AZ ELEKTROMOS KÖLCSÖNHATÁS A SPECIÁLIS RELATIVITÁSELMÉLET SZEMSZÖGÉBŐL

Vető Balázs
ELTE TTK Anyagfizikai Tanszék

Ha eltekintünk a mozgó töltések mágneses kölcsönhatásától és a mozgó töltések Coulomb-kölcsönhatását a speciális relativitáselmélet keretében írjuk le, akkor arra a megállapításra jutunk, hogy a Coulomb-kölcsönhatás nem Lorentz-invariáns jelenség. Ez azt jelenti, hogy két különböző inerciarendszerben elhelyezett megfigyelő más eredménnyel írja le ugyanazt a természeti jelenséget. A Coulomb-kölcsönhatás csak a Lorentz-erővel együtt tesz eleget a speciális relativitáselmélet „előírásainak”. A Coulomb- és a Lorentz-erőnek itt bemutatott tulajdonsága azoknak, a speciális relativitáselméletben gyökerező, mélyebb kapcsolatára utal. A speciális relativitáselmélet szerint az elektromos és a mágneses kölcsönhatás egyazon jelenség két eleme; a mágnesség a Coulomb-kölcsönhatás elválaszthatatlan része, mintegy „relativisztikus járuléka”.

Bevezető gondolatok

Vajon hogyan ismerte volna meg a tudomány a mágneses kölcsönhatást, ha a természet nem alkotott volna ferromágneses anyagokat? A ferromágneses fémkristályok speciális anyagszerkezeti tulajdonságuknak köszönhetően olyan intenzív mágnességet mutatnak, hogy már az ókori görögök is felfedezték a magnetit nevű vasérc mágneses tulajdonságát. Ez a vasércfajta magához vonzza a kisebb vasból készült testeket, illetve vonzza, vagy taszítja a másik magnetitdarabot – innen a jelenség elnevezése.

Ha nem léteznének a természetben ferromágneses anyagok, akkor nem készült volna iránytű a 15. század hajósai számára, és *Oersted* mágnestűje sem fordult volna el az áramjárta vezető közelében 1820-ban. Ha – Oersted a mágnesség és elektromosság kapcsolatát bizonyító kísérlete hiányában – a természettudomány nem vette volna észre két áramjárta vezető közti mágneses kölcsönhatást, valószínűleg *Faraday* sem fedezi fel az elektromágneses indukció jelenségét, és az 1860-as években nem készült volna dinamó és elektromos motor. Nehéz elképzelni, hogyan alakult volna az elektromosság tudománya, például az elektromágneses hullámok felfedezése, a mágnesség ismerete és a Maxwell-egyenletek nélkül. A tudomány – minden bizonnyal – a mágnesség ismerete nélkül is felfedezte volna a relativitás elvét. A Maxwell-féle elmélet hiányában, például a negatív eredménnyel zárult Michelson–Morley interferenciakísérlet is lehetőséget kínált volna a speciális relativitáselmélet felismerésére. A speciális relativitáselmélet pedig natív módon kapcsolja a mágnességet a Coulomb-kölcsönhatáshoz, esélyt adva a mágneses kölcsönhatás elméleti felfedezésére.

L. Page 1912-ben, hét évvel a speciális relativitáselmélet megjelenése után, megállapította, hogy az elektrodinamika alapvető egyenletei levezethetők az elektrosztatika törvényei és a relativitáselmélet alapján. Ez a felismerés akkoriban jelentősen megerősítette a támadások kereszttüzében álló relativitáselmélet hitelét.

Az alábbiakban egyszerű példán ismertetem, hogy a Gauss-tétel és a speciális relativitáselmélet érvényességéből levezethető a mágneses kölcsönhatás léte, mint a Coulomb-kölcsönhatás „relativisztikus járuléka”. A mágneses kölcsönhatás tehát, mint a relativitáselmélet következménye, elméleti módon is kimutatható.

A példa bemutatása előtt szükséges áttekinteni az elektromos kölcsönhatás relativisztikus leírásának alapjait, mert ezeket fel kell használni a mágneses kölcsönhatás kimutatása során.

A Coulomb-kölcsönhatás relativisztikus leírásának módszere

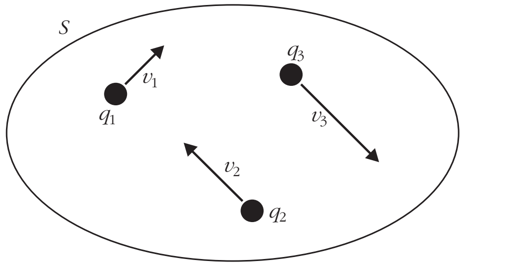
A jelenség leírását az alábbi posztulátumokra építjük:

- Elfogadjuk a speciális relativitáselmélet érvényét, amely kimondja az inerciarendszerek egyenértékűségét; az egymáshoz képest egyenletes sebességgel mozgó (inercia) vonatkoztatási rendszerekben a fizikai jelenségek azonos törvények szerint játszódnak le.
- Érvényes a két pontszerű töltés kölcsönhatását leíró Coulomb-törvény és az elektrosztatikából ismert szuperpozíció elve.
- A mágnesség jelenségét nem ismerjük.
- Elfogadjuk a tapasztalati tényt, hogy a Gauss-tétel egy zárt felületen belül nem csak a nyugvó, hanem az ott egyenletesen mozgó töltésekre is igaz.
- A kölcsönhatás leírása során használni kell a relativisztikus dinamika törvényeit, a Lorentz-transzformációt.

Gauss-tétel mozgó töltések esetén

A 20. században mérések sora egyre nagyobb pontossággal igazolta, hogy az elektromos töltés Lorentz-invariáns, vagyis a mozgó elektromos töltés mérőszáma megegyezik annak nyugalmi mérőszámával.

A töltésinvarianciát alkalmazva az *1. ábrá*n látható elrendezésen, az S zárt felületre vonatkozó Gauss-tétel a zárt felületen belül egyenletes, $\boldsymbol{v}_i$ sebességgel mozgó q_i töltésekre is igaz, mivel a „töltésekből kiinduló erővonalak száma” nem függ a töltések sebességétől.



1. ábra. Zárt felületen belül mozgó töltések Gauss-tétele

$$\oint_S E \cdot d\boldsymbol{A} = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_i q_i .$$

A Gauss-tétel mozgó töltésekre vonatkozó érvényessége azt is jelenti, hogy egy vonatkoztatási rendszerben akár nyugvó, akár egyenletesen mozgó, azonos töltéseket magában foglaló zárt felületre felírt felületi integrál ugyanazt az eredményt adja.

A *2. ábrá*n *S,* illetve *S′* a *K* inerciarendszerben felvett zárt felületek, *S* nyugvó és *S′* állandó $\boldsymbol{v}$ sebességgel mozog *S*-hez képest, a rájuk felírt Gauss-tétel azonos eredményt ad.

Az elektromos töltések Lorentz-invarianciájából következik, hogy ha *K′* az *S′* felület saját rendszere, akkor az *S* és *S′* felületekre a *K′* rendszerben felírt integrálok is azonos eredményt adnak. Az azonosság annak ellenére fennáll, hogy ha *K′*-ben nyugvó megfigyelő ábrázolná az *S* és *S′* felülteteket, akkor a *2. ábrá*hoz képest – amely *K*-hoz rögzített fényképezőgéppel készült – *S′* kicsit megnyúlna, *S* pedig összehúzódna a sebességvektor egyenese mentén. A két zárt felület felszínének mérőszáma eltérő a *K* és *K′* rendszerekben, de az integrálok értékét ez nem befolyásolja! Ennek alapján a Gauss-tételt tetszőleges inerciarendszerben használhatjuk az elektromos tér meghatározására, azaz

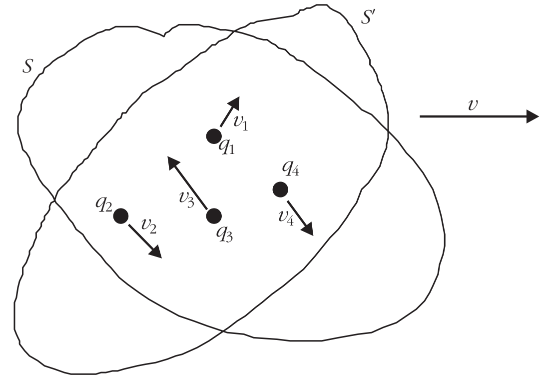
$$\oint_S \boldsymbol{E} \cdot d\boldsymbol{A} = \oint_{S'} \boldsymbol{E}' \cdot d\boldsymbol{A}' = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_i q_i .$$

Mozgó töltés elektromos tere

Vizsgáljuk meg egy töltött síkkondenzátor homogén elektromos terét két különböző inerciarendszerből nézve. Tekintsük a *3. ábrá*t! A kondenzátorhoz vegyünk fel egy együttmozgó *K* vonatkoztatási rendszert! A feltöltött kondenzátor téglalap alakú, *a* és *b* élhosszúságú fegyverzetein ellentétes előjelű, azonos, η felületi töltéssűrűséggel helyezkedik el töltés. A kondenzátor töltése $Q = a \cdot b \cdot \eta$.

A kondenzátorfegyverzetek oldalai az *x,* illetve az *y* tengellyel legyenek párhuzamosak, így a *z* tengely merőleges a fegyverzetek síkjára!

Vegyünk fel továbbá egy *K′* vonatkoztatási rendszert, amelynek tengelyei párhuzamosak a *K* rendszer tengelyeivel és a *K′*, *K*-hoz képest *v* sebességgel mozog az *x* tengely mentén pozitív irányban.



2. ábra. Két relatíve mozgó, zárt felület ugyanazt a Gauss-integrált eredményezi

A *K* laboratóriumi rendszerben a kondenzátoron kívül az elektromos térerősség zérus, a kondenzátorlemezek között kialakult $\boldsymbol{E}$ elektromos tér *z* irányú és homogén. *E* mérőszámának meghatározásához alkalmazzuk a Gauss-tételt! Zárt felületnek vegyünk fel egy *S* egyenes hasábot, amelynek alaplapjai párhuzamosak a kondenzátor fegyverzeteivel és a hasáb tartalmazza az alsó fegyverzetet. A Gauss-integrál ebben az esetben csak a fegyverzet felülete fölött ad járulékot:

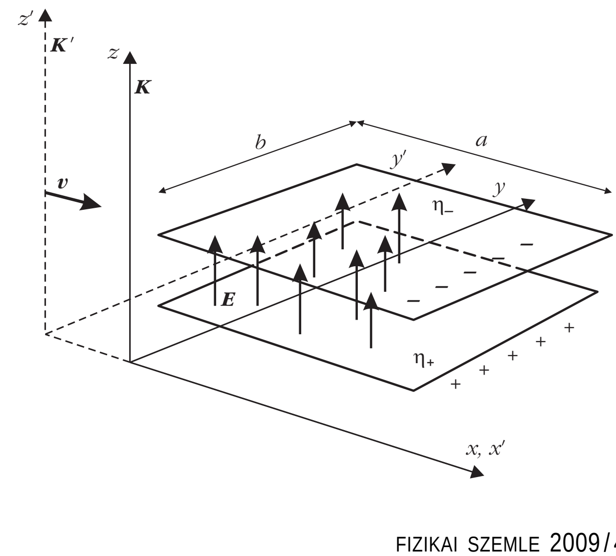
$$E \cdot a\, b = \frac{Q}{\varepsilon_0} .$$

Ha bevezetjük az $\eta = Q/ab$ felületi töltéssűrűséget, akkor $E = \eta/\varepsilon_0$.

Nézzük meg, mit tapasztal az $\boldsymbol{E}$ térre merőleges irányban mozgó, *K′*-beli megfigyelő! *K′*-ből nézve az *S* hasáb mozog, de ettől még alkalmazhatjuk rá a Gauss-tételt. Mivel *K′*-ben rendszerben a kondenzátor az *x′* tengely mentén $-\boldsymbol{v}$ sebességgel mozog, az *a, b* oldalú téglalap *x′* tengellyel párhuzamos, *a* oldala kontrakciót szenved, és *K′*-beli hossza

$$a' = a \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

3. ábra. Töltött síkkondenzátor elektromos tere a *K* és *K′* vonatkoztatási rendszerekből



értéket vesz fel. Mivel a kondenzátorlemezeken lévő töltés mennyisége invariáns, és a kondenzátorlemezek területe K'-ben kisebb, mint K-ban – ezért a K'-ben ugyanaz a töltés kisebb felületen oszlik el. A K'-beli töltéssűrűség;

$$\eta' = \frac{\eta}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}},$$

tehát nagyobb, mint a K rendszerben mérhető. A továbbiakban alkalmazzuk a

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}$$

jelölést. A K'-beli elektromos térerősség – a Gauss-tétel alapján – tehát;

$$E_\perp' = \frac{\eta'}{\varepsilon_0} = \gamma \, E_\perp.$$

A $\perp$ jel arra utal, hogy a vizsgált elektromos tér iránya merőleges a $\boldsymbol{v}$ sebességre. Mivel $\gamma > 1$, a K'-ben erősebb elektromos teret tapasztalunk, mint a K-ban,

$$E_\perp' > E_\perp.$$

Ha a K' rendszer a z tengely mentén mozog K rendszerhez képest, akkor az elektromos tér és a sebesség vektorai párhuzamosak. Ebben az esetben a kondenzátorfegyverzetek a és b oldalai merőlegesek a sebesség irányára. A sebességre merőleges oldalak nem szenvednek Lorentz-kontrakciót. Ennek következtében mind a K és K'-beli töltéssűrűség, mind az elektromos térerősség megegyezik. Vagyis;

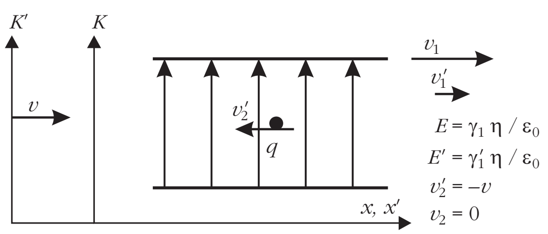
$$E_\parallel = E_\parallel'.$$

Általában elmondható, ha K egy q elektromos töltés, vagy töltésrendszer sajátrendszere, és a q töltés terét K-ban $\boldsymbol{E}_0$-val jelöljük, akkor egy K-hoz képest v sebességgel mozgó K' rendszerből nézve a q töltés $\boldsymbol{E}'$ elektromos terének a $\boldsymbol{v}$ sebességre merőleges, illetve párhuzamos komponense az alábbi módon fejezhető ki $\boldsymbol{E}_0$-val:

$$E_\perp' = \gamma \cdot E_{0\perp}, \qquad E_\parallel' = E_{0\parallel}. \tag{1}$$

A levezetett összefüggés nem más, mint az elektromos tér Lorentz-transzformációja. A K' rendszerben, a mozgó töltés keltette mágneses teret most figyelmen kívül hagyjuk, hiszen annak létét szeretnénk a későbbiekben bizonyítani.

4. ábra Kondenzátor és ponttöltés kölcsönhatása a K és a mozgó K' vonatkoztatási rendszerben



Az erő Lorentz-transzformációja

Az elektrosztatikából ismert, hogy egy $\boldsymbol{E}$ elektromos térben nyugalomban lévő q töltésre $\boldsymbol{F} = q \cdot \boldsymbol{E}$ Coulomb-erő hat. Mekkora ez az erő, ha a q töltés mozog az $\boldsymbol{E}$ térben? A kérdésre – helyettünk – választ ad a speciális relativitáselmélet. Az inerciarendszerek egyenértékűsége azt jelenti, mindegy, hogy akár a töltés saját rendszerében írjuk le a Coulomb-kölcsönhatás jelenségét, akár egy olyan rendszerben, ahol a töltés $\boldsymbol{v}$ sebességgel mozog; a leírás ugyanarra az eredményre vezet.

Vizsgáljuk meg a relativitáselmélet válaszát kicsit részletesebben! Írjuk fel két különböző inerciarendszerben a q töltésre ható Coulomb-erőt és hasonlítsuk össze a két erőt. Kisebb nehézséget jelent mindössze, hogy az erő nem Lorentz-invariáns mennyiség. Emiatt nem hasonlíthatjuk össze közvetlenül a q töltésre ható, két különböző inerciarendszerben tapasztalt erő mérőszámát. Azokat előbb azonos rendszerbe kell transzformálni. Ez nem okoz gondot, mert a relativisztikus dinamika ismeri az erő Lorentz-transzformációját, amely a következő szabályt követi:

Ha a K rendszer egy test saját rendszere, és K-ban $\boldsymbol{F}$ erő hat a testre, akkor egy K-hoz képest v sebességgel mozgó K' rendszerben a testre ható $\boldsymbol{F}'$ erő a $\boldsymbol{v}$ sebességre merőleges, illetve párhuzamos komponense az alábbi módon fejezhető ki $\boldsymbol{F}$-fel:

$$F_\perp' = F_\perp / \gamma, \qquad F_\parallel' = F_\parallel. \tag{2}$$

Ha egy K és egy K' inerciarendszerben a (2) egyenletet kielégítő $\boldsymbol{F}$ és $\boldsymbol{F}'$ erőket tapasztaljuk, akkor a kölcsönhatás a két rendszerben azonos.

Mozgó töltések Coulomb-kölcsönhatása

A *Mozgó töltés elektromos tere* fejezetben bemutatott példánál maradva, tekintsük ismét egy töltött síkkondenzátor és a belsejében elhelyezkedő ponttöltés kölcsönhatását. Most egy olyan K' vonatkoztatási rendszert választunk, amely egyik töltésnek sem saját rendszere. Írjuk fel ebben a K' rendszerben a kondenzátor terében lévő q töltésre ható Coulomb-erőt!

A töltött kondenzátor, amelynek felületi töltéssűrűsége saját rendszerében η, illetve a q ponttöltés a K' vonatkoztatási rendszerben v_1', illetve v_2' sebességgel az x' tengely mentén mozognak (*4. ábra*). A K vonatkoztatási rendszerben a kondenzátor v_1, a ponttöltés az egyszerűség kedvéért $v_2 = 0$ sebességgel mozog az x tengely mentén. K tehát a q töltés nyugalmi rendszere.

A q töltésre a K-ban v_1 sebességgel mozgó kondenzátor elektromos tere hat

$$F = E \cdot q$$

erővel, a K' rendszerben a q töltés mozog, az ott ható F' erőt pedig keressük

$$F' = E' \cdot q + F'_{RC}$$

alakban. Itt F'_{RC} egy esetleges „relativisztikus Coulomb-erőt” szimbolizál.

Az F' erőt nem ismerjük, de tudjuk, hogy F'-t a K rendszerbe transzformálva, annak meg kell egyeznie az ott tapasztalt F erővel. Ha a Coulomb-kölcsönhatás Lorentz-invariáns, akkor az F'_{RC} tag zérus lesz és a Coulomb-erő minden rendszerben a rendszerben tapasztalt elektromos térerősség és a töltés szorzata; $\boldsymbol{F} = \boldsymbol{E} \cdot q$ alakú.

Hogy összehasonlíthassuk F, illetve F' mérőszámait, transzformáljuk F'-t a K rendszerbe, a q töltés nyugalmi rendszerébe! A transzformált erő a (2) egyenlet alapján

$$\gamma \cdot F' = q \cdot \gamma \cdot E' + \gamma \cdot F'_{RC}.$$

A speciális relativitáselmélet értelmében *a* transzformált erőnek egyenlőnek kell lenni F-fel, tehát:

$$E \cdot q = \gamma \cdot \left(E' \cdot q + F'_{RC}\right).$$

Fejezzük ki ebből az önkényesen felvett F'_{RC} tagot:

$$F'_{RC} = \frac{E \cdot q}{\gamma} - E' \cdot q.$$

Állítsuk elő az E és E' térerősségeket a kondenzátor nyugalmi rendszerében vett töltéssűrűségével! Mivel a kondenzátor mind K, mind K' rendszerben a tér irányára merőlegesen mozog, az F és az F' erő kifejezésében szereplő térerősségek a megfelelő rendszerben:

$$E = \gamma_1 \cdot \eta / \varepsilon_0,$$

$$E' = \gamma'_1 \cdot \eta / \varepsilon_0.$$

A különböző indexekkel jelzett γ-k a bennük szereplő sebességek indexét viselik.

$$F'_{RC} = \frac{q \cdot \eta}{\varepsilon_0}\left(\frac{\gamma_1}{\gamma} - \gamma'_1\right).$$

A jobb oldalon E'-t kiemelve;

$$F'_{RC} = E' \cdot q\left(\frac{\gamma_1}{\gamma \cdot \gamma'_1} - 1\right). \qquad (4)$$

Általában, $\gamma_1 \neq \gamma \cdot \gamma'_1$, ezért $F'_{RC} \neq 0$. A kapott eredmény azt jelzi, hogy a Coulomb-kölcsönhatás nem Lorentz-invariáns.

Felhasználva γ definícióját és a sebesség Lorentz-transzformációját:

$$v_1 = \frac{v'_1 + v}{1 + \dfrac{v'_1 \cdot v}{c^2}},$$

kiejtjük v_1-et, majd további algebrai átalakítások után a (4) egyenlet jobb oldalán álló tényező új alakjára

$$\left(\frac{\gamma_1}{\gamma \cdot \gamma'_1} - 1\right) = \frac{v'_1 \cdot v}{c^2}$$

eredményt kapjuk. Tehát,

$$F'_{RC} = E' \cdot q\,\frac{v'_1 \cdot v}{c^2}.$$

Használjuk ki, hogy az általunk vizsgált elrendezésben (*4. ábra*) $v'_2 = -v$. Ezzel,

$$F'_{RC} = -E' \cdot q\,\frac{v'_1 \cdot v'_2}{c^2}.$$

Ezzel F'_{RC} relativisztikus Coulomb-erőt vesszős mennyiségekkel fejeztük ki, azaz a K' rendszerhez definiáltuk. Mivel $\boldsymbol{v}'_1$ és $\boldsymbol{v}'_2$ a kölcsönható töltések K'-beli sebességét jelentik, látható, hogy F'_{RC} bármely kölcsönható töltés saját rendszerében zérus. Csak mozgó töltések között lép fel!

Mivel F'-t $F' = E' \cdot q + F'_{RC}$ alakban vettük fel, felírhatjuk a K' rendszerben a speciális relativitáselmélet alapján, saját példánkban meghatározott értékét:

$$F' = E' \cdot q\left(1 - \frac{v'_1 \cdot v'_2}{c^2}\right).$$

Látható, hogy F'_{RC} $E' \cdot q$-val ellentétes irányú, és hozzá képest relativisztikusan kis mennyiség. Laboratóriumi viszonyok között, ahol v'_1 és $v'_2 \ll c$, az F'_{RC} elhanyagolható az $E' \cdot q$ Coulomb-erő mellett.

Diszkusszió

Vizsgáljuk meg és elemezzük az F'_{RC} relativisztikus Coulomb-erő jelentését a töltött kondenzátor és a ponttöltés példáján.

Ne feledjük, hogy a vizsgált K' rendszerben a $\boldsymbol{v}'_1$ és $\boldsymbol{v}'_2$ sebességvektorok párhuzamosak egymással, és merőlegesek az $\boldsymbol{E}'$ elektromos térerősségvektorra. Ebben az esetben a vektoriális szorzás szabályai szerint a

$$-\boldsymbol{E}' \cdot \boldsymbol{v}'_1 \cdot \boldsymbol{v}'_2 = \boldsymbol{v}'_2 \times \left(\boldsymbol{v}'_1 \times \boldsymbol{E}'\right).$$

Ekkor az $\boldsymbol{F}'_{RC}$ erő vektori alakja

$$\boldsymbol{F}'_{RC} = q\,\frac{\boldsymbol{v}'_2 \times \left(\boldsymbol{v}'_1 \times \boldsymbol{E}'\right)}{c^2}.$$

Vezessük be a

$$\boldsymbol{B}' = \frac{\boldsymbol{v}'_1 \times \boldsymbol{E}'}{c^2}$$

jelölést! Ekkor a „Coulomb-erő relativisztikus járuléka” a:

$$\boldsymbol{F}'_{RC} = q \cdot \boldsymbol{v}'_2 \times \boldsymbol{B}'$$

alakba írható. Mindenki felismeri, hogy ez nem más, mint a v'_2 sebességgel, a B' indukciós térben mozgó, q ponttöltésre ható Lorentz-erő.

Eljutottunk a kitűzött célhoz. Beláttuk, hogy a Coulomb-kölcsönhatás akkor Lorentz-invariáns, ha a mozgó töltések Coulomb-kölcsönhatásakor fellép egy relativisztikus erő, ami nem más, mint a K'-ben v'_2 sebességgel mozgó q ponttöltésre ható Lorentz-erő.

Az F'_{RC} erő tehát a jól ismert valóság, a mozgó töltések között fellépő, mágneses kölcsönhatás, vagy Lorentz-erő. A speciális relativitáselmélet szintézist teremt az elektromos és mágneses kölcsönhatás között. Eszerint a mágneses kölcsönhatás a Coulomb-kölcsönhatás része, a mozgó töltések között fellépő, relativisztikus erő, amely biztosítja az elektromos töltések együttes (Coulomb–Lorentz-) kölcsönhatásának vonatkoztatási rendszertől való függetlenségét!

Másképp fogalmazva, a Coulomb-törvényből és a speciális relativitáselméletből levezethető a mozgó töltések mágneses kölcsönhatása.

Az itt bemutatott speciális töltéskonfigurációt megvalósító példával azonos eredményre vezetnek az általánosan, két ponttöltés Coulomb-kölcsönhatására végzett számítások. A *Landau–Lifsic Elméleti Fizika,* II. kötetben felírt, két ponttöltés Coulomb-kölcsönhatására vonatkozó Lagrange-függvényből a Lorentz-erő a fenti példával hasonló módon adódik.

Irodalom:

E. M. Purcell: *Electricity and Magnetism*. Berkeley Physics Course, vol. 2. 1985. ISBN 0-07-004908-4

L. Page, *American Journal of Science XXXIV* (1912) 57.

L. D. Landau, E. M. Lifsic: *Elmélei Fizika*. II. kötet, p. 222. Tankönyvkiadó, Budapest, 1976.

BIZTOS-E, HOGY AZ ENERGIA MEGMARAD?

Hraskó Péter
PTE Elméleti Fizika Tanszék

Mielőtt megpróbálnánk válaszolni, pontosítsuk a kérdést: elegendőek-e az empirikus tények (megfigyelések) ahhoz, hogy teljes bizonyossággal levonhassuk belőlük az energia megmaradását. Ha ebben a szellemben értjük valaminek a bizonyosságát (nevezzük ezt *empirikus bizonyosságnak*), a kérdésünkre csak tagadó választ adhatunk, mert elszigetelt, egyedi tényekből sohasem lehet általános érvényű következtetést levonni. A bizonyosságnak ilyen szigorúan aszkétikus értelmezéséhez tartva magunkat csak megtörtént egyedi tényeket tekinthetnénk biztosnak. *Elengedtem ezt a krétadarabot és leesett a földre*. Biztos, hogy leesett? Erre válaszolhatjuk, hogy biztos, mert mindannyian láttuk, tapasztaltuk. De most nézzük ezt a kijelentést: *Ha a földön állva elengedek egy krétadarabot, biztos, hogy le fog esni*. A mindennapok gyakorlatában és a tudományos praxisban is ezt természetesen szintén igaz állításnak tekintjük, de ezzel túllépünk az empirikus bizonyosság szabta korlátokon, hiszen abból, hogy egy elengedett tárgy eddig mindig leesett, logikai alapon nem következtethető ki, hogy ezentúl is mindig le fog esni.

Ez az egyszerű példa mutatja, hogy ítéleteinket, viselkedésünket, elvárásainkat a bizonyosságnak valójában tágabb fogalmára alapozzuk, mint az empirikus bizonyosság, mert bizonyosnak tekintjük, hogy ami eddig már nagyon sokszor kivétel nélkül mindig bekövetkezett, ezután is be fog következni. Ha tehát tekintettel akarunk lenni az emberi gyakorlat követelményeire is, a bizonyosságnak az empirikusnál általánosabb fogalmával kell operálnunk.

Nevezzük ezt a tágabb jelentésű bizonyosságot *induktív bizonyosságnak,* mert azt a fajta érvelést, amely az egyedi esetekből az általános törvényszerűségre következtet, induktívnak szokás hívni, és térjünk újra vissza a címben feltett kérdésünköz: biztos-e, hogy az energia megmarad. Az induktív bizonyosságot tartva szem előtt azt kell mondanunk, ha igaz az, hogy nagyszámú eddigi tapasztalatunk szerint az energia kivétel nélkül mindig megmaradt, akkor az energiamegmaradást biztosnak tekinthetjük. De amikor az energiamegmaradást a szabadesés előbb tárgyalt példájával összehasonlítjuk, tárgyilagosan el kell ismernünk, hogy *a két eset között óriási fokozatbeli különbség van:* az elejtett tárgyak zuhanását nap mint nap folyamatosan megfigyeljük, míg az energiamegmaradás nagypontosságú ellenőrzése speciálisan megtervezett kísérletet igényel.[1] Magának az energiának a fogalmával is csak az iskolában ismerkedünk meg, nem tapad hozzá olyan érzékletes tapasztalatunk, mind a szabadeséshez. Az energiamegmaradást igazoló kísérleteknél továbbá elkerülhetetlenül előjön a mérési pontosság kérdése is, és olyan megfigyelés biztosan nem létezik, amely az energiamegmaradást abszolút pontossággal (mérési hiba nélkül) igazolta volna.

Arra a következtetésre jutunk tehát, hogy amikor a fizikusok azt állítják, hogy az energiamegmaradás az egyik legjobban megalapozott természeti törvény, ezen *nem az induktív bizonyosságot* értik. A természettudo-

[1] A legismertebb *J. P. Joule* kísérletsorozata, amelyben a hő mechanikai egyenértékét határozta meg.