ha (18)-t az 1. alapegyenletbe helyettesítjük és használjuk a $\text{div grad} \equiv \nabla^2$ jelölést, a

$$\nabla^2 \Phi = -\frac{1}{\epsilon_0} \rho \quad (23)$$

Poisson-egyenletet kapjuk, amelyben

$$\nabla^2 S = \begin{cases} \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} & \text{Descartes} \\ \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial S}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \cdot \frac{\partial^2 S}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} & \text{henger} \\ \frac{\partial^2 S}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial S}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \cdot \frac{\partial^2 S}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 S}{\partial \vartheta^2} + \frac{\cos \vartheta}{r^2 \sin \vartheta} \cdot \frac{\partial S}{\partial \vartheta} & \text{gömbi} \end{cases}$$

Ez az *egy* egyenlet egyenértékű az elektrosztatika *két* alapegyenletével, mert ha kiszámítjuk belőle Φ -t, akkor $\vec{E} = -\text{grad } \Phi$ automatikusan kielégíti mindkét alapegyenletet. Az egyenletek számának ezen redukciója miatt a Poisson-egyenletet használjuk az elektrosztatikai feladatok megoldására.

A Poisson-egyenletnek ismerjük egy fontos megoldását: ez (20), amely a ponttöltés potenciálja és így a Poisson-egyenletnek is megoldása, ha töltéssűrűsége a ponttöltés töltéssűrűségét értjük. Ezért ha (20)-t, valamint $\rho = q\delta(\vec{r} - \vec{R})$ -t a (23) Poisson-egyenletbe helyettesítjük, érvényes matematikai összefüggést kapunk, amelyet később használni fogunk:

$$\nabla^2 \frac{1}{|\vec{r} - \vec{R}|} = -4\pi\delta(\vec{r} - \vec{R}). \quad (24)$$

2.6. Elektrosztatikai feladatok megoldása a Poisson-egyenlet segítségével

A ponttöltés potenciáljának az ismeretében könnyen fel lehet írni a Poisson-egyenlet megoldó-képletét tetszőleges töltéssűrűségnél (amely a tér véges részét foglalja el). Egy töltéssűrűség ugyanis gondolatban ponttöltésekre bontható. Az $r^{\vec{}}$ pont körüli infinitezimális $d\Omega'$ térfogatelemben $\rho(r^{\vec{}})d\Omega'$ mennyiségű töltés van felhalmozva, amely az $r^{\vec{}}$ futó pontban (20) szerint

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0|\vec{r}-\vec{r}'|}\rho(r^{\vec{}})d\Omega'$$

potenciált hoz létre. A teljes ρ töltéssűrűség potenciálja ezek szuperpozíciójából jön létre (ld. a 3.feladatot):

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d\Omega' \frac{\rho(r^{\vec{}})}{|\vec{r}-\vec{r}'|}. \quad (25)$$

Ezt a formulát használhatjuk az olyan elektrosztatikai feladatok megoldásánál, amelyekben adott töltéeloszláshoz kell meghatározni az elektromos mezőt.

Könnyen belátható, hogy a töltéssűrűség véges kiterjedése következtében Φ a végtelenben zérushoz tart. Az elektrosztatikában megköveteljük, hogy a potenciál tegyen eleget ennek a természetes peremfeltételnek.

Kérdés: Egyértelmű megoldása-e (25) a Poisson-egyenletnek? A válasz: igen. Ha ugyanis létezne még egy Φ' megoldás, akkor a $\Phi - \Phi' \equiv \Phi_0$ különbség nyilván kielégítené a

$$\nabla^2\Phi_0 = 0$$

homogén Poisson-egyenletet, amelyet *Laplace-egyenletnek* neveznek. Mivel Φ -nek és Φ' -nek egyaránt el kell tűnnie a végtelenben, ugyanennek kell történnie Φ_0 -al is. A Laplace-egyenletnek azonban minden olyan megoldása, amely a végtelenben elűnik, *mindenütt* zérus, ezért Φ' nem különbözhet Φ -tól.

A Laplace-egyenlet végtelenben eltűnő megoldásainak ez a különös tulajdonsága megérthető abból az észrevételből, hogy egy $\Phi_0(x, y, z)$ függvénynek csak ott lehet szélső értéke, ahol a $\frac{\partial^2\Phi_0}{\partial x^2}$, $\frac{\partial^2\Phi_0}{\partial y^2}$, $\frac{\partial^2\Phi_0}{\partial z^2}$ második deriváltak különböznek zérustól és azonos előjelűek. Mármost ha Φ_0 eleget tesz a

$$\frac{\partial^2\Phi_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi_0}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Phi_0}{\partial z^2} = 0$$

Laplace-egyenletnek, akkor ez a feltétel egyetlen pontban sem teljesülhet, vagyis ennek az egyenletnek sehol sincs szélső értéke. Egy végtelenben eltűnő megoldásnak azonban *valahol* kell szélső értékének lennie — hacsak nem mindenütt nulla.

10.Feladat: Határozzuk meg egy egyenletesen töltött körlap elektromos terét a középpontra állított merőleges mentén.

Megoldás: A körlap fekszik az xy síkban, középpontja legyen az origóban, a sugara legyen R , Össztöltése pedig q . Tekintsük a körlapot végtelenül vékonynak. A töltéssűrűség ekkor felületi jellegű, azaz $\rho = \sigma \cdot \delta(z')$, ahol σ a *felületi töltéssűrűség*:

$$\sigma = \begin{cases} \frac{q}{\pi R^2} & \text{ha } \sqrt{x'^2 + y'^2} < R \\ 0 & \text{egyébként} \end{cases}$$

A megfigyelési pont helyzetvektora

$$\vec{r} = (0, 0, z),$$

ezért

$$|\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{x'^2 + y'^2 + (z - z')^2} \equiv \sqrt{r'^2 + (z - z')^2}.$$

Az \vec{r}' vektor hengerkoordinátáit r' , φ' , z' -vel jelöljük, mert ρ' összetéveszthető volna a töltéssűrűséggel. Ezért hengerkoordinátákban $d\Omega' = r' dr' d\varphi' dz'$.

Míndezek figyelembevételével (25) a következő:

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^R \frac{\sigma r' dr'}{\sqrt{r'^2 + z^2}} = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \int_0^R \frac{r' dr'}{\sqrt{r'^2 + z^2}}.$$

Az r' -integrált egyszerűen kiszámítani:

$$\int_0^R \frac{r' dr'}{\sqrt{r'^2 + z^2}} = \left[\sqrt{R^2 + z^2} - |z| \right] = \frac{R^2}{\sqrt{R^2 + z^2} + |z|},$$

ezért a z -tengely mentén a potenciál

$$\Phi(0, 0, z) = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \frac{R^2}{\sqrt{R^2 + z^2} + |z|} = \frac{q}{2\pi\epsilon_0 \left[\sqrt{R^2 + z^2} + |z| \right]},$$

a térerősség pedig

$$E_z(0, 0, z) = -\frac{\partial\Phi}{\partial z} = \frac{q}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{\sqrt{R^2 + z^2} \left[|z| + \sqrt{R^2 + z^2} \right]} \cdot \frac{z}{|z|}.$$

Szimmetriakokból nyilván $E_x(0, 0, z) = E_y(0, 0, z) = 0$.♣

11.Feladat: Határozzuk meg egy q töltésű $2a$ hosszúságú egyenletesen töltött szál potenciálját.

Megoldás: A szál essen egybe a z -tengellyel, a középpontja legyen az origóban.

$$\Phi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{2a} \int_{-a}^a \frac{dz'}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z - z')^2}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{2a} \int_{-a-z}^{a-z} \frac{du}{\sqrt{x^2 + y^2 + u^2}} =$$

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{2a} \ln \left[u + \sqrt{x^2 + y^2 + u^2} \right] \Big|_{-a-z}^{a-z} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{2a} \ln \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + (a-z)^2} + a-z}{\sqrt{x^2 + y^2 + (a+z)^2} - a-z} \clubsuit$$

12.Feladat: Határozzuk meg egy egyenletesen töltött körvonal elektromos terét a kör középpontjára állított merőleges mentén.

Megoldás: A geometria legyen ugyanaz, mint a 9.feladatban, a körvonal legyen a kör kerülete. Akkor

$$\Phi(0, 0, z) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{2\pi R} \int_0^{2\pi} \frac{R d\varphi'}{\sqrt{R^2 + z^2}} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{R^2 + z^2}},$$

$$E_z(0, 0, z) = \frac{q}{4\pi} \cdot \frac{z}{(R^2 + z^2)^{3/2}}, \quad E_x(0, 0, z) = E_y(0, 0, z) = 0. \clubsuit$$

2.7. A Gauss-tétel és a Stokes-tétel

1) A Gauss-tétel.

Legyen Ω tetszőleges térrész amelynek a térfogatát is Ω -val jelöljük, Σ a felülete, \vec{V} pedig vektormező, amelynek a divergenciája Ω -ban folytonos. Akkor érvényes a

$$\int_{\Omega} d\Omega \cdot \text{div } \vec{V} = \int_{\Sigma} (\vec{V} \cdot d\vec{\Sigma}) \quad (26)$$

Gauss-tétel.

A baloldali integrál térfogati, a jobboldali — amelyet a \vec{V} mező Σ -ra vett *fluxusának* nevezünk, — felületi. $d\vec{\Sigma} = \vec{n} \cdot d\Sigma$, ahol \vec{n} a felület külső normálisa (egységvektor), $d\Sigma$ a felületelem. A pont, *ha két vektor között áll*, skalárszorzatot jelent. Ezt a képlet jobboldalán zárójellel is kifejeztük.

A tétel bizonyításához tekintsük \vec{V} -t egységnyi sűrűségű folyadék sebességmező-jének, és osszuk fel Ω -t infinitezimális "sejtekre". Legyen az i -k sejt térfogata $d\Omega_i$, s_i pedig az i -k sejtben másodpercenként termelődő folyadék mennyisége, amit a sejt felületén másodpercenként kiáramló folyadékmennyiséggel definiáltunk. Láttuk, hogy $(\text{div } \vec{V})_i \cdot d\Omega_i = s_i d\Omega_i$, ahol $(\text{div } \vec{V})_i$ a divergencia értéke az i -k sejt belső pontjában. Ha ezt az egyenletet az i -re összegezzük, akkor határesetben a baloldalak összege a Gauss-tétel baloldalával egyenlő. A jobboldali összeghez minden olyan sejt felület-rész nulla járulékot ad, amely két sejtet választ el egymástól — az egyik sejt szempontjából kiáramló folyadék ugyanis a másik szempontjából beáramló, és ezért járulékaik az összegben kiejtik egymást. Az Ω -t határoló Σ részeit alkotó sejt felületeken kiáramló folyadék mennyiségét azonban semmi sem kompenzálja. Ezek adják a $s_i d\Omega_i$ -k összegéhez az egyedüli járulékot, ezért ez az összeg határesetben a Gauss-tétel jobboldali felületi integráljával egyezik meg.

2) A térbeli parciális integrálás formulái.

Legyen S tetszőleges skalármező (függvény), \vec{U} és \vec{V} pedig tetszőleges vektormezők. Akkor

$$\operatorname{div} (S\vec{V}) = S \operatorname{div} \vec{V} + (\vec{V} \cdot \operatorname{grad} S) \quad (27)$$

$$\operatorname{div} (\vec{U} \times \vec{V}) = (\vec{V} \cdot \operatorname{rot} \vec{U}) - (\vec{U} \cdot \operatorname{rot} \vec{V}). \quad (28)$$

Ha figyelembe vesszük, hogy a nabla-operátor elsőrendű differenciálásokat tartalmaz, akkor — Descartes-koordinátákat választva, — könnyen belátható, hogy a szorzat-kifejezésekre történő alkalmazása két lépésre bontható:

1) A szorzat differenciálási szabályának alkalmazása a szorzat tényezőinek megjelölésével.

2) A nabla áthelyezése a megjelölt tényező elé a vektorműveleti szabályok figyelembevételével, miközben $\vec{\nabla}$ -t konstans vektornak tekintjük.

A szabályok alkalmazását példákon mutatjuk be.

A (27) igazolása:

$$\operatorname{div} (S\vec{V}) \equiv \vec{\nabla} \cdot (S\vec{V});$$

$$\vec{\nabla} \cdot (S\vec{V}) = \vec{\nabla} \cdot (S\vec{V}) + \vec{\nabla} \cdot (\downarrow S\vec{V});$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\downarrow S\vec{V}) = S(\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) = S \operatorname{div} \vec{V} \quad (\text{mert } (\vec{a} \cdot \vec{cb}) = c(\vec{a} \cdot \vec{b}));$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\downarrow S\vec{V}) = (\vec{\nabla} S \cdot \vec{V}) = (\operatorname{grad} S \cdot \vec{V}) \quad (\text{mert } (\vec{a} \cdot \vec{cb}) = (\vec{ac} \cdot \vec{b})).$$

A (28) igazolása:

$$\operatorname{div} (\vec{U} \times \vec{V}) \equiv \vec{\nabla} \cdot (\vec{U} \times \vec{V});$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{U} \times \vec{V}) = \vec{\nabla} \cdot (\downarrow \vec{U} \times \vec{V}) + \vec{\nabla} \cdot (\vec{U} \times \downarrow \vec{V});$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\downarrow \vec{U} \times \vec{V}) = \vec{V} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{U}) = \vec{V} \cdot \operatorname{rot} \vec{U} \quad (\text{mert } \vec{a} \cdot (\vec{b} \times \vec{c}) = \vec{c} \cdot (\vec{a} \times \vec{b}));$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{U} \times \downarrow \vec{V}) = -\vec{U} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{V}) = -\vec{U} \cdot \operatorname{rot} \vec{V} \quad (\text{mert } \vec{a} \cdot (\vec{b} \times \vec{c}) = -\vec{b} \cdot (\vec{a} \times \vec{c})).$$

Integráljuk (27), (28) mindkét oldalát az Ω térfogatra és a baloldalon alkalmazzuk a Gauss-tételt:

$$\int_{\Sigma} S (\vec{V} \cdot d\vec{\Sigma}) = \int_{\Omega} d\Omega \cdot \text{Sdiv } \vec{V} + \int_{\Omega} d\Omega \cdot (\vec{V} \cdot \text{grad } S) \quad (29)$$

$$\int_{\Sigma} [(\vec{U} \times \vec{V}) \cdot d\vec{\Sigma}] = \int_{\Omega} d\Omega (\vec{V} \cdot \text{rot } \vec{U}) - \int_{\Omega} d\Omega (\vec{U} \cdot \text{rot } \vec{V}). \quad (30)$$

Ezek a térbeli parciális integrálás képletei, ui. a térbeli integrálásnál ugyanolyan funkciót töltenek be, mint a parciális integrálás jólismert

$$uv \Big|_a^b = \int_a^b uv' \cdot dx + \int_a^b u'v \cdot dx$$

formulája.

3)A Stokes-tétel.

Legyen most Σ tetszőleges felületdarab, az l kontúr pedig a határvonala. A felületet minden pontjában irányítottnak tekintjük, azaz a két lehetséges normálirány egyikét választjuk (a felület mentén folytonosan) normálvektornak⁵. A kontúron az irányítottságot úgy választjuk, hogy a felület normálvektorával alkosson jobbsavart.

Legyen \vec{V} vektormező, amelynek rotációja Σ -n folytonos. Akkor érvényes a

$$\int_{\Sigma} (\text{rot } \vec{V} \cdot d\vec{\Sigma}) = \oint_l (\vec{V} \cdot d\vec{l}) \quad (31)$$

Stokes-tétel.

A baloldali integrál felületi, a jobboldali — a \vec{V} cirkulációja l -n — vonalintegrál. $d\vec{l} = \vec{t} \cdot dl$, ahol \vec{t} a kontúr pozitív irányú érintője. A $d\vec{\Sigma}$ a Σ normálisa, irányítottsága olyan, hogy az l -n felvett iránnyal jobbsavart képez.

A tétel bizonyításához tekintsük \vec{V} -t erőternek, és osszuk fel Σ -t sűrű hálóval infinitezimális felületelemekre. Legyen az i -k elem felülete $d\Sigma_i$, dW_i pedig az erőternek az i -k elem kerülete mentén végzett munkája. Tudjuk, hogy $((\text{rot } \vec{V})_i \cdot d\vec{\Sigma}_i) = dW_i$, ahol $(\text{rot } \vec{V})_i$ a rotáció értéke az i -k felületelem belső pontjában. Ha ezt az egyenletet i -re összegezzük, akkor határesetben a baloldalak összege a Stokes-tétel baloldalával egyenlő. A jobboldali összeghez az elemi kontúrok minden olyan része nulla járulékot ad, amely két felületelemet választ el egymástól — minden ilyen szakasz irányítottsága ugyanis különböző aszerint, hogy az egyik vagy a másik felületelem határának tekintjük, és ezért járulékaik az összegben kiejtik egymást. A Σ -t határoló l részeit alkotó szakaszokon végzett munkát azonban semmi sem kompenzálja. Ezek adják a dW_i -k összegéhez az egyedüli járulékot, ezért ez az összeg határesetben a Stokes-tétel jobboldali vonalintegráljával egyezik meg.

⁵Megjegyezzük, hogy bizonyos felületek, mint pl. a Möbius-szalag, nem engedik meg a normálirány egyértelmű kijelölését.

Megjegyzés: Ebben a fejezetben sehol sem kellett áttérni egyik koordinátarendszerről egy másik, elforgatott koordinátarendszerre, és így nem kellett ténylegesen kihasználni, hogy S skalármező, a V_i -k pedig egy vektormező komponensei. Ezért képleteink abban az esetben is érvényesek, amikor S egy vektormező valamelyik komponense.

2.8. Az elektrosztatika egyenletei integrális formában

Alkalmazzuk a Gauss-tételt az $\epsilon_0 \vec{E}$ vektormezőre:

$$\int_{\Sigma} (\epsilon_0 \vec{E} \cdot d\vec{\Sigma}) = \int_{\Omega} \text{div} (\epsilon_0 \vec{E}) \cdot d\Omega.$$

Az elektrosztatika 1. alapegyenlete következtében ez a

$$\int_{\Sigma} (\vec{E} \cdot d\vec{\Sigma}) = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (32)$$

alakban írható, ahol

$$q = \int_{\Omega} d\Omega \cdot \rho.$$

A (32) az első alapegyenlet integrális alakja. Azt fejezi ki, hogy a töltést körülvevő felületen az \vec{E} fluxusa $\frac{1}{\epsilon_0}q$ -val egyenlő.

A 2. alapegyenlet integrális alakja a Stokes-tétel következtében

$$\oint_l (\vec{E} \cdot d\vec{l}) = 0.$$

Az integrális alak, mivel tetszőleges zárt felületre ill. kontúrra igaz, egyenértékű a differenciálissal — ez könnyen belátható, ha infinitezimális felületekre és kontúrokra alkalmazzuk. A differenciális alak azonban a számításokra sokkal alkalmasabb. Az integrális alak azokban a speciális esetekben előnyös, amikor a töltéeloszlásnak magasfokú szimmetriája van. A gömbszimmetrikus eloszlás ilyen, de pl. a 10. 11. és a 12. feladat szimmetriája (tengelyszimmetria) nem elegendő ahhoz, hogy az integrális alakkal a számítás egyszerűbb legyen, mint a differenciálissal.

13. Feladat: Szabályos köralapú kúp csúspontjában q ponttöltést helyezünk el. Mekkora a fluxus az alaplapon keresztül?

Megoldás: A (32) szerint a ponttöltésből kiáramló teljes fluxus q/ϵ_0 , és ennek $o/4\pi$ -szerese halad az o térszögön belül. A (szteradiánban mért) térszög a térszöget alkotó tetszőleges formájú kúppalást által az egységsugarú gömbből kivágott felület nagyságával egyenlő (a teljes térszög tehát 4π szteradián). A 2α nyílásszögű kúp térszöge ennek alapján

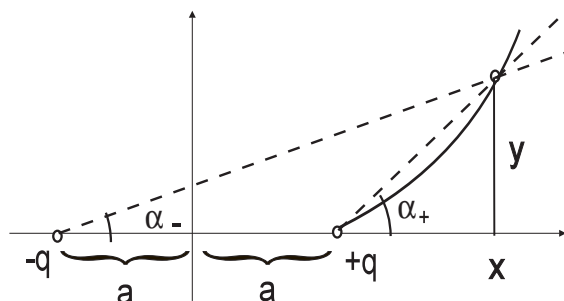
$$o = \int_0^\alpha \sin \vartheta \cdot d\vartheta \cdot \int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi \cdot (1 - \cos \alpha),$$

ezért a keresett fluxus a következő:

$$\Psi = \frac{q}{2\epsilon_0}(1 - \cos \alpha). \clubsuit$$

14.Feladat: Határozzuk meg két egymástól $2a$ távolságra lévő $\pm q$ ponttöltés erővonalainak egyenletét.

Megoldás: Képzeljük magunk elé az egyik erővonalat. Ha ezt a ponttöltéseket összekötő egyenes körül körbeforgatjuk, olyan tölcészerű csövet' (*fluxuscső*) nyerünk, amelyet — mivel erővonalak az alkotói, — egyetlen erővonal sem metsz. A Gauss-tétel szerint egy ilyen fluxuscső különböző helyen fölvett metszetein ugyanaz a fluxus halad keresztül. Ezt a tényt használjuk fel az erővonalak egyenletének felírásához.



3. ábra.

A 3.ábrán a feltüntetett erővonal fluxuscsövének x abszcisszájú kör alakú metszeteinek sugara az erővonal y koordinátája, ezért — az előző feladat szerint — a két ponttöltés fluxusa ezen a metszeten keresztül a következő:

$$\Psi_{\pm} = \frac{\pm q}{2\epsilon_0}(1 - \cos \alpha_{\pm}) = \frac{\pm q}{2\epsilon_0} \left(1 - \frac{x \mp a}{\sqrt{y^2 + (x \mp a)^2}} \right).$$

Az erővonalak egyenletét úgy kapjuk meg, hogy ezt a két függvényt a $\Psi_+ + \Psi_- = \Psi = konstans$ egyenletbe írjuk. Egyszerűsítés után ezt találjuk:

$$\frac{x+a}{\sqrt{y^2 + (x+a)^2}} - \frac{x-a}{\sqrt{y^2 + (x-a)^2}} = c,$$

ahol $c = 2\epsilon_0\Psi/q$. A c -nek különböző értékeket adva kapjuk az erővonalcsalád különböző tagjainak egyenletét. Az egyenlet nem oldható meg y -ra, de természetesen minden x -re meghatározza a hozzá tartozó (egy vagy két) y értéket. ♣

15.Feladat: Határozzuk meg az R sugarú q össztöltésű egyenletesen töltött gömb elektromos terét a gömbön kívül és belül.

Megoldás: Az általánosság megszorítása nélkül feltehetjük, hogy a megfigyelési pont a z -tengelyen van. Akkor (25) szerint

$$\Phi(0, 0, z) = \frac{\rho}{4\pi\epsilon_0} \cdot 2\pi \int_0^\pi \sin \vartheta' \cdot d\vartheta' \int_0^R \frac{r'^2 dr'}{\sqrt{r'^2 + z^2 - 2r'z \cos \vartheta'}},$$

ahol $\rho = \frac{3q}{4R^3\pi}$. Az integrál kiszámítása elég bonyolult, és utána még gradiensképzéssel kell megkapni a térerősséget.

Az integrális alak felhasználásával ezzel szemben

$$4\pi r^2 E_r = \begin{cases} \rho \cdot \frac{4\pi r^3}{3\epsilon_0} & \text{ha } r < R \\ \rho \cdot \frac{4\pi R^3}{3\epsilon_0} & \text{ha } r > R \end{cases},$$

ahonnan

$$\vec{E} = \begin{cases} \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^3} \cdot \vec{r} & \text{ha } r < R \\ \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^3} \cdot \vec{r} & \text{ha } r > R. \clubsuit \end{cases}$$

16.Feladat: A fenti gömbben az \vec{a} helyzetvektorú pont körül R' sugarú üreget vágunk ki ($a + R' < R$). Határozzuk meg a térerősséget az üregben, a gömbben, a gömbön kívül.

Megoldás:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_1(\vec{r}) - \vec{E}_2(\vec{r}),$$

ahol \vec{E}_1 az előző feladatban kapott térerősség, \vec{E}_2 pedig az *eltávolított* gömb térerőssége. Így pl. az üreg belsejében a mező *homogén*:

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^3} \vec{r} - \frac{q'}{4\pi\epsilon_0 R'^3} (\vec{r} - \vec{a}) = \frac{\rho}{3\epsilon_0} \vec{a}$$

$$q = \frac{4R^3\pi}{3} \rho \quad q' = \frac{4R'^3\pi}{3} \rho. \clubsuit$$

2.9. Dipólnyomaték és polarizáció

Ha egy töltérendszer össztöltése nem zérus, akkor messziről nézve ponttöltésnek látszik. Ezt úgy láthatjuk be, hogy (25)-ben r -t jóval nagyobbak választjuk, mint a töltéssűrűség kiterjedése. Ekkor az integrálási tartományban (ahol $\rho \neq 0$) r' -t elhanyagolhatjuk r mellett, ezért

$$\Phi \sim \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r} \int \rho(\vec{r}') d\Omega' = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r},$$

ami éppen a q töltésű ponttöltés potenciálja.

Azt mondhatjuk tehát, hogy a

$$q = \int d\Omega \cdot \rho(\vec{r})$$

töltés a töltéeloszlás globális (számszerű) jellemzője, amely meghatározza a mező távoli viselkedését.

Amikor $q = 0$, a töltésrendszer egy másik globális jellemzője, a \vec{p} dipólnyomaték válik fontossá:

$$\vec{p} = \int d\Omega \cdot \vec{r}\rho(\vec{r}). \quad (33)$$

Descartes-komponensekben:

$$p_i = \int d\Omega \cdot x_i \rho(\vec{r})$$

($x_1, x_2, x_3 \equiv x, y, z$). A dipólnyomaték a töltéssűrűségnek a koord.rendszer origójára vonatkoztatott „nyomatéka”. Amikor azonban az össztöltés nulla, a dipólnyomaték független a vonatkoztatási ponttól.

Valóban, az \vec{a} vektor végpontjára vonatkoztatott dipólnyomaték

$$\vec{p}' = \int d\Omega \cdot (\vec{r} - \vec{a})\rho(\vec{r}) = \int d\Omega \vec{r}\rho(\vec{r}) - \vec{a} \int d\Omega \rho(\vec{r}) = \vec{p} - q \cdot \vec{a},$$

ezért $q = 0$ -nál $\vec{p}' = \vec{p}$.

Semleges testeknél tehát a dipólnyomaték a testek "belső", a vonatkoztatási pont önkényétől független jellemzője. A legegyszerűbb ilyen rendszer az *egyszerű dipól*, amely két ellentétes töltésű ponttöltésből áll.

17.Feladat: Határozzuk meg az egyszerű dipól dipólnyomatékát.

Megoldás: Az egyszerű dipól semlegessége miatt a (33) alkalmazásánál az origót tetszőlegesen választhatjuk, legyen — mondjuk — a negatív, $-q$ töltésű ponttöltés helyén. Ha a pozitív ponttöltés helyzetvektora \vec{a} , akkor $\rho(\vec{r}) = q[\delta(\vec{r} - \vec{a}) - \delta(\vec{r})]$. Ezt (33)-ba írva kapjuk a

$$\vec{p} = q \int d\Omega \cdot \vec{r} \cdot [\delta(\vec{r} - \vec{a}) - \delta(\vec{r})] = q\vec{a} \quad (34)$$

dipólnyomatékot. ♣

A dipólnyomaték fogalma a semleges dielektrikumok (dielektromos) *polarizációjánál* is fellép. Ha egy homogén dielektrikumot homogén elektromos mezőbe helyezünk, a felületen töltéssűrűség jön létre és a test dipólnyomatéka tesz szert. A jelenség legegyszerűbb magyarázata az, hogy az eredetileg zérus dipólnyomatékú molekulák az elektromos mező hatására dipólnyomatéka tesznek szert, vagy ha már volt dipólnyomatékuk, a mező irány szerint rendezi azokat.

A polarizált állapot jellemzése érdekében próbáljuk magunk elé képzelni a dielektrikumot alkotó elemi dipólokat. Amikor a test polarizálatlan állapotban van, elemi dipólok vagy nincsenek, vagy ha vannak is, teljesen véletlenszerű az orientációjuk („átlagban nincsenek”). Polarizált állapotban az elemi dipólok dipólnyomatéka vektormezőt alkot, amelyet \vec{P} -vel jelölünk. A \vec{P} neve *polarizációs vektor*, *polarizációs sűrűség* vagy *dipólsűrűség*.

Ha gondolatban megrajzoljuk ennek a vektormezőnek az áramvonalait, észrevesszük, hogy az áramvonalak forrásának a szerepét a polarizációs töltéssűrűség játssza, éspedig úgy, hogy az áramvonalak a *negatív polarizációs töltésből indulnak és a pozitívban végződnek*. Helyezzünk pl. egy xy síkkal párhuzamos dielektromos lapot z -irányú homogén elektromos mezőbe. Azon az oldallapon, amelyen az elektromos mező a lap belsejébe mutat negatív, a szemközt lévők pozitív polarizációs töltéssűrűség jön létre. A lap belsejében polarizációs töltések nincsenek annak ellenére, hogy az elemi dipólnyomatékok mindenütt az elektromos mező irányába mutatnak és ezért a közeg mindenütt polarizált állapotban van. A test belsejében ugyanis a szomszédos dipólok ellentétes töltései kompenzálják egymást és csak a test felületén marad kompenzálatlan töltéssűrűség. A \vec{P} polarizációs vektor ezért a test belsejében mindenütt azonos nagyságú, az elektromos mezővel párhuzamos, a testen kívül zérus (a vákuumban nincsenek dipólok), és ezért áramvonalai valóban a negatív töltéssűrűségnél kezdődnek és a pozitívban végződnek.

Ez a kvalitatív kép sugallja, hogy a \vec{P} mező forrassűrűsége (divergenciája) a polarizációs töltéssűrűség *negatívjával* arányos, azzal a kiegészítő peremfeltétellel, hogy a vákuumban mindenütt nulla. Mint látni fogjuk, a \vec{P} akkor egyenlő a dipólsűrűséggel, ha az arányossági tényezőt 1-nek választjuk. A \vec{P} differenciálegyenletét mindezek alapján a

$$\operatorname{div} \vec{P} = -\rho_p \quad (35)$$

alakban posztulálhatjuk.

Ebből az egyenletből mindenekelőtt következik, hogy egy dielektromos test q_p polarizációs össztöltése zérus, ezért ha a polarizációs töltést (35)-ből számoljuk, nem kell külön gondoskodni arról, hogy q_p eltűnjön. Integráljuk ui. ezt a képletet egy olyan Ω térfogatra, amely az egész dielektrikumot tartalmazza, és ezért Σ felszíne mindenütt a vákuumban van. A Gauss-tétel felhasználásával

$$q_p = - \int_{\Omega} \operatorname{div} \vec{P} \cdot d\Omega = - \int_{\Sigma} (d\Sigma \cdot \vec{P}) = 0,$$

mert a Σ -n mindenütt $\vec{P} = 0$.

Ha magát a \vec{P} -t integráljuk a fenti Ω -ra, a dielektikum dipólnyomatékát kapjuk eredményül:

$$\vec{p} = \int_{\Omega} d\Omega \cdot \vec{P}(\vec{r}). \quad (36)$$

Ez mutatja, hogy (35)-ben az arányossági tényezőt jól választottuk. A bizonyításhoz vegyünk egy tetszőleges \vec{v} egységvektort. A \vec{p} és a \vec{P} \vec{v} -re vetett vetületét p_ν , P_ν -vel

jelölve

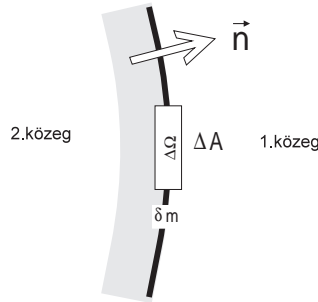
$$\begin{aligned}
 p_\nu &= (33) = \int_{\Omega} d\Omega \cdot (\vec{r} \cdot \vec{\nu}) \rho_p = (35) = - \int_{\Omega} d\Omega \cdot (\vec{r} \cdot \vec{\nu}) \operatorname{div} \vec{P} = (29) = \\
 &= \int_{\Omega} d\Omega \cdot (\vec{P} \cdot \operatorname{grad} (\vec{r} \cdot \vec{\nu})) = \int_{\Omega} d\Omega (\vec{P} \cdot \vec{\nu}) = \int_{\Omega} d\Omega \cdot P_\nu
 \end{aligned} \tag{37}$$

a (36)-al összhangban. A (29) alkalmazásával először használtunk térbeli parciális integrálást. Esetünkben a Σ -n $\vec{P} = 0$, aminek következtében a felületi integrál zérus.

A (36) teszi lehetővé, hogy $\vec{P}(\vec{r})$ -t dipólsűrűségnek tekintsük:

$$\vec{P}(\vec{r}) = \vec{p}(\vec{r}) \cdot n(\vec{r}), \tag{38}$$

ahol $n(\vec{r})$ a molekulák sűrűsége, $\vec{p}(\vec{r})$ pedig a molekulák (átlagos) dipólnyomatéka a dielektrikum \vec{r} helyzetvektorú pontjában.



4. ábra.

18.Feladat: Mutassuk meg, hogy két egymással határos dielektrikum határfelületén a σ_p felületi polarizációs töltéssűrűség a \vec{P} normál irányú komponensének a csökkenésével egyenlő, amikor az egyik közegből a másikba lépünk át.

Megoldás: A 4.ábrán a haladási irányt az \vec{n} normál irányú egységvektor mutatja. Integráljuk (35)-t az ábrán kijelölt $\Delta\Omega$ térfogatra és alkalmazzuk a Gauss-tételt. A térfogat "lapos konzervdoboz" alakú, amelynek δm magasságával zérushoz tartunk, ezért az oldalfelület járuléka a felületi integrálhoz zérus. A fedő- és alaplapp területe egyformán ΔA . Az „új közegben” fekvő fedőlap külső normálisa \vec{n} , a „régiben” fekvő alaplappé $-\vec{n}$, ezért a Gauss-tételben a felületi integrál

$$\int (\vec{P} \cdot d\vec{\Sigma}) = ((\vec{P}_1 \cdot \vec{n}) - (\vec{P}_2 \cdot (-\vec{n}))) \cdot \Delta A = (P_{1n} - P_{2n}) \cdot \Delta A,$$

a térfogati integrál pedig

$$- \int d\Omega \cdot \rho_p = -\sigma_p \cdot \Delta A$$

(a $\delta m \rightarrow 0$ következtében a térfogati integrálhoz csak a felületi töltés ad járulékot).
A Gauss-tétel szerint a két kifejezés egyenlő egymással, azaz

$$\Delta P_n \equiv P_{1n} - P_{2n} = -\sigma_p. \quad (39)$$

Szavakban: Amikor \vec{n} irányban haladva az egyik közegből átlépünk a másikba, a \vec{P} \vec{n} -irányú komponense σ_p -vel csökken.

Ha speciálisan az 1.közeg a vákuum, akkor $P_{1n} = 0$ és $\sigma_p = P_{2n}$: közeg és vákuum határán a felületi töltéssűrűség a \vec{P} -nek a közeg külső normálisára vetett vetületével egyenlő.

Megjegyzés: Ez a gondolatmenet a határfelületek kezelésének prototípusa, amely a továbbiakban többször is alkalmazásra kerül.♣

2.10. A pontszerű dipól

Egy origóban tartózkodó q töltésű ponttöltés töltéssűrűsége $\rho(\vec{r}) = q\delta(\vec{r})$. Hasonlóan, egy origóban tartózkodó \vec{p} dipólnyomatékú pontszerű dipól dipólsűrűsége $\vec{P}(\vec{r}) = \vec{p} \cdot \delta(\vec{r})$. Ez a dipólsűrűség ui. valóban csak az origóban különbözik zérustól és a (36) teljesül rá. A pontszerű dipól töltéssűrűsége a (35) alapján ezért

$$\rho(\vec{r}) = \rho_p(\vec{r}) = -div(\vec{p} \cdot \delta(\vec{r})) \quad (\text{pontszerű dipólra}). \quad (40)$$

19.Feladat: Határozzuk meg az origóban nyugvó pontszerű dipól elektromos terét.

Megoldás: Először a potenciált számítjuk ki úgy, hogy a (25) megoldó-képletbe a dipól (40) töltéssűrűségét írjuk:

$$\Phi_d = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d\Omega' \cdot \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} div'(\vec{p}\delta(\vec{r}')).$$

A d -index a dipólra utal, a div -n a vessző pedig arra, hogy a div -ben előírt deriválások az \vec{r}' vektor x' , y' , z' komponenseire vonatkoznak.

Célszerű a delta-függvényt parciális integrálással szabaddá tenni, mert a delta-függvény egyszerűvé tenné a kijelölt $d\Omega'$ integrálás elvégzését. A már alkalmazott módon a (29) felhasználásával a

$$\Phi_d = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d\Omega' \cdot \delta(\vec{r}') \cdot \left(\vec{p} \cdot grad' \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right)$$

képletet nyerjük.

A

$$\frac{\partial f(x - x')}{\partial x'} = -\frac{\partial f(x - x')}{\partial x}$$

képlet következtében

$$\text{grad}' \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = -\text{grad} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|}. \quad (41)$$

Mivel grad nem hat az \vec{r}' integrációs változóra és a \vec{p} konstans vektor, ezért a Φ_d -beli integrál

$$\begin{aligned} - \int d\Omega' \cdot \delta(\vec{r}') \cdot \left(\vec{p} \cdot \text{grad} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) &= - \int d\Omega' \vec{p} \cdot \text{grad} \left(\delta(\vec{r}') \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) = \\ &= -\vec{p} \cdot \text{grad} \int d\Omega' \cdot \delta(\vec{r}') \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = - \left(\vec{p} \cdot \text{grad} \frac{1}{r} \right) = \frac{\vec{p} \cdot \vec{e}_r}{r^2} = \frac{(\vec{p} \cdot \vec{r})}{r^3}. \end{aligned}$$

A pontszerű dipól potenciálja tehát

$$\Phi_d(\vec{r}) = \frac{\vec{p} \cdot \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3}, \quad (42)$$

az elektromos tere pedig

$$\vec{E}_d(\vec{r}) = -\text{grad} \Phi_d(\vec{r}) = \frac{3(\vec{p} \cdot \vec{r})\vec{r} - r^2\vec{p}}{4\pi\epsilon_0 r^5}. \quad (43)$$

Ezt a teret — a pontszerű dipól terét —, *dipóltérnek* nevezzük⁶. Egy véges kiterjedésű dipól nagy távolságból nézve pontszerűnek látszik, a tere a dipóltól távol megegyezik a dipóltérrel.

20.Feladat: Mekkora erő hat egy pontszerű dipólra elektromos mezőben?

Megoldás: A ρ töltéssűrűségre ható erőssűrűség $\vec{f} = \rho\vec{E}$, a teljes erő pedig a

$$\vec{F} = \int d\Omega' \vec{f}(\vec{r}') = \int d\Omega' \cdot \vec{E}(\vec{r}')\rho(\vec{r}') \quad (44)$$

Coulomb-erő, amelynek i -komponense

$$F_i = \int d\Omega' \cdot E_i(\vec{r}')\rho(\vec{r}').$$

A képletben szereplő \vec{E} -be *nem* értendő bele magának a töltésrendszernek az elektromos tere; a hatás-ellenhatás egyenlősége következtében ugyanis a töltésrendszer egyes elemeinek egymásrahatásából származó erők eredője zérus.

A pontszerű dipólra ható erőt úgy kapjuk, hogy ebben a képletben ρ -n az \vec{r}' pontban tartózkodó pontszerű dipól töltéssűrűségét értjük. A (40) szerint $\rho(\vec{r}') = -\text{div}' (\vec{p}\delta(\vec{r}' - \vec{r}))$. Mivel azonban $-\text{div}' = +\text{div}$ (v.ö. (41)-el), ezért

$$F_i = \text{div} \int d\Omega' \cdot E_i(\vec{r}') \cdot \vec{p} \cdot \delta(\vec{r}' - \vec{r}) = \text{div} (E_i(\vec{r}) \cdot \vec{p}) = (27) = (\vec{p} \cdot \text{grad} E_i(\vec{r})).$$

⁶Ld. a Mechanika-jegyzet 29. feladatát.

(A (27), (29) akkor is igaz, ha S valamilyen vektormező egyik komponense.)

Ahhoz, hogy a komponensről vektoralakra térhessünk át, célszerű ezt az eredményt az ekvivalens

$$F_i = (\vec{p} \cdot \text{grad}) E_i(\vec{r})$$

alakba írni, ez ui. nyilvánvalóan az

$$\vec{F} = (\vec{p} \cdot \text{grad}) \vec{E}(\vec{r}) \quad (45)$$

vektoriális képlet i -k komponense. Vegyük észre, hogy a dipólra csak *térben változó* elektromos mezőben hat erő, és ez az erő nem csak a dipól helyzetvektorától függ, hanem a dipólnyomaték orientációjától is.

21.Feladat: Mutassuk meg, hogy a (45)-hoz tartozó erőfüggvény

$$U = -\vec{p} \cdot \vec{E}(\vec{r}). \quad (46)$$

Igazolás:

$$\begin{aligned} \vec{F} &= -\text{grad} U = \text{grad} (\vec{p} \cdot \vec{E}), \\ F_x &= \frac{\partial}{\partial x} (\vec{p} \cdot \vec{E}) = p_x \frac{\partial E_x}{\partial x} + p_y \frac{\partial E_y}{\partial x} + p_z \frac{\partial E_z}{\partial x}. \end{aligned}$$

A $\text{rot} \vec{E} = 0$ következtében

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad \frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{\partial E_x}{\partial z},$$

ezért

$$F_x = \left(p_x \frac{\partial}{\partial x} + p_y \frac{\partial}{\partial y} + p_z \frac{\partial}{\partial z} \right) E_x = (\vec{p} \cdot \text{grad}) E_x$$

helyesen. ♣

22.Feladat: Milyen forgatónyomaték hat egy pontszerű dipólra homogén elektromos térben?

Megoldás: Egy töltésrendszerre elektromos térben az

$$\vec{M} = \int d\Omega' [\vec{r}' \times \vec{f}(\vec{r}')] = \int d\Omega' [\vec{r}' \times \rho(\vec{r}') \vec{E}(\vec{r}')]$$

forgatónyomaték hat (az \vec{E} itt is a külső elektromos tér). Speciálisan pontszerű dipól esetében

$$M_i = - \int d\Omega' [\vec{r}' \times \vec{E}(\vec{r}')]_i \text{div}' (\vec{p} \delta(\vec{r}' - \vec{r})).$$

A divergencia olyan vektormezőre hat, amelynek komponensei csak az $(\vec{r}' - \vec{r})$ különbségtől függenek. Ezért div' -t helyettesíthetjük $-\text{div}$ -el, és ezt — mivel nem hat az integrációs változóra, — kivihetjük az integráljel elé:

$$M_i = \text{div} \int d\Omega' [\vec{r}' \times \vec{E}(\vec{r}')]_i \cdot \vec{p} \delta(\vec{r}' - \vec{r}) = \text{div} \left([\vec{r}' \times \vec{E}(\vec{r}')]_i \vec{p} \right) = (27) = \vec{p} \cdot \text{grad} [\vec{r}' \times \vec{E}(\vec{r}')]_i.$$

A (27) alkalmazásánál figyelembe vettük, hogy a \vec{p} konstans vektor divergenciája zérus. A kapott egyenlőség vektoriális alakja a következő:

$$\vec{M} = (\vec{p} \cdot \text{grad}) [\vec{r} \times \vec{E}] = [\vec{p} \times \vec{E}] + [\vec{r} \times \vec{F}], \quad (47)$$

amelyben \vec{F} a dipólra ható (45) erő. Homogén térben $\vec{F} = 0$, és csak az első tag ad járulékot. Amikor $\vec{p} \parallel \vec{E}$ ez a tag is nulla és a dipólra nem hat forgatónyomaték: ezek az egyensúlyi helyzetek. Mivel $U = -\vec{p} \cdot \vec{E}$, a potenciális energia akkor a legkisebb, amikor \vec{p} és \vec{E} azonos irányú: ez a stabil egyensúlyi helyzet.♣

2.11. A dielektrikumok elektrosztatikája

Az elektrosztatika

$$\text{div } \epsilon_0 \vec{E} = \rho \quad (48)$$

$$\text{rot } \vec{E} = 0 \quad (49)$$

egyenletei dielektrikumok jelenlétében is érvényesek. A ρ -ba természetesen bele kell érteni a polarizációs töltéssűrűséget is

$$\rho = \rho_s + \rho_p. \quad (50)$$

A ρ_p polarizációs töltés a dipólokból származik, amelyekben az ellentétes előjelű töltéspárok csak mikroszkópicusan kicsiny távolságra mozdulnak el egymáshoz képest. A ρ_s a *szabad töltések* sűrűsége. Szabad töltésen az olyan töltést értjük, amely elszakadt az ellentétes előjelű párjától, és attól teljesen függetlenül mozog. A dörzsöléssel létrehozott elektromosság pl. ebbe a kategóriába tartozik.

A $\vec{P}(\vec{r})$ polarizáció $\vec{E}(\vec{r})$ -től függ. Amikor $\vec{E} = 0$, a polarizáció is zérus, ezért a legegyszerűbb — és sokszor érvényesnek bizonyuló — feltevés az, hogy \vec{P} arányos \vec{E} -vel:

$$\vec{P}(\vec{r}) = \chi \cdot \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}). \quad (51)$$

A χ *dielektromos szuszceptibilitás* a közegre jellemző mennyiség. Homogén izotróp közegben konstans, általában azonban függhet \vec{r} -től, és a \vec{P} irányának sem kell feltétlenül megegyeznie a gerjesztő \vec{E} -tér irányával. A továbbiakban azonban homogén izotróp közegekre korlátozódunk.

A (35), (51) és az (50) alapján a (48) egyenlet a

$$\text{div } \epsilon_0 \vec{E} = \rho_s - \text{div } \chi \epsilon_0 \vec{E}$$

alakot ölti, aminek másik formája

$$\text{div } (\epsilon_0 (1 + \chi) \vec{E}) = \rho_s.$$

Vezessük be az

$$\epsilon_r = 1 + \chi$$

relatív permittivitást, ami az anyagra jellemző mennyiség (homogén izotróp közegben konstans), az $\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r$ permittivitást, valamint a

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (52)$$

(elektromos) indukciót (vagy eltolási vektort).

Ezek felhasználásával az elektrosztatika egyenletei a

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho_s \quad (53)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = 0 \quad (54)$$

alakot öltik, amelyekhez még hozzá kell venni az (52) anyagi egyenletet.

Az (53), (54) — differenciálegyenlet, ezért nem alkalmazható olyan felületek mentén, amelyeken \vec{D} és/vagy \vec{E} nemdifferenciálható módon változik. Két különböző közeg határa ilyen felület, és explicite meg kell adnunk \vec{D} és \vec{E} megváltozását a felületekre merőleges irányban. Ezek a szabályok (53)-t és (54)-t helyettesítik, és belőlük származtathatók le a 18.feladatban alkalmazott eljárással.

Vegyük alapul ennek a feladatnak az ábráját (4.ábra, és a gondolatmenetben $P \rightarrow D$, $\rho_p \rightarrow -\rho_s$). Az (53)-t a $\Delta\Omega$ térrészre integrálva a Gauss-tétel alkalmazása után a

$$(\overline{D_{1n}} - D_{2n}) \cdot \Delta A = \int_{\Delta\Omega} d\Omega \cdot \rho_s$$

képletre jutunk. Amikor $\delta m \rightarrow 0$ az integrálban csak a felületi töltések járuléka marad meg, ezért a jobboldal $\sigma_s \cdot \Delta A$ -val lesz egyenlő, ahol σ_s a szabad töltések felületi sűrűsége a határfelületen. Így azt kapjuk, hogy

$$D_{1n} - D_{2n} = \sigma_s,$$

vagy tömörebb formában

$$\Delta D_n = \sigma_s.$$

Szavakban: Amikor az egyik közegből a másikba lépünk át, a \vec{D} normál komponense σ_s -el nő.

Ha $\sigma_s = 0$, a D_n folytonos, de E_n még ekkor is ugrásszerűen változik. A $D_{1n} = D_{2n}$ következtében ugyanis $\epsilon_1 E_{1n} = \epsilon_2 E_{2n}$, és így

$$\frac{E_{1n}}{E_{2n}} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} = \frac{\epsilon_{2r}}{\epsilon_{1r}} \quad (\sigma_s = 0).$$

Az \vec{E} -nek a határfelülettel párhuzamos komponensei azonban nem szenvednek ugrást. Legyen \vec{t} a határfelület egy pontjában a felületet érintő valamelyik egységvektor. A felrajzolt zárt infinitezimális kontúron $\delta m \rightarrow 0$ -nál az \vec{E} cirkulációja $(E_{1t} - E_{2t}) \cdot \Delta l$ -el egyenlő, ahol E_{1t} és E_{2t} az 1. és a 2. közeg határpontjaiban az \vec{E} mező \vec{t} -irányú komponense. Mivel az elektrosztatikában \vec{E} cirkulációja mindig zérus, azt találjuk, hogy

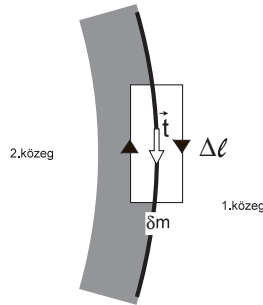
$$E_{1t} - E_{2t} = 0,$$

vagy tömörebben

$$\Delta E_t = 0.$$

A D_t azonban ugrást szenved, az $E_{1t} = E_{2t}$ következtében ugyanis

$$\frac{D_{1t}}{D_{2t}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} = \frac{\epsilon_{1r}}{\epsilon_{2r}}.$$



5. ábra.

A potenciálon keresztül ezek a feltételek úgy foglalhatók össze, hogy Φ -nek a közeghatáron folytonosnak kell lennie (ezt követeli az E_t komponensek folytonossága), Φ normál irányú deriváltjának pedig olyan ugrása van, amely az E_n ugrását biztosítja:

$$\frac{(\text{grad}_n \Phi)_1}{(\text{grad}_n \Phi)_2} = \frac{E_{1n}}{E_{2n}} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} = \frac{\epsilon_{2r}}{\epsilon_{1r}} \quad (\sigma_s = 0).$$

Vegyük észre, hogy azokban a tartományokban, amelyekben $\epsilon = konstans$ és $\rho_s = 0$, a ρ_p polarizációs töltéssűrűség szükségképpen zérus, ugyanis ekkor a $\text{div } \vec{D} = \rho_s$ egyenlet a $\text{div } \vec{P} = 0$ egyenlettel egyenértékű:

$$\epsilon = konstans \quad \text{és} \quad \rho_s = 0 \implies \rho_p = 0. \quad (55)$$

Érvényes a következő unicitási tétel: Az (52), (53), (54) egyenletek, az ugrások a közeghatárokon, valamint a peremfeltétel a végtelenben (az \vec{E} és a Φ a végtelenben eltűnik) az elektrosztatikai feladatok megoldását egyértelművé teszik.

A feladatok előtt csak arra a kérdésre kell még válaszolnunk, hogy miért célszerű a (48) egyenletet (53)-al helyettesíteni. Az ok az, hogy (48) jobboldala a polarizációs töltéssűrűséget is tartalmazza, ami rendszerint nincs előre megadva és az \vec{E} -vel együtt kell meghatározni. Az (53) jobboldalán ezzel szemben a szabad töltéssűrűség áll, és

ez akkor is lehet megadott függvény, amikor a polarizációs töltéssűrűség ismeretlen. A feladatoknál meg lehet majd figyelni, hogyan kell az (53)-ból kiindulva az \vec{E} -t is és a ρ_p -t is meghatározni.

23.Feladat: xy irányban végtelen kiterjedésű $\epsilon = konstans$ permittivitású, szabad töltéseket nem tartalmazó dielektrikum kitölti a $0 < z < d$ tartományt. A $z < 0$ féltérben $+z$ irányú homogén elektromos mező van. Határozzuk meg a \vec{D} , \vec{P} vektorokat és a polarizációs töltéssűrűséget.

Megoldás:

Indexkonvenció: A $z < 0$ rész (vákuum) indexe 1, a $0 < z < d$ (közeg) indexe 2, a $z > d$ (vákuum) indexe 3. $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_0$, $\epsilon_3 = \epsilon$. Az elektromos mező az 1.tartományban $\vec{E}_1 = (0, 0, E_1)$, $E_1 = konstans > 0$.

A (53)-ból indulunk ki, amely most

$$\operatorname{div} \vec{D} = 0 \quad (56)$$

-ra redukálódik.

Az 1.tartományban $\vec{D}_1 = \epsilon_0 \vec{E}_1$ homogén mező, nyilván eleget tesz (56)-nak.

A dielektrikumon belül $\vec{D}_2 = \epsilon \vec{E}_2$. Mivel $\epsilon = konstans$, (56)-ból következik, hogy $\operatorname{div} \vec{E}_2 = 0$. Mivel minden z -vel párhuzamos forgástengely a feladat szimmetriatengelye, $\vec{E}_2 = (0, 0, E_2)$, és ez az egyenlet $\frac{dE_2}{dz} = 0$ -ra redukálódik, ahonnan $E_2 = konstans$.

A *konstans* értékét az ugrásfeltételből lehet meghatározni az 1. és a 2. tartomány határán:

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} = \frac{1}{\epsilon_r} \quad (z = 0),$$

ahol ϵ_r a közeg relatív permittivitása. Innen

$$E_2 = \frac{1}{\epsilon_r} E_1. \quad (57)$$

A 3.térrészben újra $\vec{E}_3 = (0, 0, E_3)$, $\operatorname{div} \vec{E}_3 = \frac{dE_3}{dz} = 0$, ahonnan $E_3 = konstans$.

A 2. és a 3. tartomány határán $\frac{E_3}{E_2} = \epsilon_r$, ezért

$$E_3 = \epsilon_r E_2 = E_1.$$

A dipólsűrűség a vákuumban zérus, a közegben

$$\vec{P} = \chi \epsilon_0 \vec{E}_2 = \left(0, 0, \chi \frac{\epsilon_0}{\epsilon_r} E_1 \right),$$

ahol természetesen $\chi = \epsilon_r - 1$.

A (39) szerint a $z = d$ felületen $\sigma_p = \chi \frac{\epsilon_0}{\epsilon_r} E_1 > 0$, a $z = 0$ felületen $\sigma_p = -\chi \frac{\epsilon_0}{\epsilon_r} E_1 < 0$.

Az eltolási vektor az egész térben mindenütt ugyanaz a

$$\vec{D} = (0, 0, \epsilon_0 E_1)$$

homogén mező, ugyanis normál komponense a szabad töltések hiánya miatt, tangenciális komponensei pedig a feladat szimmetriája miatt nem szenvednek ugrást a közeghatárokon. A feladat ebből az észrevételből kiindulva is megoldható. ♣

Megjegyzés: A dielektrikum stabilitása megköveteli, hogy a polarizációs töltések által létrehozott tér *csökkentse* a dielektrikumra ható külső teret, azaz — a példa jelöléseiben — E_1 legyen nagyobb, mint E_2 . Ha nem így volna, a polarizációs folyamat láncreakciószerűen gerjesztené önmagát ahelyett, hogy a külső tér által meghatározott stabil állapothoz közeledne. Az $E_1 > E_2$ feltétel (57) következtében az $\epsilon_r > 1$ követelménnyel ekvivalens. Termodinamikai úton szigorúan bebizonyítható, hogy minden anyagra $\epsilon_r > 1$. Ez a feltétel $\chi > 0$ -ként is felfogható, ami azt fejezi ki, hogy \vec{E} csak önmagával azonos irányú \vec{P} -t hozhat létre (homogén izotróp közegben).

24. Feladat: xy irányban végtelennek tekinthető síkkondenzátor lemezei a $z = d + a$ és a $z = -a$ síkokat foglalják el ($a, d > 0$). A $z = -a$ lemezen a szabad töltések sűrűsége σ_s , a $z = d + a$ lemezen $-\sigma_s$ ($\sigma_s > 0$). A $0 < z < d$ térrészt az előző feladat közege foglalja el, ezen kívül mindenütt vákuum van. A kondenzátorra külső tér nem hat. Határozzuk meg a polarizációs töltéssűrűséget.

Megoldás: Indexkonvenció:

1. $z < -a$ ϵ_0
2. $-a < z < 0$ ϵ_0
3. $0 < z < d$ ϵ
4. $d < z < d + a$ ϵ_0
5. $d + a < z$ ϵ_0

A szimmetria miatt mind az öt tartományban a tér z -irányú, ezért a z -indexet megint nem írjuk ki.

Most $E_1 = 0$, ezért $D_1 = 0$. Amikor az 1. térrészből a 2.-be lépünk át, a \vec{D} normál komponense σ_s -el nő, ezért $D_2 = \sigma_s$, $E_2 = \frac{1}{\epsilon_0} D_2 = \frac{1}{\epsilon_0} \sigma_s$.

A 2., 3., 4. térrész az előző feladat alapján tárgyalható. Eszerint a dielektrikum felületén

$$\sigma_p = \pm \chi \frac{\epsilon_0}{\epsilon_r} E_2 = \pm \frac{\chi \sigma_s}{\epsilon_r},$$

$$E_3 = \frac{1}{\epsilon_r} E_2 = \frac{\sigma_s}{\epsilon},$$

$$E_4 = E_2 = \frac{1}{\epsilon_0} \sigma_s.$$

A 4.térrészből az 5.-be átlépve \vec{D} normál komponense $-\sigma_s$ -el nő. Mivel $D_4 = \epsilon_0 E_4 = \sigma_s$, ezért $D_5 = E_5 = 0$.

A megoldás $a = 0$ -nál is érvényes, amikor a közeg kitölti a kondenzátor belsejét. A dielektrikumban ekkor $E = \frac{\sigma_s}{\epsilon}$, $D = \sigma_s$.♣

25.Feladat: Hogyan változik meg az előző feladat megoldása, ha σ_s helyett a V potenciálkülönbséget⁷ adjuk meg a lemezek között?

Megoldás: Az előző megoldás érvényben marad, csak benne σ_s -t ismeretlennek tekintjük, amelyet még a (19) képlet segítségével V -n keresztül ki kell fejezni:

$$V = E_2 \cdot a + E_3 \cdot d + E_4 \cdot a = \left(\frac{2a}{\epsilon_0} + \frac{d}{\epsilon} \right) \sigma_s = (2a\epsilon_r + d) \frac{\sigma_s}{\epsilon},$$

ahonnan

$$\sigma_s = \frac{\epsilon}{2a\epsilon_r + d} V. \clubsuit$$

26.Feladat: xy irányban végtelennek tekinthető síkkondenzátor $z = -a$ lemezén σ_s , $z = +a$ lemezén $-\sigma_s$ a töltéssűrűség ($\sigma_s > 0$). A kondenzátor $-a < z < 0$ tartományát ϵ_1 , a $0 < z < a$ tartományát ϵ_2 permittivitású dielektrikum tölti ki. Határozzuk meg a térerősségeket és a polarizációs töltéssűrűségeket.

Megoldás: Az indexkonvenciót a permittivitás mutatja.

$$D_1 = \sigma_s \quad E_1 = \frac{\sigma_s}{\epsilon_1} \quad P_1 = \chi_1 \epsilon_0 E_1 = \frac{\epsilon_{1r} - 1}{\epsilon_{1r}} \sigma_s,$$

$$D_2 = \sigma_s \quad E_2 = \frac{\sigma_s}{\epsilon_2} \quad P_2 = \chi_2 \epsilon_0 E_2 = \frac{\epsilon_{2r} - 1}{\epsilon_{2r}} \sigma_s.$$

A polarizációs töltéssűrűségek a határfelületeken:

$$\sigma_p(z = -a) = -P_1 = \frac{1 - \epsilon_{1r}}{\epsilon_{1r}} \sigma_s,$$

$$\sigma_p(z = 0) = P_1 - P_2 = \frac{\epsilon_{1r} - \epsilon_{2r}}{\epsilon_{1r} \epsilon_{2r}} \sigma_s,$$

$$\sigma_p(z = a) = P_2 = \frac{\epsilon_{2r} - 1}{\epsilon_{2r}} \sigma_s. \clubsuit$$

27.Feladat: R sugarú homogén dielektromos gömbre q_s szabad töltést viszünk rá úgy, hogy (a) egyenletesen oszoljon el a gömb térfogatában, (b) legyen ponttöltés a gömb középpontjában, vagy (c) egyenletesen oszoljon el a gömb felületén. Határozzuk meg mindhárom esetben az elektromos teret és a polarizációs töltéssűrűséget.

⁷A kondenzátoros feladatokban a tradicionális jelölésmódnak megfelelően a potenciált a Φ helyett V -val jelöljük.

Megoldás: A gömbszimmetria miatt polárkoordinátákat célszerű használni, amelyben

$$\vec{D} = (D_r, D_\vartheta, D_\varphi) = (D, 0, 0).$$

a) Az (53)-ban most

$$\rho_s = \begin{cases} 0 & \text{ha } r > R \\ \frac{3q_s}{4\pi R^3} & \text{ha } r < R. \end{cases}$$

A (53)-ból a Gauss-tétel alapján a gömbön kívül

$$D = \frac{q_s}{4\pi r^2},$$

a gömbön belül pedig

$$D = \frac{q'_s}{4\pi r^2} = \frac{1}{3}r\rho_s,$$

ahonnan

$$\begin{aligned} E_r \equiv E &= \frac{1}{3\epsilon}r\rho_s \\ P_r \equiv P &= \frac{\chi}{3\epsilon_r}r\rho_s. \end{aligned}$$

A polarizációs töltéssűrűséget (35)-ből kapjuk:

$$\rho_p = -\operatorname{div} \vec{P} = -\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr}(r^2 P) = -\frac{\chi}{\epsilon_r} \rho_s,$$

ez ugyancsak állandó a gömb térfogatán belül.

Emellett a q_s -el ellentétes előjelű térfogati polarizációs töltéssűrűség mellett a gömb felszínén felületi polarizációs töltéssűrűség is létrejön:

$$\sigma_p = P(r)|_R = \frac{\chi}{3\epsilon_r} R \rho_s.$$

A teljes polarizációs töltés természetesen nullával egyenlő:

$$q_p = 4R^2 \pi \cdot \sigma_p + \frac{4R^3 \pi}{3} \cdot \rho_p = 0.$$

b)

$$D = \frac{q_s}{4\pi r^2}$$

$$\begin{aligned}
E &= \frac{q_s}{4\pi\epsilon_0 r^2} & (r > R) \\
E &= \frac{q_s}{4\pi\epsilon_r r^2} & (r < R) \\
P &= \chi\epsilon_0 \frac{D}{\epsilon} = \frac{\chi q_s}{4\pi\epsilon_r r^2} \\
\sigma_p &= \frac{\chi q_s}{4\pi\epsilon_r R^2} & (r = R) \\
\rho_p &= -\operatorname{div} \vec{P} = -\frac{\chi q_s}{\epsilon_r} \delta(\vec{r}).
\end{aligned}$$

c) A gömbön kívül a tér ugyanaz, mint az előző esetekben. Mivel $\sigma_s = \frac{q_s}{4\pi R^2}$, a gömbön belül $D = 0$ (a D σ_s -t ugrik, amikor kilépünk a gömbből). Ezért a gömbben $E = D = P = 0$, $\rho_p = \sigma_p = 0$ ♣.

28.Feladat: Dielektromos gömböt (külső) homogén elektromos mezőbe (nagy-méretű síkkondenzátor belsejébe) helyezünk. Határozzuk meg a térerősségeket és a polarizációs töltéssűrűségeket.

Megoldás: A megadott külső tér legyen z -irányú: $\vec{\mathcal{E}} = (0, 0, \mathcal{E})$. A vákuumot 1-el, a gömböt 2-vel indexeljük. A gömb sugara R .

A feladatot célszerű a potenciál segítségével tárgyalni. A külső tér potenciálja $\Phi_0 = -\mathcal{E}z = -\mathcal{E}r \cos \vartheta$. Ez a tér polarizációs töltéssűrűségeket indukál a gömb felületén⁸, amely létrehozza a maga terét a gömbön kívül (Φ_1 potenciál) és Φ_0 -ról Φ_2 -re változtatja a potenciált a gömbön belül:

$$\Phi = \begin{cases} \Phi_0 + \Phi_1 & \text{ha } (r > R) \\ \Phi_2 & \text{ha } (r < R) \end{cases}$$

A teljes külső potenciál ($\Phi_0 + \Phi_1$)-el egyenlő. Amikor $r \rightarrow \infty$, ez a potenciál Φ_0 -hoz tart, ezért Φ_1 -nek nullához kell tartania.

A potenciálnak a közeghatáron (is) folytonosnak kell lennie, ezért

$$\Phi_2 = \Phi_0 + \Phi_1 \quad (r = R),$$

vagyis

$$\Phi_2 = -\mathcal{E}R \cos \vartheta + \Phi_1 \quad (r = R). \quad (58)$$

Az indukcióvektor normál komponensének folytonosságát a $D_{2r} = D_{0r} + D_{1r}$ egyenlet fejezi ki, amely a potenciálokon keresztül felírva a következő:

$$-\epsilon \frac{\partial \Phi_2}{\partial r} = \epsilon_0 \mathcal{E} \cos \vartheta - \epsilon_0 \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \quad (r = R). \quad (59)$$

⁸Az (55) következtében térfogati töltéssűrűség nem jöhet létre.

A Φ_1 -t és a Φ_2 -t meg tudjuk választani úgy, hogy a határfelület mentén ugyanolyan függvény legyen, mint Φ_0 . Mindkét potenciál eleget tesz a Laplace-egyenletnek (a gömbfelületen kívül a töltéssűrűség zérus), és a Laplace-egyenletnek két olyan megoldását is ismerjük, amely $\cos\vartheta$ -val arányos. Az egyik a $\textit{konst} \cdot z$ függvény, a másik a $\vec{p} = p\vec{e}_z$ dipólnyomatékú pontszerű dipól (42) potenciálja. Ez utóbbi $r = 0$ -ban szinguláris, ezért Φ_2 nem lehet (42) alakú. A Φ_1 azonban lehet, mivel $r > R$ -nél ez a potenciál reguláris és $r \rightarrow \infty$ -nél eltűnik. Tegyük fel ezért, hogy

$$\Phi_1 = \frac{(\vec{p} \cdot \vec{r})}{4\pi\epsilon_0 r^3} = \frac{p}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cos\vartheta, \quad (60)$$

amelyben p meghatározásra váró konstans.

A Φ_2 -re nyilván a $\textit{konst} \cdot z$ -vel célszerű próbálkozni. Ennek negatív gradiense z -irányú elektromos mező, amelynek nagyságát E_2 -vel fogjuk jelölni:

$$\Phi_2 = -E_2 z = -E_2 r \cos\vartheta. \quad (61)$$

Ebben a képletben E_2 a meghatározandó konstans.

Ha (60)-t és (61)-t (58)-ba és (59)-be írjuk, $\cos\vartheta$ -val egyszerűsítethetünk, és az alábbi algebrai egyenletrendszert kapjuk az ismeretlen p -re és E_2 -re:

$$\begin{aligned} -E_2 R &= -\mathcal{E} R + \frac{p}{4\pi\epsilon_0 R^2} \\ \epsilon E_2 &= \epsilon_0 \mathcal{E} + \frac{p}{2\pi R^3}. \end{aligned}$$

Az egyenletrendszer megoldása az \vec{E}_2 és a \vec{p} irányának figyelembevételével a következő:

$$\vec{p} = 4\pi\epsilon_0 R^3 \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \vec{\mathcal{E}} \quad (62)$$

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_1 &= \vec{\mathcal{E}} + \vec{E}_d = \left[1 - \frac{R^3}{r^3} \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \right] \mathcal{E} \cdot \vec{e}_z + 3 \frac{R^3}{r^3} \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \mathcal{E} \cos\vartheta \cdot \vec{e}_r \\ \vec{E}_2 &= \frac{3}{\epsilon_r + 2} \vec{\mathcal{E}} = \frac{3\mathcal{E}}{\epsilon_r + 2} \vec{e}_z, \end{aligned} \right\} \quad (63)$$

ahol \vec{E}_1 és \vec{E}_2 az elektromos mező a gömbön kívül és belül.

A gömbön indukált felületi töltéssűrűség a következő:

$$\sigma_p = P_r = \epsilon_0 \chi E_{2r} = 3\epsilon_0 \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \mathcal{E} \cos\vartheta. \quad (64)$$

Emlékeztetünk rá, hogy Φ_2 -be beleértettük a külső tér potenciálját is. Ezért a gömbön belül a polarizációs töltések által létrehozott potenciál

$$\Phi_2 - \Phi_0 = (-E_2 + \mathcal{E})z = \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \mathcal{E} z,$$

amelyhez az

$$\vec{E}_{dep} = -\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \vec{\mathcal{E}}$$

elektromos mező (*depolarizációs tér*) tartozik. Az elnevezést az indokolja, hogy ez a mező a külső elektromos mezővel ellentétes irányú.

Ezzel a feladatot megoldottuk. Megoldásunk kielégíti az elektrosztatika alapegyenleteit (az ugrásfeltételeket is beleértve), és azt a peremfeltételt, hogy az elektromos mező a végtelenben tartson zérushoz. Az unicitási tétel alapján ezeket a feltételeket más elektromos térrel és töltéssűrűséggel nem lehet kielégíteni. Megoldási eljárásunk lényeges eleme az volt, hogy az $r > R$ és az $r < R$ tartományban olyan alakban kerestük a potenciált, hogy a határfelület mentén függvényalakjuk legyen azonos Φ_0 függvényalakjával. Ezzel a feladatot a Φ_1 -ben és a Φ_2 -ben szereplő egy-egy konstans (p és E_2) megválasztására redukáltuk. Ezt az eljárást általános formában is kidolgozták az *ortogonális függvények módszere* néven, de ezt a módszert — időhiány miatt — nem ismertethetjük.♣

2.12. Fémek

A fémek polarizációja során létrejövő töltések tetszőlegesen messze kerülhetnek azoktól a pozitív ionoktól, amelyekhez tartoztak (*vezetési elektronok*), ezért a szabad és a polarizációs töltések megkülönböztetése a fémekben nem olyan hasznos, mint a dielektrikumokban. Ennek megfelelően a fémek esetében csak egyfajta töltéssűrűséggel fogunk dolgozni (az s és a p indexet elhagyjuk), és a \vec{D} vektort is csak akkor vezetjük be, amikor a fémet a dielektrikumok határeseteként akarjuk tárgyalni (ld. alább a 32.feladatot).

Az elektrosztatikai feladatokban a fémek szabad töltéseinek átrendeződése mindaddig tart, amíg a fém belsejében a térerősség zérussá nem válik: a fémbe $\vec{E} = 0$, és az $\vec{E} = -\text{grad } \Phi$ következtében $\Phi = \text{konstans}$. Az elektromos mező a fém belső üregeiben is zérus. Az üregbeli potenciál ugyanis a Laplace-egyenlet megoldása, amelynek az üregeken belül sehol sem lehet szélső értéke (ld. a 2.6 fejezetet), ezért az üregben mindenütt megegyezik az üreg falának a potenciáljával, amely nem más, mint a konstans fémbeli potenciál.

Az \vec{E} tangenciális komponense a fém felületén folytonos, ezért ez a komponens a fémfelületen kívül is zérus: az elektromos mező és az indukcióvektor erővonalai kívülről merőlegesen érik el a fémfelületet. A 2.fejezet szerint (ld. az 1.ábrát) a fém egységnyi felületére vákuumban $\frac{\epsilon_0}{2} E^2$ erő ("nyomás") hat a külső normális irányában⁹.

Az elektrosztatika 1.alapegyenlete szerint $\vec{E} = 0$ következtében a fémekben a térfogati töltéssűrűség mindenütt nulla. Felületi töltéssűrűség azonban lehetséges. Ha a fémet ϵ permittivitású dielektrikumba ágyazzuk, akkor a felületi töltéssűrűség nagy-

⁹Dielektrikumba ágyazott fém esetében ebben a képletben ϵ_0 -t ϵ -al kell helyettesíteni.

sága

$$\sigma = D = \epsilon E. \quad (65)$$

(A \vec{D} és az \vec{E} a fémfelületen normális irányú, ezért $D = D_n$, $E = E_n$.) Speciálisan a vákuummal határos fémfelületen $\sigma = \epsilon_0 E$. A (65) képletet a 4. ábra segítségével igazolhatjuk, ha — a már jól ismert módon — a $\Delta\Omega$ térfogatra alkalmazzuk a Gauss-tételt. A (65) következtében a fémfelületre ható nyomás az $\frac{\sigma E}{2} = \frac{\sigma^2}{2\epsilon}$ képletekkel is kiszámítható.

29. Feladat: q nagyságú ponttöltést helyezünk el végtelen kiterjedésűnek tekinthető fémfelülettől a távolságra. Határozzuk meg az elektromos mezőt és a ponttöltésre ható Coulomb-erőt.

Megoldás: A fémfelület legyen az xy sík, a ponttöltést pedig rögzítsük a z -tengelyen a $z = a$ pontban.

Az elektromos mező csak a $z > 0$ feltérben különbözik zérustól, ahol a

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \epsilon_0 \vec{E} &= q\delta(\vec{r} - a \cdot \vec{e}_z) \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= 0 \end{aligned} \quad (z > 0) \quad (66)$$

egyenleteknek, az xy -síkban pedig az

$$E_x = E_y = 0 \quad (z = 0) \quad (67)$$

határfeltételeknek tesz eleget.

Vegyük észre, hogy ezeknek az egyenleteknek ill. feltételeknek egy *másik* elektrosztatikai feladat is eleget tesz, amelyet úgy kapunk, hogy a fémeltávolítjuk, és helyette a z -tengely $z = -a$ pontjában egy $-q$ ponttöltést helyezünk el (*tűkörtöltés*). Nyilvánvaló, hogy a $z > 0$ feltérben változatlanul a (66) egyenletek érvényesek, és a feladat szimmetriája miatt a (67) feltételek is teljesülnek.

Az új feladat megoldása nagyon könnyű, mert ponttöltések tereinek a szuperpozíciója:

$$\vec{E}(x, y, z) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{x^2 + y^2 + (z - a)^2} \vec{e} - \frac{1}{x^2 + y^2 + (z + a)^2} \vec{e}' \right], \quad (68)$$

ahol \vec{e} a q -ból, \vec{e}' pedig a $-q$ -ból az $\vec{r}(x, y, z)$ megfigyelési pontba mutató egységvektor:

$$\begin{aligned} \vec{e} &= \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z - a)^2}}(x, y, z - a) \\ \vec{e}' &= \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z + a)^2}}(x, y, z + a). \end{aligned}$$

Az új feladatban (68) mindenütt érvényes, az eredeti feladatban csak a $z > 0$ féltérben, mert a másik féltérben $\vec{E} = 0$.

Ha a (68)-ban az \vec{r} megfigyelési pontot a $z = 0$ síkban választjuk, akkor azt találjuk, hogy itt $E_x = E_y = 0$, és

$$E_z = E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0(r^2 + a^2)}(e_z - e'_z) = -\frac{aq}{2\pi\epsilon_0(r^2 + a^2)^{3/2}},$$

ahol $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Így

$$\sigma = \epsilon_0 E = -\frac{aq}{2\pi(r^2 + a^2)^{3/2}}.$$

Ennek a képletnek a segítségével könnyen kiszámíthatjuk a fémfelületre ható nyomást.

A fémfelület Q össztöltése $-q$ -val egyenlő:

$$\begin{aligned} Q &= 2\pi \int_0^\infty dr \cdot r\sigma = -aq \int_0^\infty \frac{r \cdot dr}{(r^2 + a^2)^{3/2}} = \\ &= -\frac{1}{2}aq \int_0^\infty \frac{d\xi}{(\xi + a^2)^{3/2}} = aq \frac{1}{\sqrt{\xi + a^2}} \Big|_0^\infty = -q. \end{aligned}$$

A q -ponttöltésre a σ töltéssűrűségnek az elektromos tere hat pontosan akkora erővel, amekkora Coulomb-erővel hat rá a fiktív tükörtöltés. Descartes-komponensekben

$$\vec{F} = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 a^2}(0, 0, 1). \clubsuit$$

30.Feladat: Tekintsünk egy síkkondenzátort, amelynek $q > 0$ töltésű lemeze az xy sík $0 < x < b$, $0 < y < c$ része, $-q$ töltésű lemeze pedig a $z = d$ sík ugyanezen része. A kondenzátor $x < \xi$ tartományát ϵ permittivitású dielektrikum tölti ki, az $x > \xi$ tartományban vákuum van. Tegyük fel, hogy $d \ll \xi \ll b$, c és ezért a széleffektusoktól eltekinthetünk. Határozzuk meg a térerősséget és a töltéssűrűséget.

Megoldás: A kondenzátorban a térerősség konstans z -irányú vektor:

$$\vec{E} = (0, 0, \mathcal{E}) \quad (\mathcal{E} = \text{konstans}).$$

Egy ilyen mező nyilvánvalóan eleget tesz az alapegyenleteknek és kielégíti az ugrás-feltételeket is: a lemezekon normál irányú, a dielektrikumot a vákuumtól elválasztó felületen ($x = \xi$ -nél) pedig a tangenciális komponense folytonos. A (65) következtében a pozitív lemezen a töltéssűrűség

$$\sigma = \begin{cases} \epsilon\mathcal{E} & \text{ha } 0 < x < \xi \\ \epsilon_0\mathcal{E} & \text{ha } \xi < x < b, \end{cases}$$

amelyhez

$$q = c \cdot \xi \cdot \epsilon \mathcal{E} + c \cdot (b - \xi) \epsilon_0 \mathcal{E}$$

össztöltés tartozik. Ez az érték adott, ezért

$$\mathcal{E} = \frac{q}{c[\epsilon \xi + \epsilon_0(b - \xi)]}, \quad (69)$$

és a kondenzátor feszültsége

$$V = \mathcal{E}d = \frac{qd}{c[\epsilon \xi + \epsilon_0(b - \xi)]}. \clubsuit \quad (70)$$

31.Feladat: Ugyanaz, mint előbb, azzal a különbséggel, hogy q helyett a V feszültség van megadva.

Megoldás: Az előző feladatban a kondenzátort feltöltés után lekapcsoltuk a tápegységről, ezért volt a töltése állandó. Most rajta hagyjuk a V feszültségű tápegységen, ezért $\mathcal{E} = \frac{V}{d}$ lesz állandó, a q pedig a (70) szerint függni fog ξ -től:

$$q = \frac{c}{d} V [\epsilon \xi + \epsilon_0(b - \xi)].$$

Ezt a két feladatot később folytatjuk a dielektrikumra ható erő számításával. ♣

32.Feladat: Fémgömböt (külső) homogén elektromos mezőbe helyezzük. Határozzuk meg a térerősségeket és a polarizációs töltéssűrűséget.

Megoldás: Dielektromos gömbre ezt a feladatot már megoldottuk (28.feladat). Hogyan lehetne ez utóbbi feladat megoldását fémgömb esetére alkalmazni?

A fémek alaptulajdonsága az, hogy a térerősség bennük (sztatikus esetben) zérus, ezért egy dielektrikum annál jobban hasonlít a fémhez, minél könnyebben polarizálható. Ez az $\epsilon \rightarrow \infty$ határesetnek felel meg, ha a $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ egyenletben közben \vec{D} -t állandónak tartjuk; ekkor ugyanis $\epsilon \rightarrow \infty$ -vel egyszerre $E \rightarrow 0$.

Ennek az észrevételnek az alapján feladatunk megoldását leolvashatjuk (62), (63) és (64) $\epsilon_r \rightarrow \infty$ határesetéből. A gömbön kívül az elektromos tér

$$\vec{E} = \left[1 - \frac{R^3}{r^3} \right] \mathcal{E} \vec{e}_z + 3 \frac{R^3}{r^3} \mathcal{E} \cos \vartheta \cdot \vec{e}_r,$$

a polarizációs töltéssűrűség

$$\sigma = 3\epsilon_0 \mathcal{E} \cos \vartheta,$$

az indukált töltéssűrűség dipólnyomatéka pedig

$$\vec{p} = 4\pi\epsilon_0 R^3 \vec{\mathcal{E}}.$$

A depolarizációs tér a gömbben nyilván $-\vec{\mathcal{E}}$ -vel egyenlő. ♣

Az elektrosztatikai feladatokat ezzel lezárjuk és áttérünk a magnetosztatikára.

2.13. A mágneses mező

Vegyünk két egymástól ρ távolságra lévő végtelen hosszúnak tekinthető vezetőt, amelyekben I_1 és I_2 áram folyik. A tapasztalat szerint a vezetők erőit gyakorolnak egymásra: mindkét vezető egységnyi hosszúságú szakaszára ható erő az áramerősségek szorzatával egyenesen, a ρ távolsággal fordítottan arányos:

$$\frac{F}{l} \sim \frac{I_1 I_2}{\rho}. \quad (71)$$

Ha az áramok egyirányúak, az erő vonzó, ha ellenkező irányúak, akkor tasztító.

Erre az erőre alapozzuk az áramerősség egységének a megválasztását. A legegyszerűbb az volna, ha (71)-ben az arányosság helyébe egyenlőséget íránk. Ebben az esetben egységnyinek tekintenénk egy végtelen lineáris vezetőben folyó áramot, ha a vele párhuzamosan, tőle $1m$ távolságra lévő ugyanolyan erősségű árammal átfolyt vezető minden $1m$ hosszú szakaszára $1N$ erővel hatna.

Az áramerősség így definiált egysége azonban a gyakorlati elektrotechnikai alkalmazások szempontjából túl nagy lenne, ezért az ampert (A) abból a követelményből választják meg, hogy két $1A$ erősségű lineáris áram egységnyi szakaszára — definíció szerint — ne $1N$, hanem csak $2 \cdot 10^{-7} N$ erő hasson. Ennek megfelelően a (71)-t egyenlőségként így kell felírni:

$$\frac{F}{l} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{\rho}, \quad (72)$$

ahol¹⁰

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{N}{A^2}.$$

Vegyük észre, hogy míg μ_0 értékét mérés nélkül, az amper *definíciója* alapján választottuk meg, addig az 1.fejezetben ϵ_0 értékének a megadásánál a tapasztalatra (mérésre) kellett hivatkoznunk: az ϵ_0 és a μ_0 közül csak az egyik választható szabadon.

Logikus feltételezni, hogy az elektromos töltések kölcsönhatásához hasonlóan az áramok egymásra hatása is közelhatás eredménye, amelyet szintén egy mező — a *mágneses mező* vagy mágneses tér — közvetít. Ha a (72)-t — mondjuk — az 1.vezetőre ható erőnek tekintjük, akkor

$$\frac{F}{l} = \mu_0 I_1 H \quad (73)$$

-ként foghatjuk fel (*Ampère törvény*). A H a 2.vezető által az 1.vezető helyén létrehozott mágneses mező, amelyet a

$$H = \frac{I_2}{2\pi\rho} \quad (74)$$

¹⁰ μ_0 -t a *vákuum permeabilitásának* nevezik.

formula határoz meg (*Biot-Savart törvény*). Ez a felbontás természetesen erősen intuitív és — különösen ami a 2-s faktort illeti — későbbi, részletesebb ismeretet, az Ampère-törvény és a Biot-Savart törvény pontos alakjának az ismeretét tételezi fel. Ezt a pontos alakot természetesen olyan kísérletekből dedukálták, amelyeket különféle geometriai elrendezésű vezetőkkel végeztek. A vezetők között ható erő empirikus formulájának a két tényezőre választása persze mindenképpen tartalmaz bizonyos önkényt, amelyet csak az elmélet egészébe való természetes beilleszkedés igazolhat.

Az Ampère-törvény azt az erőt adja meg, amely a \vec{H} mágneses mezőben hat egy I áramerősségű áram által átfolyt lineáris vezető $d\vec{l}$ szakaszára¹¹:

$$d\vec{F} = I(d\vec{l} \times \mu_0\vec{H}). \quad (75)$$

A Biot-Savart törvény azt mondja meg, hogy egy I áramerősségű lineáris vezető $d\vec{l}'$ szakasza milyen mágneses mezőt hoz létre a tér \vec{r} pontjában:

$$d\vec{H}(\vec{r}) = \frac{I}{4\pi R^3}(d\vec{l}' \times \vec{R}). \quad (76)$$

A képletben \vec{R} a $d\vec{l}'$ szakaszt az \vec{r} -el összekötő \vec{r} -be mutató vektor, és $R = |\vec{R}|$.

Mindenekelőtt azt kell megmutatnunk, hogy amikor két végtelen hosszúnak tekinthető, párhuzamos, egymástól ρ távolságra lévő vezetőre alkalmazzuk ezeket a képleteket, a (73)-t és a (74)-t kapjuk vissza.

Vegyük fel a koord. rendszert úgy, hogy a 2.vezető az x -tengelybe esik és I_2 iránya a pozitív x -irány. Az xy sík legyen a két párhuzamos vezető síkja, és az 1.vezető az $y = \rho$ pontban messe az y -tengelyt.

Számítsuk ki a 2.vezető által az 1.vezető $x = 0$, $y = \rho$ koordinátájú P pontjában létrehozott mágneses mezőt. Alkalmazzuk (76)-t az 2.vezető $(x, x + dx)$ szakaszára, amelyre

$$d\vec{l}' = (dx, 0, 0),$$

$$\vec{R} = (-x, \rho, 0),$$

$$R = \sqrt{x^2 + \rho^2},$$

$$(d\vec{l}' \times \vec{R}) = (0, 0, \rho \cdot dx).$$

A szuperpozíció-elvet \vec{H} -ra is feltételezve azt találjuk, hogy a teljes 1.vezető által az $x = 0$, $y = \rho$ pontban létrehozott mágneses mező z -irányú, és a nagysága

$$H = H_z = \frac{I_2\rho}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{(x^2 + \rho^2)^{3/2}}.$$

¹¹A $\mu_0\vec{H}$ szorzat helyett gyakran használják már a vákuum magnetosztatikájában is a \vec{B} indukcióvektort. Ebben a jegyzetben az indukciót csak a közegek magnetosztatikájában vezetjük be, de a vákuum magnetosztatikájában is $\mu_0\vec{H}$ szorzatot írunk azokon a helyeken, ahol közegekben \vec{B} fog állni.

Az integrál az $x = \rho \cdot \sinh \alpha$ helyettesítéssel számítható ki, amelyből $dx = \rho \cdot \cosh \alpha \cdot d\alpha$, valamint $x^2 + \rho^2 = \rho^2 \cdot \cosh^2 \alpha$:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{(x^2 + \rho^2)^{3/2}} = \frac{1}{\rho^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\alpha}{\cosh^2 \alpha} = \frac{1}{\rho^2} [\tanh \alpha] \Big|_{-\infty}^{\infty} = \frac{2}{\rho^2},$$

ezért

$$H = \frac{I_2}{2\pi\rho}, \quad (77)$$

a (74)-el összhagban. Az x -irányú translációs szimmetriából világos, hogy az 1. vezető *minden* pontjában ugyanekkora a mágneses mező. Vegyük észre, hogy a 2. vezetőre történő integrálás hozza be azt a 2-s faktort, amit — éppen emiatt — célszerű az amper definíciójába belefoglalni.

Számítsuk most ki az 1. vezető P pontja körüli \vec{dl} szakaszra ható erőt (75) alapján:

$$\vec{H} = (0, 0, H), \quad \vec{dl} = (dx, 0, 0),$$

$$(\vec{dl} \times \mu_0 \vec{H}) = (0, -\mu_0 H \cdot dx, 0),$$

és így az 1. vezető egységnyi hosszú szakaszára ható erő

$$\frac{d\vec{F}}{dx} = I_1 \cdot (0, -\mu_0 H, 0).$$

Ez az erő a 2. vezető felé mutat (ha I_1 és I_2 azonos irányú) és nagysága

$$\frac{dF}{dx} = \mu_0 I_1 H,$$

a (73)-al összhagban. Ha H -t (77)-ből ide behelyettesítjük, visszakapjuk (72)-t, amely gondolatmenetünk kiindulópontja volt.

2.14. A Lorentz-erő

Lorentz-erőnek az elektromágneses mezőben a ponttöltésre ható erő erőtvényét nevezzük¹²:

$$\vec{F} = e\vec{E} + q(\vec{v} \times \mu_0 \vec{H}). \quad (78)$$

Itt \vec{v} a test sebessége, \vec{E} és \vec{H} a mezők értéke a ponttöltés helyén.

A Lorentz-erő második tagját abból lehet kikövetkeztetni, hogy lineáris vezető esetén ez a tag az Ampère-törvényre vezet. Valóban, tegyük fel, hogy az áramot q töltésű, $v = konst$ sebességű ponttöltések mozgása hozza létre, amelyek sűrűsége a

¹²Eszerint a definíció szerint a Coulomb-erő a Lorentz-erő része. Gyakran azonban Lorentz-erőn a (78) második tagját értik.

vezető mentén n méter⁻¹: $I = nqv$. A vezető dl hosszúságú szakaszán a ponttöltések száma $dn = n \cdot dl$, ezért (78) szerint mágneses mezőben erre a szakaszra

$$dn \cdot q(\vec{v} \times \mu_0 \vec{H}) = n \cdot q(\vec{v} \cdot dl \times \mu_0 \vec{H}) = nqv(\vec{dl} \times \mu_0 \vec{H}) = I(\vec{dl} \times \mu_0 \vec{H})$$

erő hat az Ampère-törvénnyel összhangban (a levezetésnél kihasználtuk, hogy a dl szakasz iránya a sebesség irányával egyezik meg: $\vec{v}dl = v\vec{dl}$).

2.15. A mágneses mezőnek nincs töltés jellegű forrása

A tapasztalat szerint a mágneses térnek nincsenek forrásai abban az értelemben, ahogy az elektromos töltések az elektromos mező forrásai. Mint láttuk, az elektromos mező erővonalai mintegy "kiáramlanak" a tér azon pontjaiból, amelyekben pozitív ponttöltés van, és "beáramlanak" azokba a pontokba, amelyeket negatív ponttöltések foglalnak el. A ponttöltés nagyságát az erővonalak (az elektromos mező) fluxusa határozza meg a Gauss-tételen keresztül. Mágneses töltések (*monopólusok*) azonban a természetben — úgy látszik, — nem fordulnak elő. Matematikailag ezt a tapasztalati tényt a

$$\boxed{\operatorname{div} \mu_0 \vec{H} = 0} \quad (79)$$

egyenletben foglalhatjuk össze, amely a magnetosztatika 1. alapegyenlete vákuumban és egyben az egyik Maxwell-egyenlet is.

A divergenciamentes vektormezőket *szolenoidálisnak* is nevezik. A szolenoidális vektormezők erővonalai önmagukba záródnak vagy a végtelenbe távoznak.

2.16. A mágneses mező és az áramsűrűség kapcsolata

Ezt a kapcsolatot az (76) Biot-Savart törvény tartalmazza, amely *nem lokális*: a mágneses mező *itt* attól függ, hogy milyen az áram *ott*. Célszerű a kapcsolat *lokális* alakjának a felderítése, amelynek azt kell megmutatnia, hogyan függ össze a tér adott pontjában adott pillanatban a mágneses mező és az áramsűrűség.

Az áramsűrűség definíciója a következő:

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t) \cdot \vec{v}(\vec{r}, t). \quad (80)$$

Itt a $\rho(\vec{r}, t)$ skalármező a töltéssűrűség, a $\vec{v}(\vec{r}, t)$ vektormező pedig a töltéssűrűség áramlási sebessége az \vec{r} pontban a t -pillanatban.

Legyen $d\vec{\Sigma}$ egy \vec{n} normálvektorú $d\Sigma$ nagyságú infinitezimális felületelem, amely tartalmazza az \vec{r} pontot. A $(t, t + dt)$ intervallumban a $d\vec{\Sigma}$ -n átáramló töltés mennyiségét a

$$dq = J(\vec{r}, t) \cos \vartheta \cdot d\Sigma \cdot dt = (\vec{J}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{\Sigma}) dt$$

képlet határozza meg, amelyben ϑ a \vec{J} és az \vec{n} által bezárt szög. Ez az összefüggés világítja meg az áramsűrűség fizikai jelentését.

Megjegyezzük, hogy az áramsűrűség általában egynél több (80) típusú tag összege. A fémekben pl.

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \rho_e(\vec{r}, t) \cdot \vec{v}_e(\vec{r}, t) + \rho_i(\vec{r}, t) \cdot \vec{v}_i(\vec{r}, t),$$

a szabad elektronok és a fémionok áramsűrűségeinek összege. A fémionok azonban rácsponthoz kötöttek, ezért nyugvó fémekben $\vec{v}_i = 0$, és az áramsűrűség egytagúvá válik. Ez magyarázza, hogy a fémekben úgy folyik áram, hogy közben a teljes töltéssűrűség zérus ($\rho_e + \rho_i = 0$).

A mágneses mező és az áramsűrűség lokális kapcsolatát a

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J} \quad (81)$$

egyenlet fejezi ki, amely a magnetosztatika 2. alapegyenlete (de nem Maxwell-egyenlet, mert csak akkor érvényes, ha a terek nem változnak az időben). Ennek az egyenletnek a struktúrája alapján az áramsűrűség a mágneses mező forrásának tekinthető, de természetesen egyáltalán nem abban az értelemben, ahogy a töltéssűrűség az elektromos mező forrása: a mágneses mező erővonalai — mivel zártak — nem keletkezhetnek az áramsűrűségben, hanem körülölelik azt. A (81) és az 1. Poincaré-azonosság következtében $\text{div } \vec{J} = 0$, az áramsűrűség a magnetosztatikában szolenoidális vektormező.

Alább a 2. alapegyenlet igazolásaként a két alapegyenletből levezetjük a Biot-Savart törvényt. Előbb azonban — az elektrosztatikához hasonlóan — Poisson-egyenletté alakítjuk őket.

2.17. A vektorpotenciál

A (79) alapegyenletet az 1. Poincaré-azonosság megfordíthatósága következtében azonosan kielégíthetjük, ha a mágneses mezőt az \vec{A} vektorpotenciál rotációjaként fejezzük ki:

$$\mu_0 \vec{H} = \text{rot } \vec{A}. \quad (82)$$

Mind az \vec{E} , mind a \vec{H} esetében láttuk, hogy egy vektormezőt (a végtelenben megkövetelt eltűnés mellett) *két* egyenlet határoz meg: meg kell adnunk a vektormezőnek mind a divergenciáját, mind a rotációját. Ezért ha adott \vec{H} -hoz *egyértelműen* vektorpotenciált akarunk hozzárendelni, a (82) nem elegendő¹³, elő kell még írunk az \vec{A} divergenciáját is. Mivel a vektorpotenciál segédmenyiség, amely maga nem határozható meg a saját erőhatása alapján (csak az \vec{A} -ból számított \vec{H} az, ami az erőhatása alapján mérhető), ezért a divergenciáját önkényesen írhatjuk elő. A sugárzási feladatok szempontjából a

$$\text{div } \vec{A} = -\epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (83)$$

választás bizonyul majd célszerűnek, amely a sztatikus feladatoknál a

$$\text{div } \vec{A} = 0 \quad (84)$$

¹³Ez a 2.4 fejezetből is kiderül: a (82) csak egy tetszőleges függvény gradienseként az erejéig határozza meg \vec{A} -t.

egyenletre redukálódik. A (82) és a (84) már egyértelműen meghatározza a vektorpotenciált azon természetes peremfeltétel mellett, hogy véges kiterjedésű rendszereknél a végtelenben tartson zérushoz.

Most már meg tudjuk mutatni, hogy a vektorpotenciál minden komponense egy-egy Poisson-egyenletnek tesz eleget, amelynek jobboldalán az áramsűrűség megfelelő komponensének $-\mu_0$ -szorososa áll. Ehhez a

$$\text{rot rot } \vec{V} = \text{grad}(\text{div } \vec{V}) - \nabla^2 \vec{V}. \quad (85)$$

egyenletet használjuk fel, amely Descartes-komponensekben nagyon könnyen igazolható. Speciálisan a vektorpotenciálra ez az egyenlet (84) következtében a

$$\text{rot rot } \vec{A} = -\nabla^2 \vec{A}$$

összefüggésre redukálódik. Ezért ha (82) mindkét oldalának a rotációját vesszük, és felhasználjuk (81)-t is, a keresett

$$\nabla^2 \vec{A} = -\mu_0 \vec{J} \quad (86)$$

vektoriális Poisson-egyenletre jutunk, amely egyenértékű a magnetosztatika két alap-egyenletével.

A (86) a három

$$\nabla^2 A_i = -\mu_0 J_i \quad (i = 1, 2, 3, \text{ vagy } x, y, z)$$

egymástól független Poisson-egyenlet vektoriális alakja, amelyek mindegyikére alkalmazható a (25) megoldó képlet, amely szerint

$$A_i(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d\Omega' \frac{J_i(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}. \quad (87)$$

Vektoriális formában ugyanez:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d\Omega' \frac{\vec{J}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}. \quad (88)$$

A Biot-Savart törvény ennek az egyenletnek a következménye. Vegyük ui. mindkét oldal rotációját:

$$\vec{H}(\vec{r}) = \frac{1}{\mu_0} \text{rot } \vec{A}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega' \cdot \text{rot} \frac{\vec{J}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}.$$

A rot -t azért vihettük be az integráljel alá, mert nem az \vec{r}' integrációs változóra, hanem \vec{r} -re hat. A rot az $S = |\vec{r}' - \vec{r}|^{-1}$ skalármező és a $\vec{J}(\vec{r}')$ vektormező szorzatára hat, ezért a

$$\text{rot}(S\vec{V}) = S\text{rot } \vec{V} + \text{grad } S \times \vec{V}$$

képletet kell alkalmazni, amely a 2.7 fejezetben tanult módszerrel igazolható. De $\text{rot } \vec{J}(\vec{r}') = 0$, ezért

$$\begin{aligned}\vec{H}(\vec{r}) &= \frac{1}{4\pi} \int d\Omega' \text{grad} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \times \vec{J}(\vec{r}') = \\ &= -\frac{1}{4\pi} \int d\Omega' \frac{(\vec{r} - \vec{r}') \times \vec{J}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega' \frac{\vec{J}(\vec{r}') \times \vec{R}}{R^3},\end{aligned}\tag{89}$$

ahol $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'$. Ha az áramsűrűség csak egy lineáris vezetőkön belül nem zérus, akkor $d\Omega' \cdot \vec{J}(\vec{r}') = d\vec{l}' \cdot I$ és (89) azt fejezi, hogy az \vec{r} megfigyelési pontban a mágneses mező a kontúr elemi szakaszaiból pontosan a Biot-Savart törvény alapján származtatott mágneses mezők vektoriális összege.

2.18. A magnetosztatika egyenletei integrális formában

Integráljuk (81)-t egy Σ felületre, amelynek határa az l zárt kontúr:

$$\int (\text{rot } \vec{H} \cdot d\vec{\Sigma}) = \int (\vec{J} \cdot d\vec{\Sigma}).$$

A baloldal a Stokes-tétel alapján a \vec{H} cirkulációja l -n, a jobboldal pedig a Σ -n áthaladó I áram:

$$\oint (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = I.\tag{90}$$

A mágneses mező cirkulációja a zárt kontúr által határolt áramerősséggel egyezik meg: ez a magnetosztatika 2. alapegyenletének integrális alakja. Az 1. alapegyenlet integrális alakja

$$\int_{\Sigma} (\vec{H} \cdot d\vec{\Sigma}) = 0,$$

ahol Σ zárt felület: a mágneses mező fluxusa minden zárt felületen keresztül zérus.

33. Feladat: Vezessük le (77)-t újra a (90) segítségével.

Megoldás: A Σ (nem zárt) felület legyen a lineáris áramvezetőre merőleges ρ sugarú körlap, amelyet a vezető a középpontban metsz. A z -tengely essen egybe a vezetővel, a pozitív irány az áramiránnyal. A Σ határát képező l körön \vec{H} a Biot-Savart törvény alapján érinti a Σ határát képező l kört és a hengerszimmetria miatt nagysága mindenütt ugyanaz a H : $(H_{\rho}, H_{\varphi}, H_z) = (0, H, 0)$. Mivel

$$d\vec{l} = (dl_{\rho}, dl_{\varphi}, dl_z) = (0, \rho d\varphi, 0),$$

ezért

$$(\vec{H} \cdot d\vec{l}) = H \rho d\varphi,$$

$$\oint (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = \int_0^{2\pi} H \rho d\varphi = 2\pi\rho H,$$

tehát

$$H = \frac{I}{2\pi\rho}, \quad (91)$$

a (77)-el összhangban.♣

2.19. A mágneses dipól

Egy áramokat magába foglaló rendszer *mágneses dipólnyomatékának* az

$$\vec{m} = \frac{1}{2} \int d\Omega \cdot (\vec{r} \times \vec{J}) \quad (92)$$

vektort nevezzük. Ez a képlet a (33) mágneses megfelelője.

A mágneses dipólnyomaték az áramsűrűség origóra vonatkoztatott nyomatékának a fele. Azonban annak következtében, hogy a magnetostatikában az áramsűrűség divergenciamentes, \vec{m} valójában nem függ a vonatkoztatási pont megválasztásától, és ezért éppen olyan "belső" jellemzője az áramrendszernek, mint amilyen "belső" jellemzője az elektromos dipólnyomaték a zérus össztöltésű töltésrendszereknek.

Valóban, az \vec{a} -ra vonatkoztatott mágneses dipólnyomaték

$$\vec{m}' = \frac{1}{2} \int d\Omega \cdot ((\vec{r} - \vec{a}) \times \vec{J}) = \vec{m} - \frac{1}{2} (\vec{a} \times \int d\Omega \cdot \vec{J})$$

\vec{m} -el egyenlő, mert \vec{J} integrálja zérus. Legyen $\vec{\nu}$ önkényes irányú egységvektor. Az integrál ν komponense a következőképpen alakítható:

$$\int d\Omega \cdot J_\nu = \int d\Omega \cdot (\vec{\nu} \cdot \vec{J}) = \int d\Omega (\vec{\nabla}(\vec{\nu} \cdot \vec{r}) \cdot \vec{J}) = (29) = - \int d\Omega \cdot (\vec{\nu} \cdot \vec{r})(\vec{\nabla} \cdot \vec{J}),$$

és \vec{J} divergenciamentessége miatt ez valóban zérus.

34.Feladat: Számítsuk ki egy I áram által átfolyt zárt lineáris vezető mágneses dipólnyomatékát.

Megoldás: Lineáris vezetőre (92) értelemszerűen a következő:

$$\vec{m} = \frac{I}{2} \oint (\vec{r} \times d\vec{l}),$$

amelynek ν komponense

$$m_\nu = (\vec{\nu} \cdot \vec{m}) = \frac{I}{2} \oint (\vec{\nu} \cdot (\vec{r} \times d\vec{l})) = \frac{I}{2} \oint ((\vec{\nu} \times \vec{r}) \cdot d\vec{l}) = \frac{I}{2} \int_\Sigma \text{rot}(\vec{\nu} \times \vec{r}) \cdot d\vec{\Sigma},$$

ahol Σ a kontúr által határolt felület (az utolsó lépésben a Stokes-tételt alkalmaztuk).

A 7.fejezetben ismertetett eljárással beláthatjuk, hogy

$$\text{rot}(\vec{U} \times \vec{V}) = (\vec{V} \cdot \text{grad})\vec{U} - (\vec{U} \cdot \text{grad})\vec{V} + \text{div} \vec{V} \cdot \vec{U} - \text{div} \vec{U} \cdot \vec{V},$$

amelynek alapján $\text{rot}(\vec{v} \times \vec{r}) = 2\vec{v}$, így

$$m_\nu = I \cdot \left(\vec{v} \cdot \int_{\Sigma} d\vec{\Sigma} \right),$$

azaz

$$\vec{m} = I \int_{\Sigma} d\vec{\Sigma}.$$

Síkkontúrra $d\vec{\Sigma} = \vec{n} \cdot d\Sigma$, ahol \vec{n} a kontúr síkjára a jobbkézsabálynak megfelelően állított normálvektor. Ezért ebben az esetben

$$\vec{m} = I \cdot S \cdot \vec{n}, \quad (93)$$

ahol S a kontúr által határolt terület. Speciálisan a sugarú köráramra $\vec{m} = I \cdot a^2 \pi \cdot \vec{n}$.♣

Áttérünk a *pontszerű* mágneses dipól tárgyalására. A pontszerű elektromos dipól tárgyalásával analóg eljárás az volna, ha megadnánk a pontszerű mágneses dipól áramsűrűségét, és ezt (89)-be írva kiszámítanánk a mágneses terét. Ez az eljárás azonban technikailag bonyolultabb, mint az elektromos dipól esetében, ezért más utat követünk: a kis köráram tulajdonságaiból származtatjuk le a pontszerű mágneses dipól vektorpotenciálját és mágneses terét¹⁴.

35.Feladat: Határozzuk meg a kis köráram mágneses terét a köráramtól nagy távolságra.

Megoldás: Legyen a köráram a -sugarú kör az xy síkban az origóval, mint középponttal. A megfigyelési pont legyen \vec{r} és legyen az xz síkban: $\vec{r} = (x, 0, z) = (r \cdot \sin \alpha, 0, r \cdot \cos \alpha)$. A feladat szerint $r \gg a$.

Első lépésben a köráram vektorpotenciálját számítjuk ki (88) segítségével. Az integrálás a körvezető térfogatára terjed ki, ezért

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint \frac{I \cdot d\vec{l}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|},$$

ahol

$$\vec{r}' = (x', y', z') = (a \cdot \cos \varphi', a \cdot \sin \varphi', 0), \quad r' = a$$

valamint

$$d\vec{l}' \equiv d\vec{r}' = (dl'_x, dl'_y, dl'_z) = (-a \cdot \sin \varphi', a \cdot \cos \varphi', 0) \cdot d\varphi'.$$

¹⁴Azok számára, akik a másik utat is kipróbálnák, segítségül megadjuk az \vec{m} pontszerű mágneses dipól áramsűrűségét: $\vec{J}_m = \text{rot}(\vec{m} \cdot \delta(\vec{r}))$, amely (40) mágneses megfelelője.

Az \vec{r} és a \vec{r}' által bezárt szöveget jelöljük ϑ -val:

$$\cos \vartheta = \frac{1}{r \cdot a} (\vec{r} \cdot \vec{r}') = \cos \varphi' \cdot \sin \alpha.$$

Az $r \gg a$ következtében az a/r kis mennyiségben lineáris pontossággal

$$\begin{aligned} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} &= \frac{1}{\sqrt{r^2 + a^2 - 2ra \cos \vartheta}} = \frac{1}{r} \frac{1}{\sqrt{1 - 2\frac{a}{r} \cos \vartheta + \frac{a^2}{r^2}}} \approx \\ &\approx \frac{1}{r} \frac{1}{\sqrt{1 - 2\frac{a}{r} \cos \vartheta}} \approx \frac{1}{r} \left(1 + \frac{a}{r} \cos \vartheta\right) = \left(1 + \frac{a}{r} \cos \varphi' \cdot \sin \alpha\right), \end{aligned}$$

és így

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi r} \oint \left(1 + \frac{a}{r} \cos \varphi' \cdot \sin \alpha\right) \cdot d\vec{l}'.$$

Komponensekben:

$$\begin{aligned} A_x(\vec{r}) &= \frac{\mu_0 I}{4\pi r} \int_0^{2\pi} \left(1 + \frac{a}{r} \cos \varphi' \cdot \sin \alpha\right) (-a \cdot \sin \varphi') d\varphi' = 0 \\ A_y(\vec{r}) &= \frac{\mu_0 I}{4\pi r} \int_0^{2\pi} \left(1 + \frac{a}{r} \cos \varphi' \cdot \sin \alpha\right) (+a \cdot \cos \varphi') d\varphi' = \frac{\mu_0 I \cdot a^2 \pi}{4\pi r^2} \sin \alpha \\ A_z(\vec{r}) &= 0. \end{aligned}$$

A köráram (93) mágneses dipólnyomatékának felhasználásával ezek a képletek így foglalhatók össze:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} (\vec{m} \times \vec{r}),$$

ami

$$\vec{A}(\vec{r}) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \left(\vec{m} \times \vec{\nabla} \frac{1}{r}\right)$$

alakban is felírható.

A következő lépés \vec{H} kiszámítása \vec{A} -ból:

$$\vec{H}(\vec{r}) = \frac{1}{\mu_0} \text{rot } \vec{A}(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi} \text{rot} \left(\vec{m} \times \vec{\nabla} \frac{1}{r}\right).$$

A $\text{rot} (\vec{U} \times \vec{V})$ fentebb már idézett képlete szerint $\vec{m} = \text{konstans}$ miatt

$$\text{rot} \left(\vec{m} \times \vec{\nabla} \frac{1}{r}\right) = \vec{m} \cdot \nabla^2 \frac{1}{r} - (\vec{m} \cdot \vec{\nabla}) \vec{\nabla} \frac{1}{r}.$$

Mivel számításunk az origó környékére nem vonatkozik ($r \gg a$), az első tag (24) alapján zérus. A második tagban felcseréljük a differenciálások sorrendjét:

$$\operatorname{rot} \left(\vec{m} \times \vec{\nabla} \frac{1}{r} \right) = -\vec{\nabla} (\vec{m} \cdot \vec{\nabla}) \frac{1}{r} = \vec{\nabla} \left(\frac{\vec{m} \cdot \vec{r}}{r^3} \right),$$

tehát

$$\vec{H}(\vec{r}) = -\vec{\nabla} \frac{\vec{m} \cdot \vec{r}}{4\pi r^3} \quad (r \gg a).$$

A gradiens mögött a pontszerű (elektromos) dipól (42) potenciálja szerepel, ha benne $\frac{1}{\epsilon_0} \vec{p}$ -t \vec{m} -el helyettesítjük. Ezért (43)-ból

$$\vec{H}(\vec{r}) = \frac{3(\vec{m} \cdot \vec{r})\vec{r} - r^2\vec{m}}{4\pi r^5}, \quad (94)$$

vagyis a köráram mágneses tere a köráramtól távol dipóltér. Ez a tény indokolja — utólag — a mágneses dipólnyomaték elnevezést.♣

Pontszerű mágneses dipólnak az olyan pontszerű objektumot nevezzük, amelynek mágneses terét minden $r > 0$ -nál (94) adja meg. A pontszerű mágneses dipólt olyan kis köráramnak képzelhetjük el, amelynek a sugara nullához, az áramerőssége végtelenhez tart úgy, hogy a mágneses nyomatéka állandó. A mágneses dipólra ható erőt és forgatónyomatékat az elektromos dipólra vonatkozó megfelelő képletek mintájára írhatjuk fel $\vec{p} \rightarrow \vec{m}$, $\vec{E} \rightarrow \mu_0 \vec{H}$ helyettesítéssel.

A ponttöltésekből álló egyszerű dipólt gyakran *Coulomb-dipólnak*, a köráramból állót *Ampère-dipólnak* nevezik.

2.20. Polarizálható közegek magnetosztatikája

A mágnesezhető anyagok tárgyalását az elektromosan polarizálható közegekkel való hasonlóságukra alapozzuk. A dielektrikumok elektrosztatikájának lényeges vonása, hogy az \vec{E} mellett bevezetjük a \vec{D} eltolási vektort is, amely a divergenciát tartalmazó egyenletben kerül \vec{E} helyébe. A \vec{D} és az \vec{E} — a triviális ϵ_0 faktortól eltekintve, — a közeg polarizációja következtében különbözik egymástól:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}.$$

Az ismeretlenek számának a megnövekedése még egy egyenletet követel: ez az anyagi egyenlet, amely a \vec{P} -nek az \vec{E} -től való függését rögzíti.

Alkalmazzuk most ugyanezt a gondolatmenetet a mágnesesen polarizálható közegekre. Bevezetjük a \vec{B} mágneses indukciót, amely vákuumban arányos a \vec{H} térerősséggel: $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$, és az alapegyenleteket

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (95)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{J}, \quad (96)$$

alakban írjuk fel. Közégekben a $\vec{B} - \mu_0 \vec{H}$ különbség a polarizáció következtében már nem nulla. Erre a különbségre a $\mu_0 \vec{M}$ jelölést vezetjük be, amelyben \vec{M} a (*mágneses polarizációs vektor*).¹⁵. Eszerint

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}). \quad (97)$$

Az anyagi egyenletet posztuláljuk megint az $\vec{M} = \chi_m \vec{H}$ lineáris formában (χ_m a *mágneses szuszceptibilitás*). A (97) figyelembevételével

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \quad (98)$$

ahol $\mu = \mu_0 \mu_r = \mu_0 (1 + \chi_m)$ a *mágneses permeabilitás*, μ_r pedig a relatív mágneses permeabilitás. Vákuumban $\mu_r = 1$, $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$, a korábbi jelöléseinkkel összhangban.

A (95), (96) egyenleteket a közeghatárokon megfelelő ugrásfeltételekkel kell helyettesíteni, amelyek magukból az egyenletekből következnek, és a dielektrikumokhoz hasonló eljárással állapíthatók meg. A (95)-ből a 4. ábra segítségével levonhatjuk a $\Delta B_n = 0$ határfeltételt. A (96)-ból az 5. ábra felhasználásával megállapíthatjuk, hogy ΔH_t a *felületi áramsűrűségnek* azzal a komponensével egyenlő, amely az ábra síkja mögé mutat. Amikor felületi áram nem folyik, a \vec{H} tangenciális komponense folytonos. Ebben az esetben teljes az analógia magnetosztatika és az elektrosztatika között (ha $\sigma_s = 0$):

$$\vec{E} \longleftrightarrow \vec{H} \quad \vec{D} \longleftrightarrow \vec{B} \quad \epsilon \longleftrightarrow \mu.$$

36. Feladat: μ permeabilitású rudat N /méter menetsűrűségű tekercsel veszünk körül, amelyben I áram folyik. Mekkora mágneses tér lesz a rúdban, ha a rúd olyan hosszú és a menetsűrűség olyan nagy, hogy a szórt teret a rúdon kívül nullának tekinthetjük?

Megoldás: A rúd tengelye legyen az \vec{e}_z , az áram iránya pedig az \vec{e}_φ irány. Nagy menetsűrűségnél feltehetjük, hogy a tekercs NI felületi áramsűrűséggel egyenértékű. Mivel a tekercs külső felületén $\vec{H} = 0$ és a felületen átlépve a \vec{H} -nak a felület \vec{e}_ρ normálisára és a felületi áramsűrűségre merőleges komponense NI -vel "ugrik", ezért a tekercsen belül $H_z = NI$ és a többi komponens zérus. A rúd végétől távol, ahol a széleffektusok elhanyagolhatók, a magnetosztatika egyenleteit a $\vec{H} = NI \cdot \vec{e}_z$, $\vec{B} = \mu \vec{H}$ homogén terek elégítik ki. ♣

A *lágymágneses anyagok* a fémek mágneses megfelelői, noha μ_r nem tekinthető bennük végtelennek, csak nagyon nagyoknak ($10^6 - 10^8$). Kvalitatív megfontolásokban azonban feltehetjük, hogy a lágymágnes ideális, és benne $\vec{H} = 0$ ugyanúgy, ahogy a fémekben $\vec{E} = 0$. A teljes analógia következtében a mágneses mező az ideálisan lágymágnes üregeiben is zérus (*mágneses árnyékolás*).

37. Feladat: Mutassuk meg, hogy két különböző mágneses közeg határán zérus felületi áramsűrűség mellett az erővonalak "törési törvénye"

¹⁵Az ϵ_0 és a μ_0 kezelésében különbség van az elektromos és a mágneses eset között, ami annak következménye, hogy a (2)-ben ϵ_0 -t a nevezőbe, (72)-ben μ_0 -t a számlálóba írtuk.

$$\frac{\mu_{1r}}{\mu_{2r}} = \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2},$$

ahol α_i az erővonalnak a határfelület normálisával bezárt szöge.

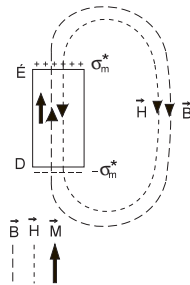
Megoldás: A B_n és a H_t folytonosságát a

$$B_1 \cos \alpha_1 = B_2 \cos \alpha_2 \quad H_1 \sin \alpha_1 = H_2 \sin \alpha_2$$

egyenletek fejezik ki, amelyeket egymással elosztva kapjuk az igazolandó képletet. ♣

A *permanens mágnesek* külső tér nélkül is polarizált állapotban vannak, ezért az \vec{M} mezőt megadottnak tekinthetjük bennük; a (97) érvényes rájuk is, a (98) azonban nem.

Tekintsünk pl. egy mágnesrudat (6. ábra), amely hossz tengelye mentén (z irányban) polarizált. A rúdon belül $\vec{M} = (0, 0, M) = \text{konstans}$, a rúdon kívül $\vec{M} = 0$. A dielektromos polarizáció kapcsán szerzett tapasztalataink alapján úgy képzelhetjük, hogy noha valóságos mágneses töltések nem léteznek, ennek az \vec{M} vektormezőnek az erővonalai valamilyen $-\sigma_m^*$ *fiktív* felületi mágneses töltéssűrűségből indulnak (déli pólus) és a megfelelő $+\sigma_m^*$ *fiktív* felületi mágneses töltéssűrűségben végződnek (északi pólus). A (97) valamint $\operatorname{div} \vec{B} = 0$ következtében $\operatorname{div} \vec{H} = -\operatorname{div} \vec{M}$, vagyis a \vec{H} mezőnek ugyanazok a (fiktív) töltések a forrásai (nyelői), amelyek az \vec{M} mező nyelői (forrásai): a \vec{H} erővonalai az \vec{M} erővonalaival ellentétes irányúak, az északi pólusból indulnak és a déliben végződnek. Az \vec{M} -el ellentétben azonban \vec{H} nem korlátozódik a mágnes térfogatára, hanem csak a végtelenben kell eltűnnie.



6. ábra.

Ha az északi pólust körül vesszük egy Σ felülettel és alkalmazzuk rá a Gauss-tételt, akkor azt találjuk, hogy a Σ -n keresztül a \vec{H} és az \vec{M} fluxusa — előjeltől eltekintve — egyenlő egymással. Mivel \vec{M} csak a mágnesrúdon belül nem nulla, ez csak akkor lehetséges, ha $M > H$. A (97) következtében ezért a mágnesrúdban \vec{B} az \vec{M} irányába mutat, tehát ellentétes irányú, mint \vec{H} . A mágnesrúdon kívül azonban $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ következtében \vec{B} és \vec{H} ugyanabba az irányba mutat. Ez összefér azzal, hogy a \vec{B} mező divergenciamentes és az erővonalai zárt görbék.

A mágneses és az elektromos polarizációt leíró egyenletek, (48) és (49), ill. (95) és (96), szoros formai hasonlóságot mutatnak: $\sigma_s = 0$ esetén az $\vec{E} \longleftrightarrow \vec{H}$, $\vec{D} \longleftrightarrow \vec{B}$ helyettesítés egymásba viszi át őket. Ha azonban azt a kérdést vizsgáljuk, hogy az \vec{E} , \vec{D} páron belül melyik a fizikai elektromos mező, a \vec{H} , \vec{B} páron belül pedig melyik a fizikai mágneses mező, akkor másfajta csoportosítást kapunk: azt találjuk, hogy \vec{E} és \vec{B} a fizikai mező, míg \vec{D} és \vec{H} segédmenyiségek.

A fizikai és a nemfizikai mezők közötti választás azon alapul, hogy a divergenciaegyenletek jobboldala a mezők forrassűrűségével egyenlő. Az elektromos mezőről tudjuk, hogy *minden* elektromos töltés létrehozza, és a $\text{div } \vec{E} = \rho/\epsilon_0$ egyenlet éppen azt fejezi ki, hogy az \vec{E} forrása a teljes töltéssűrűség. \vec{D} mezőt ezzel szemben a $\text{div } \vec{D} = \rho_s$ szerint csak szabad töltések hoznak létre, és ezért \vec{D} semmiképpen sem azonosítható azzal az elektromos mezővel, amelyet a töltésekre gyakorolt hatásán keresztül ismerünk. Ennek következtében a Coulomb-erő képlete polarizálható közegben is $q\vec{E}$.

A mágneses mezőről tudjuk, hogy egyáltalán nincs forrása. Ezt a $\text{div } \vec{B} = 0$ egyenlet fejezi ki, míg a $\text{div } \vec{H} = -\text{div } \vec{M}$ mutatja, hogy ahol $\text{div } \vec{M} \neq 0$, a \vec{H} -nak forrása van. Ennek következtében a \vec{B} az a mágneses mező, amelyet a mozgó töltésekre gyakorolt hatása révén ismerünk, és a Lorentz-erő mágneses tagja polarizálható közegekben is $q[\vec{v} \times \vec{B}]$.

Felmerül a jogos kérdés: ha \vec{B} a valódi mágneses mező, a polarizálható közegekre történő áttérésnél miért csak a (79) divergencia egyenletben írtunk $\mu_0\vec{H}$ helyett \vec{B} -t, miért nem tettük meg ugyanezt a (81) rotáció egyenletben is?

A magyarázat elég nyilvánvaló: a közeg \vec{M} mágneses polarizációjának a hatása éppen az, hogy — a \vec{J} mellett — maga is létrehoz mágneses mezőt. Valóban, fejezzük ki (81)-ben \vec{H} -t \vec{B} -n keresztül a $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$ egyenlet segítségével. Ezt kapjuk:

$$\text{rot } \vec{B} = \mu_0\vec{J} + \mu_0\text{rot } \vec{M}.$$

A μ_0 faktornak nincs különösebb jelentősége, ez már a vákuumban is megkülönböztette \vec{B} -t \vec{H} -tól. A lényeges a jobboldal második tagja, amely a polarizált közeg járulékát fejezi ki a \vec{B} fizikai mágneses térhez. Mint látjuk, az \vec{M} rotációja ebből a szempontból ugyanazt a szerepet tölti be, mint a \vec{J} áramsűrűség, ezért $\text{rot } \vec{M}$ -t molekuláris áramsűrűségnek nevezik (és \vec{J}_m -el jelölik). Ez az elnevezés arra utal, hogy a molekulák mágneses nyomatékát, amelyekből \vec{M} összetevődik, a molekulán belüli köráramok hozzák létre. Ez a kép azonban csak bizonyos esetekben érvényes. A legmarkánsabb mágneses anyagok \vec{M} -je az elektronok saját mágneses nyomatékából származik, amely a *spinnel*¹⁶ kapcsolatos, és semmiféle áramsűrűség sem tartozik hozzá. Ezért biztonságosabb, ha a "molekuláris áramsűrűsége" azt értjük, amit $\text{rot } \vec{B}$ egyenletében kifejez: a közeg mágneses polarizációjának járulékát.

¹⁶A spint a kvantumelméletben tárgyaljuk.

A tankönyvek jelentős részében már a vákuumegyenletekben is a \vec{B} -t használják \vec{H} helyett, vagyis a (79), (81) párt

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \operatorname{rot} \vec{B} &= \mu_0 \vec{J} \end{aligned}$$

formában írják fel. Ekkor a rotáció egyenlet baloldalán már eleve \vec{B} áll, ezért a polarizálható közegre történő áttérés úgy történik, hogy a jobboldalon figyelembe veszik a polarizáció járulékát. Mivel célszerű \vec{J} jelentését változatlanul hagyni (\vec{J} a szabad és a dielektromos polarizációs töltések áramsűrűsége), a jobboldalhoz egy $\mu_0 \operatorname{rot} \vec{M}$ tag formájában hozzá kell adni a polarizációs áramsűrűséget (ehhez természetesen el kell fogadni vagy meg kell mutatni, hogy tényleg ilyen alakú). Ezután lehet bevezetni \vec{H} -t a $\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{M}$ definícióval, és így jutunk el a (96) egyenlethez.

A két eljárás tökéletesen egyenértékű. A különbség köztük csupán annyi, hogy a $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$ egyenletet posztuláljuk előbb, és ebből kapjuk meg a polarizációs áramsűrűsége $\operatorname{rot} \vec{M}$ képletet, vagy megfordítva, a $\operatorname{rot} \vec{M}$ képlettel indítunk, és belőle vezetjük le \vec{B} , \vec{H} és \vec{M} kapcsolatát. A dielektrikumoknál a második eljárással analóg utat követtük, a tárgyalást a $\rho_p = -\operatorname{div} \vec{P}$ egyenlet bevezetésével indítottuk, amely a $\vec{J}_m = \operatorname{rot} \vec{M}$ analogonja. A mágneses esetben azért választottuk mégis az első utat, mert a mágneses polarizáció bonyolultabb jelenség, mint az elektromos, és ez megnehezíti a $\vec{J}_m = \operatorname{rot} \vec{M}$ egyenletből történő indítást. Ezenkívül az elektromos polarizáció ismerete lehetővé tette, hogy a mágneses esetet az elektromos mintájára tárgyaljuk.

2.21. Az indukció törvénye

Ha egy R ellenállású zárt vezető (jelöljük l -el) közelében rúd mágnest mozgatunk, akkor a vezetőben általában *áram indukálódik*, amelynek az erőssége legyen $I(t)$. Ez a tény mutatja, hogy a vezetőben a t -pillanatban $\mathcal{E} = I(t) \cdot R$ *elektromotoros erő*nek nevezett feszültség hat.

Az elektromotoros erőt nem okozhatja más, mint az elektromos mező a vezető mentén:

$$\mathcal{E} = \oint (\vec{E} \cdot d\vec{l}). \quad (99)$$

Az *elektrosztatikában* ez a kontúrintegrál természetesen zérus volna, de az integrandusban szereplő elektromos mezőt nem statikus töltés, hanem a mágnes mozgása hozta létre indukció révén. Az indukció révén létrejövő elektromos mezőt Faraday-térnek szokás nevezni, szemben a töltések, mint források által létrehozott Coulomb-térrel. Megjegyezzük azonban, hogy \vec{E} -ben objektíve nem válik ketté ez a két összetevő, megkülönböztetésük csupán a kommunikációt megkönnyítő konvenció.

Az indukció tapasztalati törvényének a megfogalmazásához vezessük be a Ψ mágneses fluxust a

$$\Psi = \int_{\Sigma} (\vec{B} \cdot d\vec{\Sigma}) \quad (100)$$

képlettel, amelyben Σ tetszőleges felület, amelynek a határa a fentebb bevezetett l zárt vezető és normálisa az l -n felvett irányhoz van igazítva a jobbkézsabály alapján. A definíció a \vec{B} mágneses mezőt tartalmazza, amely csak vákuumban egyenlő $\mu_0 \vec{H}$ -val. Adott l mellett Ψ ugyanaz, akárhogy is válasszuk a Σ felületet: ez annak következménye, hogy a \vec{B} divergenciája mindig zérus.

38.Feladat: Bizonyítsuk be ezt az állítást.

Bizonyítás: Legyen Σ és Σ' két különböző felület, amelyeket azonban ugyanaz az l zárt görbe határol és normálisuk az l -n fölvevett irányhoz van igazítva. A két felületen a keresztül a fluxus legyen Ψ és Ψ' . A $\Psi - \Psi'$ különbség a \vec{B} fluxusa a Σ -ból és Σ' -ből összetett *zárt* felületen keresztül, az összetett felület külső normálisa irányában. A Gauss-tétel alapján azonban ez a fluxus $\operatorname{div} \vec{B}$ térfogati integráljával egyenlő, és $\operatorname{div} \vec{B} = 0$ miatt zérus. Ennek következtében $\Psi = \Psi'$, ahogy állítottuk. ♣

Az indukció törvényének a tapasztalat által igazolt integrális alakja a következő:

$$\mathcal{E} = -\dot{\Psi}. \quad (101)$$

A közelhatás elve alapján egy adott pontban a Faraday-tér a mágneses mező változási sebességével kapcsolatos ugyanabban a pontban, és természetesen ott is megjelenik, ahol nincs jelen vezető. A vezető csak a Faraday-tér *észleléséhez* szükséges. Keressük ezért az indukció törvényének lokális megfogalmazását.

A (99), (100) segítségével az indukció törvénye az

$$\int_{\Sigma} \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{\Sigma} \right) = \oint (\vec{E} \cdot d\vec{l})$$

alakra hozható. Alakítsuk át a jobboldalt a Stokes-tétel segítségével:

$$\int_{\Sigma} \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{\Sigma} \right) = \int_{\Sigma} (\operatorname{rot} \vec{E} \cdot d\vec{\Sigma}).$$

Ez az egyenlőség tetszőleges Σ felületre fennáll, ami csak úgy lehetséges, hogy az integrandusok egyenlők. Ezt az egyenlőséget fejezi ki az indukció törvényének differenciális alakja

$$\boxed{\operatorname{rot} \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0}, \quad (102)$$

amely egyben a Maxwell-egyenletek egyike.

Az elektrosztatikában a $\text{rot } \vec{E} = 0$ következtében állíthattuk, hogy \vec{E} a Φ potenciál negatív gradiense. A (102) ezt nem teszi lehetővé. De ez az egyenlet a magnetosztatika $\text{div } \vec{B} = 0$ 1. alapegyenletével együtt — mint könnyen meggyőződhetünk róla —, *azonosan* kielégíthető a

$$\begin{aligned}\vec{B} &= \text{rot } \vec{A} \\ \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla} \Phi\end{aligned}\quad (103)$$

helyettesítéssel, amelyekben az \vec{A} , Φ potenciálok a többi Maxwell-egyenletből határozhatók meg. A (103) első tagja a Faraday-térrel, a második a Coulomb-térrel azonosítható.

39. Feladat: Mutassuk meg, hogy az indukció révén létrejövő áram mágneses tere csökkenti a vezető által határolt fluxust (Lenz-törvény).

Igazolás: Legyen a vezető körvonal az xy síkban, a középpontja essen egybe az origóval. A rúd mágnes a negatív z -tengely mentén közeledjen a kontúr felé és pozitív pólusa legyen a kontúrhoz közelebb. Ekkor Ψ nő, $\Psi > 0$, $\mathcal{E} < 0$ és az indukált áram iránya a jobbsavarral ellentétes (a pozitív z -tengely felől nézve az óramutató járásával egyirányú). A jobbkézsabály alapján ez az áram az origó tartományában negatív mágneses mezőt hoz létre, ami a mágnes terével ellentétes irányú. ♣

2.22. A töltésmegmaradás

Azt az empirikus tényt, hogy a természetben az elektromos töltések algebrai összege szigorúan változatlan, *töltésmegmaradásnak* nevezzük. Keressük meg a töltésmegmaradást kifejező matematikai egyenletet!

Egy rögzített pont körüli $\Delta\Omega$ térfogatban lévő töltésmennyiség növekedési sebességét a $\frac{\partial(\rho \cdot \Delta\Omega)}{\partial t}$ parciális derivált fejezi ki. Ha a szóbanforgó térfogatban nem keletkezik töltés (az s forrassűrűség zérus), akkor a növekedést csak beáramlás okozhatja, amely a 2. fejezet elemzése szerint $-\text{div } \vec{J} \cdot \Delta\Omega$ -val egyenlő:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\text{div } \vec{J} \quad (s = 0).$$

Ha a netto beáramlás zérus ($\text{div } \vec{J} = 0$), akkor a töltéssűrűség növekedését csak forrás működése okozhatja:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = s \quad (\text{div } \vec{J} = 0).$$

Amikor sem a netto beáramlás, sem a forrassűrűség nem zérus, mindkettő hozzájárul a töltéssűrűség változási sebességéhez:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\text{div } \vec{J} + s.$$

Ezt az egyenletet, amelyet inkább az átrendezett

$$\operatorname{div} \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = s \quad (104)$$

alakban szoktak felírni, *általános* (nem stacionér) *mérlegegyenletnek* nevezzük.

A töltésmegmaradás szerint azonban töltések nem keletkezhetnek a semmiből — *empirikusan* $s(\vec{r}, t) = 0$ —, ezért az elektromos áramsűrűség és töltéssűrűség között fenn kell állnia a

$$\operatorname{div} \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (105)$$

*kontinuitási egyenletnek*¹⁷. Ez az egyenlet azt fejezi ki, hogy az \vec{r} körüli $\Delta\Omega$ térfogatban a töltések $\rho \cdot \Delta\Omega$ mennyisége csakis ki- és beáramlás következtében változhat, a semmiből töltések nem keletkezhetnek.

40. Feladat: Végtelennek tekinthető közegben létrehozuk a $\rho(\vec{r}) = \rho_0 e^{-ax^2}$ töltéssűrűséget ($\rho_0 = \text{konstans}$). A $t = 0$ pillanatban a közeget a rajta lévő töltésekkel együtt konstans v sebességgel mozgatni kezdjük x -irányban. Határozzuk meg $t > 0$ -nál ρ -t és \vec{J} -t és ellenőrizzük, eleget tesznek-e a kontinuitási egyenletnek.

Megoldás: A mozgó közegre

$$\begin{aligned} \rho(\vec{r}, t) &= \rho_0 a^{-a(x-vt)^2} \\ \vec{J}(\vec{r}, t) &= (J_x, J_y, J_z) = (\rho \cdot v, 0, 0) = \left(v \cdot \rho_0 e^{-a(x-vt)^2}, 0, 0 \right). \end{aligned}$$

Innen

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= (-v) \cdot (-2a(x-vt)) \cdot \rho_0 e^{-a(x-vt)^2} \\ \operatorname{div} \vec{J} &= \frac{\partial J_x}{\partial x} = (-2a(x-vt)) \cdot v \cdot \rho_0 e^{-a(x-vt)^2}. \end{aligned}$$

E két kifejezés összege nyilván zérus, a kontinuitási egyenlet tehát valóban teljesül. ♣

2.23. Az eltolási áram

Kérdés: összhangban vannak-e az elektrodinamika eddig megtalált egyenletei a töltésmegmaradással?

Soroljuk fel ezeket az egyenleteket arra az esetre, amikor polarizálható közegek nincsenek jelen:

$$\operatorname{div} \epsilon_0 \vec{E} = \rho \quad (106)$$

¹⁷A töltésmegmaradáshoz — szigorúan véve — nem kellene s -nek zérusnak lennie, elég lenne, ha s teljes térre vett *integrálja* zérus. Amikor ezt a feltételt a szigorúbb $s = 0$ -val helyettesítjük, a lokalitás elvét is figyelembe vesszük.

$$\operatorname{rot} \vec{E} + \frac{\partial(\mu_o \vec{H})}{\partial t} = 0 \quad (107)$$

$$\operatorname{div} \mu_o \vec{H} = 0 \quad (108)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{J}. \quad (109)$$

Helyettesítsük be ρ -t és \vec{J} -t (106)-ból és (109)-ből a (105) kontinuitási egyenletbe és nézzük meg, teljesül-e. Kezdjük ρ behelyettesítésével:

$$\operatorname{div} \vec{J} + \operatorname{div} \left(\epsilon_o \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) =? = 0,$$

azaz

$$\operatorname{div} \left(\vec{J} + \epsilon_o \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) =? = 0. \quad (110)$$

Ha ide \vec{J} helyébe (109) alapján $\operatorname{rot} \vec{H}$ -t írunk, akkor a baloldal nem lesz nulla. De ha feltesszük, hogy (109) csak a *magnetosztatikában* érvényes speciális alak, és általános esetben nem egyedül \vec{J} , hanem a (110) zárójelében lévő *összeg* az, ami $\operatorname{rot} \vec{H}$ -val egyenlő, akkor (110) baloldala az 1.Poincaré-azonosság következtében azonosan nullává válik, és a kontinuitási egyenlet teljesül.

Ez volt az a megfontolás, amely Maxwellt arra indította, hogy (109)-t

$$\boxed{\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial(\epsilon_o \vec{E})}{\partial t}}$$

-re módosítsa. A jobboldal új tagját *eltolási áramnak* nevezték el, mert az áramsűrűséghez adódik hozzá és ezért logikusnak látszott áramsűrűségnek tekinteni. Maxwell korában ugyanis még azt hitték, hogy a teret egy speciális közeg, az éter tölti ki, és az eltolási áram az éter polarizációs töltéssűrűségének a változásával van összefüggésben (ld. lentebb a 26.fejezetet). Ma már tudjuk, hogy ez az interpretáció téves, a \vec{J} -n kívül nincs más áram, de a helytelen „eltolási áram” elnevezés fennmaradt.

2.24. A Maxwell-egyenletek vákuumban

A négy bekeretezett egyenlet együtt a Maxwell-egyenletek teljes rendszere:

$$\operatorname{div} \epsilon_o \vec{E} = \rho \quad (111)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} + \frac{\partial(\mu_o \vec{H})}{\partial t} = 0 \quad (112)$$

$$\operatorname{div} \mu_o \vec{H} = 0 \quad (113)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} - \frac{\partial(\epsilon_o \vec{E})}{\partial t} = \vec{J}. \quad (114)$$

Ezt az egyenletrendszert joggal tartják számon az emberi szellem csúcsteljesítményei között.

Honnan tudhatjuk, hogy az egyenletrendszernek pont négy egyenletből kell állnia? Az elektrosztatikában és a magnetosztatikában szerzett tapasztalatok arra mutatnak, hogy egy vektormezőt — a végtelenben megkövetelt eltűnése mellett — két egyenlet határoz meg, amelyek közül az egyik a vektormező divergenciájára, a másik a rotációjára tesz kijelentést. Az elektromágneses jelenségeket két vektormező segítségével lehet leírni, ezért négy olyan egyenletre van szükségünk, amelyek rendre a két mező divergenciájáról és rotációjáról tartalmaznak állítást.

A Maxwell-egyenletek a lokális töltésmegmaradást is tartalmazzák: ha \vec{E} és \vec{H} kielégíti ezeket az egyenleteket, a kontinuitási egyenlet — mint láttuk — automatikusan teljesül. Megfordítva: ha a Maxwell-egyenletek jobboldalára olyan töltés- és áramsűrűséget írunk, amelyek *nem* tesznek eleget a kontinuitási egyenletnek, akkor *nincs* olyan \vec{E} és \vec{H} , amely eleget tenne a Maxwell-egyenleteknek. Ebből a nézőpontból az töltésmegmaradás a Maxwell-egyenletek *integrálhatósági feltétele*¹⁸.

41. Feladat: Hogyan lehetne kiterjeszteni a Maxwell-egyenleteket a legegyszerűbben úgy, hogy mágneses áram- és töltéssűrűséget is tartalmazzon?

Megoldás: A mágneses áramsűrűséget jelöljük \vec{J}^* -al, a mágneses töltéssűrűséget ρ^* -al. Akkor

$$\operatorname{div} \epsilon_0 \vec{E} = \rho \quad (115)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} + \frac{\partial(\mu_0 \vec{H})}{\partial t} = -\vec{J}^* \quad (116)$$

$$\operatorname{div} \mu_0 \vec{H} = \rho^* \quad (117)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} - \frac{\partial(\epsilon_0 \vec{E})}{\partial t} = \vec{J}. \quad (118)$$

A (117) a mágneses töltések fogalmán alapul, u.i. azt fejezi ki, hogy ezek a töltések pontosan ugyanolyan értelemben forrásai a mágneses mezőnek, mint az elektromos töltések az elektromos mezőnek. A (116) jobboldalára azért van szükség éppen ebben a formában, hogy a mágneses töltés is megmaradjon.♣

2.25. A polarizációs áramsűrűség

A ρ_p polarizációs áramsűrűség is változhat időben és ez valamilyen \vec{J}_p polarizációs áramsűrűség megjelenésével jár együtt úgy, hogy teljesül a

$$\frac{\partial \rho_p}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{J}_p = 0$$

¹⁸Ennek az állításnak a speciális esetével már találkoztunk a magnetosztatikában (2.16 fejezet).

kontinuitási egyenlet, Ha itt ρ_p helyébe $-\text{div } \vec{P}$ -t írunk, látjuk, hogy

$$\vec{J}_p = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}. \quad (119)$$

A jobboldalhoz ugyan hozzáadhatnánk egy tetszőleges rotációt, a kontinuitási egyenlet ettől még érvényes maradna. Az alábbi feladat azonban meggyőző arról, hogy erre nincs kényszerítő ok.

42.Feladat: Tekintsünk xy irányban végtelen kiterjedésű dielektromos közeget, amely a z -tengely $-a < z < a$ szakaszát foglalja el. Legyen a közeg polarizált úgy, hogy $\vec{P} = (0, 0, P)$, $P = \text{konst}$. A $t = 0$ pillanatban a polarizáció exponenciálisan csökkenni kezd. Számítsuk a folyamatot kísérő polarizációs áramot.

Megoldás: Amikor

$$P \longrightarrow P(t) = P \cdot \exp(-\beta t), \quad (t > 0)$$

a csökkenést (119) szerint

$$\vec{J}_p(t) = (0, 0, -\beta P \exp(-\beta t))$$

polarizációs áramsűrűség kíséri. Az intuícióval összhangban ez a képlet azt fejezi ki, hogy a $z = a$ határfelületen felhalmozott pozitív töltés megindul negatív irányba és semlegesíti a $z = -a$ határon felhalmozott negatív töltést. ♣

2.26. A Maxwell-egyenletek közegekben

A (111)-ben — a már ismert módon — a töltéssűrűséget két tag összegére bontjuk ($\rho = \rho_s - \text{div } \vec{P}$), és bevezetjük az eltolási vektort a $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon \vec{E}$ képletel. Hasonlóan, (114)-ben az áramsűrűségből is leválasztjuk a polarizációs járulékot:

$$\vec{J} = \vec{J}_s + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}, \text{ és összevonás után itt is bevezethetjük } \vec{D}\text{-t.}$$

A (112)-ben $\mu_0 \vec{H}$ helyén az indukciós törvény differenciális alakjában eredetileg \vec{B} szerepelt, ezt most visszaállítjuk. Az \vec{E} -t nincs ok \vec{D} -vel helyettesíteni. Végül annak érdekében, hogy sztatikus esetben mágnesezhető közegekben a korábbi egyenleteinket kapjuk vissza, (113)-ban is \vec{B} -t kell írunk $\mu_0 \vec{H}$ helyébe, a (114)-ben azonban meg kell hagynunk \vec{H} -t.

Ezek alapján a polarizálható közegekben érvényes Maxwell-egyenletek a következők:

$$\text{div } \vec{D} = \rho_s \quad (120)$$

$$\text{rot } \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad (121)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (122)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{J}_s. \quad (123)$$

Ezt az egyenletrendszert természetesen ki kell egészíteni a $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$, $\vec{B} = \mu \vec{H}$ anyagi egyenletekkel.

Megjegyzés: Az utolsó egyenletben $\vec{D} = \vec{P} + \epsilon_0 \vec{E}$ időderiváltja két tag összege: az egyik a közeg \vec{P} polarizációs vektorának időderiváltja — vagyis a közeg polarizációját kísérő áramsűrűség, — a másik a Maxwell által bevezetett $\frac{\partial(\epsilon_0 \vec{E})}{\partial t}$ kifejezés. Ha éter valóban létezne és a dielektrikumokhoz hasonlóan lehetne polarizálni, akkor teljesen logikus lenne ez utóbbi tagot az éter polarizációját kísérő polarizációs áramsűrűségnek tekinteni. Ez a kép sugallta az "eltolási áram" nevet erre a tagra.

A Maxwell-egyenletek teljes rendszerének a legfontosabb következménye az elektromágneses hullámok létezésének felfedezése és a hullámok generálási módjának, a sugárzásnak a vizsgálata. Erre a kérdéskörre térünk most át.

2.27. A hullámegyenlet

Az elektromágneses hullámok a *forrásmentes* ($\rho = \vec{J} = 0$) Maxwell-egyenletek megoldásai. A hullámok *gerjesztéséhez* (és *elnyeléséhez*) természetesen szükség van a forrásokra is. A hullámok azonban — ha már egyszer létrejöttek, — a források megszűnése után is tovább terjednek. Ennek az empirikus ténynek felel meg az, hogy a forrásmentes egyenletrendszer megoldásai. A hullámok gerjesztését — a sugárzás jelenségét — a későbbi fejezetekben tárgyaljuk.

Legyen tehát (111) – (114)-ben $\rho = \vec{J} = 0$. Vegyük (112) rotációját:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} + \mu_0 \frac{\partial \operatorname{rot} \vec{H}}{\partial t} = 0.$$

A $\operatorname{div} \vec{E} = 0$ következtében $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} = -\nabla^2 \vec{E}$:

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \vec{H} = 0.$$

A $\operatorname{rot} \vec{H}$ -t (114) alapján helyettesíthetjük \vec{E} -vel¹⁹:

$$\nabla^2 \vec{E} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (124)$$

Ez az egyenlet a három független

$$\nabla^2 E_i - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} = 0 \quad (i = 1, 2, 3, \text{ vagy } x, y, z) \quad (125)$$

¹⁹Ezt a lépést nem lehetne megtenni, ha az eltolási áramot nem foglaltuk volna bele a Maxwell-egyenletekbe.

egyenlet tömörítése egyetlen vektoregyenletbe. Ugyanilyen egyenletet elégítenek ki a \vec{H} komponensei is, amint az hasonló eljárással megmutatható a másik két Maxwell-egyenlet segítségével. Emlékeztetünk rá, hogy

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

A

$$\nabla^2 f - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = 0 \quad (v = \textit{konstans}, [v] = m/s) \quad (126)$$

típusú egyenletet (skaláris) *hullámeqyenletnek* nevezik. Az elnevezés oka az, hogy az egyenletnek tipikus hullámmegoldásai vannak. Behelyettesítéssel ellenőrizhető, hogy az

$$f = A \cdot e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (127)$$

*monokromatikus síkhullám*²⁰ eleget tesz a hullámeqyenletnek, ha csak teljesül a

$$k = \frac{\omega}{v} \quad (k = |\vec{k}|, \omega > 0) \quad (128)$$

egyenlőség.

Megjegyezzük, hogy az exponenshez hozzáadhatunk egy önkényes δ fázisállandót, amelyet most — mivel semmilyen szerepet sem játszana, — nullának veszünk. Amikor azonban monokromatikus síkhullámok szuperpozíciójáról lesz szó, emlékezni kell rá, hogy a szuperpozícióban résztvevő hullámok fázisállandói különbözhetnek egymástól és ezért nem tekinthető mind nullának.

A \vec{k} konstans vektort *hullámvektornak*, az ω pozitív konstansot pedig *körfrekvenciának* nevezük, a (valós) A pedig az amplitúdó. A (127)-ben adott megoldás komplex, amelynek valós (vagy képzetes) része az, aminek fizikai jelentése van. A komplex alak azonban matematikai szempontból sokszor előnyös.

Miből látszik, hogy (127) (valós része) *hullámot* ír le? Válasszunk egy t pillanatot és keressük meg azokat az (összefüggő) felületeket, amelyeken az f „hullámzó mennyiség” értéke állandó. Ezeket állandó fázisú felületeknek, röviden *fázisfelületeknek* nevezzük. Az egy pontból kiinduló hullámok fázisfelületei gömbök (a víz felszínén körök), ezért az ilyen hullámokat *gömbhullámnak* nevezzük. A *síkhullámok* az olyan hullámok, amelyeknek fázisfelületei végtelen síkok.

A (127) szerint f értéke azokban a pontokban állandó, amelyek kielégítik a

$$\varphi \equiv \vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t = \textit{konstans} \quad (129)$$

feltételt, amely ezért a (127) megoldás fázisfelületeinek az egyenlete: a *konstans* különböző értékeihez különböző fázisfelületek tartoznak. A φ kombinációt magát *fázisnak* nevezzük.

²⁰A "monokromatikus" jelző egyszínűséget jelent. Ezzel utalunk arra, hogy a hullám frekvenciája — ami fénynél a színt meghatározza — állandó.

A (129) egyenletek minden rögzített t -ben végtelen síkot határoznak meg. Komponensekben ez az egyenlet ilyen:

$$k_x x + k_y y + k_z z = \varphi + \omega t \equiv \varphi_t = \text{konstans}. \quad (130)$$

Az egyenlet által meghatározott sík a koordinátatengelyeket az $x = \frac{\varphi_t}{k_x}$, $y = \frac{\varphi_t}{k_y}$, $z = \frac{\varphi_t}{k_z}$ pontokban metszi.

Vegyünk a síkon két pontot, A -t és B -t:

$$A = (x_a, y_a, z_a), \quad B = (x_b, y_b, z_b),$$

$$k_x x_a + k_y y_a + k_z z_a = \varphi_t$$

$$k_x x_b + k_y y_b + k_z z_b = \varphi_t.$$

A két egyenletet egymásból kivonva a

$$k_x \cdot \Delta x + k_y \cdot \Delta y + k_z \cdot \Delta z \equiv (\vec{k} \cdot \vec{AB}) = 0$$

összefüggésre jutunk, amelyben

$$\vec{AB} = (\Delta x, \Delta y, \Delta z) = (x_b - x_a, y_b - y_a, z_b - z_a)$$

a fázissíkban fekvő (önkényesen választott) vektor. A kapott összefüggés azt fejezi ki, hogy a hullámvektor a fázissíkban fekvő bármely vektorra merőleges, és így merőleges magára a fázissíkra. Megfordítva: a fázissíkok merőlegesek a hullámvektorra, és mivel ez utóbbi konstans vektor, párhuzamosak egymással. Ezzel megadtuk a hullámvektor *irányának* a jelentését.

Tekintsük most adott t -ben azokat a fázissíkokat, amelyekeken f ugyanazt az értéket veszi fel. Az $e^{i \cdot 2\pi n} = 1$ (n egész) reláció következtében két ilyen sík φ fázisa a 2π egész számú többszörösében különbözik egymástól, tehát minden pillanatban végtelen sok fázissíkon lesz f ugyanakkora.

Két egymásutáni ilyen sík fáziskülönbsége 2π . A térbeli távolságukat *hullámhossznak* nevezzük és λ -val jelöljük. Induljunk ki valamelyik fázissík \vec{r} koordinátájú pontjából, és tegyünk meg a fázissíkra merőleges irányban — azaz \vec{k} -val párhuzamosan — λ utat. A fázis ezalatt 2π -vel változik meg:

$$[\vec{k} \cdot (\vec{r} + \lambda \cdot \vec{n}) - \omega t] - [\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t] = 2\pi,$$

ahol $\vec{n} = \frac{1}{k} \vec{k}$ a \vec{k} irányába mutató

$$(\vec{k} \cdot \vec{n}) = k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (131)$$

Ez a képlet határozza meg a hullámvektor hosszát.

Most vizsgáljuk meg, hogyan változik időben az f megoldás a tér adott P pontjában. A $\vec{k} \cdot \vec{r}$ skalárszorzat ekkor konstans, ezért (127) szerint $f \sim e^{-i\omega t}$, amelynek valós része $\cos \omega t$ -vel egyenlő. Adott pontban tehát a megoldás ω körfrekvenciával, vagy $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ frekvenciával oszcillál.

Vizsgáljuk végül a fázissíkok mozgását. Mivel ezek a síkok minden pillanatban merőlegesek a konstans \vec{k} -ra, bizonyos, hogy önmagukkal párhuzamosan mozdulnak el. Ha P adott φ -hez tartozó fázissík \vec{r} koordinátájú pontja t -ben, akkor ugyanennek a pontnak a koordinátája $(t + \Delta t)$ -ben $(\vec{r} + \Delta a \cdot \vec{n})$ lesz, ahol Δa a fázissík elmozdulása Δt idő alatt. Mivel *adott* φ -jú fázissík mozgását vizsgáljuk, ezért

$$\vec{k} \cdot (\vec{r} + \Delta a \cdot \vec{n}) - \omega \cdot (t + \Delta t) = \vec{k} \cdot \vec{r} - \omega \cdot t,$$

ahonnan

$$\frac{\Delta a}{\Delta t} = \frac{\omega}{k} = \lambda \nu.$$

A $\frac{\Delta a}{\Delta t}$ arány a fázissíkok mozgási sebességével egyenlő, amelyet v_f -el jelölünk és *fázissebességnek* nevezzük így

$$v_f = \frac{\omega}{k} = \lambda \nu.$$

Ha figyelembe vesszük (128)-t is, akkor a

$$v_f = v$$

eredményre jutunk: a hullámegyenletben szereplő v konstans az egyenlet által leírt hullámok fázissebességével egyenlő.

43.Feladat: Írjuk fel a $+z$ és a $-z$ tengely irányába terjedő síkhullámok képletét.

Megoldás:

$Ae^{i(kz - \omega t)}$ a $+z$ irányba terjed $\frac{\omega}{k}$ fázissebességgel, $\vec{k} = (0, 0, k)$, $k > 0$.

$Ae^{i(-kz - \omega t)}$ a $-z$ irányba terjed $\frac{\omega}{k}$ fázissebességgel, $\vec{k} = (0, 0, -k)$, $k > 0$ ♣.

44.Feladat: Ugyanaz az $x = y$ egyenessel párhuzamosan x pozitív irányával párhuzamosan terjedő hullámra.

Megoldás: Válasszuk meg a hullámvektort:

$$\vec{k} = (k/\sqrt{2}, k/\sqrt{2}, 0) \quad |\vec{k}| = k.$$

$$f = Ae^{i((k/\sqrt{2}) \cdot (x + y) - \omega t)} \clubsuit$$

2.28. Elektromágneses síkhullámok vákuumban

Térjünk vissza (124)-hez, amelyről most már tudjuk, hogy van

$$\vec{E} = \vec{\mathcal{E}} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad \vec{H} = \vec{\mathcal{H}} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (132)$$

típusú megoldása, amelyben $\vec{\mathcal{E}}$ és $\vec{\mathcal{H}}$ konstans amplitúdó-vektor valós komponensekkel²¹. A (124) és a (126) összehasonlításából $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$, tehát az elektromágneses hullámok fázissebessége vákuumban

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}. \quad (133)$$

A v , v_f jelölés nem specializált hullámra vonatkozott, elektromágneses hullámoknál v helyett a c -t használjuk, ezért (128)-t a

$$k = \frac{\omega}{c} \quad (134)$$

alakba írjuk át.

A (133) képlet összhangban van azzal a korábbi állításunkkal, hogy ϵ_0 és μ_0 közül csak az egyik választható önkényesen (ha a hosszúság és az idő mértékegységét már rögzítettük). A képlet a következő elég meglepő állítást tartalmazza: miután *önkéntesen* megválasztottuk μ_0 -t, az áramok közötti erő *megméréseivel* rögzítettük a coulomb nagyságát, és a Coulomb-erő *mérése* alapján meghatároztuk ϵ_0 -t, ennek a két sztatikus mérésnek az eredményéből kiszámíthatjuk a fény sebességét vákuumban.

Vegyük most figyelembe, hogy a (124) hullámegyenlet nem a Maxwell-egyenletek egyike, hanem ezeknek csak *következménye*. Ezért a forrásmentes Maxwell-egyenletek minden megoldása kielégíti a hullámegyenletet, de a fordított állítás már nem igaz: a \vec{E} -re és a \vec{H} -ra felírt hullámegyenletekből ugyanis — visszafelé — nem vezethetők le a Maxwell-egyenletek. A (132) megoldások közül ezért a forrásmentes Maxwell-egyenletekbe történő behelyettesítéssel még ki kell választani azokat, amelyek ez utóbbiakat is kielégítik.

Ha (133)-t behelyettesítjük a $\text{div } \vec{E} = 0$, $\text{div } \vec{H} = 0$ forrásmentes Maxwell-egyenletekbe, a

$$(\vec{k} \cdot \vec{\mathcal{E}}) = (\vec{k} \cdot \vec{\mathcal{H}}) = 0 \quad (135)$$

feltételre jutunk. Az $\vec{\mathcal{E}}$, $\vec{\mathcal{H}}$ amplitúdó-vektorokat tehát a hullámvektorra merőleges irányúnak kell választanunk (*tranzverzalizálás*).

A (112)-be történő behelyettesítés kapcsolatot teremt az $\vec{\mathcal{E}}$ és a $\vec{\mathcal{H}}$ között:

$$\vec{\mathcal{H}} = \frac{1}{\mu_0 \omega} (\vec{k} \times \vec{\mathcal{E}}). \quad (136)$$

²¹Az általános esetet, amikor a komponensek lehetnek komplexek, a következő fejezetben tárgyaljuk.

A $\vec{\mathcal{H}}$ hosszát több ekvivalens formában írhatjuk fel:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{\mu_0 \omega} |(\vec{k} \times \vec{\mathcal{E}})| = (135) = \frac{k\mathcal{E}}{\mu_0 \omega} = (134) = \frac{\mathcal{E}}{c\mu_0}.$$

A (136) szerint az $\vec{\mathcal{E}}, \vec{\mathcal{H}}, \vec{k}$ vektorhármass jobbsodrású Descartes-rendszert alkot. Végül (114) forrásmentes változata szerint

$$\vec{\mathcal{E}} = -\frac{1}{\epsilon_0 \omega} (\vec{k} \times \vec{\mathcal{H}}),$$

amelyről könnyű belátni, hogy nem új feltétel, hanem a korábbi feltételek következménye.

Összefoglalás: A vákuumbeli forrásmentes Maxwell-egyenleteket kielégítő monokromatikus síkhullám-megoldások a következők:

$$\vec{E} = \vec{\mathcal{E}} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (137)$$

$$\vec{H} = \vec{\mathcal{H}} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (138)$$

$$\vec{\mathcal{E}} \perp \vec{k}, \quad \vec{\mathcal{H}} \perp \vec{k}, \quad (\text{tranzverzalizás})$$

$$\mathcal{H} = \frac{\mathcal{E}}{c\mu_0}$$

$\vec{\mathcal{E}}, \vec{\mathcal{H}}, \vec{k}$ jobbsodrású Descartes-rendszer.

Adott \vec{k} -nál tehát az $\vec{\mathcal{E}}, \vec{\mathcal{H}}$ amplitúdó-vektorok közül csak az egyik választható meg szabadon a \vec{k} -ra merőleges síkban. Rendszerint $\vec{\mathcal{E}}$ az, amit megadnak.

2.29. A monokromatikus síkhullámok polarizációja

Rögzítsük \vec{k} -t. Ezzel ω -t is meghatároztuk, de $\vec{\mathcal{E}}$ -ről csak azt tudjuk, hogy merőleges \vec{k} -ra. Mivel a síkban két független irány van, amelyre minden síkbeli vektor felbontható, világos, hogy minden k -hoz két lineárisan független monokromatikus síkhullám tartozik.

Mutasson \vec{k} a z -irányba. Nyilván új típusú monokromatikus síkhullám megoldást kapunk (az előző fejezetben vizsgált megoldásokhoz képest), ha két olyan monokromatikus síkhullámot szuperponálunk egymásra, amelyek közül az egyik elektromos vektora az x , a másiké az y irányba mutat és a fázisállandóik különböznek:

$$\vec{E} = \vec{\mathcal{E}}_1 \cdot e^{i(kz - \omega t - \delta_1)} + \vec{\mathcal{E}}_2 \cdot e^{i(kz - \omega t - \delta_2)} \quad (139)$$

$$\vec{\mathcal{E}}_1 = (\mathcal{E}_x, 0, 0) \quad \vec{\mathcal{E}}_2 = (0, \mathcal{E}_y, 0).$$

Vegyük észre, hogy ez a megoldás is felírható (132) alakban, ha megengedjük, hogy $\vec{\mathcal{E}}$ komponensei komplexek legyenek:

$$\vec{\mathcal{E}} = (\mathcal{E}_x e^{-i\delta_1}, \mathcal{E}_y e^{-i\delta_2}, 0).$$

A valódi elektromos mező a (139) komplex megoldás valós része:

$$\vec{E} = (E_x, E_y, E_z) = (\mathcal{E}_x \cos(kz - \omega t - \delta_1), \mathcal{E}_y \cos(kz - \omega t - \delta_2), 0).$$

Vizsgáljuk meg, milyen görbét ír le \vec{E} végpontja a terjedési irányra merőleges síkban a tér egy adott pontjában. Legyen ez a pont az $\vec{r} = 0$ origó. Akkor

$$\vec{E}(t) = (\mathcal{E}_x \cos(\omega t + \delta_1), \mathcal{E}_y \cos(\omega t + \delta_2), 0).$$

Legyen a fáziskülönbség $\pm \frac{\pi}{2}$. A nulla időpont alkalmas választásával mindig elérhetjük, hogy $\delta_1 = 0$ legyen, ezért feltehetjük, hogy $\delta_1 = 0$, $\delta_2 = \pm \frac{\pi}{2}$:

$$\vec{E}(t) = (\mathcal{E}_x \cos \omega t, \mp \mathcal{E}_y \sin \omega t, 0).$$

Nyilvánvaló, hogy a végpont által leírt görbe ellipszis, amelynek tengelyei a koordinátatengelyekkel párhuzamosak. Az előjel azt szabja meg, hogy a forgás iránya a jobbsavarnak vagy a balcsavarnak felel meg. Azt a monokromatikus síkhullámot, amely ezzel a tulajdonsággal rendelkezik jobbra vagy balra *elliptikusan polarizáltnak* nevezzük. Az $\mathcal{E}_x = \mathcal{E}_y$ esetben a polarizáció *cirkuláris*.

Amikor a fáziskülönbség nulla ($\delta_1 = \delta_2 = 0$), az $\vec{E}(t)$ végpontja egyenesen mozog és a polarizációt *lineárisnak* nevezzük. A terjedési irány és az \vec{E} iránya által meghatározott sík a *polarizáció síkja*. Az előző fejezetben ezt a speciális esetet tárgyaltuk.

A δ fáziskülönbség közbenső értékeinél az \vec{E} ellipszist ír le, amely azonban az xy -síkban általános helyzetű. Egy monokromatikus síkhullám tehát az általános esetben elliptikusan polarizált.

2.30. Általános síkhullám, hullámimpulzus, hullámcsomag

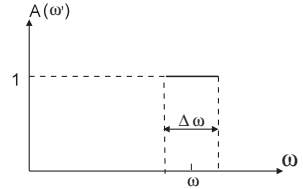
Síkhullámnak általában (a "monokromatikus" jelző nélkül) a forrámentes Maxwell-egyenletek olyan megoldásait nevezzük, amelyek síkbeli eltolási szimmetriával rendelkeznek: a terjedési irányra merőleges síkokban a "hullámzó mennyiség" (az f vagy az $\vec{\mathcal{H}}$ és a $\vec{\mathcal{H}}$) állandó. Ha a terjedést z -irányúnak választjuk, a síkhullám-megoldás nem függ x -től és y -től. Ezeket a síkokat továbbra is fázissíkoknak fogjuk nevezni.

A *hullámimpulzus* (jel vagy „löket”) olyan síkhullám, amely a fázissíkokra merőleges irányban véges kiterjedésű, vagy a végtelenhez közelítve lecseng. Hullámimpulzust monokromatikus síkhullámok frekvencia-szerinti szuperpozíciójával állítunk elő:

$$f(z, t) = \int_0^\infty d\omega' A(\omega') e^{i[k(\omega')z - \omega' t]}. \quad (140)$$

Legyen

$$A(\omega') = \begin{cases} 1 & \text{ha } \omega - \Delta\omega/2 < \omega' < \omega + \Delta\omega/2 \\ 0 & \text{egyébként} \end{cases} \quad (141)$$



7. ábra.

Ekkor

$$f(z, t) = \int_{\omega - \Delta\omega/2}^{\omega + \Delta\omega/2} d\omega' A(\omega') e^{i[k(\omega')z - \omega't]}.$$

Emeljük ki az integrandusból az $e^{i(kz - \omega t)}$ faktort, amelyben $k \equiv k(\omega)$. Ezt kapjuk:

$$f(z, t) = \mathcal{A}(z, t) e^{i(kz - \omega t)},$$

ahol

$$\mathcal{A}(z, t) = \int_{\omega - \Delta\omega/2}^{\omega + \Delta\omega/2} d\omega' e^{i\{[k(\omega') - k(\omega)]z - (\omega' - \omega)t\}}.$$

A (128) szerint

$$k(\omega') - k(\omega) = \frac{1}{v}(\omega' - \omega),$$

ahol $v = v_f$ a fázissebesség. Új integrációs változóként vezessük be $u = (\omega' - \omega)t$.
Akkor

$$\mathcal{A}(z, t) = \int_{-\Delta\omega/2}^{\Delta\omega/2} du \cdot e^{i(z/v - t)u} = \frac{e^{i(z/v - t)\Delta\omega/2} - e^{-i(z/v - t)\Delta\omega/2}}{i(z/v - t)},$$

azaz

$$\mathcal{A}(z, t) = 2 \cdot \frac{\sin \left[\left(\frac{z}{v} - t \right) \frac{\Delta\omega}{2} \right]}{\left(\frac{z}{v} - t \right)}. \quad (142)$$

Ez a függvény egy térben és időben változó amplitúdó szerepét játssza. A neve: *burkoló*²². Rögzítsük először t -t és vizsgáljuk $\mathcal{A}(z, t)$ z -függését. Mivel

²²Nem tévesztendő össze a görbesereg burkolójával.

$\left| \sin \left[\left(\frac{z}{v} - t \right) \frac{\Delta\omega}{2} \right] \right| \leq 1$, ezért $z \rightarrow \pm\infty$ -nél $\mathcal{A} \rightarrow 0$. Ha adott z -ben vizsgáljuk a megoldást, akkor $t \rightarrow \pm\infty$ -nél $\mathcal{A} \rightarrow 0$, azaz f a távoli múltban és a távoli jövőben egyaránt zérus. Ezek a tulajdonságok mutatják, hogy megoldásunk valóban impulzus-jellegű (löket).

Az \mathcal{A} burkolóval való szorzás tehát hullámimpulzust állít elő az $e^{i(kz-\omega t)}$ síkhullámból. A gerjesztés centruma ott lesz, ahol $|\mathcal{A}|$ maximális. Írjuk át \mathcal{A} -t az

$$\mathcal{A}(z, t) = \Delta\omega \cdot \frac{\sin \left[(z - vt) \frac{\Delta\omega}{2v} \right]}{(z - vt) \frac{\Delta\omega}{2v}} \equiv \Delta\omega \cdot \frac{\sin \xi}{\xi}$$

alakba, amelyben $\xi = (z - vt) \frac{\Delta\omega}{2v}$. A $\frac{\sin \xi}{\xi}$ függvényről tudjuk, hogy $\xi = 0$ -ban van a maximuma, ahol az értéke 1. Eszerint \mathcal{A} maximuma a $z = vt$ pontban van, ezért az impulzus v_i terjedési sebessége (a jelterjedés sebessége) a hullámegyenletben szereplő v paraméterrel egyezik meg, tehát egyenlő a fázissebességgel.

Példánk azt is mutatja, hogy az impulzus alakváltozás nélkül terjed. Legyen $z' = z - vt$ az impulzus centrumához (maximumához) viszonyított z -koordináta. A (142) jobboldala a z' -n keresztül kifejezve

$$2v \cdot \frac{\sin \left(z' \cdot \frac{\Delta\omega}{2v} \right)}{z'}$$

a t -t nem tartalmazza. Ez mutatja, hogy a terjedés során csak a centrum helye mozdul el, a centrumhoz viszonyított függvényalak időben állandó.

A hullámimpulzus fontos speciális esete a *hullámcsomag*. Hullámcsomagnak az olyan impulzust nevezzük, amely centrumának széles környezetében praktikusán megegyezik az $e^{i(kz-\omega t)}$ síkhullámmal (vagy bármilyen más irányban terjedő síkhullámmal). Ennek az a feltétele, hogy legyen $\Delta\omega \ll \omega$.

Az \mathcal{A} amplitúdó-függvénynek $z' = 0$ -ban van maximuma és a $z' = \pm \frac{\pi}{2} \cdot \frac{2v}{\Delta\omega}$ pontokban eltűnik. E két pont egymástól $\Delta l = \pi \cdot \frac{2v}{\Delta\omega}$ távolságban van. Ez a Δl hossz tekinthető a hullámimpulzus effektív térbeli kiterjedésének. Az impulzus belseje akkor lesz praktikusán $\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi v}{\omega}$ hullámhosszú síkhullám, ha a Δl szakaszon nagyon sok hullámhossz fér el: $\Delta l \gg \lambda$. Ha ide beírjuk Δl és λ fenti kifejezését, átrendezés után valóban a $\Delta\omega \ll \omega$ feltételre jutunk.

A monokromatikus síkhullám a hullámegyenlet olyan megoldása, amelyet — végtelen térbeli kiterjedése miatt, — a valóságban nem lehet pontosan realizálni. A hullámcsomag a monokromatikus síkhullám megvalósítható közelítése, ezért foglal el speciális helyet a hullámimpulzusok kategóriájában.

45.Feladat: Legyen $g(z)$ tetszőleges (kétszer deriválható) függvény. Mutassuk meg, hogy $f_+(z, t) = g(z - vt)$ a $+z$, $f_-(z, t) = g(z + vt)$ a $-z$ irányba haladó síkhullám.

Megoldás: Mindenekelőtt azt kell belátni, hogy $f_{\pm}(z \mp vt)$ kielégíti a hullámegyenletet. Vegyük f_+ -t:

$$\begin{aligned}\nabla^2 g(z - vt) &= \frac{d^2}{dz^2} g(z - vt) \\ \frac{\partial^2}{\partial t^2} g(z - vt) &= \left(\frac{\partial(z - vt)}{\partial t} \right)^2 \frac{d^2}{dz^2} g(z - vt) = v^2 \frac{d^2}{dz^2} g(z - vt),\end{aligned}$$

amiből következik, hogy

$$\nabla^2 f_+(z, t) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 f_+(z, t)}{\partial t^2} = 0.$$

A terjedési sebesség $\Delta z/\Delta t$ -vel egyenlő, ha

$$f_+(z + \Delta z, t + \Delta t) = f_+(z, t),$$

azaz, ha

$$(z + \Delta z) - v(t + \Delta t) = z - vt.$$

Innen $\Delta z/\Delta t = +v$, a hullám pozitív irányba terjed v sebességgel, alakváltozás nélkül.♣

Alkalmazzuk ezt az eljárást elektromágneses hullámokra. Választunk két tetszőleges függvényt, $g(z)$ -t és $h(z)$ -t és a $+z$ irányba terjedő hullám elektromos vektorát az

$$\vec{E}(z, t) = \vec{e}_x \cdot g(z - vt) + \vec{e}_y \cdot h(z - vt)$$

képlettel adjuk meg. A forrásmentes Maxwell-egyenletekbe történő visszahelyettesítés most is igazolja, hogy alkalmas $\vec{H}(z, t)$ választás mellett valóban megoldást kaptunk.

Ha a g és a h függvényt úgy választjuk, hogy egymástól teljesen független módon (korrelálatlanul) változnak, akkor az \vec{E} végpontja szabálytalan bolyongást végez a terjedési irányra merőleges $z = 0$ síkban. Az ilyen hullámot *polarizálatlannak* nevezzük. Ha a hullámot sok egymástól független forrás generálja, az eredmény polarizálatlan hullám lesz.

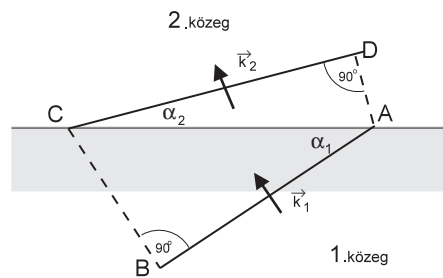
2.31. A diszperzió

Miért van szükség a fázissebesség és a jelterjedés sebességének a megkülönböztetésére, ha egyszer a számértékük ugyanaz? Erre két ok is van. Egyrészt, a fázissebesség és a hullámimpulzus terjedési sebessége *fogalmilag* különbözik egymástól, a két esetben

nem ugyanannak a valaminek a sebességéről van szó. Másrészt ezek a sebességek *általában* számértékben is különböznek egymástól. Mint alább látni fogjuk, ez a helyzet akkor, amikor a hullámegyenletben v nem konstans, hanem a frekvencia függvénye, és ennek következtében a monokromatikus síkhullámok fázissebessége is függ a frekvenciától: $v_f = v_f(\omega)$. Ezt a tényt fejezzük ki a *diszperzió* szóval.

Vákuumban az elektromágneses hullámoknak (fénynek) nincs diszperziója, a sebességük minden frekvencián ugyanaz a $c \approx 300000 \text{ km/s}$ érték. Közegekben azonban megjelenik a diszperzió. Ez a fénytörés törvényszerűségeiből állapítható meg.

Idézzük fel a fénytörés alaptörvényét:



8. ábra.

46.Feladat: Mutassuk meg, hogy egy ω körfrekvenciájú hullám két különböző közeg határán a

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{v_{f1}}{v_{f2}}$$

törvény szerint törik meg.

Igazolás: Amikor egy hullám egyik közegből átmegy egy másik közegbe, a frekvenciája nem változik. A hullámhosszban azonban bekövetkezhet változás, ha az adott ν frekvencián a két közegben a fázissebesség különböző: nyilván $\nu = v_{f1}/\lambda_1 = v_{f2}/\lambda_2$.

Az AB fázissík B pontja $t = \frac{|BC|}{v_{f1}}$ idő alatt ér C -be. Ezalatt az A pont

$$|AD| = t \cdot v_{f2} = \frac{|BC|}{v_{f1}} \cdot v_{f2}$$

távolságot tesz meg: CD ugyanaz a fázissík, mint AB , csak t -vel későbbi időpillanatban.

A beesési és kilépési szög α_1 és α_2 , ezért

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{|BC|}{|AD|} = \frac{v_{f1}}{v_{f2}}$$

valóban.♣

A törésmutatót az

$$n = \frac{v}{v_f} \quad (143)$$

arány definiálja, ahol v a hullám fázissebessége vákuumban, v_f pedig a közegben (fénynél ugyanezt az összefüggést $n = \frac{c}{c_f}$ alakban írjuk), ezért

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

(Descartes-Snellius törvény). Amikor speciálisan az 1.közeg a vákuum ($n_1 = 1$, $n_2 = n$), akkor

$$\sin \alpha_2 = \frac{1}{n} \sin \alpha_1.$$

Ha a vákuumból adott α_1 irányban fehér fény esik a közeghatárra, minden szín más és más α_2 szög alatt törik meg. A tapasztalat szerint a tört sugár annál közelebb van a beesési merőlegeshez (annál kisebb az α_2 kilépési szög), minél nagyobb a frekvenciája: a vörös kevésbé törik, mint az ibolya, vagyis $\omega \uparrow$ -nál $n(\omega) \uparrow$. Mivel (143) szerint a fázissebesség fordítva arányos a törésmutatóval, ez a tapasztalati tény bizonyítja a diszperzió létét a közegben.

A közegben érvényes forrásmentes Maxwell-egyenletek a vákuum-egyenletekhez hasonló módon hullámegyenletté alakíthatók, amely a (125)-től csak abban különbözik, hogy $\epsilon_0\mu_0$ helyén $\epsilon\mu$ áll, ezért a fázissebesség $c_f = 1/\sqrt{\epsilon\mu}$, a törésmutató pedig a (143) definíciónak megfelelően $n = \sqrt{\epsilon_r\mu_r}$. Speciálisan mágneses szempontból semleges dielektrikumban $n = \sqrt{\epsilon_r}$. Ebben a képletben természetesen $\epsilon_r = \epsilon_r(\omega)$ az ω frekvenciához tartozó relatív dielektromos permittivitás. Az elektrosztatikában használt dielektromos konstans ennek a függvénynek $\omega = 0$ -nál felvett értéke.

47.Feladat: Igazoljuk a Maxwell-egyenletek segítségével, hogy dielektrikumban $n = \sqrt{\epsilon_r}$.♣

Vizsgáljuk meg a jelterjedés sebességét diszperzió esetén.

A (128) összefüggés következtében diszperziómentes esetben a hullámvektor k nagysága a körfrekvencia lineáris függvénye és a függvényt ábrázoló egyenes iránytangense a fázissebesség inverze, amely ebben az esetben a jelterjedés sebességének az inverze is. Diszperziónél azonban a $k(\omega)$ függvény alakja bonyolult és általában ismeretlen, hiszen a nevező is ω -függő:

$$k(\omega) = \frac{\omega}{v_f(\omega)}. \quad (144)$$

A hullámimpulzus különböző frekvenciájú síkhullámok szuperpozíciója, ezért diszperzió esetén, amikor az összetevő-hullámok fázissebessége különböző, a jelterjedés v_i sebességére nem létezik univerzális képlet. Egyedül a hullámcsomag az, aminek meg tudjuk határozni a sebességét a következő egyszerű megfontolás alapján.

Hullámcsomagnál a $\Delta\omega \ll \omega$ feltétel következtében a (141) függvény nagyon keskeny, és az $f(z, t)$ -t meghatározó (140) integrál csak erre a szűk ω' tartományra terjed ki. A $k(\omega')$ függvényt ezért *helyettesíthetjük az ω -beli érintőjével*, amelynek egyenlete

$$k(\omega') = k(\omega) + \frac{dk(\omega)}{d\omega}(\omega' - \omega). \quad (145)$$

Vezessük be az itt szereplő deriváltra az $1/v_g$ jelet, azaz legyen

$$\frac{1}{v_g} = \frac{dk(\omega)}{d\omega}. \quad (146)$$

Fogjunk hozzá ezután $f(z, t)$ kiszámításához a (140) alapján. Pontosan ugyanazokat a képleteket kapjuk, mint a 2.30 fejezet elején. Az egyedüli eltérés a $k(\omega') - k(\omega)$ különbségben lesz, amelynek a jobboldalán (145) miatt v helyére v_g kerül. Ennek következtében a (142) jobboldalán, az $\mathcal{A}(z, t)$ kifejezésében is el kell végezni a $v \rightarrow v_g$ helyettesítést.

A hullámcsomag $f = \mathcal{A}e^{i(kz - \omega t)}$ képletében tehát az exponenciális faktor által leírt monokromatikus hullám $v_f(\omega) = \frac{\omega}{k}$ fázissebessége általában különbözni fog az \mathcal{A} burkoló kifejezésében szereplő $v_g = \left(\frac{dk(\omega)}{d\omega}\right)^{-1}$ csoportsebességtől²³, amely a burkoló mozgási sebességét határozza meg. Ez utóbbi sebesség a hullámcsomagnak, mint egésznek a terjedési sebessége. Hullámcsomag esetén tehát $v_i = v_g$.

Fejezzük ki a csoportsebességet a fázissebességen, ill. a törésmutatón keresztül! A (144) következtében

$$\frac{dk(\omega)}{d\omega} = \frac{v_f(\omega) - \frac{dv_f(\omega)}{d\omega} \cdot \omega}{v_f^2(\omega)},$$

ezért (146) alapján

$$v_g = \frac{v_f^2(\omega)}{v_f(\omega) - \omega \cdot \frac{dv_f(\omega)}{d\omega}} = (143) = \frac{\frac{v^2}{n^2}}{\frac{v}{n} - \omega \frac{d}{d\omega} \left(\frac{v}{n}\right)} = \frac{v}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}}. \quad (147)$$

A fázissebesség és a csoportsebesség relatív nagyságát az határozza meg, hogy a törésmutató ω -nak növekvő vagy csökkenő függvénye. Ha csökkenő, akkor $\omega \frac{dn(\omega)}{d\omega} < 0$, tehát $v_g(\omega) > v_f(\omega)$, ha pedig növekvő, akkor $v_g(\omega) < v_f(\omega)$. Közegekben történő fényterjedésnél — mint már utaltunk rá — $\omega \uparrow$ -nál $n(\omega) \uparrow$, és így $v_g < v_f$. Ekkor a burkoló lassabban mozog, mint a hullámcsomagot „kitöltő” síkhullám fázissíkjai („hernyómozgás”).

²³A „csoport” szó (angolul *group*) a csomagot alkotó monokromatikus síkhullámok csoportjára utal.

2.32. A térenergia

Ebben a fejezetben amellet fogunk érvelni, hogy ha a tér egy P pontjában az elektromos mező \vec{E} , a mágneses mező \vec{H} , akkor a P -t tartalmazó $d\Omega$ elemi térfogatban

$$dW = \left(\frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2} \mu_0 H^2 \right) d\Omega$$

energia van felhalmozva, amelyet *térenergiának* nevezünk. Úgy is mondhatjuk, hogy P -ben a *térenergia sűrűsége*

$$w(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2(\vec{r}, t) + \frac{1}{2} \mu_0 H^2(\vec{r}, t), \quad (148)$$

amelyben \vec{r} a P helyzetvektora.

Egy tetszőleges Ω térrészben $W_\Omega = \int_\Omega w(\vec{r}) \cdot d\Omega$ térenergia van felhalmozva.

Mielőtt ezeknek az állításoknak a megfigyelhető következményeire térnénk ki — amelyekeken keresztül igazolhatók vagy cáfolhatók, — válaszolni kell arra a kérdésre, hogy mi történik a $d\Omega$ -ban felhalmozott energiával, amikor a mezők változnak. A közelhatás elve alapján fel lehet tételezni, hogy a w térenergia-sűrűséghez tartozik egy \vec{S} térenergia-áramsűrűség is, és teljesül rájuk a

$$\operatorname{div} \vec{S} + \frac{\partial w}{\partial t} = s \quad (149)$$

mérelegegyenlet. Ez az egyenlet azt fejezi ki, hogy $d\Omega$ -ban a térenergia csak *lokális okok* miatt változhat: a $d\Omega$ felületén történő kiáramlás, valamint a $d\Omega$ -ban működő $s \cdot d\Omega$ intenzitású energiaforrás következtében.

Mi lehet vajon a térenergia forrása? A mező Lorentz-erővel hat a töltésekre és megváltoztatja azok mozgási energiáját. Az energiamegmaradás tétele azt követeli, hogy a töltések mozgási energiájának a megnövekedése (lecsökkenése) egyezzen meg a térenergia csökkenésével (megnövekedésével). Ebből következik, hogy a térenergia $s \cdot d\Omega$ forrása a mezőnek a $d\Omega$ -ban található $dq = \rho d\Omega$ töltésen kifejtett *teljesítményével* egyenlő, negatív előjellel (emlékeztetünk rá, hogy $s \cdot d\Omega$ a forrás által *időegység* alatt termelt „folyadékka” egyenlő — ez indokolja a teljesítmény használatát a munka helyett). Képletben:

$$s \cdot d\Omega = -dq \cdot \left(\vec{E} \cdot \frac{d\vec{r}}{dt} \right) = -\rho d\Omega \cdot (\vec{E} \cdot \vec{v}) = -(\vec{E} \cdot \vec{J}) \cdot d\Omega,$$

azaz

$$s = -(\vec{E} \cdot \vec{J}). \quad (150)$$

A \vec{H} nem ad járulékot s -hez, mert nem változtatja meg a töltések kinetikus energiáját (ld. Mechanika-jegyzet 30.feladatot).

Az energia mérlegegyenlete tehát (149), amelyben w -t (148), s -t (150) adja meg. Most megmutatjuk, hogy ha energiaáramsűrűségnek az

$$\vec{S} = (\vec{E} \times \vec{H})$$

Poynting-vektort tekintjük, akkor a mérlegegyenlet a Maxwell-egyenletek következményeként mindig teljesül. Valóban,

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} &= \vec{E} \cdot \frac{\partial \epsilon_0 \vec{E}}{\partial t} + \vec{H} \cdot \frac{\partial \mu_0 \vec{H}}{\partial t} = (114), (112) = \\ &= \vec{E} \cdot (\text{rot } \vec{H} - \vec{J}) - \vec{H} \cdot \text{rot } \vec{E} = (28) = -\text{div} (\vec{E} \times \vec{H}) - \vec{E} \cdot \vec{J}, \end{aligned}$$

ami éppen az igazolandó mérlegegyenlet.

48.Feladat: Számítsuk ki a síkhullám átlagos energiasűrűségét és Poynting-vektorát.

Megoldás: Célszerű (132) valós alakját használni:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{\mathcal{E}} \cos(kz - \omega t) \\ \vec{H} &= \vec{\mathcal{H}} \cos(kz - \omega t) = \frac{1}{\mu_0 \omega} (\vec{k} \times \vec{\mathcal{E}}) \cdot \cos(kz - \omega t) \\ \mathcal{H} &= \frac{k}{\mu_0 \omega} \mathcal{E} = \frac{1}{\mu_0 c} \mathcal{E} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot \mathcal{E}. \end{aligned}$$

Az időben átlagolt mennyiségekre nem vezetünk be új jelölést, így

$$\begin{aligned} w &= \left(\frac{1}{2} \epsilon_0 \mathcal{E}^2 + \frac{1}{2} \mu_0 \mathcal{H}^2 \right) \overline{\cos^2(kz - \omega t)} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \epsilon_0 \mathcal{E}^2 + \frac{1}{2} \mu_0 \mathcal{H}^2 \right) = \frac{1}{2} \epsilon_0 \mathcal{E}^2 \\ \vec{S} &= (\vec{\mathcal{E}} \times \vec{\mathcal{H}}) \overline{\cos^2(kz - \omega t)} = \frac{1}{2} (\vec{\mathcal{E}} \times \vec{\mathcal{H}}) = \frac{1}{2 \mu_0 \omega} (\vec{\mathcal{E}} \times (\vec{k} \times \vec{\mathcal{E}})) = \\ &= \frac{\mathcal{E}^2}{2 \mu_0 \omega} \vec{k} = \frac{\mathcal{E}^2 k}{2 \mu_0 \omega} \vec{n} = \frac{k}{\epsilon_0 \mu_0 \omega} \frac{1}{2} \epsilon_0 \mathcal{E}^2 \vec{n} = \frac{k}{\epsilon_0 \mu_0 \omega} w \vec{n} = cw \cdot \vec{n}. \end{aligned}$$

Látjuk, hogy $\vec{S} = cw \cdot \vec{n}$, ami azt fejezi ki, hogy az energia c sebességgel áramlik a hullámvektor irányában.♣

49.Feladat: Határozzuk meg az R sugarú q töltésű fémgömb terében felhalmozott energiát.

Megoldás:

$$W(R) = \frac{\epsilon_0}{2} \cdot \int_R^\infty \left(\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \right)^2 d\Omega = \frac{\epsilon_0}{2} \cdot 4\pi \int_R^\infty \left(\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \right)^2 r^2 dr = \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0 R}. \clubsuit$$

2.33. A térenergia mint erőfüggvény

Az elektrosztatikai feladatokban a W teljes térenergia az erőfüggvény szerepét tölti be. Nyugvó töltéseknél W a töltések \vec{r}_α helyzetvektorainak a függvénye. Ha ezeket gondolatban $d\vec{r}_\alpha$ -val megváltoztatjuk, a térenergia dW -vel megnő. A $d\vec{r}_\alpha$ elmozdulásnál az elektrosztatikai erők dA munkát végeznek a töltéseken, amelynek az energiamegmaradás következtében meg kell egyeznie a térenergia csökkenésével:

$$dA = -dW \quad (151)$$

$$\sum_{\alpha} (F_{\alpha x} dx_{\alpha} + F_{\alpha y} dy_{\alpha} + F_{\alpha z} dz_{\alpha}) = -dW,$$

ahonnan

$$\vec{F}_{\alpha} = (F_{\alpha x}, F_{\alpha y}, F_{\alpha z}) = \left(-\frac{\partial W}{\partial x_{\alpha}}, -\frac{\partial W}{\partial y_{\alpha}}, -\frac{\partial W}{\partial z_{\alpha}} \right).$$

Pontosan ugyanilyen képlet segítségével számítható ki az α -ik ponttöltésre ható erő az U erőfüggvényből, ezért W jogosan azonosítható U -val. Ennek a felfogásnak az alapján a potenciális energia nem azért létezik, mert a töltések „a távolból” érzékelik egymást, hanem az elektromos mezőben felhalmozott térenergiáról ad számot: amikor két azonos előjelű töltést lassan közelítünk egymáshoz, a munkánkkal a térenergiát növeljük (a saját belső energiánk rovására).

Hol használtuk ki, hogy elektrosztatikai feladatról van szó? Abban a feltevésben, hogy az elektrosztatikus térenergia megváltozása *teljes egészében* munkavégzésre fordítható. Látni fogjuk, hogy ha a töltések gyorsulnak, az energia egy része sugárzás formájában távozik és a gondolatmenet érvényét veszti. Sokszor azonban a sugárzás elhanyagolhatóan kicsi és az erő jól közelíthető a térenergia negatív gradiensevel.

A fenti gondolatmenet alapján két ponttöltés

$$U = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \quad (152)$$

potenciális energiájának — additív konstans erejéig — meg kell egyeznie a ponttöltések terében felhalmozott W térenergiával.

Igazolás:

Az 1.töltés töltéssűrűsége $q_1 \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_1)$ -el egyenlő, ezért az 1.töltés által az \vec{r} „futó pontban” létrehozott $\vec{E}_1(\vec{r})$ térerősség eleget tesz a

$$\operatorname{div} \vec{E}_1(\vec{r}) = \frac{q_1}{\epsilon_0} \delta(\vec{r} - \vec{r}_1)$$

Maxwell-egyenletnek. Ezért ha U -t az

$$U = \int d\Omega \cdot \frac{q_1}{\epsilon_0} \delta(\vec{r} - \vec{r}_1) \cdot \frac{q_2}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}_2|}$$

alakban írjuk, ami nyilván ekvivalens (152)-val, az integrandus első tényezőjét helyettesíthetjük $\text{div } \vec{E}_1(\vec{r})$ -el:

$$U = \int d\Omega \cdot \text{div } \vec{E}_1(\vec{r}) \cdot \frac{q_2}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}_2|}. \quad (153)$$

A q_2 által az \vec{r} pontban létrehozott potenciál

$$\Phi_2(\vec{r}) = \frac{q_2}{4\pi\epsilon_0|\vec{r} - \vec{r}_2|}.$$

Ha ezt (153) integrandusába beírjuk, az

$$U = \epsilon_0 \int d\Omega \cdot \text{div } \vec{E}_1(\vec{r}) \cdot \Phi_2(\vec{r})$$

képletre jutunk. A (29) alapján térbeli parciális integrálással ez a képlet az

$$U = \epsilon_0 \int \Phi_2(\vec{E}_1 \cdot d\vec{\Sigma}) - \epsilon_0 \int d\Omega(\vec{E}_1 \cdot \text{grad } \Phi_2)$$

alakra hozható. Az első integrál az *egész teret* határoló felületre terjed ki. Ezt a felületet tekinthetjük R sugarú gömbnek, végtelenhez tartó R -el. A gömb felszíne R^2 -el, a Φ_2 $1/R$ -el, az \vec{E}_1 $1/R^2$ -el arányos, ezért a felületi integrál $R \rightarrow \infty$ -nél $1/R$ -ként nullához tart. A második integrálban $-\text{grad } \Phi_2 = \vec{E}_2$ a 2.töltés által létrehozott térerősség \vec{r} -ben. Így

$$U = \epsilon_0 \int d\Omega(\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2) = \int d\Omega \frac{\epsilon_0}{2}(\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 - \int d\Omega \frac{\epsilon_0}{2}E_1^2 - \int d\Omega \frac{\epsilon_0}{2}E_2^2.$$

Az első integrálban $\vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \vec{E}$ a töltések által létrehozott mező, ezért ez az integrandus w -vel, az integrál pedig W -vel egyenlő. A második integrál integrandusa w_1 , az *izolált* q_1 töltés térenergia sűrűsége, az integrál maga pedig az izolált q_1 töltés W_1 térenergája. Hasonlóan, a harmadik integrál az izolált q_2 töltés W_2 térenergája. Egy izolált töltés térenergája azonban független a töltés helyétől, ezért W_1 és W_2 konstansok, és így

$$U = W + \text{konstans},$$

a várakozásunknak megfelelően.

50.Feladat: Számítsuk ki a 49.feladat fémgömbjére ható nyomást.

Megoldás: A felületre ható teljes radiális erő

$$F = -\frac{dW(R)}{dR} = \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0 R^2},$$

a nyomás pedig

$$p = \frac{F}{4\pi R^2} = \frac{\sigma^2}{2\epsilon_0},$$

ahol $\sigma = \frac{q}{4\pi R^2}$ a felületi töltéssűrűség. Ugyanezt a nyomást kapjuk a Maxwell-feszültség segítségével is (ld. a 2.fejezetet), a Maxwell-feszültség képletére azonban nem adtunk bizonyítást.♣

A következő két feladat elemi jellegű és végeredményük jól ismert. Azt a lépést akarjuk megvilágítani a segítségükkel, amikor a térenergiát erőfüggvényként értelmezzük át.

51.Feladat: Számítsuk ki a végtelen síkkondenzátor lemezeire ható erősűrűséget, ha a töltéssűrűség σ , a lemeztávolság a és a lemezek között vákuum van.

Megoldás: Az *erősűrűség* kiszámítása szempontjából nyilván az egységnyi lemezfelületre vett térenergia-sűrűséget kell erőfüggvénynek tekinteni. Most ezt jelöljük W -vel:

$$W = \frac{\epsilon_0}{2} E^2 \cdot a = (65) = \frac{\sigma^2}{2\epsilon_0} \cdot a.$$

A lemezek legyenek a $z = z_1$, $z = z_2$ síkban: $z_2 - z_1 = a$. Így

$$W = \frac{\sigma^2}{2\epsilon_0} (z_2 - z_1).$$

Ez az a lépés, amely a térenergiát erőfüggvényé teszi: azoknak az objektumoknak a koordinátáján keresztül kell őt megadni, amelyekre ható erőt ki akarjuk számítani. Ezekon a koordinátákon kívül csak olyan mennyiségek maradhatnak a képletben, amelyek a (151)-ben kifejezett infinitezimális elmozdulás során szigorúan változatlanok maradnak.

A lemezekre ható erősűrűség

$$\begin{aligned} f_1 &= -\frac{\partial W}{\partial z_1} = +\frac{\sigma^2}{2\epsilon_0} \\ f_2 &= -\frac{\partial W}{\partial z_2} = -\frac{\sigma^2}{2\epsilon_0}. \end{aligned}$$

Az előjelek ($f_1 > 0$, $f_2 < 0$) megfelelnek a lemezek elhelyezkedésének ($z_2 > z_1$).♣

52.Feladat: Ugyanaz, mint előbb, csak a töltéssűrűség helyett a V feszültségkülönbség legyen adva.

Megoldás: A

$$W = \frac{\epsilon_0}{2} E^2 \cdot a$$

-t most σ helyett V -n keresztül kell kifejezni. A (19) szerint $E = \frac{V}{a}$, így

$$W = \frac{\epsilon_0 V^2}{2a} = \frac{\epsilon_0 V^2}{2(z_2 - z_1)}. \quad (154)$$

Ha ennek a W -nek az alapján kiszámítjuk az erősűrűséget, az 1.lemezre ható erősűrűsége negatív értéket kapunk, ami nyilván rossz. A hiba eredete az, hogy az állandó

feszültségkülönbség biztosítása érdekében a lemezek a lemeztávolság megváltoztatása közben állandóan a feszültségforrásra vannak kapcsolva, és a feszültségforrás is végez munkát. Ha a lemeztávolság da megnövekedésekor a lemezeken a töltéssűrűség $d\sigma$ -val megváltozik, akkor a feszültségforrás $V \cdot d\sigma$ munkát végez, és ezért (151) helyett a

$$dA = -dW + Vd\sigma = -d(W - V\sigma)$$

képlet érvényes. Ez a képlet mutatja, hogy az erőfüggvény szerepét nem W , hanem a $(W - V\sigma)$ különbség játssza. Ebben σ -t a V -n keresztül kell kifejezni, ugyanis a da elmozdulásnál V az, ami állandó. A $\sigma = \epsilon_0 E = \epsilon_0 \frac{V}{a}$ képlet és (154) alapján

$$W - V\sigma = \frac{\epsilon_0 V^2}{2a} - V \cdot \epsilon_0 \frac{V}{a} = -\frac{\epsilon_0 V^2}{2a} = -W,$$

vagyis a térenergia(sűrűség) *negatívja* tekintendő erőfüggvénynek. Eszerint

$$\begin{aligned} f'_1 &= -\frac{\partial(-W)}{\partial z_1} = +\frac{\epsilon_0 V^2}{2a^2} \\ f'_2 &= -\frac{\partial(-W)}{\partial z_2} = -\frac{\epsilon_0 V^2}{2a^2} \clubsuit \end{aligned}$$

Megjegyzés: Mind az f_i mind az f'_i ($i = 1, 2$) erőssűrűség ugyanannak az $f_C = \pm \frac{1}{2} \sigma E$ Coulomb-erőssűrűségnek a kifejezései különböző változókon keresztül: f_i -t úgy kapjuk, hogy E helyébe σ/ϵ_0 -t, f'_i -t pedig úgy, hogy σ helyébe $\epsilon_0 E$ -t, majd E helyébe V/a -t írunk. Az f_C kifejezésében azonban az $1/2$ faktor fölöslegesnek tűnik, hiszen a Coulomb-erő a töltés és az elektromos mező szorzatával egyenlő extra faktor nélkül.

Az $1/2$ tényező oka az, hogy azon a vékony rétegen belül, amelyet a töltések elfoglalnak, a térerősség E -ről nullára csökken és az $1/2 \cdot E$ *átlagos* térerősség az, ami a töltésekre hat. Ennek az állításnak az igazolására induljunk ki abból, hogy — mondjuk — a $z = z_1$ lemezen a töltéssűrűség valójában véges vastagságú és ezért az egységnyi felületre ható Coulomb-erőt az

$$f_C = \int_{z_1-b}^{z_1+b} dz \cdot \rho(z) \cdot E(z)$$

integrál határozza meg. A b értéke olyan, hogy a $z = z_1 \pm b$ síkokban már nincs töltés.

Mivel $\rho(z) = \text{div } \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon_0 \frac{dE}{dz}$, ezért nyilván

$$\begin{aligned} f_C &= \epsilon_0 \int_{z_1-b}^{z_1+b} dz \cdot \frac{dE(z)}{dz} \cdot E(z) = \frac{1}{2} \epsilon_0 \int_{z_1-b}^{z_1+b} dE^2(z) = \\ &= \frac{1}{2} \epsilon_0 [E^2(z_1 + b) - E^2(z_1 - b)] = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2, \end{aligned}$$

ugyanis $E(z_1 + b) = E$, míg $E(z_1 - b) = 0$.

A térenergia-sűrűség (148) képlete vákuumra vonatkozik. Polarizálható közegben nagyon hasonló képlet érvényes:

$$w = \frac{1}{2}\epsilon E^2 + \frac{1}{2}\mu H^2 = \frac{1}{2}(\vec{D} \cdot \vec{E} + \vec{B} \cdot \vec{H}). \quad (155)$$

Ez az energia a tulajdonképpeni térenergia mellett a közegben a polarizált állapot következtében felhalmozott polarizációs energiát is tartalmazza. Így pl. az $\frac{1}{2}\epsilon E^2 = \frac{1}{2}\epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2}\epsilon_0 \chi E^2$ kifejezésben a második tag a polarizációs energia. Az energiaáram-sűrűség képlete azonban változatlanul $(\vec{E} \times \vec{H})$, amint azt a képlet levezetése mutatja. Fogadjuk el (155)-t bizonyítás nélkül és alkalmazzuk a következő feladat megoldásánál:

53.Feladat: Határozzuk meg a 30.feladatban a dielektrikumra ható x -irányú erőt.

Megoldás: A (69) felhasználásával a térenergia

$$W = \left[\frac{1}{2}\epsilon \xi c d + \frac{1}{2}\epsilon_0(b - \xi)d \right] \cdot \frac{q^2}{c^2[\epsilon \xi + \epsilon_0(b - \xi)]^2} = \frac{d \cdot q^2}{2c[\epsilon \xi + \epsilon_0(b - \xi)]}$$

$$F = -\frac{\partial W}{\partial \xi} = \frac{d \cdot q^2(\epsilon - \epsilon_0)}{2c[\epsilon \xi + \epsilon_0(b - \xi)]^2}.$$

Az erő pozitív irányú (a kondenzátor belsejébe mutat) és ξ növekedtével csökken.♣

54.Feladat: Ugyanaz, mint előbb, csak q helyett a lemezek V feszültségkülönbsége adott.

Megoldás: Az előző feladat F -jét fejezzük ki ez elektromos mezőn keresztül

$$F = \frac{1}{2}cd(\epsilon - \epsilon_0)\mathcal{E}^2.$$

Ebben a formában a képlet $q_s = konstans$ és $V = konstans$ esetén egyaránt érvényes, de ez utóbbi esetben célszerű V -n keresztül kifejezni. Helyettesítsük \mathcal{E} -t V/d -vel:

$$F = \frac{c(\epsilon - \epsilon_0)V^2}{2d}.$$

Ez szintén pozitív, de független ξ -től.♣

2.34. A térimpulzus

Ha a tér egy P pontjában az elektromos mező \vec{E} , a mágneses mező \vec{H} , akkor a P körüli $d\Omega$ térfogatban $\vec{g} \cdot d\Omega$ térimpulzus van tárolva, ahol

$$\vec{g} = \frac{1}{c^2}\vec{S} = \frac{1}{c^2}(\vec{E} \times \vec{H}) = (\vec{\epsilon}_0\vec{E} \times \mu_0\vec{H}) \quad (156)$$

az elektromágneses mező *impulzussűrűsége*. A (156)-ra sem adunk általános bizonyítást, de példákkal illusztráljuk, hogyan lehet meggyőződni az érvényességéről.

Mindenekelőtt megjegyezzük, hogy a (156) szerint statikus térnek is lehet impulzussűrűsége, ami meglepő, mert az impulzust a mozgással szoktuk társítani.

55.Feladat: Hengerkondenzátort a tengelyével párhuzamos homogén mágneses térben függesztünk fel és q töltést viszünk rá. Számítsuk ki a hengeres lemezek között felhalmozott impulzussűrűség impulzusnyomatékát a szálhoz képest.

Megoldás: A belső henger sugara legyen a , a külső b . A tengelytől r távolságban ($a < r < b$) az elektromos mező nagysága a (32) alapján

$$E = \frac{q}{\epsilon_0 \cdot 2\pi L r},$$

ahol L a kondenzátor hossza (magassága). Feltettük, hogy $L \gg b$, ezért a széleffektustól eltekinthetünk. Ha a pozitív töltés a belső hengeren van, az \vec{E} radiálisan kifelé mutat, a \vec{H} tengelyirányú, \vec{g} érinti az r sugarú kört, és ha \vec{H} -val szembe nézünk, az óramutató járásának az irányba mutat. A \vec{g} nagysága

$$g = \frac{1}{c^2} E H = \frac{q \cdot \mu_0 H}{2\pi L r}.$$

Az r sugáron lévő pontok impulzusnyomaték-sűrűsége

$$r g = \frac{q \cdot \mu_0 H}{2\pi L},$$

független r -től. Ezért a teljes tér impulzusnyomaték $-z$ irányba mutat és nagysága

$$J = r g \cdot \Omega = \frac{q \cdot \mu_0 H}{2\pi L} \Omega,$$

ahol Ω a kondenzátorlemezek közötti térfogat.

Hogyan lehet meggyőződni ennek az impulzusnyomatéknak a létéről? Úgy, hogy a kondenzátort óvatosan kisütjük és megfigyeljük azt a torziós lengést, ami annak következtében jön létre, hogy az impulzusmomentum megmarad: miközben megszűnik a mezőben, átáramlik a kondenzátor szerkezeti anyagába. A kondenzátor „visszalökődése” természetesen a Lorentz-erő hatására következik be, ami a kisülés folyamán hat. Ezt azonban nehéz kiszámítani, de globális hatása megkapható az erő részletes analízise nélkül az impulzusmomentum-mérleg alapján. ♣

A közelhatás elve megköveteli, hogy az impulzus változása — az energiához hasonlóan, — mérlegegyenleteknek tegyen eleget. A többszámot az indokolja, hogy *három* mennyiségről van szó: a \vec{g} komponenseiről.

A g_x, g_y, g_z sűrűségekhez tartozó áramsűrűségeket rendre $\vec{\sigma}_x, \vec{\sigma}_y, \vec{\sigma}_z$ -vel jelölve a mérlegegyenletek a következők:

$$\frac{\partial g_x}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{\sigma}_x = s_x$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial g_y}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{\sigma}_y &= s_y \\ \frac{\partial g_z}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{\sigma}_z &= s_z.\end{aligned}$$

Mi a forrassűrűség fizikai jelentése ezekben az egyenletekben? A mező a Lorentz-erőn keresztül hat a töltésekre és megváltoztatja azok impulzusát. Az impulzusmegmaradás törvénye azt követeli, hogy a töltések impulzusának és a térimpulzusnak az összege állandó maradjon. Ebből következik, hogy $s_x \cdot d\Omega$ pl. a $d\Omega$ -ban ható Lorentz-erő x -komponensének a negatívjával egyezik meg, mivel a Lorentz-erő — mint az erő általában — nem más, mint az impulzusváltozás sebessége. Az s_y, s_z interpretációja természetesen hasonló, így

$$\vec{s} = -\vec{f},$$

ahol \vec{f} a Lorentz-erő sűrűsége. A $\vec{\sigma}_i$ vektorokkal, amelyek kilenc komponense alkotja az un. feszültségtenzort, nincs módunkban foglalkozni.

56.Feladat: Számítsuk ki a síkhullám átlagos impulzussűrűségét.

Megoldás: A 49.feladat szerint a Poynting-vektor átlaga $c\vec{w} \cdot \vec{n}$, ezért az impulzussűrűség átlaga $\frac{1}{c}\vec{w} \cdot \vec{n}$ -el egyenlő.♣

57.Feladat: Határozzuk meg a kapcsolatot egy hullámcsomag energiája és impulzusa között.

Megoldás: A hullámcsomag fogalmát a síkhullámokkal kapcsolatban vezettük be: a hullámcsomag olyan véges hosszúságú hullámvonulat, amely praktikusán síkhullámnak tekinthető (a széleffektusok elhanyagolhatók). A véges hosszúság a terjedési irány mentén értendő, hiszen egy síkhullám az erre merőleges irányban végtelen kiterjedésű.

A jelen feladatban a hullámcsomag általánosabb esetére gondolunk: olyan *minden irányban véges* kiterjedésű nagyméretű hullámvonulatra, amely praktikusán \vec{n} irányba haladó monokromatikus síkhullám, és a lecsengése minden irányban olyan lassú, hogy a monokromatikuság sérülésétől el lehet tekinteni. Ha a csomag effektív térfogata Ω , akkor a 48. és az 56.feladat alapján a csomag teljes energiája $W = w\Omega$ -val, teljes impulzusa pedig $\vec{G} = \frac{1}{c}w\Omega \cdot \vec{n}$ -el egyenlő. A W és a $G = |\vec{G}|$ között tehát a

$$W = cG \tag{157}$$

kapcsolat áll fenn.♣

Ha a fenti egyenletet $G = c \cdot \frac{W}{c^2}$ alakra írjuk át és az impulzusra megszokott sebesség×tömegként interpretáljuk, akkor a hullámcsomag tömegét W/c^2 -nek kell tekintenünk. Ez az összefüggés a nevezetes $E = mc^2$ formula speciális esete. A relativitáselméletben látni fogjuk, hogy az energia mindig tömeggel, a tömeg mindig energiával jár együtt az $E = mc^2$ képlet szerint.

58.Feladat: Hullámcsomag esik a terjedési irányra merőleges lapra. Számítsuk ki a lapra gyakorolt nyomást, amikor a csomag visszaverődik és amikor elnyelődik.

Megoldás: Elnyelésnél $\Delta P = G$, visszaverődésnél $\Delta P = 2G$ impulzus adódik át a lapnak.

$$G = \frac{1}{c} w \cdot \Omega = \frac{1}{c} w A \cdot L,$$

ahol A a hullámcsomag keresztmetszete, L pedig a hossza. Ez az impulzuszelfvétel $\Delta t = L/c$ idő alatt történik, ezért pl. visszaverődésnél a lap egységnyi felülete által egységnyi idő alatt felvett impulzus, ami nem más, mint a keresett nyomás,

$$p = \frac{1}{A} \cdot \frac{\Delta P}{\Delta t} = 2w$$

-vel egyenlő. Elnyelésnél $p = w$. A nyomást természetesen a Lorentz-erőn keresztül fejt ki a hullám, de az impulzuszemegmaradás tétele segítségével sokkal könnyebb kiszámítani, mint a Lorentz-erő képlete alapján.♣

Új témakörre térünk át, az elektromágneses hullámok *kisugárzásának* a tárgyalására.

2.35. A sugárzási tér számítása

A Φ , \vec{A} potenciálokat általános esetben a (81), (103) egyenleteken keresztül vezetjük be:

$$\mu_0 \vec{H} = \text{rot } \vec{A} \tag{158}$$

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla} \Phi. \tag{159}$$

A 17.fejezetben láttuk, hogy még külön meg kell adnunk $\text{div } \vec{A}$ -t, és a

$$\text{div } \vec{A} = -\epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} \tag{160}$$

feltételt róttuk ki rá. Ott ez $\text{div } \vec{A} = 0$ -ra redukálódott. A sugárzási feladatok azonban nem sztatikusak, ezért a jobboldal nem nulla.

Ha (158)-t és (159)-t behelyettesítjük a Maxwell -egyenletekbe, akkor (112) és (107) azonosan teljesül (*ezért jók a potenciálok*), a másik két egyenlet pedig (160) felhasználásával egymástól független *inhomogén hullámegyenletek* alakjára hozható (*ezért jó a (160) feltétel*):

$$\nabla^2 \Phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = -\frac{1}{\epsilon_0} \rho \tag{161}$$

$$\nabla^2 \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \vec{J}. \tag{162}$$

Ez négy azonos struktúrájú egyenlet, amelyek mindegyike (126) alakú azzal a különbséggel, hogy a jobboldal nem nulla, hanem a tér forrásait tartalmazza. A vizsgálandó egyenlet-típus tehát:

$$\nabla^2 f - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = u(t) \cdot \delta(\vec{r}). \quad (163)$$

Feltettük, hogy a forrás az origó közelében van, pontforrásnak tekinthető és időben tetszőlegesen változik.

Azt várjuk, hogy a sugárzást leíró megoldás a következő alakú:

$$f = \frac{1}{r} g(t - r/c), \quad (164)$$

amelyben a g egyváltozós függvényt az argumentum $(t - r/c)$ értékénél vettük fel. A g konkrét függvényalakját (163)-ból kell meghatározni.

Soroljuk fel azokat az indokokat, amelyek alapján ilyen alakú megoldást *várunk*:

a) A konstans fázisú gömbök egyenlete $t - r/c = \text{konstans}$, sugaruk t növekedésével c sebességgel növekszik. A (164) tehát *kifutó gömbhullámokat* ír le, amelyben feltehetően energia terjed radiális irányban.

b) Gömbhullámoknál a térbeli szétterülés miatt várható az amplitúdó csökkenése. Ezt veszi figyelembe az $1/r$ faktor.

c) A 45.feladat sugallja, hogy egy (164) alakú függvény *lehet* megoldás.

A (164) megoldás helyességét úgy *bizonyítjuk*, hogy behelyettesítjük (163)-ba. Az

$$(u \cdot v)'' = u'' \cdot v + 2u' \cdot v' + u \cdot v''$$

képlethez hasonlóan

$$\nabla^2 \left(\frac{1}{r} g(t - r/c) \right) = \left(\nabla^2 \frac{1}{r} \right) g(t - r/c) + 2 \left(\vec{\nabla} \frac{1}{r} \cdot \vec{\nabla} g(t - r/c) \right) + \frac{1}{r} \nabla^2 g(t - r/c). \quad (165)$$

A jobboldalon sorban minden tagot tovább alakítunk:

$$\nabla^2 \frac{1}{r} = (24) = -4\pi \delta(\vec{r}),$$

$$\vec{\nabla} \frac{1}{r} \cdot \vec{\nabla} g(t - r/c) = \left(-\frac{1}{r^2} \vec{n} \right) \cdot \left(-\frac{1}{c} \frac{\partial g}{\partial t} \vec{n} \right) = \frac{1}{cr^2} \frac{\partial g}{\partial t} \quad \left(\vec{n} = \frac{1}{r} \vec{r} \right)$$

A $\nabla^2 g(t - r/c)$ átalakításához először g gradiensét számoljuk:

$$\text{grad } g(t - r/c) = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial g(t - r/c)}{\partial t} \frac{1}{r} \vec{r}.$$

A $\nabla^2 \equiv \text{div grad}$ azonosság alapján ennek a kifejezésnek a divergenciáját kell venni. Látjuk, hogy $\text{grad } g$ egy $S \cdot \vec{V}$ alakú szorzat, ezért (27) felhasználásával

$$\nabla^2 g(t - r/c) = \left(-\frac{1}{c} \right)^2 \frac{\partial^2 g(t - r/c)}{\partial t^2} - \frac{2}{cr} \frac{\partial g(t - r/c)}{\partial t}.$$

Az átalakított kifejezéseket visszahelyettesítjük (165) jobboldalába, az egész kifejezést pedig (163)-ba a ∇^2 -t tartalmazó tag helyébe. Összevonás után a

$$-4\pi g(t) \cdot \delta(\vec{r}) = u(t) \cdot \delta(\vec{r})$$

egyenlőségre jutunk, ahonnan

$$g(t) = -\frac{1}{4\pi}u(t),$$

tehát a (163) egyenlet megoldása

$$f = -\frac{1}{4\pi r}u(t - r/c). \quad (166)$$

Látjuk, hogy a hullámzó mennyiség a forrástól r távolságban r/c időkésséssel követi a forrás időbeli változásait. Az r/c késési időt *retardálási időnek* nevezzük. A retardálás újabb megnyilvánulása annak, hogy vákuumban a jelterjedés sebessége c .

2.36. A dipólsugárzás

Térjünk most vissza a (161), (162) egyenletekhez. Tegyük fel, hogy a forrás egy pontszerű dipól, amelynek dipólnyomatéka időben tetszőlegesen előírt módon változik.

Az origóban nyugvó pontszerű dipól dipólsűrűsége

$$\vec{P}(t) = \vec{p}(t) \cdot \delta(\vec{r}),$$

Ehhez

$$\rho = -\text{div } \vec{P}(t)$$

töltéssűrűség és

$$\vec{J}(t) = (119) = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} = \dot{\vec{p}} \cdot \delta(\vec{r})$$

áramsűrűség tartozik.

Ha ez utóbbi áramsűrűséget (162)-be beírjuk, \vec{A} mindhárom komponensére (163) típusú egyenletet kapunk, amelynek megoldása az előző fejezet diszkussziója alapján

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi r} \dot{\vec{p}}(t - r/c). \quad (167)$$

A (161) jobboldalán az $\frac{1}{\epsilon_0} \vec{p}(t) \cdot \delta(\vec{r})$ függvény *divergenciája* áll, ezért a megoldás az előző fejezetben diszkutált megoldás-típus divergenciája:

$$\Phi(\vec{r}, t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \text{div} \left[\frac{1}{r} \vec{p}(t - r/c) \right], \quad (168)$$

A (167), (168) birtokában (158) és (159) segítségével kiszámíthatjuk a pontszerű dipól sugárzási terét. Ezt találjuk:

$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{r}, t) = & + \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \cdot \frac{1}{r} \left[\vec{n} \times (\vec{n} \times \ddot{\vec{p}}(t')) \right] + \\ & + \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c} \cdot \frac{1}{r^2} \left[3(\vec{n} \cdot \dot{\vec{p}}(t'))\vec{n} - \dot{\vec{p}}(t') \right] + \\ & + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r^3} \left[3(\vec{n} \cdot \vec{p}(t'))\vec{n} - \vec{p}(t') \right]\end{aligned}\quad (169)$$

$$\begin{aligned}\vec{H}(\vec{r}, t) = & -\frac{1}{4\pi c} \cdot \frac{1}{r} (\vec{n} \times \ddot{\vec{p}}(t')) - \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{1}{r^2} (\vec{n} \times \dot{\vec{p}}(t')) \\ \vec{n} = & \frac{1}{r} \vec{r} \quad t' = t - r/c.\end{aligned}\quad (170)$$

A t' neve: retardált idő.

59.Feladat: Igazoljuk (170)-t.

Igazolás:

$$\begin{aligned}\vec{H} &= \frac{1}{\mu_0} \text{rot } \vec{A} = \frac{1}{4\pi} \text{rot} \left(\frac{1}{r} \dot{\vec{p}}(t - r/c) \right) \\ \text{rot } S\vec{V} &= \text{grad } S \times \vec{V} + S \text{rot } \vec{V} \\ \vec{H} &= \frac{1}{4\pi} \left[-\frac{1}{r^2} (\vec{n} \times \dot{\vec{p}}) + \frac{1}{r} \text{rot } \dot{\vec{p}}(t - r/c) \right].\end{aligned}$$

Célszerű a rotáció komponensét számítani:

$$\text{rot }_x \dot{\vec{p}}(t - r/c) = \frac{\partial \dot{p}_z(t - r/c)}{\partial y} - \frac{\partial \dot{p}_y(t - r/c)}{\partial z} = \frac{1}{cr} (\ddot{p}_y z - \ddot{p}_z y) = -\frac{1}{c} (\vec{n} \times \ddot{\vec{p}})_x,$$

ahonnan

$$\text{rot } \dot{\vec{p}}(t - r/c) = -\frac{1}{r} (\vec{n} \times \ddot{\vec{p}}). \clubsuit$$

Analizáljuk azt a folyamatot, amikor $t < 0$ -nál $\vec{p}(t) = \vec{p}_1 = \text{konstans}$, és $t > T > 0$ -nál $\vec{p}(t) = \vec{p}_2 = \text{konstans}$. A $0 \leq t \leq T$ időintervallumban a dipólnyomaték valamilyen nem specifikált törvény szerint változik \vec{p}_1 -ről \vec{p}_2 -re. Ezt a változást „jeladásnak” tekinthetjük.

Rögzítsük az \vec{r} megfigyelési pontot. Az r/c időpont előtt ($t < r/c$) \vec{r} -ben a \vec{p}_1 dipólnyomaték statikus dipólterét észleljük. A (169)-ben és (170)-ben ekkor $t' = t - r/c < 0$, ezért $\vec{p}(t') = \vec{p}_1$, $\dot{\vec{p}}(t') = \ddot{\vec{p}}(t') = 0$, és \vec{E} -t a (169) harmadik tagja írja le, ami éppen a \vec{p}_1 dipólnyomatékú statikus dipól tere. A jel ekkor még nem érkezett meg \vec{r} -be.

Az $(r/c+T)$ időpont után $(t > r/c+T)$ ugyanebben a pontban a \vec{p}_2 dipólnyomaték statikus dipólterét figyelhetjük meg, mivel ekkor $t' = t - r/c > T$, és így $\vec{p}(t') = \vec{p}_2$, $\dot{\vec{p}}(t') = \ddot{\vec{p}}(t') = 0$. A jel már túlhaladt \vec{r} -n.

Az a változás tehát, amely az origóban a $(0, T)$ intervallumban megy végbe, a retardálás következtében \vec{r} -ben az $(r/c, r/c + T)$ intervallumban jelentkezik. Ez a konklúzió összhangban van azzal, amit már korábban megállapítottunk az impulzusok terjedési sebességéről vákuumban.

2.37. A kisugárzott energia

A Poynting-vektor négy tag összege, amelyek abban különböznek egymástól, hogy r növekedtével r más és más hatványa szerint csökkennek. A leglassabban csökkenő tag $1/r^2$ -el arányos és (169), (170) első tagjainak vektorszorzatával egyenlő. Jelöljük a Poynting-vektornak ezt a tagját \vec{S}' -vel :

$$\vec{S}' = S' \vec{n} = \frac{1}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \frac{\sin^2 \vartheta}{r^2} [\ddot{\vec{p}}(t')]^2 \cdot \vec{n}, \quad (171)$$

ahol ϑ a $\ddot{\vec{p}}(t')$ és az \vec{n} által bezárt szög.

Megjegyzés: A képletben nem hagyhatjuk el a vektorjelet $\ddot{\vec{p}}$ -ről, mert a \vec{p} 2.időderivált-vektorának a hossza általában nem egyenlő a \vec{p} hosszának 2.időderiváltjával.

60.Feladat: Igazoljuk (171)-t.

Igazolás: Legyen ideiglenesen $\vec{n} \times \ddot{\vec{p}}(t') \equiv \vec{v}$. Akkor

$$\begin{aligned} \vec{S}' &= -\frac{1}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \cdot \frac{1}{r^2} \left((\vec{n} \times \vec{v}) \times \vec{v} \right) = \frac{1}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \cdot \frac{1}{r^2} \left(\vec{v} \times (\vec{n} \times \vec{v}) \right) = \\ &= \frac{1}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \cdot \frac{1}{r^2} (v^2 \vec{n} - (\vec{v} \cdot \vec{n}) \vec{v}) = \frac{1}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \cdot \frac{1}{r^2} \sin^2 \vartheta \cdot (\ddot{\vec{p}}(t'))^2 \vec{n}, \end{aligned}$$

ugyanis $\vec{v} \cdot \vec{n} = 0$ és $v^2 = \sin^2 \vartheta \cdot (\ddot{\vec{p}}(t'))^2$. ♣

A teljes kisugárzott teljesítményt úgy kapjuk, hogy a Poynting-vektort az r -sugarú gömb felületére integráljuk. A z -tengelyt célszerű a \vec{p} -val párhuzamosnak választani, mert ekkor ϑ a polárszög:

$$\begin{aligned} P(t) &= \int S_r \cdot r^2 \sin \vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\varphi = \int (S'_r + \dots) r^2 \sin \vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\varphi = \\ &= \frac{1}{8\pi \epsilon_0 c^3} (\ddot{\vec{p}}(t'))^2 \int_0^\pi \sin^3 \vartheta \cdot d\vartheta + \dots = \frac{1}{6\pi \epsilon_0 c^3} (\ddot{\vec{p}}(t'))^2 + \dots \end{aligned}$$

Az S' -ből származó explicite kiírt tagból az r -sugarú gömb felületére vett integrálásnál r kiesett, ezért ez a teljesítmény a gömb sugarának a növelésekor állandó

marad. A pontok a Poynting-vektor $\frac{1}{r^2}$ -nél gyorsabban eltűnő járulékait jelölik. Ezeket azért nem írtuk ki, mert az integrálás után r valamilyen pozitív egész hatványa megmarad a nevezőjükben és ezért zérushoz tartanak, amikor a gömb sugarát növeljük. Ezek a tagok azt a lokális energiaáramlást írják le, amelyek a statikus dipóltér energiasűrűségének a dipólnyomaték változása miatt bekövetkező átrendeződését kísérik. Az r -től független tag ezzel szemben a ténergia azon részének az áramlását írja le, amely egyszersmindenkorra leszakadt a dipólról: ez a *kisugárzott energia* (teljesítmény). A (169), (170) $1/r$ -el arányos részét, amelyek együttesen hordozzák a kisugárzott energiát, *sugárzási térnek* nevezzük.

Azt a teljesítményt, ami a t pillanatban az r sugarú gömbön halad át, a dipól a $t - r/c$ retardált időpillanatban sugározta ki. Ezért megállapíthatjuk, hogy az időben változó dipólus által a t pillanatban kisugárzott teljesítményt a

$$P(t) = \frac{1}{6\pi\epsilon_0 c^3} (\ddot{\vec{p}}(t))^2 \quad (172)$$

formula alapján számolhatjuk.

61.Feladat: Mutassuk meg, hogy a távoli megfigyelő a sugárzási teret síkhullámnak látja.

Igazolás: A fázisgömbök véges kis darabjai fázissíkokként jelennek meg a számára. A (169), (170) első tagja merőleges egymásra és az \vec{n} terjedési irányra, és teljesül a $H = E/\mu_0 c$ reláció is.♣

2.38. A ponttöltés sugárzása

Tekintsünk egy q ponttöltést, amely egy kiválasztott t pillanatban az origóban van és a gyorsulása $\vec{a}(t)$. Mekkora teljesítményt sugároz ki a ponttöltés ebben a pillanatban?

Helyezzünk el az origóban egy $-q$ ponttöltést, amely ott *nyugszik* — ettől a kisugárzott teljesítmény nem változik meg. A töltéspárra alkalmazhatjuk (172)-t, amelyben $\ddot{\vec{p}} = q \cdot \vec{a}$:

$$P = \frac{q^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} a^2. \quad (173)$$

Ez a képlet (*Larmor-formula*) adja meg a ponttöltés által kisugárzott teljesítményt.

Csak a gyorsulást kíséri kisugárzás, az egyenletes egyenesvonalú mozgást nem. Logikus feltenni, hogy mozgáson az *inerciarendszerekhez* viszonyított mozgás értendő. Ha az egyenletes egyenesvonalú mozgást végző töltés is sugározna a sebességétől függő mértékben, ez ellentmondana a relativitás elvének, amely szerint csak a gyorsulás az ami abszolút, a sebesség nem. Mivel a Maxwell-egyenletek alapján azt találtuk, hogy csak gyorsuló mozgást végző töltések sugároznak, a Maxwell-egyenletek *ebből a szempontból* összhangban vannak a relativitás elvével (ld.a Mechanika-jegyzet 1.24 fejezetét).

2.39. Periódikus mozgást végző rendszer dipólsugárzása

1) Lineáris dipól harmónikus rezgése.

Tegyük fel, hogy a dipólnyomaték iránya állandó, nagysága pedig harmonikusan változik:

$$\vec{p}(t) = \vec{p} \cdot \cos \omega t \quad (\vec{p} = konst).$$

A kisugárzott teljesítmény (172) szerint

$$P(t) = \frac{\omega^4 p^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \cdot \cos^2 \omega t.$$

A periódusra átlagolt teljesítmény

$$\bar{P} = \frac{\omega^4 p^2}{12\pi\epsilon_0 c^3}. \quad (174)$$

A kisugárzott teljesítmény irány szerinti eloszlását (*szögeloszlás*) a (171) képlet $\sin^2 \vartheta$ tényezője határozza meg. Az adott esetben $\ddot{\vec{p}}(t)$ és \vec{p} párhuzamos egymással, ezért ϑ a \vec{p} és az \vec{n} megfigyelési irány közötti szög. A kisugárzott teljesítmény a \vec{p} -re merőleges irányokban a legnagyobb, a \vec{p} -vel párhuzamos irányban zérus.

2) Síkban forgó dipól.

Tegyük fel most, hogy a dipólnyomaték egy síkban forog ω szögsebességgel, miközben a nagysága állandó.

Legyen az xy sík a forgás síkja:

$$\vec{p}(t) = (p_x(t), p_y(t), p_z(t)) = (p \cos \omega t, p \sin \omega t, 0)$$

$$\ddot{\vec{p}}(t) = (-\omega^2 p \cos \omega t, -\omega^2 p \sin \omega t, 0)$$

$$(\ddot{\vec{p}})^2 = \omega^4 p^2.$$

A kisugárzott teljesítmény

$$P = \frac{\omega^4 p^2}{6\pi\epsilon_0 c^3}, \quad (175)$$

nem függ t -től ($\bar{P} = P$) és kétszer akkora, mint az előző esetben: a kisugárzott energia szempontjából a síkban forgó dipól két független lineárisan rezgő dipóllal ekvivalens.

A kisugárzott teljesítmény szögeloszlását a z -tengelyhez célszerű viszonyítani. Legyen α a megfigyelés \vec{n} iránya és a z -tengely által bezárt szög és a megfigyelés iránya fekvődjön az xz síkban:

$$\vec{n} = (\sin \alpha, 0, \cos \alpha).$$

A $\ddot{\vec{p}}(t)$ irányába mutató egységvektor

$$\vec{e} = (-\cos \omega t, -\sin \omega t, 0).$$

E két egységvektor által bezárt szög legyen ϑ :

$$\sin^2 \vartheta = (\vec{n} \times \vec{e})^2 = \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha \cdot \sin^2 \omega t.$$

Átlagolás után

$$\overline{\sin^2 \vartheta} = \cos^2 \alpha + \frac{1}{2} \sin^2 \alpha = \frac{1}{2}(1 + \cos^2 \alpha),$$

ahonnan (169) alapján a dipóltól r távolságra a dipól forgására átlagolt \vec{n} irányú energiaáramsűrűség

$$\bar{S} = \frac{1}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \cdot \frac{1}{r^2} \cdot \frac{1}{2}(1 + \cos^2 \alpha) \omega^4 p^2. \quad (176)$$

A sugárzás a forgási síkra merőleges irányban kétszer akkora, mint a forgási síkba eső irányokba: a kisugárzott átlagteljesítmény szempontjából a két lineárisan rezgő dipól két független sugárzó rendszernek tekinthető.

A (175), (176) írja le a hidrogénatom planetáris modelljében a körpályán keringő elektron sugárzását.

3) Lineáris dipól periódikus rezgése.

Ha a rezgés periódikus (T periódusidővel), de nem harmónikus, akkor az $\omega = \frac{2\pi}{T}$ alapfrekvencia $2\omega, 3\omega, \dots$ *felharmonikusait* is tartalmazza. A határozottság kedvéért a dipól mutasson z -irányba: $\vec{p}(t) = (0, 0, p(t))$, és a $p(t)$ függvény legyen szimmetrikus a $t = 0$ időpontra nézve: $p(-t) = p(t)$. Ekkor $p(t)$ a Fourier-sorok elmélete szerint koszinuszos Fourier-sorba fejthető:

$$p(t) = p_0 + p_1 \cos \omega t + p_2 \cos 2\omega t + \dots \quad (177)$$

A p_i Fourier-koefficienseket könnyen meghatározhatjuk a

$$\int_{-T/2}^{T/2} \cos m\omega t \cdot \cos n\omega t = \frac{T}{2} \delta_{mn} \quad m \text{ és/vagy } n \neq 0 \quad (178)$$

integrál felhasználásával, amelynek a helyességét nagyon könnyű látni a

$$\cos m\omega t \cdot \cos n\omega t = \frac{1}{2} [\cos(m+n)\omega t + \cos(m-n)\omega t]$$

képlet segítségével.

Szorozzuk végig (177)-t — mondjuk — $\cos n\omega t$ -vel, és tagonként integráljuk a $(-T/2, +T/2)$ intervallumra. A (178) következtében a jobboldalon mindegyik integrál zérus az n -ik kivételével, amely $\frac{T}{2} p_n$ -el egyenlő, ezért $n \neq 0$ -nál

$$p_n = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} p(t) \cdot \cos n\omega t \cdot dt.$$

Mint könnyen beláthatjuk, $n = 0$ -nál hasonló képlet érvényes azzal a különbséggel, hogy a $\frac{2}{T}$ szorzófaktorban a 2-s helyén 1 áll.

A kisugárzott teljesítmény számítására (177)-t (172)-be kell írni:

$$\ddot{p}(t) = -\omega^2[1^2 \cdot p_1 \cos \omega t + 2^2 \cdot p_2 \cos \omega t + 3^2 \cdot p_3 \cos \omega t + \dots].$$

Ennek a kifejezésnek a négyzete $\cos k\omega t \cdot \cos l\omega t$ típusú tagokból áll, amelyek idő-átlagja (178) szerint

$$\overline{\cos k\omega t \cdot \cos l\omega t} = \delta_{kl} \overline{\cos^2 k\omega t} = \frac{1}{2} \delta_{kl}.$$

Így

$$\overline{(\ddot{p}(t))^2} = \frac{1}{2} \omega^4 (1^4 p_1^2 + 2^4 p_2^2 + 3^4 p_3^2 \dots) \quad (179)$$

$$\bar{P} = \frac{\omega^4}{12\pi\epsilon_0 c^3} (1^4 p_1^2 + 2^4 p_2^2 + 3^4 p_3^2 \dots) \equiv \sum_{n=1}^{\infty} P_n$$

$$P_n = \frac{\omega^4 n^4}{12\pi\epsilon_0 c^3} p_n^2. \quad (180)$$

Mint látjuk, a kisugárzott átlagteljesítmény szempontjából az egyes felharmónikusok önálló forrásként viselkednek.

Ezzel a képlettel kapcsolatos a *sugárzási spektrum* a fogalma. Ha prizmával vagy bármilyen más módon a sugárzást frekvenciák szerinti összetevőire bontjuk (spektrális felbontás), akkor meg tudjuk mérni, hogy az $(\omega, \omega + d\omega)$ frekvenciatartományban mekkora a kisugárzott teljesítmény. Ezt a függvényt nevezzük (teljesítmény)spektrumnak.

A (180) szerint az általános lineáris periódikus mozgást végző dipólnál sugárzás csak az $\omega, 2\omega, 3\omega \dots$ frekvencián található (*vonalas spektrum*) és az $n\omega$ frekvencián kisugárzott teljesítmény a (180) által adott P_n -el egyenlő. Amikor a sugárzás egy egész frekvencia-tartományban oszlik meg, a spektrumot *folytonosnak* nevezzük.

A P_n az n növekedésével általában csökken, mert a p_n Fourier-koefficiensek az n valamilyen inverz hatványa szerint csökkennek ($n \gg 1$ -nél $p_n \sim 1/n^k$). A Bronstein-Szemengyájev megfelelő táblázatának tanulmányozása a következő szabályszerűsége utal: a k annál nagyobb egész szám, minél "símább" a $p(t)$ függvény. Ha ugrás van benne, akkor $k = 1$, ha folytonos, de törlik, akkor $k = 2$, ha csak az első deriváltja törlik, akkor $k = 3$ s í.t. A reálisan megvalósuló mozgásokban a dipólyomaték símán változik, ezért P_n (180) képletében a p_n^2 tényező csökkenése általában bőven kompenzálja az n^4 tényező növelő hatását.

Látjuk, hogy a *sugárzás spektruma ugyanazokat a felharmónikusokat tartalmazza, mint a sugárzó rendszer mozgása*. Ezt a fontos — és csaknem nyilvánvaló — következtetést a *spektrális hasonlóság elvének* nevezhetjük. Ez az elv kiemelkedő szerepet fog játszani a kvantumelmélet tárgyalásánál.

62.Feladat: Milyen frekvenciákat tartalmaz a hidrogénatom planetáris modelljében az ellipszis pályán keringő elektron sugárzása?

Megoldás: A hidrogénatom planetáris modelljében a proton körül keringő elektron Kepler-mozgást végez, amelynek az erőfüggvényét úgy kapjuk meg a gravitációs Kepler-probléma erőfüggvényéből, hogy ez utóbbiban a $\gamma m_1 m_2$ szorzatot $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}$ -val helyettesítjük (a proton töltése e , az elektroné $-e$). Történjen a keringés az xy síkban. A 2)pont alapján a mozgás felfogható egy x és egy y irányú periódikus mozgás szuperpozíciójának, amelyek a teljes kisugárzott energia szempontjából függetlennek tekinthetők. Mindkét mozgás periódusideje ugyanaz a $T = \frac{2\pi}{\omega}$ keringési idő. Ezek a mozgások azonban nem harmónikusak, mert a keringő test a 2. Kepler-törvény szerint nem mozog egyenletes sebességgel, ezért a spektrum az összes felharmonikust tartalmazza csökkenő súllyal.

A tapasztalat azonban mást mutat. A hidrogénatom tapasztalati spektrumát az ún. Balmer-formula írja le, amely szerint a spektrumban található frekvenciák nem egy közös alapharmonikus felharmonikusai. Mint látni fogjuk, a spektrális hasonlóság elvének sérülése a mikrofizikában fontos szerepet játszott a kvantummechanika kialakulásában.♣

2.40. A sugárzási visszahatás

Az energiamegmaradás törvénye megköveteli, hogy a ponttöltés gyorsulása következtében létrejövő elektromágneses mező olyan Lorentz-erővel hasson vissza magára a ponttöltésre, amely a ponttöltés mozgási energiáját csökkenti. Ez a fékező erő a *sugárzási visszahatás* vagy *sugársúrlódás* (ld. még a kérdést a 2.2 fejezet végén).

Az elektromágneses mező kiszámítása magának a sugárzó töltésnek a helyén nehéz matematikai feladat. Erre nem vállalkozhatunk, és a Lorentz-erő helyett az energiamegmaradás tételét használjuk fel a sugársúrlódás hatásának a vizsgálatára.

A Mechanika-jegyzet 1.22 fejezetében vizsgáltuk a csillapított harmónikus oszcillátort, amelynek mozgásegyenlete

$$m\ddot{x} = -Dx - \beta\dot{x}.$$

A jobboldalon az első tag a rugalmas visszatérítő erő, a második a súrlódási erő.

Legyen a rezgő test q nagyságú ponttöltés. Kérdés: milyen β felel meg a sugársúrlódásnak?

A mechanikában láttuk, hogy az energiadisszipációt a β együttható szabja meg:

$$\dot{E} = -\beta\dot{x}^2 \longrightarrow -\beta\omega^2 A^2 \overline{\sin^2 \omega t} = -\frac{1}{2}\beta\omega^2 A^2.$$

A nyíl időbeli átlagolást jelöl a $T = \frac{2\pi}{\omega}$ periódusra.

Az energiamegmaradás tétele megköveteli, hogy az oszcillátor átlagos energia-disszipációjának a sebessége legyen egyenlő a T periódusra átlagolt kisugárzott teljesítménnyel:

$$\dot{E} = -P. \quad (181)$$

A (173) Larmor-képlet alapján

$$P = m\tau_r \ddot{x}^2 \longrightarrow m\tau_r \omega^4 A^2 \overline{\cos^2 \omega t} = \frac{1}{2} m\tau_r \omega^4 A^2,$$

ahol

$$\tau_r = \frac{q^2}{6\pi\epsilon_0 c^3 m}$$

a sugárzó ponttöltésre jellemző idő dimenziójú paraméter.

Írjuk be az átlagolt \dot{E} -t és P -t (181)-be. Egyszerűsítés után megkapjuk a keresett β -t:

$$\beta = m\tau_r \omega^2.$$

A mechanikában β helyett a $\kappa = \frac{\beta}{2m}$ paramétert használtuk, amely most

$$\kappa = \frac{\tau_r}{2} \omega^2.$$

A gyenge csillapítás feltétele a $\kappa \ll \omega_0 \approx \omega$ egyenlőtlenség volt, amely esetünkben $\tau_r \omega \ll 2$ -re, vagy — ami ugyanaz, — $\tau_r \ll \frac{T}{\pi}$ -re redukálódik. A gyenge csillapítás feltétele tehát az, hogy a τ_r paraméter legyen sokkal kisebb a periódusidőnél.

Ez a feltétel mindig teljesül. A természetben előforduló objektumok közül ugyanis az elektron τ_r -je a legnagyobb, értéke $6,26 \cdot 10^{-24} s$, és ez még mikrofizikai skálán is rendkívül rövid idő.

Az oszcillátor mozgása természetesen gyenge csillapításnál is lassul. A sugársúrlódás hatása egy periódus alatt észrevehetetlenül kicsi, de nagyon sok periódus alatt ez a hatás végül is felhalmozódik és a mozgás megszűnéséhez vezet. Amikor azonban nem periódikus, „egyszeri” mozgást vizsgálunk, a sugársúrlódástól nyugodtan el lehet tekinteni.

63.Feladat: Tekintsünk a hidrogénatom planetáris modelljében körpályán keringő elektront és vizsgáljuk a sugársúrlódás hatását az elektron mozgására.

Megoldás: A $-e$ töltésű elektron az e töltésű atommag (proton) körül a Kepler-törvényeknek megfelelően mozog, mivel a potenciális energiát a Kepler-probléma potenciális energiájából $\gamma m_1 m_2 \longrightarrow \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}$ helyettesítéssel kapjuk. A mechanikában láttuk, hogy a Föld körül keringő szputnyik a súrlódás hatására gyorsul és egyre kisebb sugárú pályán mozog. Nyilván ugyanez történik az elektronnal a hidrogénatomban. A mozgás körfrekvenciája fokozatosan nőni fog, de a súrlódási erő gyengesége miatt

ω értéke a mozgás nem túl hosszú szakaszain konstansnak tekinthető. Vajon mennyi idő alatt zuhan bele az elektron az atommagba?

Amikor a körfrekvencia ω -val, a sugár r -el egyenlő, a (175) szerint a kisugárzott teljesítmény

$$P = \frac{\omega^4 e^2 r^2}{6\pi\epsilon_0 c^3}$$

(felhasználtuk, hogy $p = -er$).

Az energiamegmaradás tétele alapján $P = -\dot{E}$. Ha a jobboldalt is ki tudjuk fejezni az E energián keresztül, E -re differenciálegyenletet nyerünk.

A P -ben szereplő $\omega^4 r^2$ -t írjuk $(\omega r)^4 \left(\frac{1}{r}\right)^2$ alakban, és alakítsuk át mindkét tényezőt:

$$\begin{aligned} (\omega r)^2 = v^2 &= \frac{2K}{m} = -\frac{2E}{m} \\ \frac{1}{r} &= \frac{4\pi\epsilon_0 U}{e^2} = \frac{4\pi\epsilon_0 \cdot 2E}{e^2}. \end{aligned}$$

Az átalakításokban felhasználtuk, hogy a Kepler-mozgásban — és így a hidrogénatomban is, — körpályákra $K = -E$ és $U = 2E$. Összevonás után azt találjuk, hogy

$$P = \gamma E^4,$$

ahol

$$\gamma = \frac{128\pi\epsilon_0}{3m^2 c^3 e^2} = \frac{64}{9(mc^2)^3 \tau_r}.$$

Az energia időbeli változását eszerint az

$$\dot{E} = -\gamma E^4$$

differenciálegyenlet írja le, amely a változók szeparálásával könnyen integrálható. Ha $t = 0$ -ban az energia E_0 volt, a megoldás

$$E(t) = \frac{E_0}{\sqrt[3]{1 + 3\gamma t E_0^3}}.$$

Az E_0 kezdeti energia negatív mennyiség (a mozgás korlátos), ezért ez a megoldás

$$E(t) = -\frac{|E_0|}{\sqrt[3]{1 - 3\gamma t |E_0|^3}}$$

alakban is írható, amelyből látszik, hogy t növekedésével $E(t) \rightarrow -\infty$, $U(t) = 2E(t) \rightarrow -\infty$, $r \rightarrow 0$, tehát az elektron valóban „bespirálozik a centrumba”. A centrumba esés ideje véges, azzal a t_c idővel egyenlő, amikorre $E(t)$ minusz végtelené válik:

$$t_c = \frac{1}{3\gamma |E_0|^3} = \left(\frac{mc^2}{4|E_0|}\right)^3 \cdot \tau. \quad (182)$$

Elektronra $mc^2 \approx 5 \cdot 10^5 \text{ eV}$, $\tau \approx 10^{-24} \text{ s}$, hidrogénatomra $|E_0| \approx 1 \text{ eV}$, így $t_c \approx 10^{-9} \text{ s}$.

A kvantumelmélet tárgyalásánál a (182) képletnek fontos szerepe lesz.

A sugárzás tárgyalását lezárjuk és áttérünk a relativitás-elmélet tárgyalásának az előkészítésére.

2.41. A Galilei-féle relativitási elv az elektrodinamikában

Az elv eredeti formájában²⁴ azt mondja ki, hogy *a mechanikai jelenségek* minden inerciarendszerben azonos módon játszódnak le. Érvényes-e hasonló kijelentés az elektrodinamikai jelenségekre is?

Nyilvánvalónak látszik, hogy nem. A Maxwell-egyenletek szerint vákuumban a fény (az elektromágneses hullámok) minden irányban ugyanazzal a c sebességgel terjed (a terjedés *izotróp*) és ez nem lehet igaz egyszerre két egymáshoz képest \vec{V} sebességgel mozgó \mathcal{K} és \mathcal{K}' inerciarendszerben.

Az igazolás érdekében tegyük fel, hogy a $\mathcal{K}' = O'X'Y'Z'$ inerciarendszer O' origója $\vec{V} = (V, 0, 0)$ sebességgel mozog a $\mathcal{K} = OXYZ$ inerciarendszer O origójához képest. A megfelelő tengelyek irányát válasszuk párhuzamosnak. Akkor az O sebessége O' -höz képest $-\vec{V} = (-V, 0, 0)$, és nem szükséges külön jelölni, melyik koordinátarendszer tengelyeire vonatkoztatjuk a komponenseket (mindkettőre ugyanazok). Tegyük fel azt is, hogy az O és az O' a $t = 0$ pillanatban egybeesik, a koordinátarendszerek ekkor pontosan fedik egymást.

Ezután tételezzük fel, hogy \mathcal{K} -hoz viszonyítva a fény terjedése izotróp és mutassuk meg, hogy \mathcal{K}' -höz képest nem lehet az.

Vegyünk fel \mathcal{K} -ban két pontot az O -tól l távolságban, az A -pontot az X -tengelyen, a B -t a Z -tengelyen:

$$\begin{aligned} A &= (A_x, A_y, A_z) = (l, 0, 0) \\ B &= (B_x, B_y, B_z) = (0, 0, l). \end{aligned}$$

Mivel feltevés szerint a fény \mathcal{K} -ban minden irányban c sebességgel terjed, ezért az OA és az OB utat azonos idő alatt teszi meg:

$$t_{OA} = t_{OB} = \frac{l}{c}.$$

Vegyünk fel \mathcal{K}' -ben is két pontot, A' -t és B' -t, amelyek \mathcal{K}' -höz képest ugyanolyan helyzetűek, mint az A és a B \mathcal{K} -hoz képest:

$$\begin{aligned} A' &= (A'_{x'}, A'_{y'}, A'_{z'}) = (l, 0, 0) \\ B' &= (B'_{x'}, B'_{y'}, B'_{z'}) = (0, 0, l). \end{aligned}$$

²⁴Mechanika jegyzet 24§.

Mennyi idő alatt jut el a fény O' -ből A' -be és B' -be?

Mivel $A'_{x'} = l > 0$, az A' az OX' tengely pozitív féltengelyén van, ezért az A' -be küldendő fényjelet ebbe az irányba kell elindítani. Legyen a határozottság kedvéért $V > 0$, ekkor \mathcal{K}' ugyanilyen irányban mozog \mathcal{K} -hoz képest. A fény terjedési sebessége ebben az irányban $(c - V)$ -vel egyenlő, ezért a fényjel A' -be érkezésének ideje

$$t_{O'A'} = \frac{l}{c - V} = \frac{\frac{l}{c}}{1 - \frac{V}{c}}. \quad (183)$$

A fordított irányban, A' -ből O' -be történő terjedés ideje a (183)-ból $V \rightarrow -V$ helyettesítéssel kapható:

$$t_{A'O'} = \frac{l}{c + V} = \frac{\frac{l}{c}}{1 + \frac{V}{c}}. \quad (184)$$

Amikor O' -ből B' -be akarunk fényjelet küldeni, a jelet nem az $O'Z'$ tengellyel párhuzamosan kell indítani, mert figyelembe kell venni, hogy a jel haladása közben a B' pont elmozdul, a (még ismeretlen) $t_{O'B'}$ haladási idő alatt $t_{O'B'} \cdot V$ utat tesz meg $+X'$ irányban. A Pitagorasz-tétel alapján a fény \mathcal{K} -hoz viszonyítva ezalatt $\sqrt{l^2 + t_{O'B'}^2 \cdot V^2}$ utat tesz meg, és mivel \mathcal{K} -hoz viszonyítva a fénysebesség minden irányban c , az ehhez szükséges idő

$$t_{O'B'} = \frac{\sqrt{l^2 + t_{O'B'}^2 \cdot V^2}}{c}.$$

Ez egyenlet az ismeretlen $t_{O'B'}$ -re, amelyet megoldva a

$$t_{O'B'} = \frac{l}{\sqrt{c^2 - V^2}} = \frac{\frac{l}{c}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \quad (185)$$

időt kapjuk eredményül.

Világos, hogy ezeknek az időknak csak akkor van értelmük, ha a fény valóban *eljut* az A' és a B' pontba, azaz ha $V < c$. Ezt feltételezve látjuk, hogy

$$t_{A'O'} \leq t_{O'B'} \leq t_{O'A'}, \quad (186)$$

amelyben egyenlőség csak $V = 0$ -nál áll fenn. Ez az egyenlőtlenség bizonyítja, hogy a \mathcal{K}' -höz viszonyított fénysebesség a különböző irányokban általában különbözik egymástól (anizotróp).

64.Feladat: Igazoljuk (186)-t.♣

A kísérlet azonban nem igazolja ezt a konklúziót. A nevezetes Michelson-Morley kísérlet szerint ugyanis a *fénysebesség minden inerciarendszerben izotróp*, éles ellentmondásban azzal az — egyszerűsége miatt — megtámadhatatlannak látszó megfontolással, amelyet ebben a fejezetben ismertettünk.

2.42. A Michelson-Morley kísérlet

Egy l hosszúságú rúd egyik végére erősítsünk vakut, a másikra tükröt, és próbáljuk meg kiszámítani, mennyi idő telik el, mialatt a fényfelvillanás megteszi az utat a tükrőig és vissza a vakuhoz. A válasz nyilván attól függ, milyen \vec{V} sebességgel mozog a rúd ahhoz a \mathcal{K} vonatkoztatási rendszerhez képest, amelyben a fénysebesség izotróp (abszolút vonatkoztatási rendszer), és hogyan van orientálva a \vec{V} -hez viszonyítva.

Legyen \mathcal{K}' a rúd nyugalmi rendszere, amely a \mathcal{K} -hoz képest az előző fejezetben leírt módon mozog. A vaku legyen az O' , a tükrő a T' pontban. Amikor $O'P' \parallel \vec{V}$, a visszatérési idő²⁵

$$t_{\parallel} = t_{O'A'} + t_{A'O'} = \frac{l}{c - V} + \frac{l}{c + V} = \frac{2\frac{l}{c}}{1 - \frac{V^2}{c^2}},$$

amikor pedig $O'P' \perp \vec{V}$, akkor²⁶

$$t_{\perp} = 2t_{O'B'} = \frac{2\frac{l}{c}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}.$$

Nyilván

$$t_{\perp} \leq t_{\parallel},$$

és egyenlőség csak $V = 0$ -nál áll fenn.

Ha a visszatérési időt meg lehetne mérni különféle helyzetű rudakkal, akkor meg lehetne állapítani, milyen sebességgel mozog a mérés időpontjában a mérőeszköz az abszolút vonatkoztatási rendszerhez képest.

Reális l távolságoknál azonban a t_{\parallel} és a t_{\perp} különbsége túl kicsi ahhoz, hogy meg lehessen mérni. A V/c -ben kvadratikus pontossággal ugyanis²⁷

$$t_{\parallel} - t_{\perp} = 2 \cdot \frac{l}{c} \cdot \left[\left(1 + \frac{V^2}{c^2} \right) - \left(1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{V^2}{c^2} \right) \right] = \frac{l}{c} \cdot \frac{V^2}{c^2}.$$

Ha — mondjuk — $l = 3 \cdot 10^3$ m, akkor $l/c = 10^{-5}$ s. Mekkora lehet V ? A földi tárgyak résztvesznek a Föld keringésében, ezért lesz olyan időszaka az évnek, amikor

²⁵Ld. a (183)-t és (184)-t.

²⁶Ld. a (185)-t.

²⁷Mint a képlet mutatja, a V/c -ben lineáris pontossággal a különbség zérus.

V sebességük legalább akkora, mint a Föld keringési sebessége, azaz kb. $3 \cdot 10^4 \text{ m/s}^{28}$. Eszerint $V^2/c^2 \approx 10^{-8}$, és így $t_{\parallel} - t_{\perp} \approx 10^{-13} \text{ s}$. Ma már lehet mérni ilyen kis időkülönbséget, de a múlt század végén, amikor Michelson és Morley a kísérletét elvégezte (1887), erre gondolni sem lehetett.

Michelson azt találta ki, hogy a $t_{\parallel} - t_{\perp}$ időkülönbség meghatározását a $\Delta s = c \cdot (t_{\parallel} - t_{\perp})$ optikai útkülönbség mérésével helyettesíti. A méréshez speciális spektrométert tervezett, amelyet ma Michelson-féle spektrométer néven ismerünk. Az eszköz néhány méteres karhosszúsággal készíthető el, ezért $\Delta s \approx 10^{-7} - 10^{-8} \text{ m}$. Ilyen kis távolság mérését az interferencia-módszer teszi lehetővé, amellyel megbízhatóan ki lehet mutatni a fény hullámhosszával összemérhető útkülönbségeket is.

A mérés konklúziója az volt, hogy — a várakozásokkal ellentétben — a t_{\perp} és a t_{\parallel} az év minden szakában (minden olyan \vec{V} -nél, amely az év során előfordul) egyenlő egymással. Valahol tehát hibásan okoskodtunk, amikor az előző fejezet képleteit felhasználva arra a következtetésre jutottunk, hogy a két idő csak $V = 0$ -nál egyezhet meg egymással. Meggondolásainkban azonban csak a legalapvetőbb fizikai fogalmainkat használtuk fel, ezért a hibát csak ezeknek a fogalmaknak az analízise útján tárhatjuk fel.

2.43. A Galilei-transzformáció

Mindenekelőtt arra a kérdésre keressük a választ, hogy ha egy időben és térben pontszerű esemény időpontja és koordinátái \mathcal{K} -ban a t, x, y, z számok, akkor a \mathcal{K}' és a \mathcal{K} relatív mozgásának (sebességének) az ismeretében ezekből az adatokból milyen képlet segítségével számíthatjuk ki ugyanezen esemény \mathcal{K}' -beli időpontját (t' -t) és koordinátáit (x' -t, y' -t és z' -t).

Nyilvánvalónak látszik, hogy a választ erre a kérdésre a

$$\left. \begin{aligned} t' &= t \\ x' &= x - Vt \\ y' &= y \\ z' &= z \end{aligned} \right\} \quad (187)$$

Galilei-transzformáció adja meg. A képlet szerint $t = 0$ -ban minden esemény vesszős és vesszőtlen koordinátája ugyanaz, ami összhangban van azzal a követelményünkkel, hogy a két koordinátarendszer origója $t = 0$ -ban éppen fedje egymást és a megfelelő tengelyek legyenek párhuzamosak. Az első egyenlet következtében ugyanezt a \mathcal{K}' -beli t' időre vonatkoztatva is elmondhatjuk (ezt az 1. egyenletet valójában annyira nyilvánvalónak érezzük, hogy bevétele a Galilei-transzformáció egyenletei közé szükségtelen pedantériának tűnhet). A második egyenlet összevetése a harmadikkal és a negyedikkel mutatja, hogy \mathcal{K}' a közös x -tengely mentén mozog \mathcal{K} -hoz képest V sebességgel, ami szintén megfelel a feltevéseinknek.

²⁸A Föld forgásából származó sebesség emellett elhanyagolható.

A sebesség átszámításának ("sebességösszeadásnak") az a kézenfekvő módszere, amelynek alapján a (183), a (184) és a (185) képleteket felírtuk, a Galilei-transzformáció következménye. Valóban, legyen x, y, z és x', y', z' egy mozgó pont (t -től függő) koordinátái a \mathcal{K} -hoz, ill. a \mathcal{K}' -höz képest. A (187)-t az idő szerint deriválva a

$$\left. \begin{aligned} v'_x &= v_x - V \\ v'_y &= v_y \\ v'_z &= v_z \end{aligned} \right\} \quad (188)$$

képletre jutunk, amelynek az igazsága teljesen nyilvánvalónak látszik. Az előző fejezetben ezeket a képleteket használtuk a fény sebességének az átszámítására a különböző koordinátarendszerek között.

Lehet-e egyáltalán bírálat tárgyává tenni ilyen nyilvánvaló összefüggéseket? Igen, lehet. Einstein éppen a Galilei-transzformáció tartalmának a gondos analizisén keresztül jutott el a relativitás-elmélethez. Ebben a fejezetben ennek az analizisnek a lépéseit ismertetjük.

Fogalmazzuk meg a feladatot: Az események átszámítási törvényét az inerciarendszerek között írjuk a

$$\left. \begin{aligned} t' &= f(t, x, y, z; V) \\ x' &= g(t, x, y, z; V) \\ y' &= h(t, x, y, z; V) \\ z' &= k(t, x, y, z; V) \end{aligned} \right\}$$

általános alakban, amelyben f, g, h, k egyenlőre ismeretlen függvények. Vajon milyen hallgatólagos feltevések eredményeképpen lett ebből az általános transzformációs törvényből Galilei-transzformáció?

Valójában elegendő egy kevésbé általános feladattal foglalkozni: a \vec{V} -re merőleges y és z koordinátáról tegyük fel, hogy a $\mathcal{K} \rightarrow \mathcal{K}'$ transzformációban játszott szerepüket a (187) helyesen tükrözi. Más szavakkal: eleve feltesszük, hogy $h = y, k = z$ és ez a két változó az f és a g függvényben nem fordul elő. Ezzel a feladatunkat jelentősen egyszerűsítettük, mert csak az $f(t, x; V)$ és a $g(t, x; V)$ függvényt kell meghatározni. Ha a feladatnak ez a szűkítése túl korlátozónak bizonyulna, később visszatérhetünk az általános problémához. Erre azonban nem lesz szükség.

Az analizálandó transzformációs törvény tehát

$$\left. \begin{aligned} t' &= f(t, x; V) \\ x' &= g(t, x; V) \end{aligned} \right\} \quad (189)$$

alakú.

Most megfogalmazzunk egy sor követelményt, amelyeknek teljesülniük kell, ha (189) olyan *inerciarendszerek* közötti transzformációt fejez ki, amelyek a $t' = t = 0$ pillanatban éppen fedik egymást, és relatív sebességük x -irányú és V nagyságú.

1.követelmény.

Amikor $V = 0$ a két vonatkoztatási rendszer folyamatosan fedik egymást, és (189)-nek $t' = t$ -re és $x' = x$ -re kell redukálnia. Ehhez az szükséges, hogy f és g tegyen

eleget az

$$\left. \begin{aligned} f(t, x; 0) &= t \\ g(t, x; 0) &= x \end{aligned} \right\} \quad (190)$$

feltételnek.

2.követelmény.

A transzformációnak *inerciarendszerek* között kell kapcsolatot létesítenie, ezért egyenletes egyenesvonalú mozgást egyenletes egyenesvonalú mozgásba kell átvinnie (megváltozott sebességgel).

Mozogjon egy tömegpont a \mathcal{K} -hoz viszonyítva $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$ konstans sebességgel úgy, hogy $t = 0$ -ban éppen az origón halad keresztül. Nyilván

$$v_x = \frac{x}{t} \quad v_y = \frac{y}{t} \quad v_z = \frac{z}{t}. \quad (191)$$

A \mathcal{K} és \mathcal{K}' origója $t = 0$ -ban egybeesik, ezért a \mathcal{K}' -höz viszonyított mozgás is olyan, hogy keresztülhalad az origón. Mivel — feltevés szerint — a \mathcal{K}' -beli sebesség is konstans, ennek a komponenseire is érvényes egy (191) alakú képlet:

$$v'_x = \frac{x'}{t'} \quad v'_y = \frac{y'}{t'} \quad v'_z = \frac{z'}{t'}. \quad (192)$$

Helyettesítsük az első egyenlet jobboldalába (189)-t:

$$v'_x = \frac{f(t, x; V)}{g(t, x; V)},$$

ami (191) alapján a

$$v'_x = \frac{f(t, v_x t; V)}{g(t, v_x t; V)} \quad (193)$$

alakot veszi fel.

Az f és a g függvénynek olyannak kell lennie, hogy konstans v_x mellett v'_x se függjön t -től: a jobboldalon a t változónak egyszerűsödnie kell. Ez csak akkor következik be, ha f és g az x , t változóknak homogén n -d fokú függvényei (ugyanazzal az n -nel)²⁹.

A homogén függvények speciális esetei a homogén polinómok. Az x , t változó pár homogén n -d fokú polinómján olyan $(n+1)$ tagú polinómot értünk, amelynek minden tagjában az x és a t hatványainak az összege n -el egyenlő. Ha pl. $n = 2$, akkor

$$\begin{aligned} f(t, x; V) &= \alpha(V)x^2 + \beta(V)xt + \gamma(V)t^2 \\ g(t, x; V) &= \delta(V)x^2 + \epsilon(V)xt + \zeta(V)t^2. \end{aligned}$$

Ha ezeket a polinómokat (193) jobboldalába helyettesítjük, a t valóban kiesze-rősödik, mert a számláló és a nevező minden tagja t^2 formájában fogja tartalmazni.

²⁹A homogén n -d fokú függvényekről ld. a Mechanika-jegyzet 1.16 fejezetét.

A képletekben a hat görög betű a V specializálatlan függvényeit jelöli. A probléma az f -nek és a g -nek ezzel a kifejezésével az, hogy a hat darab V függvényt sehogyan sem lehet úgy megválasztani bennük, hogy (190) teljesüljön és nyilván ugyanez lesz a helyzet minden 1-nél nagyobb n -el. Ezért az egyedüli lehetőség az $n = 1$ választás, amely szerint

$$\left. \begin{aligned} f(t, x; V) &= \alpha(V)x + \beta(V)t \\ g(t, x; V) &= \gamma(V)x + \delta(V)t, \end{aligned} \right\} \quad (194)$$

amelyben $\alpha(V)$, $\beta(V)$, $\gamma(V)$ és $\delta(V)$ a V függvényei, amelyeknek alakját meg kell határoznunk (a továbbiakban a V argumentumot nem mindig írjuk ki). Egyelőre csak azt tudjuk róluk, hogy (190) miatt

$$\alpha(0) = \delta(0) = 0 \quad \beta(0) = \gamma(0) = 1. \quad (195)$$

Ezzel biztosítottuk, hogy konstans \vec{v} -hez konstans v'_x tartozik:

$$v'_x = \frac{\gamma v_x + \delta}{\alpha v_x + \beta},$$

de egyúttal azt is elértük, hogy a v'_y , v'_z komponensek is konstansok. Például

$$v'_y = \frac{y'}{t'} = \frac{y}{\alpha x + \beta t} = \frac{v_y t}{\alpha v_x t + \beta t} = \frac{v_y}{\alpha v_x + \beta}$$

valóban független t -től.

Foglaljuk össze külön a tömegpont sebességének a transzformációját leíró képleteket, amelyeket összefoglalóan a *sebességösszeadás törvényének* szokás nevezni:

$$\left. \begin{aligned} v'_x &= \frac{\gamma v_x + \delta}{\alpha v_x + \beta} \\ v'_y &= \frac{v_y}{\alpha v_x + \beta} \\ v'_z &= \frac{v_z}{\alpha v_x + \beta}. \end{aligned} \right\} \quad (196)$$

3.követelmény.

A (189)-nek olyan transzformációt kell kifejeznie, amely két egymáshoz képest V sebességgel mozgó rendszer között történik. Ezt a követelményt a sebességösszeadás törvényének a felhasználásával fogalmazhatjuk meg a legegyszerűbben.

A sebességösszeadás törvénye természetesen akkor is érvényes, amikor a tömegpont a \mathcal{K}' origójában nyugszik. Ekkor $(v'_x, v'_y, v'_z) = (0, 0, 0)$ és —mivel \mathcal{K}' V sebességgel mozog \mathcal{K} -hoz képest, — $(v_x, v_y, v_z) = (V, 0, 0)$. Ha ezeket (196)-be írjuk, a $0 = \gamma V + \delta$ feltételre jutunk.

Amikor — megfordítva, — a tömegpont \mathcal{K} origójában nyugszik, azaz $(v_x, v_y, v_z) = (0, 0, 0)$ és $(v'_x, v'_y, v'_z) = (-V, 0, 0)$, a (196) szerint $-V = \delta/\beta$.

A két feltétel a

$$\begin{aligned}\beta &= \gamma \\ \delta &= -\gamma V\end{aligned}$$

formában is felírható. Ennek felhasználásával a (194) transzformációs törvény és a sebességösszeadás törvénye a következő alakot ölti:

$$\left. \begin{aligned}t' &= \alpha x + \gamma t \\ x' &= \gamma(x - Vt)\end{aligned} \right\} \quad (197)$$

$$\left. \begin{aligned}v'_x &= \frac{\gamma(V)(v_x - V)}{\alpha(V)v_x + \gamma(V)} \\ v'_y &= \frac{v_y}{\alpha(V)v_x + \gamma(V)} \\ v'_z &= \frac{v_z}{\alpha(V)v_x + \gamma(V)}\end{aligned} \right\} \quad (198)$$

4.követelmény.

A \mathcal{K} és a \mathcal{K}' relatív orientációjára és mozgására vonatkozó eddigi megállapodásaink nem rögzítik egyértelműen a két koordinátarendszer orientációját. Ha pl. az O és az O' origók mozgását változatlanul hagyjuk, de mindkét rendszert a saját z -tengelye körül 180° -al elforgatjuk, újra a megállapodásainknak megfelelő helyzethez jutunk. Nyilvánvaló, hogy a keresett transzformációs törvény nem tehet különbséget a kétfajta orientáció között.

Amikor a jelzett 180° -os forgatásokat elvégezzük, a sebességösszeadás törvényében szereplő v_x és v_y , valamint v'_x és v'_y sebességkomponensek — amelyek valamilyen mozgó tömegpont sebességkomponensei, — előjelet váltanak, és előjelet vált a képletben szereplő V is. A v_z és a v'_z azonban változatlan marad. A (198) csak akkor fér össze ezekkel a változásokkal, ha a $\gamma(V)$ függvény, valamint a nevező — amely mindhárom képletben azonos, — változatlan marad, azaz ha

$$\gamma(-V) = \gamma(V) \quad \alpha(-V) = -\alpha(V). \quad (199)$$

Látjuk, hogy a $\gamma(V)$ függvénynek páros, az $\alpha(V)$ -nek páratlan függvénynek kell lennie (ez a követelmény összefér (195)-el).

5.követelmény.

Mivel \mathcal{K} és \mathcal{K}' két egyenértékű inerciarendszer, a $\mathcal{K} \rightarrow \mathcal{K}'$ áttérés szabályának meg kell egyeznie a $\mathcal{K}' \rightarrow \mathcal{K}$ áttérés szabályával, ha a V előjelét megváltoztatjuk benne.

A $\mathcal{K} \rightarrow \mathcal{K}'$ áttérés szabályát (197) rögzíti:

$$\left. \begin{aligned}t' &= \alpha(V)x + \gamma(V)t \\ x' &= \gamma(V)(x - Vt).\end{aligned} \right\} \quad (200)$$

A $\mathcal{K}' \rightarrow \mathcal{K}$ áttérés szabálya akkor lesz *ugyanaz*, ha

$$\begin{aligned} t &= \alpha(-V)x' + \gamma(-V)t' \\ x &= \gamma(-V)(x' + Vt'), \end{aligned}$$

amely a (199) következtében a

$$\left. \begin{aligned} t &= -\alpha(V)x' + \gamma(V)t' \\ x &= \gamma(V)(x' + Vt') \end{aligned} \right\} \quad (201)$$

formában is írható.

Ha azonban a (200)-t megoldjuk t -re és x -re, csak akkor kapjuk megoldásként (201)-t, ha az egyenlet determinánsa 1-el egyenlő:

$$\gamma^2 + \alpha\gamma V = 1.$$

Ebből az egyenletből kifejezhetjük α -t a γ -n keresztül:

$$\alpha = \frac{1 - \gamma^2}{V \cdot \gamma}.$$

Ennek következtében a (197) transzformációs törvény és a sebességösszeadás (198) törvénye a következő alakot veszi fel:

$$\left. \begin{aligned} t' &= \frac{1}{V \cdot \gamma} [(1 - \gamma^2)x + V\gamma^2 t] \\ x' &= \gamma \cdot (x - Vt) \end{aligned} \right\} \quad (202)$$

$$\left. \begin{aligned} v'_x &= \frac{(v_x - V) \cdot V \cdot \gamma^2}{v_x + (V - v_x) \cdot \gamma^2} \\ v'_y &= \frac{v_y \cdot V \cdot \gamma}{v_x + (V - v_x) \cdot \gamma^2} \\ v'_z &= \frac{v_z \cdot V \cdot \gamma}{v_x + (V - v_x) \cdot \gamma^2} \end{aligned} \right\} \quad (203)$$

6.követelmény.

Használjuk ki végül azt a nyilvánvalónak látszó tényt, hogy *az egyidejűség Galilei-invariáns*. Ezen azt értjük, hogy ha két esemény egyidejű \mathcal{K} -ban, akkor \mathcal{K}' -ben is az.

Történjen az E_1 és az E_2 esemény a \mathcal{K} x_1, y_1, z_1 , illetve x_2, y_2, z_2 pontjában a t_1, t_2 pillanatban. Az E_1 és az E_2 \mathcal{K}' -beli időpontját (202) első egyenlete segítségével határozhatjuk meg:

$$\begin{aligned} t'_1 &= \frac{1}{V \cdot \gamma} [(1 - \gamma^2)x_1 + V\gamma^2 t_1] \\ t'_2 &= \frac{1}{V \cdot \gamma} [(1 - \gamma^2)x_2 + V\gamma^2 t_2], \end{aligned}$$

ahonnan

$$t'_1 - t'_2 = \frac{1}{V \cdot \gamma} [(1 - \gamma^2)(x_1 - x_2) + V\gamma^2(t_1 - t_2)]. \quad (204)$$

Ha \mathcal{K} -ban a két esemény egyidejű ($t_1 = t_2$), akkor a \mathcal{K}' -beli egyidejűség ($t'_1 = t'_2$) feltétele nyilván a $\gamma^2 = 1$ egyenlőség teljesülése, amely (195) következtében $\gamma = +1$ -el ekvivalens. Ezt (202)-be és (203)-ba írva kapjuk meg a Galilei-transzformáció (187) képleteit, valamint a sebességösszeadás törvényének (188) formáját, amely a Galilei-transzformációnak felel meg.

A (188) alakja indokolja a sebességösszeadás elnevezést a sebesség transzformációs törvényére. Szavakban így fogalmazható meg: egy tömegpont \mathcal{K} -hoz viszonyított sebessége a \mathcal{K}' \mathcal{K} -hoz viszonyított sebességének és a tömegpont \mathcal{K}' -höz viszonyított sebességének algebrai összege.

Vegyük észre, hogy az egyidejűség invarianciájának a megkövetelése nemcsak abban jelentkezik, hogy a transzformáció első sora az ennek megfelelő $t' = t$ egyszerű alakot veszi fel, hanem *befolyásolja a második sort, a koordináta transzformációs törvényét is*. Amikor az $x' = x - Vt$ képletet „kapásból” felírjuk, bizonyosan nem adunk magunknak számot arról, hogy ezzel hallgatólagosan az egyidejűség invarianciáját is kihasználtuk.

2.44. A relativitáselmélet két posztulátuma

Amikor a 2.41 fejezetben arra a következtetésre jutottunk, hogy a fény sebessége általában irányfüggő (csak az inerciarendszerek egyikében lehet izotróp), a sebességösszeadás (Galilei-transzformációhoz tartozó) törvényére támaszkodtunk. A (183) levezetésénél pl. úgy okoskodtunk, hogy ha a fénysebesség \mathcal{K} -hoz viszonyítva c ($v_x = c, v_y = v_z = 0$), akkor \mathcal{K}' -hez viszonyítva $c - V$ ($v'_x = c - V, v'_y = v'_z = 0$). Pontosan ezt kapjuk (188) alapján, ha a fényre alkalmazzuk.

A Michelson-Morley kísérlet szerint azonban a fény sebessége minden inerciarendszerben minden irányban c , vagyis ha $v_x = c, v_y = v_z = 0$, akkor $v'_x = c, v'_y = v'_z = 0$. Ez nyilván súlyosan ellentmond (188)-nak.

Einstein gondolt először arra, hogy változtatni kellene a Galilei-transzformációra vezető követelményeken úgy, hogy a megváltozott transzformációs törvényhez, amit így kapunk, olyan új sebességösszeadási törvény tartozzon, amely a Michelson-Morley

kísérlet eredményével összefér³⁰. Természetesen az új transzformációs és sebességösszeadási törvény nem mondhat ellent a régieknek ott, ahol azokat a tapasztalat kellően igazolta.

Ha az előző fejezet hat követelményét sorra vesszük, azt találjuk, hogy az első ötöt semmiképpen sem változtathatjuk meg, hiszen ezek annak a transzformációnak a *fogalmából* következnek, amely a vizsgálat tárgyát képezi. A 6.követelmény természete azonban nem ilyen: ha *csak ezt* a követelményt adjuk fel, a transzformációnk még mindig inerciarendszerek közötti átmenetet ír le (2.követelmény), amelyek V , ill. $-V$ sebességgel mozognak egymáshoz képest (3.követelmény) és a $t = t' = 0$ pillanatban fedik egymást (1.követelmény), térbeli orientációjuk nem játszik szerepet a transzformációs törvényben (4.követelmény), és — végül — ugyanaz a törvény írja le a koordinátarendszerek közötti átmenetet mindkét irányban (5.követelmény).

A keresett transzformációs törvény *fogalma* tehát megengedi, hogy az egyidejűség invarianciáját feladjuk. A következő fejezetben megmutatjuk, hogy a tapasztalat sem követeli a fenntartását. Ezért logikus, hogy a Michelson-Morley kísérlet értelmezését úgy kíséreljük meg, hogy az egyidejűség invarianciája helyett a *fénysebesség invarianciáját* követeljük meg, és ebből határozzuk meg a még ismeretlen $\gamma(V)$ függvényt.

A fénysebesség invarianciája azt jelenti, hogy ha a (203) sebességösszeadási törvényben, amelyben γ V -függése még nincs rögzítve, a jobboldalon $v_x = c$ -t írunk, akkor a baloldalon minden V -nél $v'_x = c$ -t kell kapnunk eredményül:

$$c = \frac{(c - V) \cdot V \cdot \gamma^2}{c + (V - c) \cdot \gamma^2},$$

ahonnan (195) felhasználásával

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}. \quad (205)$$

Ezt (202)-be írva kapjuk a *Lorentz-transzformáció* képletét, amelyben újra feltüntet-

³⁰A történeti hűség kedvéért megjegyezzük, hogy a relativitáselmélet megalkotásában a Michelson-Morley kísérletnek nem volt olyan meghatározó szerepe, mint a jelen tárgyalásban. Einstein a Michelson-Morley kísérletről független megfontolások alapján jutott arra a következtetésre, hogy a fénysebesség minden inerciarendszerben izotróp.

jük az y és a z koordináta transzformációját is:

$$\left. \begin{aligned} t' &= \frac{t - \frac{V}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \\ x' &= \frac{x - Vt}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \\ y' &= y \\ z' &= z. \end{aligned} \right\} \quad (206)$$

A sebességösszeadás ennek megfelelő (*relativisztikus*) törvényét a (203)-ból kapjuk:

$$\left. \begin{aligned} v'_x &= \frac{v_x - V}{1 - \frac{v_x V}{c^2}} \\ v'_y &= \frac{v_y \cdot \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{1 - \frac{v_x V}{c^2}} \\ v'_z &= \frac{v_z \cdot \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{1 - \frac{v_x V}{c^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (207)$$

Az inverz transzformációkat a vesszős és a vesszőtlen mennyiségek felcserélésével és a V előjelének a megváltoztatásával kapjuk:

$$\left. \begin{aligned} t &= \frac{t' + \frac{V}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \\ x &= \frac{x' + Vt'}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \\ y &= y' \\ z &= z' \end{aligned} \right\} \quad (208)$$

$$\left. \begin{aligned}
 v_x &= \frac{v'_x + V}{1 + \frac{v'_x V}{c^2}} \\
 v_y &= \frac{v'_y \cdot \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{1 + \frac{v'_x V}{c^2}} \\
 v_z &= \frac{v'_z \cdot \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{1 + \frac{v'_x V}{c^2}}.
 \end{aligned} \right\} \quad (209)$$

A relativitáselmélet 1.posztulátuma azt mondja ki, hogy *a Galilei-féle relativitási elv minden fizikai folyamatra érvényes* (a fény terjedésére is). A posztulátumba beleértendő, hogy amikor az események térkoordinátáit és időpontját az egyik inerciarendszerről a másikba számítjuk át, nem a Galilei-transzformáció, hanem a Lorentz-transzformáció képleteit kell használni. Ennek megfelelően a sebességek átszámításánál a relativisztikus sebességösszeadási törvény alkalmazandó.

A 2.posztulátum szerint *a természetben előforduló maximális sebesség a fénysebesség*. Ennek a posztulátumnak a diskussziójára később térünk ki.

65.Feladat: Igazoljuk, hogy ha az előforduló sebességek sokkal kisebbek, mint a fénysebesség, a Lorentz-transzformáció képlete és a relativisztikus sebességösszeadási törvény a megfelelő Galilei-féle formulákba megy át.

Igazolás: A relativisztikus képletek csupa olyan tagban különböznek a Galilei-félektől, amelyek két sebesség szorzatának (vagy az egyik négyzetének) és a fénysebesség négyzetének a hányadosai. Ebből az észrevételből már következik az állítás. A hiba, amit a Galilei-féle képletek alkalmazásával elkövetünk (sebesség/ c)² rendű, tehát pl. a Föld keringésének a tárgyalásánál $\approx 10^{-8}$. Ezért lehetett a relativitáselmélet előtt is nagy pontossággal tárgyalni a Naprendszer bolygóinak a mozgását. ♣

66.Feladat: Két űrhajó egymással ellentétes irányban repül az irányítóközpont-hoz képest (amely inerciarendszer) $c/2$ sebességgel. Számítsuk ki a relatív sebességüket mind a Galilei-féle, mind pedig a relativisztikus sebességösszeadási képlet segítségével.

Megoldás: Mozogjon az 1.űrhajó pozitív irányban és legyen ő a \mathcal{K}' rendszer. Akkor $V = c/2$. A 2.űrhajó sebessége \mathcal{K} -ban (az irányító inerciarendszerében) $v_x = -c/2$. A relatív sebesség a 2.űrhajó \mathcal{K}' -beli sebessége:

$$v_{x'} = \begin{cases} v_x - V = -c & \text{Galilei} \\ \frac{v_x - V}{1 - \frac{v_x V}{c^2}} = -\frac{4}{5}c & \text{relativisztikus.} \end{cases}$$

A valódi relatív sebesség kisebb, mint a fénysebesség. ♣

67.Feladat: A \mathcal{K}' origójában teleszkópot helyezünk el, amely egy nagyon távoli csillagra van irányítva. A csillag a \mathcal{K} -ban nyugszik, a fénye a z -tengely irányából, azzal párhuzamosan érkezik. Milyen irányban látja az O' megfigyelő a csillagot?

Megoldás: A csillag fényének sebességkomponensei \mathcal{K} -ban $(v_x, v_y, v_z) = (0, 0, -c)$. A \mathcal{K}' -beli komponensek

$$\begin{aligned} v_{x'} &= -V \\ v_{y'} &= 0 \\ v_{z'} &= -c, \end{aligned} \quad (\text{Galilei})$$

$$\begin{aligned} v_{x'} &= -V \\ v_{y'} &= 0 \\ v_{z'} &= -c\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}. \end{aligned} \quad (\text{relativisztikus})$$

A távcső tengelyének párhuzamosnak kell lennie a csillag fényének a sebességével, ezért a \mathcal{K}' -ben a csillagra irányított távcső olyan α szöget zár be a z' tengellyel, amelynek tangense

$$\text{tg } \alpha = \frac{v_{x'}}{v_{z'}} = \begin{cases} \frac{V}{c} & \text{Galilei} \\ \frac{V}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} & \text{relativisztikus.} \end{cases}$$

Látjuk, hogy ha $(V/c)^2 \ll 1$, mindkét módon ugyanazt a szöget kapjuk, ami azért nagyon jó, mert már kb. 200 éve ismeretes, hogy a Föld keringésének a következőtében minden csillag egy év alatt egy kis ellipszist tesz meg — látszólag — az égen (*aberráció*), amelynek nyílásszöge a keringési sebesség és a fénysebesség hányadosa. ♣

68.Feladat: Az O' megfigyelő $V = c/4$ sebességgel mozog O -hoz képest (\mathcal{K} és \mathcal{K}' relatív helyzete a szokásos). Amikor az $x = a$ pontba ér, $3/4 \cdot c$ sebességű lövedéket indít O felé. Határozzuk meg a lövedék pályáját \mathcal{K} -ban.

Megoldás: Mindenekelőtt megjegyezzük, hogy a „lövedék sebessége ennyi meg ennyi” kifejezés mindig az ágyúhoz viszonyított sebességet jelenti³¹.

³¹Ha lövedék helyett fény kibocsátásáról lenne szó, akkor erre a megjegyzésre természetesen nem lenne szükség, mert a fénysebesség mindenkihez képest ugyanaz.

A keresett pályaegyenlet

$$x = a + v_x(t - t_l), \quad (t \geq t_l)$$

ahol $t_l = a/V = 4a/c$ a kilövés időpontja \mathcal{K} -ban. A feladat szerint $v_{x'} = -3/4 \cdot c$, ezért

$$v_x = \frac{v_{x'} + V}{1 + \frac{v_{x'}V}{c^2}} = -\frac{8}{13}c,$$

tehát

$$x = \frac{33}{13}a - \frac{8}{13}ct \quad (t \geq \frac{4a}{c}). \clubsuit$$

69.Feladat: Határozzuk meg az előző feladatban a lövedék pályáját \mathcal{K}' -hez képest.

Megoldás:

$$x' = v_{x'}(t' - t'_l) = -\frac{3}{4}c(t' - t'_l) \quad (t' \geq t'_l),$$

ahol t'_l a kilövés \mathcal{K}' -beli időpontja:

$$t'_l = \frac{t_l - \frac{V}{c^2}a}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \frac{a}{V} \cdot \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} = \frac{\sqrt{15}}{2} \cdot \frac{a}{c}.$$

Így

$$x' = \frac{3\sqrt{15}}{8}a - \frac{3}{4}ct' \quad \left(t' \geq \frac{\sqrt{15}}{2} \cdot \frac{a}{c} \right). \clubsuit$$

70.Feladat: A \mathcal{K} és a \mathcal{K}' relatív mozgása a szokásos, $V < c$. O és O' ugyanannak az objektumnak a mozgását figyelik, amelynek a sebességét — pályájának egy adott pontján — O $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$ -nek, O' pedig $v' = \sqrt{v_{x'}^2 + v_{y'}^2 + v_{z'}^2}$ -nek találja. Mutassuk meg, hogy

$$v' \begin{cases} < c & \text{ha} & v < c \\ = c & \text{ha} & v = c \\ > c & \text{ha} & v > c. \end{cases}$$

Igazolás:

$$v'^2 = \frac{1}{\left(1 - \frac{v_x V}{c^2}\right)^2} \left[v^2 - 2v_x V + V^2 \left(1 - \frac{v_y^2 + v_z^2}{c^2}\right) \right] =$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{\left(1 - \frac{v_x V}{c^2}\right)^2} \left[v^2 - 2v_x V + V^2 \left(1 - \frac{v^2 - v_x^2}{c^2}\right) \right] = \\
&= \frac{1}{\left(1 - \frac{v_x V}{c^2}\right)^2} \left[c^2 \left(1 - \frac{v_x V}{c^2}\right)^2 - (c^2 - v^2) \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right) \right] = \\
&= c^2 - (c^2 - v^2) \cdot \frac{1 - \frac{V^2}{c^2}}{\left(1 - \frac{v_x V}{c^2}\right)^2}.
\end{aligned}$$

Az utolsó tagban a tört pozitív szám és ebből következik az állítás.♣

Megjegyzések:

1) Látjuk, hogy a fénysebesség minden megfigyelő számára ugyanaz, *függetlenül a fénynyaláb irányától*³². Ezzel nyer magyarázatot a Michelson-Morley kísérlet negatív eredménye.

2) Ha léteznének félynél nagyobb sebességű objektumok (*tachionok*), akkor azok minden vonatkoztatási rendszerben a félynél gyorsabban mozognának. A 2. posztulátum kizárja ilyen objektumok létezését.

3) Egy objektum (rakéta) nem gyorsítható fel fénysebességre. Tegyük fel, hogy a rakéta a \mathcal{K} -ban nyugvó bázisról elindulva már megközelítette a fénysebességet. Szemlélhetjük azonban a rakétát egy olyan \mathcal{K}' -ből is, amelyhez képest éppen nyugszik. *Mivel \mathcal{K} és \mathcal{K}' két egyenértékű inerciarendszer és a fény sebessége mindkettőben ugyanakkora*, ezért a rakéta még pontosan ugyanolyan „messze van” a fénysebességtől, mint amikor elindult.

4) Ha az O és az O' megfigyelő valaha is lehetett — vagy a későbbiekben majd lehet — egymáshoz képest nyugalomban (amit felteszünk), akkor relatív sebességük az előző pont alapján a fénysebességnél bizonyosan kisebb. Ez indokolja a feladatban — és a további hasonló esetekben — a $V < c$ kikötést.

2.45. Az egyidejűség analízise

Egy l hosszúságú vonat közepéről indított fényjel segítségével egy-egy petárdát robbantunk fel a vonat elején és végén. Milyenek találják a robbanások időbeli sorrendjét a vonaton utazók és a pályaudvaron várakozók?

Természetesen feltesszük, hogy a pálya nyílegyenes, a vonat sebessége egyenletes és V nagyságú, ezért rögzíthető hozzá egy inerciarendszer, amely a \mathcal{K}' lesz. A \mathcal{K} inerciarendszer szerepét a pályaudvar (a sínpálya) játssza.

³²A 2.45 fejezetben a fényterjedés iránya speciális volt, megegyezett a \mathcal{K}' sebességének az irányával.

A robbanások riadalmat keltenek, és az utasok közül sokan összeszaladnak a vonaton is és a pályaudvaron is. A robbanások sorrendjére vonatkozóan nem tudnak dűlőre jutni. A vonaton pl. az, aki a vonat végéhez közel tartózkodott, azt állítja, hogy a robbanás a vonat végén történt először, aki azonban a vonat elejéhez volt közel, pont fordítva észlelte.

Végül valakinek eszébe jut, hogy a hang véges terjedési sebessége okozza a zavart. Szerencsére az egyik utas a robbanás pillanatában éppen a vonat végén tartózkodott, és ideálisan pontos órája segítségével megállapította a robbanás pontos idejét. Hasonló véletlen folytán a vonat elején történt robbanás időpontját is megállapította valaki. Kiderült, hogy a két óra pontosan ugyanazt az időt mutatta a robbanások időpontjában, a robbanások tehát egyidejűek voltak.

A várakozók is felismerik a hangterjedés torzító hatását. Szerencsére a vonat eleje a robbanás pillanatában éppen az egyik várakozó orra előtt haladt el, aki a szintén ideálisan pontos órájára rápillantva rögzítette az időpontot. Egy másik várakozó ugyanilyen módon megállapította a vonat végén bekövetkezett robbanás időpontját és az időpontjait összehasonlítva azt találták, hogy a vonat végén a robbanás előbb történt, mint az elején.

Ez a tapasztalat a fényterjedés Einstein előtti felfogásával sehogyan sem egyeztethető össze. Egy akkori fizikus így okoskodott volna:

„Sajnos nem tudom, melyik az az inerciarendszer, amelyikben a fény minden irányban azonos módon terjed. Tegyük fel, hogy az állomáshoz rögzített \mathcal{K} az, ezért célszerűnek látszik, hogy a robbanások időpontjait a pályaudvaron várakozók szemszögéből számítsam ki.

Legyen t_v az az idő, ami alatt a fényjel a vonat közepéről a végére ért. Ezalatt a fényjel és a vonat vége összesen $l/2$ utat tett meg, azaz

$$ct_v + Vt_v = \frac{l}{2},$$

ahonnan

$$t_v = \frac{l}{2(c+V)}.$$

Teljesen hasonló módon, az ugyanakkor indított másik fényjel

$$t_e = \frac{l}{2(c-V)}$$

idő alatt ért a vonat elejére. Látszik, hogy $t_v < t_e$, pontosan úgy, ahogy a várakozók megállapították.

De a vonaton utazóknak ugyanezt kellett volna kapniuk! A vonathoz képest a fénysebesség ugyanis nem izotróp, a vége irányába $c_v = c + V$, az eleje irányába pedig $c_e = c - V$. Ebből nyilvánvaló, hogy a vonat végén az $\frac{l}{2c_v}$, az elején pedig az $\frac{l}{2c_e}$ időpontban következtek be a robbanások, tehát ugyanabban a két időpillanatban, amit a várakozók megállapítottak.

Természetesen lehet, hogy nem a pályaudvar az az inerciarendszer, amiben a fénysebesség izotróp, és ez bizonytalanná teszi az események sorrendjének a kiszámítását. Az azonban egészen bizonyos, hogy *az utazók és a várakozók által tapasztalt időpontok nem különbözhetnek egymástól.* Ehhez nincs is szükség külön számításra, hiszen a Galilei-transzformáció szerint $t'_v = t_v$, $t'_e = t_e$.

A relativitáselmélet szerint az események interpretációja egyszerűbb, mert egyértelmű: a fény sebessége az utasokhoz képest is, a várakozókhöz képest is minden irányban c -vel egyenlő. Az utasok által kapott eredmény nyilvánvalóan helyes, míg a t_v , t_e időpontok a robbanások a \mathcal{K}' -beli helye és időpontja alapján a (208) Lorentz-transzformáció segítségével számíthatók ki.

A \mathcal{K}' -ben mindkét robbanás t' időpontja $l/2c$, míg a vonat végén történő robbanás x' koordinátája $-l/2$, a vonat elején bekövetkező robbanásé pedig $+l/2$. Ezeknek az adatoknak az alapján a (208) szerint

$$t_v = \frac{\frac{l}{2c} - \frac{V}{c^2} \cdot \frac{l}{2}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \frac{l \cdot \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{2(c + V)},$$

$$t_e = \frac{\frac{l}{2c} + \frac{V}{c^2} \cdot \frac{l}{2}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \frac{l \cdot \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{2(c - V)}.$$

Nem okozhat meglepetést, hogy a robbanások egyidejűsége csak az egyik inerciarendszerben áll fenn: a fénysebesség invarianciájáért az egyidejűség invarianciáját adtuk cserébe.

Természetesen általános formában is belátható, hogy *az egyidejűség nem Lorentz-invariáns.* Írjuk be γ (205)-beli kifejezését (204)-be:

$$t'_1 - t'_2 = -\frac{\frac{V}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \cdot (x_1 - x_2) + \frac{t_1 - t_2}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}. \quad (210)$$

Ha E_1 és E_2 \mathcal{K} -ban egyidejű ($t_1 = t_2$), akkor \mathcal{K}' -ben csak $x_1 = x_2$ -nél lesz egyidejű, általában azonban nem.

A vonatos példa világosan mutatja, hogy az egyidejűség invarianciáját nem lehet megkövetelni se a tapasztalatra, se elvi okokra hivatkozva. A tapasztalatra azért nem lehet hivatkozni, mert — mint látjuk, — a relativitáselmélet előtti és a relativisztikus képletek csupán egy $\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}$ faktorban különböznek egymástól, és ez a különbség a földi kísérletekben realizálható V -k kicsisége miatt nem mutatható ki. Elvi ok

pedig azért nincs, mert az események időpontjait \mathcal{K} -ban és \mathcal{K}' -ben két különböző órapár segítségével határozzuk meg, és nincs logikai ellentmondás abban, ha két adott eseménynél az egyik pár egyidejűséget, a másik időkülönbséget mutat.

Ennek a példának a tanúsága alapján akkor járunk el helyesen, ha úgy képzeljük, hogy minden inerciarendszer sűrűn „tele van hintve” az adott inerciarendszerben nyugvó tökéletesen azonos szerkezetű ideális órákkal, és betartjuk a következő szabályt: *Egy esemény időpontját minden inerciarendszerben annak az órának a mutatóállása alapján kell megállapítani, amely az esemény helyén tartózkodik.* Az órák szinkronizálása (összeigazítása) minden inerciarendszerben azonos recept szerint történik (hiszen az inerciarendszerek minden szempontból egyenértékűek), pl. úgy, hogy egy standard órát nagyon lassan végigviszünk a szétszórt órák mellett és mindegyiken a standard óra idejét állítjuk be. A \mathcal{K} -ban nyugvó órákat ezután már nem igazíthatjuk össze a \mathcal{K}' -ben nyugvó órákkal is. Csak annyit tehetünk, hogy a különböző inerciarendszerek origóbéli óráit a találkozásuk pillanatában állítjuk nulla időpontra, és az egyes inerciarendszereken belüli órák szinkronizálását csak ezután végezzük el. A Lorentz-transzformáció képletei ennek az elképzelhető legtermészetesebb szinkronizálási eljárásnak felelnek meg³³: ha valamilyen más szinkronizálási eljárást követnénk, a Lorentz-transzformáció képleteit megfelelően meg kellene változtatni.

Az ismertett eljárással minden óra mutatóállását egyértelműen rögzítjük és semmi okunk sincs azt várni, hogy az egyik inerciarendszer valamelyik kiválasztott órája állandóan szinkronban legyen a többi inerciarendszer azon óráival, amelyek mellett sorban végighalad. A következő fejezetben meglátjuk, hogy nincs is velük szinkronban (késik hozzájuk képest).

2.46. Az idődilatáció

71.Feladat: Mennyi idő telik el a \mathcal{K}' origójában nyugvó \mathcal{O}'_o órán, mialatt a \mathcal{K} rendszer OX tengelyén az $x = a$ ponttól az $x = b > a$ pontba ér?

Megoldás: A \mathcal{K} -ban „szétszórt” órák közül legyen \mathcal{O}_a az, amely az $x = a$ -ban, \mathcal{O}_b pedig az, amelyik az $x = b$ -ben nyugszik. Az \mathcal{O}'_o találkozása az \mathcal{O}_a -val és az \mathcal{O}_b -vel legyen az E_a és az E_b esemény.

1.gondolatmenet: A keresett időkülönbség

$$\Delta t' \equiv t'_b - t'_a = \frac{t_b - t_a}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} - \frac{\frac{V}{c^2} \cdot (x_b - x_a)}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}. \quad (211)$$

A jobboldalon

$$x_b - x_a = b - a = V \cdot (t_b - t_a) \equiv V \cdot \Delta t,$$

³³A relativitáselmélet megjelenése előtt ugyanehhez a szinkronizálási eljáráshoz a Galilei-transzformációt rendelték hozzá.

ezért

$$\Delta t' = \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \cdot \Delta t < \Delta t. \quad (212)$$

2.gondolatmenet: Induljunk ki (211) inverzéből:

$$\Delta t \equiv t_b - t_a = \frac{t'_b - t'_a}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} + \frac{\frac{V}{c^2} \cdot (x'_b - x'_a)}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}. \quad (213)$$

Mivel E_a és E_b \mathcal{K}' -ben azonos helyen történik ($x'_b = x'_a = 0$), azonnal megkapjuk (212)-t.

Konklúzió: A \mathcal{K}' origójában nyugvó óra késik a \mathcal{K} -ban nyugvó órákhoz képest, amelyek mellett elhalad, vagy — ami ugyanaz —, amelyek elhaladnak mellette.♣

72.Feladat: Mennyi idő telik el a \mathcal{K} origójában nyugvó \mathcal{O}_o órán, miközben a \mathcal{K}' $\mathcal{O}'X'$ tengelyén az $x' = b$ pontban, majd az $x' = a < b$ pontban nyugvó óra elhalad mellette?

Megoldás: A szóban forgó két óra legyen \mathcal{O}'_a és \mathcal{O}'_b , a két találkozási esemény pedig E'_a és E'_b . Mivel $x_a = x_b = 0$, ezért

$$\Delta t' = \frac{\Delta t}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} > \Delta t. \quad (214)$$

Konklúzió: A \mathcal{K} origójában nyugvó óra késik a \mathcal{K}' -ben nyugvó órákhoz képest, amelyek elhaladnak mellette, vagy — ami ugyanaz —, amelyek mellett elhalad.♣

A két előző feladat eredménye így foglalható egybe: Ha az egyik inerciarendszer egy meghatározott \mathcal{O} óráját egy másik inerciarendszer azon óráival hasonlítjuk össze, amelyekkel találkozik, azt találjuk, hogy \mathcal{O} késik.

1.Következmény: Két esemény között abban a vonatkoztatási rendszerben telik el a legrövidebb idő, amelyben mindkét esemény időpontja ugyanazon az órán olvasható le, azaz, amelyben az események azonos helyen történnek. Ezt a legrövidebb időt nevezzük a két esemény *sajátidő-különbségének*. A sajátidő-különbséget $\Delta\tau$ -val jelöljük.

2.Következmény: A mozgás következtében *minden* folyamat lelassul (*idődilatáció*).

Indoklás: Képzeljünk el egy vonaton egyenletes V sebességgel utazó embert. Két egymás utáni állomás órája mellett elhaladva az utas regisztrálja, hogy az órák szerint Δt idő telt el, a saját óráján azonban csak $\Delta\tau = \Delta t \cdot \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} < \Delta t$ idő múlt el (természetesen minden óra ideálisan pontos). A vonat inerciarendszer, amelyben minden jelenség ugyanúgy megy végbe, mint az utas megszokott otthonában, amely

szintén inerciarendszer. Így pl. az utasunk szíve a vonaton a $\Delta\tau$ -nak megfelelő számút dobban, ennek az időtartamnak megfelelően éhezik meg, stb. A földön nyugvó órák szerint azonban eközben hosszabb idő telt el mint $\Delta\tau$, ezért a földi megfigyelők számára utasunk órájával együtt az életritmusa is lelassult, és nyilván ugyanez a helyzet minden elképzelhető folyamattal. Ezért mondhatjuk, hogy a vonatban *maga az idő* folyik lassabban, mint a földön.

Az idődilatació nem sérti az inerciarendszerek ekvivalenciáját, ugyanis bármely konkrét állomás órája lassabban jár, mint a vonaton elhelyezett összeszinkronizált órák, csak ezt nehéz észrevenni, mert a vonat nem elég hosszú (rendszerint sokkal rövidebb, mint két állomás távolsága): ezt a lelassulást ugyanis csak a vonat elején és végén elhelyezett két darab óra alapján lehet megállapítani. Ha a vonat elég hosszú volna, azt is meg lehetne figyelni, hogy az állomásfőnök életritmusa lassabb, mint a vonaton ülőké.

Nem tudunk azonban egyelőre válaszolni arra a kérdésre, hogy ki örepszik lassabban, kiszemelt utasunk vagy a kiszemelt állomás főnöke. Az összehasonlításhoz ugyanis legalább kétszer kellene találkozniuk, de ez lehetetlen, mert a vonat, amelyben az utas nyugszik, inerciarendszer, és a sebessége állandó. Az *Ikerparadoxon* c. fejezetben visszatérünk a kérdésre.

73.Feladat: A μ -mezon radioaktív, magától elektronra és neutrínóra bomlik. A nyugvó mezon élettartama $\approx 10^{-6}$ s. Milyen hosszú a $V = 0.9998c$ sebességgel repülő mezon Δt élettartama?

Válasz:

$$\Delta t = \frac{\Delta\tau}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \frac{\Delta\tau}{\sqrt{1 - 0.9998^2}} \approx 50 \cdot \Delta\tau.$$

A Δt alatt megtett út $\approx c \cdot 50 \cdot \Delta\tau \approx 15$ km, de ha nem lenne idődilatació, a megtett távolság csak kb. 300 m volna.

Az idődilatació teszi lehetővé, hogy a kozmikus sugárzás hatására a magaslégkörben keletkező mezonok jelentős része lejut a földfelszínre.♣

74.Feladat: A \mathcal{K} origójában nyugvó O megfigyelő $\nu = 1/T$ frekvenciájú fényimpulzusokat bocsát ki, amelyeket az O felé V sebességgel közeledő O' $\nu' = 1/T'$ frekvenciájúnak talál. Határozzuk meg ν és ν' kapcsolatát (Doppler effektus).

Megoldás:A relativitáselmélet-előtti tárgyalást azzal kell kezdeni, hogy megállapítjuk, milyen inerciarendszerben izotróp a fényterjedés. Legyen ez — mondjuk — a \mathcal{K} , amelynek O origójában történnek a fényfelvillanások, amelyeknek az ábrán az F_1, F_2, F_3, \dots pontok felelnek meg. A párhuzamos folytonos vonalak a fényjelek pályái, az O' pályáját az $x = a - Vt$ vonal mutatja. Az E_1, E_2, E_3, \dots pontok az észlelési események.

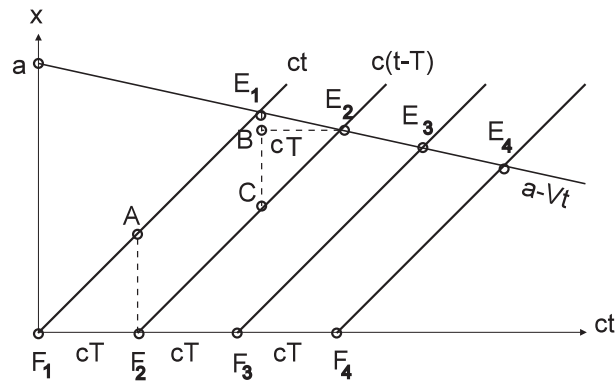
Két egymás utáni észlelés időkülönbségét \mathcal{T} -vel jelöljük. Világos, hogy $\mathcal{T} < T$. Az

$\overline{AF_2} = \overline{E_1B} + \overline{BC}$ egyenlőségben $\overline{AF_2} = cT$, $\overline{E_1B} = VT$ és $\overline{BC} = cT$, ezért

$$T = \frac{T}{1 + \frac{V}{c}}. \quad (215)$$

A Galilei-felfogásban két esemény időkülönbsége minden inerciarendszerben ugyanaz, ezért

$$\left. \begin{aligned} T' &= T = \frac{T}{1 + \frac{V}{c}} \\ \nu' &= \frac{1}{T'} = \nu \left(1 + \frac{V}{c}\right) \end{aligned} \right\} \text{(Galilei).}$$



9. ábra.

A relativitáselmélet szerint a fényterjedés minden inerciarendszerben — és így \mathcal{K} -ban is — izotróp és a (215)-beli T két észlelési esemény között eltelt idő \mathcal{K} -ban. Az észlelési események \mathcal{K}' -beli időkülönbsége az ennek megfelelő sajátidő-különbség, ugyanis az észlelési események \mathcal{K}' -ben történnek ugyanazon a helyen. Ezért

$$\left. \begin{aligned} T' &= T \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} = T \frac{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{1 + \frac{V}{c}} = T \sqrt{\frac{1 - \frac{V}{c}}{1 + \frac{V}{c}}} \\ \nu' &= \nu \sqrt{\frac{1 + \frac{V}{c}}{1 - \frac{V}{c}}} \end{aligned} \right\} \text{(relativisztikus).} \quad (216)$$

Ez a képlet akkor érvényes, amikor a fényforrás és az észlelő közelednek egymáshoz. A távolodásnál érvényes képletet $V \rightarrow -V$ helyettesítéssel kapjuk.

A felvillanási események \mathcal{K} -ban történnek ugyanazon a helyen, ezért T a sajátidő-különbségük. Két ilyen esemény időkülönbsége \mathcal{K}' -ből nézve

$$\Delta t'_F = \begin{cases} T & \text{(Galilei)} \\ \frac{T}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} & \text{(relativisztikus.)} \end{cases}$$

Vegyük észre, hogy \mathcal{K}' -ben az összes észlelési esemény időpontját ugyanazon az órán, a felvillanási események mindegyikének az időpontját más-más órán olvassuk le. ♣

75. Feladat: Egy mozgó vonat hosszát úgy lehet megmérni, hogy a pálya mentén órákkal ellátott segédeket helyezünk el, és azt az utasítást adjuk nekik, hogy az előre rögzített t_0 pillanatban emelje fel a kezét közülük az a kettő, aki ebben a pillanatban éppen a vonat elejét, illetve a végét látja maga előtt elhaladni. Nyilvánvaló, hogy e két segéd közötti a távolság a vonat hossza³⁴. Számítsuk ki a -t, ha a vonat sebessége V és a vonattal együtt utazók a vonat hosszát l -nek találják.

Megoldás: A sínpályához rögzített rendszer \mathcal{K} , a vonathoz rögzített pedig \mathcal{K}' . Az E_e és az E_v az az esemény, amikor a vonat elejének ill. végének elhaladtát észlelő segéd felemeli a kezét. A \mathcal{K} -ban az E_e az x_e helyen a $t_e = t_0$ pillanatban, az E_v az x_v helyen a $t_v = t_0$ pillanatban történik, és $x_e - x_v = a$. A \mathcal{K}' -ben ugyanezen két esemény koordinátája x'_e és x'_v , és $x'_e - x'_v = l$. A Lorentz-transzformáció szerint

$$l = \frac{a}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}},$$

azaz

$$a = l\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}},$$

tehát a mozgásban lévő tárgy mozgásirányú mérete megrövidül (*Lorentz-kontrakció*). A nyugvó tárgy hossza (a példában az l) a *nyugalmi hossz*. ♣

2.47. Az ikerparadoxon

Folyamodjunk megint a vonat példához. A vonathoz rögzített vonatkoztatási rendszer a \mathcal{K}' , a pályaudvarhoz (sínpályához) rögzített rendszer a \mathcal{K} . Amikor a vonat áll a pályaudvaron, a rajta lévő \mathcal{O}' óra (koordinátája $x' = 0$) szinkronban jár a vele

³⁴Ha a kézfelemelés nem azonos időpontban történne, a két segéd közötti távolság a vonat hosszánál nagyobb vagy kisebb volna.

praktikusan azonos helyen lévő \mathcal{O} pályaudvari órával (koordinátája $x = 0$). A vonat a $t = t' = 0$ pillanatban elindul, majd amikor a pályaudvari óra T időt mutat, visszaérkezik az eredeti helyére. Mekkora T' időt mutat a visszaérkezés pillanatában az \mathcal{O}' óra, amely végig a vonaton nyugodott?

A vonat egy pontjának — mondjuk az \mathcal{O}' órának — a pályáját (mozgását) az $x = f(t)$ függvénnyel írhatjuk le a \mathcal{K} -hoz viszonyítva ($f(0) = f(T) = 0$). Válasszunk a $(0, T)$ időintervallumban két infinitezimálisan közeli $t, t + dt$ időpillanatot. Legyen E_1 az az esemény, hogy a vonat a t pillanatban az $x(t)$ pontban van, E_2 pedig az, hogy a $t + dt$ pillanatban az $x(t + dt)$ -ben van. A két esemény \mathcal{K}' ugyanazon pontjában (a \mathcal{K}' origójában) történt, ezért az \mathcal{O}' -n a két esemény között

$$d\tau = dt \sqrt{1 - \frac{V^2(t)}{c^2}} = dt \sqrt{1 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{df}{dt} \right)^2}$$

idő telt el. A képlet felírásánál felhasználtuk, hogy a két infinitezimálisan közeli esemény között a vonat a konstansnak tekinthető $V(t)$ sebességgel mozgott. A keresett T' -t ennek a képletnek az integrálásával kapjuk:

$$T' = \int_0^T d\tau = \int_0^T dt \sqrt{1 - \frac{V^2(t)}{c^2}} = \int_0^T dt \sqrt{1 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{df}{dt} \right)^2}. \quad (217)$$

Mivel $\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \leq 1$,

$$T' \leq \int_0^T dt = T.$$

A vonaton rövidebb idő telik el, mint a pályaudvaron, az utas az állomásfőnökhöz képest fiatalabb lesz. Miért nem fordítva? Azért, mert \mathcal{K} inerciarendszer, \mathcal{K}' azonban nem, hiszen a vonatnak valahol gyorsulnia kellett ahhoz, hogy visszatérhessen. Ha egy ikerpár két tagja közül két találkozás között az egyik végig inerciarendszerben nyugodott, a másik azonban gyorsult és jelentős sebességre tett szert az előzőhöz képest (pl. űrutazásban vett részt), akkor ez utóbbi kevesebbet öregszik a találkozások között — ez a példa sugallja az *ikerparadoxon* elnevezést. Ha a találkozások között mindkét testvér gyorsult, a (217)-beli integrál kiszámítása után lehet csak megmondani, melyik mennyivel fiatalodott a másikhoz képest.

2.48. A négyestávolság-négyzet

Legyen E_1 és E_2 két esemény, amelyek időkülönbsége és koordinátakülönbsége \mathcal{K} -ban $\Delta t, \Delta x, \Delta y, \Delta z$. A két esemény négyestávolság-négyzetén a

$$\Delta s^2 = c^2 \Delta t^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2 \quad (218)$$

kifejezést értjük. Ugyanezen eseménypár négyestávolság-négyzete \mathcal{K}' -ben természetesen

$$\Delta s'^2 = c^2 \Delta t'^2 - \Delta x'^2 - \Delta y'^2 - \Delta z'^2.$$

Állítás: A négyestávolság Lorentz-invariáns, azaz

$$\Delta s'^2 = \Delta s^2. \quad (219)$$

76.Feladat: A Lorentz-transzformáció segítségével igazoljuk (219)-t. ♣

A négyestávolságnégyzetkifejezésben a *négyzet* félrevezető, mert azt sugallja, hogy Δs^2 nem lehet negatív. A (218) definíció azonban mutatja, hogy a négyestávolságnégyzet nulla is, negatív is lehet. Ennek alapján az eseménypárokat három osztályba sorolhatjuk.

1) Ha $\Delta s^2 = 0$, az eseménypárt *fényszerű*nek nevezzük, mert a két eseményt össze lehet kötni fényjellel. Ha pl. $\Delta t \equiv t_2 - t_1 > 0$ és E_1 egy lámpa felvillanása, akkor az E_2 lehet a fényjel észlelése, u.i. $\Delta s^2 = c^2 \Delta t^2 - \Delta l^2 = 0$ következtében³⁵ $\Delta t = \Delta l/c$.

2) Ha $\Delta s^2 > 0$, akkor E_1 és E_2 *időszerű* eseménypár. Az időszerű eseménypárra (és csakis erre) igaz, hogy van olyan inerciarendszer, amelyben ugyanazon a helyen történnek (*nyugalmi rendszer*). Ez az a \mathcal{K}' , amelyik $V = \Delta l/\Delta t$ sebességgel mozog \mathcal{K} -hoz képest. Ilyen inerciarendszer azért van, mert $\Delta s^2 = c^2 \Delta t^2 - \Delta l^2 > 0$ következtében $V < c$. Mivel a négyestávolságnégyzet a \mathcal{K}' nyugalmi rendszerben is kiszámítható, látjuk, hogy időszerű eseménypárra $\Delta s^2 = c^2 \Delta \tau^2$.

3) Ha $\Delta s^2 < 0$, akkor az eseménypár *térszerű*. Található olyan \mathcal{K}' , amelyben egy ilyen eseménypár egyidejű. Legyen az egyszerűség kedvéért $\Delta y = \Delta z = 0$, és a \mathcal{K}' sebességét válasszuk $V = c^2 \frac{\Delta t}{\Delta x}$ -nek. Mivel $\Delta s^2 = c^2 \Delta t^2 - \Delta x^2 < 0$, $V < c$, és a Lorentz-transzformáció szerint

$$\Delta t' = \frac{\Delta t - \frac{V}{c^2} \Delta x}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = 0,$$

tehát az eseménypár valóban egyidejű.

Ha $V > c^2 \frac{\Delta t}{\Delta x}$, akkor $\Delta t' < 0$, tehát \mathcal{K}' -ben E_2 előbb történik mint E_1 , ha viszont $V < c^2 \frac{\Delta t}{\Delta x}$, akkor \mathcal{K}' -ben az események sorrendje fordított. Ezért *egy térszerű eseménypár időbeli sorrendje nem invariáns*, függ attól, melyik inerciarendszerből figyeljük meg őket.

77.Feladat: Mutassuk meg, hogy egy fényszerű, vagy időszerű eseménypár időbeli sorrendje Lorentz-invariáns, azaz minden inerciarendszerben ugyanaz.

Igazolás: Legyen megint az egyszerűség kedvéért $\Delta y = \Delta z = 0$.

³⁵Természetesen $\Delta l^2 \equiv \Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2$.

Ha az eseménypár fényszerű, akkor $\Delta x = \pm c\Delta t$, ezért

$$\Delta t' = \frac{\Delta t - \frac{V}{c^2}\Delta x}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \frac{1 \mp \frac{V}{c}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \cdot \Delta t.$$

A Δt -t szorzó tört bizonyosan pozitív, ezért $\Delta t'$ előjele megegyezik Δt előjével.

Ha az eseménypár időszerű, akkor a $\Delta t = \frac{\Delta\tau}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}$ képlet következtében —

amelyben V a nyugalmi rendszer sebessége \mathcal{K} -ban —, időbeli sorrendjük minden inerciarendszerben megegyezik a nyugalmi rendszerben érvényes időbeli sorrenddel.♣

2.49. A kauzalitási paradoxon és a 2.posztulátum

78.Feladat: Egy ágyú v sebességgel lövi ki a lövedéket (a v az ágyúhoz viszonyított sebesség). Tegyük fel, hogy O és O' egyaránt rendelkezik ilyen ágyúval. A \mathcal{K} és a \mathcal{K}' a szokásos, $V < v$. Az O a $t = t_1$ pillanatban lövedéket lő ki O' felé, amelyet O' a becsapódás pillanatában viszonzoz. Számítsuk ki azt a t_2 időpontot, amikor a válaszlövedék becsapódik O -ba.

Megoldás:

Az O' a \mathcal{K} $x = Vt$ trajektóriáján mozog. Az O által kilőtt lövedék trajektóriája \mathcal{K} -ban $x = v(t - t_1)$. Az O' -be történő becsapódás $t_{O'}$ pillanatát a

$$Vt_{O'} = v(t_{O'} - t_1)$$

egyenlet határozza meg, amelyből

$$t_{O'} = \frac{v}{v - V}t_1. \quad (220)$$

Az O' ekkor a \mathcal{K}

$$a = Vt_{O'} = \frac{Vv}{v - V}t_1 \quad (221)$$

koordinátájú pontjában van. Az általa kilőtt válaszlövedék sebessége \mathcal{K} -hoz viszonyítva legyen u . A sebességösszeadás törvénye alapján

$$u = \frac{V - v}{1 - \frac{Vv}{c^2}}, \quad (222)$$

és a válaszlövedék trajektóriája \mathcal{K} -ban

$$x = a + u(t - t_{O'}).$$

Az O -ba érés t_2 pillanatát a

$$0 = a + u(t_2 - t_{O'})$$

egyenlet határozza meg, amelyből

$$t_2 = t_{O'} - \frac{a}{u}.$$

A (220), (221), (222) behelyettesítése és némi átalakítás után kapjuk a végeredményt:

$$t_2 = \frac{1 - \frac{V^2}{c^2}}{\left(1 - \frac{V}{v}\right)^2} \cdot t_1. \clubsuit$$

A kauzalitási paradoxon: Ha v elég nagy, akkor a nevező ≈ 1 és $t_2 < t_1$, tehát a válaszlövedék azelőtt csapódik be O -ba, mielőtt még az a kezdő lövést leadta volna. Ha O' jól célzott, szétlőtte O ágyúját. De akkor O nem lőhetett, O' -nek nem volt mire válaszolni, az ágyúját nem sütötte el, ezért O ágyúja épen maradt, amivel t_1 -ben mégis leadta a lövését O' felé, amire az válaszolt, stb, stb. Mint látjuk, *logikai ellentmondásra* jutottunk, mert ugyanazokat a tényeket állítjuk is, tagadjuk is.

A leírt szituáció analíziséhez vezessünk be jelöléseket az egyes eseményekre. Legyen E_1 és E_2 az O -ban eldördült lövés, ill. a válaszlövés becsapódása, E_v pedig a válaszlövés eldördülése. A \mathcal{K} -ban E_v később történik, mint E_1 , a \mathcal{K}' -ben pedig E_2 később történik, mint E_v .

Ha $v < c$, akkor ezek az eseménypárok időszerűek, és az eseményeknek ez a sorrendje invariáns. Így pl. az E_2 a \mathcal{K} -ban is később történik, mint E_v , és ezért E_2 — amely az E_1 -el időszerű párt alkot, hiszen \mathcal{K} -ban azonos helyen történnek —, bizonyosan E_1 után következik be. Ebben az esetben tehát $t_2 > t_1$.

A helyzet azonban változhat, ha megengedjük, hogy v legyen nagyobb a fénysebességnél. Ekkor az E_1 , E_v , valamint az E_2 , E_v térszerű párok, és ezért lehetséges, hogy \mathcal{K} -ban E_2 időben megelőzze E_v -t annak ellenére, hogy \mathcal{K}' -ben természetesen E_v történik előbb. Ebben az esetben bekövetkezhet a $t_2 < t_1$ kauzalitási paradoxon. Ha pl. $t_1 = 75$ s, $V = c/2$, $v = 8c$, akkor $t_2 = 64$ s $< t_1$.

Amikor ez a helyzet, a (222) alapján számított u sebesség pozitívnak adódik. Ez azonban — a látszat ellenére — nem jelenti azt, hogy a válaszlövedék nem az O felé, hanem éppen az ellenkező irányban halad. Az u előjele ugyanis csak akkor egyezik meg a repülési irány előjelével, ha $dt > 0$. A példánkban azonban a paramétereket úgy választottuk, hogy a lövedék a \mathcal{K} -beli idő szerint előbb ér célba, mint amikor elindult, ezért a mozgása során t csökken, azaz $dt < 0$. Mivel az O x -koordinátája az O' -énél kisebb, a lövedék akkor repül O felé, ha $dx < 0$, azaz, ha $u = \frac{dx}{dt}$ pozitív.

A példa mutatja, hogy ha félynél nagyobb sebességű objektumokat vagy jeleket (*tachionokat*) tudnánk kelteni és észlelni, akkor az ok és az okozat sorrendje nem lenne mindig minden inerciarendszerben ugyanaz, és ez kauzalitási paradoxonokat tenne

lehetővé. A paradoxon abban áll, hogy egy *időszerű* eseménypáron belül (a példában ez az E_1 és az E_2) az ok és az okozat sorrendje felcserélődik. Mint láttuk, ez annak a következménye, hogy a térszerű eseménypárok időbeli sorrendje nem invariáns. A problémát nem lehet azzal elintézni, hogy oknak mindig tekintsük azt az eseményt, amelyik előbb történik, mert az okot és az okozatot (a lövést és a detonációt) nem egyedül az különbözteti meg, hogy melyik történik előbb. Ezért a kauzalitási paradoxonok elkerülésének legegyszerűbb módja a 2. posztulátum elfogadása mindaddig, amíg tachionok létezését nem lehet kísérletekkel bebizonyítani.

2.50. A gyorsulás transzformációja

A \mathcal{K} és a \mathcal{K}' a szokásos. Mozogjon egy tömegpont változó, a \mathcal{K} -ból nézve $v(t)$, a \mathcal{K}' -ből nézve $v'(t')$ sebességgel. A gyorsulás \mathcal{K} -ban $a = \frac{dv(t)}{dt}$, \mathcal{K}' -ben $a' = \frac{dv'(t')}{dt'}$. Keressük a és a' kapcsolatát.

A sebességösszeadás törvénye alapján

$$dv' = d \frac{v - V}{1 - \frac{vV}{c^2}} = \frac{1 - \frac{V^2}{c^2}}{\left(1 - \frac{vV}{c^2}\right)^2} \cdot dv,$$

míg

$$dt' = \frac{dt - \frac{V}{c^2} \cdot dx}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \frac{1 - \frac{Vv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \cdot dt.$$

Mindkét esetben a $df(u) = \frac{df(u)}{du} \cdot du$ ($u = v$ vagy t) képletet használtuk és a deriválásnál figyelembe vettük, hogy V konstans.

A felső egyenletet az alsóval osztva kapjuk a keresett összefüggést:

$$a' = \frac{\left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)^{3/2}}{\left(1 - \frac{vV}{c^2}\right)^3} \cdot a. \quad (223)$$

Látjuk, hogy $a = 0$ -nál a' is zérus. Ennek így is kell lennie, hiszen a 2. követelmény szerint egyenletes egyenesvonalú mozgásnak ugyanilyenbe kell átmennie. A nemrelativisztikus határesetben ($v, V \ll c$) a képletünk $a' = a$ -t ad, ami korrekt, mert a Galilei-transzformációval szemben a gyorsulás invariáns.

2.51. A relativisztikus mozgásegyenlet

A tömegpont relativisztikus mozgásegyenletének eleget kell tennie annak a követelménynek, hogy kis sebességeknél menjen át a Newton-egyenletekbe. Ugyanakkor a Lorentz-transzformációval is összhangban kell lennie. Ezt a két feltételt a legegyszerűbben úgy biztosíthatjuk, hogy mozgásegyenletként a Newton-egyenleteket posztuláljuk *ahhoz a \mathcal{K}' inerciarendszerhez képest, amelyben a tömegpont éppen nyugszik (pillanatnyi nyugalmi rendszer)*, és ennek a transzformáltját tekintjük mozgásegyenletnek \mathcal{K} -ban.

Elegendő lesz, ha az egydimenziós mozgásra korlátozódunk (az erő és a sebesség iránya ugyanaz). Mozogjon a tömegpont az adott pillanatban \mathcal{K} -hoz viszonyítva v sebességgel — mondjuk — x -irányba. Akkor a pillanatnyi nyugalmi rendszer az a \mathcal{K}' inerciarendszer, amely x -irányban v sebességgel mozog. Feltevés szerint \mathcal{K}' -ben a mozgásegyenlet megegyezik a Newton-egyenlettel:

$$ma' = F'.$$

A \mathcal{K} -beli mozgásegyenletet úgy kapjuk, hogy ebben az egyenletben a vesszős mennyiségeket vesszőtlen mennyiségeken keresztül fejezzük ki a Lorentz-transzformáció segítségével.

Amikor a tömegpont v sebessége és a \mathcal{K}' -rendszer V sebessége azonos irányú, az a és az a' közötti kapcsolatot (223) határozza meg. Abban a speciális esetben, amikor \mathcal{K}' a pillanatnyi nyugalmi rendszer, az egyenletbe $V = v$ helyettesítendő, tehát

$$a' = \frac{1}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \cdot a,$$

ami átalakítható így:

$$a' = \frac{1}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \cdot \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt} \frac{v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

A \mathcal{K} -ban érvényes mozgásegyenlet tehát a newtoni

$$\dot{p} = F \tag{224}$$

alakban írható, amelyben azonban az impulzus nem a megszokott mv szorzat, hanem a

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \tag{225}$$

kifejezés, F pedig a \mathcal{K} -beli adatokon keresztül kifejezett F' erő. Amikor $v \ll c$, visszakapjuk az impulzus megszokott $p = mv$ képletét.

A legfontosabb esetben, amikor a tömegpont töltött és az erő a Lorentz-erő, az F felírása a \mathcal{K} -beli adatokon keresztül nagyon egyszerű. A Lorentz-erőt ugyanis minden inerciarendszerben ugyanaz a jól ismert formula fejezi ki, hacsak \vec{E} -n és \vec{H} -n — természetesen módon —, az *adott* inerciarendszerben érvényes tereket értjük³⁶. Így speciálisan x -irányú elektromos térben egy q töltésű tömegpont relativisztikus mozgásegyenlete a következő:

$$\frac{d}{dt} \frac{mv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = qE(x), \quad (226)$$

amelyben természetesen $v = \frac{dx}{dt}$.

Ez az egyenlet a Newton-egyenlettől a nevezőbeli négyzetgyökökben különbözik. Ha ezt a négyzetgyököt a tömeg részének tekintjük, akkor azt mondhatjuk, hogy az egyenlet egy olyan ponttöltés mozgását írja le, amelynek tehetetlen tömege a sebesség növekedtével nő. Ennek négyzetgyöknek az a következménye, hogy ugyanaz az erő annál kevésbé gyorsít, minél nagyobb a sebesség, és a ponttöltés sebessége legfeljebb megközelítheti c -t, de soha el nem érheti.

79.Feladat: x -irányú $E = konst$ elektromos térben q töltésű tömegpont mozog. Határozzuk meg a mozgás trajektóriáját.

Megoldás:

$$\frac{d}{dt} \frac{mv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = qE$$

$$\frac{mv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = qEt$$

$$v = \frac{\frac{qE}{m}t}{\sqrt{1 + \left(\frac{qE}{mc}t\right)^2}}.$$

Látjuk, hogy $t \rightarrow \infty$ -nél $v \rightarrow c$.

Az utolsó egyenletet könnyű újra integrálni t -szerint. Az integrációs állandót válasszuk úgy, hogy $t = 0$ -nál legyen $x = 0$:

³⁶Később látni fogjuk, hogy — a legtöbb fizikai mennyiséghez hasonlóan —, a terek is változnak, amikor egyik inerciarendszerről egy másikra térünk át.

$$x = \frac{mc^2}{qE} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{qE}{mc} t \right)^2} - 1 \right].$$

Amikor t olyan kicsi, hogy $\left(\frac{qE}{mc} t \right)^2 \ll 1$, ez a megoldás az $x = \frac{qE}{2m} t^2$ korrekt newtoni alakba megy át.♣

2.52. Az energia

Szorozzuk meg a (224) mindkét oldalát v -vel. A jobboldalon az erőt kifejezhetjük az U potenciális energia negatív deriváltjaként, ezért

$$vF = -\frac{dU}{dx} \cdot \frac{dx}{dt} = -\frac{dU}{dt}.$$

A baloldalon

$$v\dot{p} = v \cdot \frac{d}{dt} \frac{mv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{mv}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \cdot \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt} \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

$$d \left[\frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} + U \right] = 0.$$

azaz

$$W \equiv \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} + U = \text{konstans}.$$

Ez a képlet fejezi ki a W energiát és az energiamegmaradás tételét a relativisztikus mechanikában.

A W -ben potenciális energia ugyanaz, mint a newtoni mechanikában, a kinetikus energiának megfelelő tag azonban tökéletesen új. Ennek a tagnak a tanulmányozása érdekében korlátozódjunk a szabad mozgásra, amikor

$$W = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (U = 0). \quad (227)$$

A $v \ll c$ határesetben

$$W \approx mc^2 + \frac{mv^2}{2}.$$

Az impulzussal ellentétben a szabad mozgás energiája kis sebességeknél nem adja vissza a newtoni mozgási energiát. Megjelenik egy váratlan tag, amely azt fejezi ki, hogy a test tömegében hatalmas, mc^2 mennyiségű energia van tárolva.

A nyugvó m tömegű test energiája tehát mc^2 -el egyenlő. Jelenti-e ez azt, hogy amikor a test energiáját megnöveljük ΔW -vel úgy, hogy közben nyugalomban marad (pl. melegítjük), a tömege $\Delta W/c^2$ -el megnő? Einstein különböző gondolat-kísérletek alapján arra a következtetésre jutott, hogy valóban ez a helyzet. Az egyik gondolat-kísérlet a következő volt:

Tekintsünk egy m tömegű testet, amely egy \mathcal{K} inerciarendszerhez rögzített Descartes-rendszer origójában nyugszik. A $+z$ és a $-z$ tengely irányából egy-egy tökéletesen egyforma fényimpulzus (hullámcsomag) esik a testre, amelyeket a test teljes egészükben elnyel. A hullámcsomagok energiája W , impulzusuk $\vec{G} = (0, 0, \pm G)$. A két mennyiség között fennáll a $W = cG$ reláció (ld. az 56.feladatot).

A hullámcsomagok abszorpciója következtében a test energiája $\Delta W = 2W$ -vel nő, de \vec{p} impulzusa nem változik: a test az abszorpció előtt és után egyaránt nyugalomban van és impulzusa végig $\vec{p} = 0$.

Szemléljük most *ugyanazt a folyamatot* egy olyan \mathcal{K}' inerciarendszerből, amely \mathcal{K} -hoz képest a $-x$ tengely irányába mozog tetszőlegesen kis V sebességgel. Mivel a hullámcsomagok sebessége c , x -irányú impulzuskomponensük \mathcal{K}' -ben $V \ll c$ -nél $+\frac{V}{c}G$ -vel egyenlő.

A gondolatmenet lényeges pontja, hogy az objektum \mathcal{K}' -beli sebessége az abszorpció előtt és után egyaránt V nagyságú és $+x$ irányú. Ez egyenes következménye annak, hogy az objektum az egész folyamat során végig nyugszik \mathcal{K} -ban. Az impulzusa azonban az abszorpció következtében $+x$ irányban $\Delta p' = 2\frac{V}{c}G$ -vel megnő, ami csak úgy lehetséges, hogy az m tömeg $\Delta m = \frac{2G}{c}$ növekményt kap. A \mathcal{K}' -ben ugyanis — a V kicsisége miatt —, a test impulzusa tömeg \times sebesség alakú, tehát $\Delta p' = \Delta m \cdot V$. A G -t helyettesíthetjük $\frac{1}{c}W$ -vel, ahonnan $\Delta m = \frac{2W}{c^2}$; ennyivel nő az objektum tömege a fényimpulzusok elnyelése következtében. De — mint már tudjuk —, $2W$ a \mathcal{K} -beli energia ΔW megnövekedésével egyenlő. A tömeg és az energia megnövekedése tehát arányos egymással és az arányossági tényező a fénysebesség négyzete.

A tömeg-energia ekvivalencia arra vezet, hogy a kötési energiát tömegméréssel (súlyméréssel) is meg tudjuk határozni. Emlékeztetünk rá, hogy pl. egy két tömegpontból összetett kötött rendszer kötési energiáján azt a *minimális* ΔW_k energiát értjük, amit be kell fektetni ahhoz, hogy a rendszert a két összetevőjére bontsuk fel: ez az az energia, amelynek hatására a kötött rendszer két egymástól távol *nyugvó* összetevőre szakad szét. A ΔW_k energia befektetésekor azonban a rendszer tömegét $\Delta W_k/c^2$ -el növeljük meg, így válik a rendszer tömege egyenlővé a szabad összetevők tömegeinek az összegével. De akkor a kötött rendszer tömege ugyanennyivel *kevesebb*, mint a két szabad összetevő tömegének az összege (*tömegdefektus*):

$$m_{\text{kötött rendszer}} = m_{1.\text{összetevő}} + m_{2.\text{összetevő}} - \frac{\Delta W_k}{c^2}.$$

Ez a következtetés élesen ellentmond a newtoni mechanika felfogásának, amely szerint egy összetett rendszer tömege az összetevők tömegeinek az összegével egyenlő.

A kémiai kötésnél fellépő kötési energiák túl kicsik ahhoz, hogy a tömeget észrevehetően megváltoztassák — ezért nem derült ki már régen *tapasztalati alapon*, hogy a newtoni mechanikában használt energia-képletből hiányzik egy fontos tag. Ezek a tagok ugyanis hiába nagyok, csak a megváltozásuk észlelhető. Az atommagokban azonban a neutronok és a protonok kötési energiája nagyságrendileg a kémiai kötés milliószorosa. Amikor a magfizika vizsgálni kezdte a magerőket, a relativitáselmélet már létezett, és a kötés nagyságát éppen az atomsúlyok alapján lehetett először megbecsülni.

A kémiai és a nukleáris energia egyaránt a kötési energiából származik: amikor olyan kémiai vagy nukleáris átalakulás történik, amelynek a során a kötési energia nő, az energiakülönbség alkalmas berendezés segítségével kinyerhető. Mivel a kötési energia a tömegdefektussal arányos, azt is mondhatjuk, hogy a tömegben rejlő energia az, amit felszabadítunk. Ez a kémiai energiára is érvényes, de a tömegdefektus csak az atommagokban elég nagy ahhoz, hogy súlyméréssel is észlelhető legyen.

A relativisztikus mechanika képletei lehetővé teszik, hogy az energia- és impulzusmegmaradás törvényének a felhasználásával olyan feladatokat is analizáljunk, amelyekben különböző tömegű objektumok — atommagok és elemi részecskék — alakulnak át egymásba. Az ilyen feladatoknál előnyösebb, ha az energiát a sebesség helyett az impulzuson keresztül fejezzük ki. A (225) és a (227) segítségével könnyen belátható, hogy a keresett formula a következő:

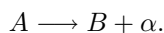
$$W = c\sqrt{p^2 + m^2c^2} \quad (U = 0). \quad (228)$$

Amikor $p \ll mc$, ez a képlet a

$$W \approx mc^2 + \frac{p^2}{2m}$$

relációra vezet, ami a tömegben tárolt energiának és a newtoni kinetikus energia impulzust tartalmazó alakjának az összege.

Tekintsük most az alfa-bomlás folyamatát, amelyben egy nyugvó A atommag bomlik el egy B atommagra és egy α -részecskére:



A tömegek legyenek m_A, m_B, m_α . Az impulzusmegmaradást a $\vec{p}_B + \vec{p}_\alpha = 0$ egyenlet fejezi ki, amelyből következik az impulzusok abszolút értékeinek az egyenlősége:

$$p_B = p_\alpha.$$

A bomlás előtt az energia a nyugvó A -atommag energiájával, $m_A c^2$ -el egyenlő. A bomlás után, mikor a bomlástermékek már olyan messze vannak egymástól, hogy Coulomb-kölcsönhatásuk elhanyagolható, az energia a szabad B -mag és a szabad α -részecske energiáinak az összege. Az energiamegmaradás tétele tehát:

$$m_A c^2 = c\sqrt{p_B^2 + m_B^2 c^2} + c\sqrt{p_\alpha^2 + m_\alpha^2 c^2}.$$

A két egyenletből a két impulzus meghatározható, az impulzusokból kiszámíthatjuk a W_B és a W_α energiákat, végül a

$$v = \frac{c^2 p}{W} \quad (229)$$

képlet segítségével, amely (225) és (227) direkt következménye, megkaphatjuk a sebességek nagyságát.

2.53. Nulla tömegű részecskék

A newtoni világképben nincs helye olyan objektumoknak, amelyeknek véges energiája és impulzusa van és a tömegük zérus: a $K = \frac{p^2}{2m}$ képlet szerint ilyen tárgyak nem létezhetnek. A relativitáselméletbe azonban a legtermészetesebb módon illenek bele a nulla tömegű részecskék.

A (228), (229) relativisztikus képletek ugyanis minden további nélkül alkalmazhatók $m = 0$ esetében is:

$$\begin{aligned} W &= cp \\ v &= c. \end{aligned} \quad (230)$$

Egy zérus tömegű részecske tehát mindig fénysebességgel mozog, és energiája az impulzusának c -szeresével egyezik meg.

2.54. Az energia és az impulzus transzformációja

Legyen egy m tömegű objektum energiája és impulzusa \mathcal{K} -ban W és \vec{p} . Milyen W' és \vec{p}' energiát és impulzust tapasztal a \mathcal{K} -hoz képest \vec{V} sebességgel mozgó \mathcal{K}' megfigyelő?

Abból indulunk ki, hogy a tömeg a megfigyelő mozgásától független állandó (relativisztikus invariáns), tehát (228) alapján

$$W^2 - c^2 p_x^2 - c^2 p_y^2 - c^2 p_z^2 = W'^2 - c^2 p_x'^2 - c^2 p_y'^2 - c^2 p_z'^2,$$

vagyis az

$$\frac{1}{c^2} W^2 - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2 \quad (231)$$

kvadratikus kombináció minden vonatkoztatási rendszerben ugyanaz a szám. A (231) strukturális megegyezése a (218)-beli négyestávolságnégyzet invariánssal nyilvánvaló. A négyestávolságnégyzet invarianciája a (206) Lorentz-transzformációból következik és ez plauzibilissé teszi, hogy az energiát és az impulzust is a Lorentz-transzformáció segítségével számíthatjuk át egyik inerciarendszertől a másikba³⁷, hacsak végrehajtjuk (206)-ban a

$$\Delta t \rightarrow \frac{1}{c^2}W \quad \Delta x \rightarrow p_x \quad \Delta y \rightarrow p_y \quad \Delta z \rightarrow p_z$$

helyettesítéseket:

$$\left. \begin{aligned} W' &= \frac{W - Vp_x}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \\ p'_x &= \frac{p_x - \frac{V}{c^2}W}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \\ p'_y &= p_y \\ p'_z &= p_z. \end{aligned} \right\} \quad (232)$$

80.Feladat: Egy nulla tömegű részecske energiája \mathcal{K} -ban legyen W . Határozzuk meg W' energiáját abban a \mathcal{K}' vonatkoztatási rendszerben, amely V sebességgel mozog a részecskével szemben.

Megoldás: A részecske mozogjon \mathcal{K} -ban az x tengely mentén negatív irányban. Impulzusa ekkor a következő:

$$\vec{p} = (-p, 0, 0) = (-W/c, 0, 0).$$

A (232) első egyenletéből ezért

$$W' = \frac{1 + \frac{V}{c}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \cdot W = \sqrt{\frac{1 + \frac{V}{c}}{1 - \frac{V}{c}}} \cdot W. \clubsuit \quad (233)$$

A (233) transzformációs törvény szerint egy nulla tömegű részecske energiáját annál nagyobbak látjuk, minél gyorsabban mozgunk vele szembe. Vajon mi okozhatja ezt az energianövekedést, mikor a részecske sebessége \mathcal{K} -ban is, \mathcal{K}' -ben is ugyanaz?

³⁷Ha valaki kételkedne, a (227), (225), valamint a sebességösszeadás törvénye alapján ellenőrizheti, hogy korrekt transzformációs törvényre jutunk.

Mi az, ami egy mindenképp c -sebességgel mozgó objektumban változik, amikor különböző inerciarendszerekből figyeljük meg?

A magyarázathoz a (233)-t és a (216)-t kell összevetnünk, amiből az derül ki, hogy *a nulla tömegű részecske energiája ugyanolyan törvény szerint transzformálódik, mint egy c fázissebességű hullám frekvenciája*. Ezért ha egy nulla tömegű részecskének van *frekvenciája*, ez lehet az a tulajdonsága, ami az energiáját meghatározza: az egyik inerciarendszerből a másikba történő áttérésnél ugyanis a W és a ν ugyanazzal a tényezővel szorozódik meg, ezért *arányuk* minden inerciarendszerben ugyanaz (invariáns).

Nagy kérdés, hogy a Természet *él-e* ezzel a relativitáselmélet adta lehetőséggel? Igen, él vele, a tapasztalat szerint a fény részecskeszerű kvantumokból, fotonokból áll, amelyek — mivel fénysebességgel mozognak —, nulla tömegűek és az energiájuk szigorúan arányos a frekvenciájukkal:

$$W = h\nu = \hbar\omega. \quad (234)$$

A h , vagy a manapság szívesebben használt $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ *univerzális* konstans a *Planck-állandó*.

A (230) következtében hasonló képlet áll fenn a foton impulzusa a hullámvektor között:

$$\vec{p} = \hbar\vec{k}. \quad (235)$$

A (230) képlet az 57.példában tárgyalt hullámcsomagokra is érvényes ($G \equiv p$), ezért egy hullámcsomagra is igaz, hogy energiájának és frekvenciájának az aránya minden inerciarendszerben ugyanaz a szám. A Maxwell-féle elektrodinamikában azonban ez az arányossági tényező tetszőleges lehet, hullámcsomagról hullámcsomagra változhat, egyáltalán nem kell univerzális állandónak lennie, hiszen nem a frekvencia, hanem az \mathcal{E} amplitúdó az, ami a csomag energiáját meghatározza (ld. a 48.feladatot). Ezért az a tény, hogy az egyes atomok által kibocsátott fényimpulzusok — a fotonok — energiáját a *frekvenciájuk* határozza meg a $W = h\nu$ képlet szerint, tökéletesen idegen a Maxwell-féle elektrodinamikától, de a klasszikus fizika egészétől is, és a fizika egy új felfogásának, a kvantumfizikának vetette meg az alapját.

2.55. A frekvencia, a hullámvektor és a fázis transzformációja

A címben felsorolt mennyiségek közül a frekvenciának a transzformációs törvényéről már volt szó, legalább is fényhullámok esetében (Doppler effektus, 74.feladat). Gondoljuk át újra ezt a feladatot a következő változtatásokkal:

a) Ne korlátozódjunk fényhullámra, engedjük meg, hogy a fázissebesség tetszőleges v lehessen.

b) Az O' az x -tengely mentén mozogjon a megszokott módon pozitív irányban (a 67.feladatban ellenkező irányban mozgott).

c) A ν helyett dolgozzunk ω -val.

A (215)-ben ennek megfelelően el kell végezni a $c \rightarrow v$, $V \rightarrow -V$ helyettesítést, ezért a (216) relativisztikus képletek így módosulnak:

$$\left. \begin{aligned} T' &= T \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} = T \frac{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{1 - \frac{V}{v}} \\ \omega' &= \omega \frac{1 - \frac{V}{v}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \end{aligned} \right\} \text{(relativisztikus)}. \quad (236)$$

A 2.27 fejezet szerint azonban $\frac{\omega}{v} = k$, ezért az utolsó képlet az

$$\omega' = \frac{\omega - Vk}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \quad (237)$$

alakban is írható.

De mekkora lesz a hullámvektor nagysága \mathcal{K}' -ben? Nyilván $k' = \frac{\omega'}{v'}$, amelyben ω' -t (236)-ból (vagy (237)-ből) vehetjük, v' -t pedig a sebességösszeadás törvénye alapján kell kiszámítanunk:

$$\begin{aligned} k' &= \frac{\omega'}{v'} = \frac{\omega \left(1 - \frac{V}{v}\right)}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \cdot \frac{1 - \frac{vV}{c^2}}{v - V} = \\ &= \frac{\omega}{v} \cdot \frac{1 - \frac{vV}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \frac{\frac{\omega}{v} - \frac{V}{c^2}\omega}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \frac{k - \frac{V}{c^2}\omega}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}. \end{aligned}$$

Ez a képlet a (237)-tel együtt mutatja, hogy az ω , k párt a W , p_x párhoz hasonló recept szerint kell átszámítani a \mathcal{K} -ból a \mathcal{K}' -be. Ha figyelembe vesszük, hogy k a

hullámvektor x -komponense, a transzformációs törvényt így írhatjuk fel:

$$\left. \begin{aligned} \omega' &= \frac{\omega - V \cdot k_x}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \\ k'_x &= \frac{k_x - \frac{V}{c^2} \omega}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \\ k'_y &= k_y \\ k'_z &= k_z. \end{aligned} \right\} \quad (238)$$

81.Feladat: Igazoljuk, hogy a $\varphi = \vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t$ fázis Lorentz invariáns.

Igazolás: Ha a

$$\varphi' = k'_x \cdot x' + k'_y \cdot y' + k'_z \cdot z' - \omega' \cdot t'$$

kifejezésben a vesszős mennyiségeket vesszőtleneken keresztül fejezzük ki, a

$$k_x \cdot x + k_y \cdot y + k_z \cdot z - \omega \cdot t = \varphi$$

kifejezésre jutunk, tehát $\varphi' = \varphi$. ♣

Azt találtuk, hogy a $\mathcal{K} \rightarrow \mathcal{K}'$ átmenetnél az energiából és az impulzusból álló 4-komponensű mennyiség, valamint a körfrekvenciából és a hullámvektorból álló 4-komponensű mennyiség egy és ugyanazon törvény szerint transzformálódik.³⁸ Ez az egybeesés megengedi, hogy a (234) és a (235) összefüggés fennállhasson *minden* részecskére (elektronra, protonra, neutronra, sőt egy futballabdára is), ne csak olyanokra, amelyek nulla tömegűek. De míg a foton esetében valójában az a természetes, hogy rendelkezik frekvenciával — hiszen az elektromágneses *hullámok* kvantumja —, és az a váratlan, hogy *részecske*, addig például az elektronnál semmi okot sem látunk arra, hogy bármiféle hullámjelenséggel hozzuk kapcsolatba. Enélkül pedig nyilván nincs sok értelme arról beszélni, hogy egy W energiájú elektron „körfrekvenciája” W/\hbar -val egyenlő (speciálisan nyugvó elektronnál ez a körfrekvencia mc^2/\hbar), „hullámvektora” pedig \vec{p}/\hbar .

A Természet azonban ebben az általánosabb esetben is él a részecske-hullám megfeleltetés relativitáselmélet által nyújtott lehetőségével: a kvantumelméletben látni fogjuk, hogy a részecskék mozgását *hullámfüggvény* segítségével lehet a tapasztalatnak megfelelő módon leírni, amely azonban nem *erőtér*, mint az elektromágneses mező, hanem valószínűségi természetű.

³⁸Az ilyen 4-komponensű mennyiségeket nevezik *négyesvektornak*. Az események ct , x , y , z (c -szeres) időpontja és koordinátái is négyesvektort alkotnak.

2.56. Az elektromágneses mező transzformációja

Mozogjon megint a \mathcal{K}' inerciarendszer \mathcal{K} -hoz képest V sebességgel a közös x -tengely mentén. Tegyük fel, hogy a \mathcal{K} -beli megfigyelő \vec{H} homogén mágneses mezőt észlel, amely az x -iránnyal valamilyen nemnulla szöveget zár be.

A \mathcal{K}' -beli megfigyelő nem pontosan ugyanazt fogja tapasztalni. Ezt a következő gondolatmenettel lehet belátni: Nyugodjon egy q töltés \mathcal{K} -ban. Ez egy lehetséges állapot, hiszen \mathcal{K} -ban nincs elektromos mező, ami a töltést gyorsítani kezdené. A \mathcal{K}' -beli megfigyelő tehát azt látja, hogy a töltés a negatív x -tengely irányában mozog egyenletes V sebességgel. De akkor neki a mágneses mező mellett elektromos mezőt is kell észlelnie, éspedig olyan konfigurációban, hogy a $\vec{V} = (-V, 0, 0)$ sebességgel mozgó töltésre ható Lorentz-erőben a mágneses mező járulékát az elektromos mező Coulomb-erőhatása éppen kompenzálja.

Ennek a gondolatmenetnek az alapján várható, hogy a mezők általában változni fognak, amikor egyik inerciarendszerről egy másikra térünk át. A relativitáselmélet szerint a mezők transzformációs törvénye a következő:

$$\left. \begin{aligned} E_{x'} &= E_x; & E_{y'} &= \frac{E_y - VB_z}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}; & E_{z'} &= \frac{E_z + VB_y}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \\ B_{x'} &= B_x; & B_{y'} &= \frac{B_y + \frac{V}{c^2}E_z}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}; & B_{z'} &= \frac{B_z - \frac{V}{c^2}E_y}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \end{aligned} \right\} \quad (239)$$

A legfőbb érv emellett a transzformációs törvény mellett az, hogy ha a \mathcal{K} -ban a vesszőtlen koordináták segítségével felírt Maxwell-egyenletekben egyrészt a Lorentz-transzformáció segítségével a vesszőtlen koordinátákat vesszős koordinátákra cseréljük fel, másrészt a térmennyiségeket a (239) inverze alapján vesszős komponensű térmennyiségekkel helyettesítjük, akkor a két változtatás pontosan kompenzálja egymást, és a Maxwell-egyenletek alakja \mathcal{K} -ben ugyanolyan lesz, mint amilyen \mathcal{K} -ban volt.

Ez a tulajdonság fejezi ki matematikailag azt, hogy az elektrodinamika törvényei minden inerciarendszerben változatlan formában érvényesek. Ez a kijelentés nem más, mint az 1. posztulátum (az elektrodinamikára alkalmazva), amit a relativitáselmélet tárgyalásának a kiindulópontjába állítottunk. Valójában azonban eddig az 1. posztulátumnak csak egy speciális aspektusát használtuk ki, azt, hogy a fénysebesség legyen minden inerciarendszerben ugyanaz. Csak most, a Maxwell-egyenletek invarianciájának a megállapítása után lehetünk biztosak abban, hogy az első posztulátum az elektrodinamika egészére teljesül.