RELATIVITÁSELMÉLET A FIZIKAI VALÓSÁG ALAPJÁN

JÁNOSSY LAJOS

BEVEZETÉS

A fenti címet viseli az a monográfia, amely nemrég jelent meg az Akadémiai Kiadónál.* A monográfia áttekintést ad az általános és a speciális relativitáselméletről. Az alkalmazott matematikai formalizmus ekvivalens az általánosan elfogadottal, aminek következtében az egyes jelenségekre a monográfia a jól ismert és elfogadott eredményeket nyújtja. A használt fogalmakat viszont más módon vezetjük be, mint az a tankönyvekben és monográfiákban szokásos, ugyanis az elmélet tárgyalásának alapjául szolgáló filozófiai nézőpontunk eltér az általában elfogadottól.

Cikkünkben felvázoljuk azt a filozófiai megközelítési módot, amelyre monográfiánk épül. Sok itt olvasható állítással kapcsolatban kénytelenek vagyunk a monográfia megfelelő fejezeteire utalni, ahol az összes technikai részletek megtalálhatók.

KÍSÉRLET ÉS ELMÉLET

A fizikai elméletek mindig kísérleti eredményeken alapulnak. Az elméleteket a kísérlet által nyújtott konkrét eredmények általánosítása útján nyerjük, és bizonyos mértékű elvonatkoztatásra van szükség ahhoz, hogy feltárjuk azokat az alapvető törvényeket, amelyek a megfigyelt jelenségek mögött rejlenek.

Két szélsőséges, egyaránt hibás nézettel találkozunk itt, és mindkettőt elkerülni igyekszünk. Az egyik szerint, ha adva vannak a kísérleti eredmények, ezeket meg kell próbálnunk „rendezni" és „a lehető legegyszerűbb képletekkel" leírni. Ennek a koncepciónak egy szélsőséges formáját fogalmazta meg Mach, amikor «a gondolkodás ökonómiájának elvéről» beszélt.

A másik szélsőséges nézet szerint „a priori" megfontolások útján juthatunk el az alapvető elvekhez, olyanokhoz mint pl. a relativitás elve vagy a bizonytalansági elv, és miután ezeket megkaptuk, levezethetjük belőlük minden részletükben az összes törvényeket és tényeket.

A magunk részéről egy olyan megközelítéssel próbálkozunk, amely különbözik mindkét vázolt nézettől. Kimutatni igyekszünk, hogy pl. a relativitás elve olyan absztrakciókon nyugszik, amelyek valóságos kísérleti eredményekből indulnak ki. Nincs azonban semmilyen a priori logikai szükségszerűség, amely előírná, hogy az absztrakció alapjául szolgáló kísérleti tényeknek pontosan olyanoknak kell lenniük, mint amilyenek.

*Jánossy Lajos: „Relativitáselmélet a fizikai valóság alapján", Akadémiai Kiadó, Budapest 1973. A monográfia angol (1971) és japán (1974) nyelven is megjelent.

Ami a relativitáselméletet illeti, Einstein és mások meglehetősen merev felfogást hangoztatnak. Azt állítják, hogy a fogalmak logikai struktúrája miatt az elméleti eredményeknek *abszolút* egzaktaknak kell lenniük, hiszen az elméletileg várttól való legkisebb eltérés is ellentmondáshoz vezetne. Ennek alapján kijelentik, hogy a várt törvénytől való legcsekélyebb eltérés is érvénytelenné teheti az elmélet egészét.

Ez a meglehetősen merev felfogás gyakran jár együtt egy teljesen megalapozatlan optimizmussal. Kijelentik pl., hogy az elmélet logikai szerkezete olyan meggyőző, hogy semmilyen eltérés sem várható az elméleti eredményektől. Sőt, olyan jóslatokba bocsátkoznak, hogy ilyen eltérések nem várhatók még azoknak a kísérleteknek a során sem, amelyeket a távoli jövőben fognak majd csak elvégezni. Ez az álláspont az elvekben való vallásos hitre emlékeztet.

Úgy gondoljuk, hogy a relativitáselmélet eredményezi széleskörű érvényességgel rendelkeznek, és ezért ez az elmélet szerfelett jól tükrözi a természet bizonyos aspektusait. Másrészt azonban nem hisszük, hogy az elmélet számára végzetes lenne, ha a kísérletek során az általa előírt eredményektől valamilyen eltérés mutatkoznék. Az ilyen eltérések megmutatnák az általános elvek *érvényességének határát*. Minthogy ezek az elvek nem logikai szükségszerűségeket képviselnek, hanem a kísérleti tényekből való extrapolációk — az ilyen határok nem befolyásolják az elméletnek mint egésznek az alapvető fontosságát.

A FÉNY TERJEDÉSÉNEK TÖRVÉNYE

A speciális relativitáselmélet egyik alapvető feltevését gyakran — nem egészen pontosan — a következőképpen fogalmazzák meg: „a fény izotróp módon terjed állandó *c* sebességgel; terjedésének ez a módja független a vonatkozási rendszertől, amelyhez a terjedést viszonyítjuk".

Mindjárt megmutatjuk, hogy a fenti megállapítást pontosabb alakban kell megfogalmaznunk ahhoz, hogy kifejezze a dolgok valódi állását. Hogy leírhassuk a fény terjedésének módját, be kell vezetnünk valamilyen K vonatkozási rendszert. Ezt úgy végezzük el, hogy minden P ponthoz hozzárendelünk egy koordináta vektort:

$$\mathbf{r}_P = x_1^{(P)}, x_2^{(P)}, x_3^{(P)}.$$

Az egyenlet jobb oldalán álló mennyiségek a P pont koordinátái, amelyek meghatározott számértékkel rendelkeznek, ha P-t K-ra vonatkoztatjuk.

Hasonlóképpen fel kell használnunk a K rendszerben mindenütt megtalálható szinkronizált órákat is. Egy E esemény tehát négy koordinátával írható le:

$$\mathbf{x}_E = \mathbf{r}_P, t_E$$

ahol az esemény a P pontban megy végbe egy olyan időpontban, amikor az óra P közelében éppen t_E időt mutat.

Az a kijelentés, hogy a fény izotróp módon terjed c sebességgel a K rendszerre vonatkoztatva, a következő módon fejezhető ki matematikailag: ha a fényjel a t_1 időpontban egy olyan pontból indul ki, amelynek koordináta vektora $\mathbf{r}_1$, és a t_2 időpontban az $\mathbf{r}_2$ koordináta vektorú pontba érkezik, akkor azt várhatjuk, hogy az

$$(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)^2 - c^2(t_2 - t_1)^2 = 0 \qquad (1)$$

kifejezés érvényes lesz. Ha tehát adva van egy K vonatkozási rendszer jól meghatározott **r** vektorokkal, amelyek pontokat képviselnek, és időmértéket szolgáltató szinkronizált órákkal, kísérletileg ellenőrizhetjük az (1) egyenlet helyességét.

Még ha azonban találunk is egy K rendszert olyan mértékrendszerrel, amelyre (1) igaz, nem jelenthetjük ki, hogy az (1) egyenletnek igaznak kell lennie „minden vonatkozási rendszerre".

Ha sikerül találnunk egy K vonatkozási rendszert, amelynek mértékrendszere olyan, hogy benne az (1) egyenlet érvényes, akkor az könnyen kimutatható, hogy léteznek más K', K", ... rendszerek is, amelyek mértékrendszerében (1) érvényes marad. K', K", ... azonban egy speciális sorozatát alkotja a vonatkozási rendszereknek: ezeket a Lorentz transzformációk kapcsolják össze. Létezik azonban sok más olyan $\overline{K}$, $\overline{K}$', ... vonatkozási rendszer, amely nem állítható elő K-ból Lorentz transzformációval, és ezek mértékrendszerének keretében az (1) egyenlet nem érvényes többé.

Valóban, ha az $\mathbf{r}_P$ pontok koordináta vektorainak összetevőit tetszőleges módon jelöljük ki és az órákat is hasonló módon szinkronizáljuk, kapunk ugyan egy vonatkozási rendszert, de nincs okunk feltételezni, hogy annak keretében az (1) egyenlet érvényes lesz. Ha tehát kijelentjük, hogy a fény izotróp módon terjed *bármilyen* vonatkozási rendszerhez képest, ez csak akkor lesz igaz, ha *kizárjuk*, hogy bármilyen más vonatkozási rendszerrel foglalkozzunk mint a K, K', ... Lorentz transzformációkkal összekapcsolt rendszerekkel.

Létezik egy konvenció, amelyet gyakran igénybe vesznek a relativitáselmélet tárgyalása során, nevezetesen az, amely szerint csak a K, K', ... vonatkozási rendszereket tartják megengedhetőnek. E szerint a hallgatólagos megállapodás szerint (1) valóban érvényes „bármely vonatkozási rendszerben", azaz minden olyan vonatkozási rendszerben, amelyet hajlandók vagyunk figyelembe venni.

A fény terjedési módjára vonatkozó kijelentést tehát pontosabbá kell tennünk. Ki kell jelentenünk, hogy *léteznek olyan vonatkozási rendszerek, amelyekben (1) érvényes.*

A FÉNY IZOTRÓP ÉS HOMOGÉN TERJEDÉSE

A fenti megállapítás nem olyan triviális, mint az az első látásra tűnhet. A részletes elemzés azt mutatja, hogy ha feltételezzük, hogy létezik egy K rendszer, amelyben (1) érvényes, akkor megkaphatjuk e vonatkozási rendszer mértékeit egyszerűen fényjelek felhasználásával. Az alkalmazandó módszer azonban különböző *szükséges* feltételeket ad a koordináták mértékrendszerére nézve. Ha megkísérelünk egy olyan K rendszert alkotni, amelyben (1) érvényes, akkor meghatározott feltételeket kapunk a mértékrendszerre nézve. Kitűnhet, hogy ezek a feltételek — matematikai szerkezetüket illetően — ellentmondásban vannak egymással, és ez esetben nem létezik olyan K rendszer, amelyben (1) érvényes.

A konkrét kísérletek azt mutatják, hogy a *K*, *K'*, ... stb. *vonatkozási rendszerek olyan tartományokban léteznek, amelyekben a gravitációs hatás elhanyagolható.* Azaz, egy a gravitációtól gyakorlatilag mentes tartományban felállíthatunk olyan vonatkozási rendszereket, amelyekben a fény az (1) egyenletnek engedelmeskedik, azaz izotrópnak látszik. Ez a művelet nem bizonyul

egyértelműnek: ha létezik egy olyan K vonatkozási rendszer, amelyben (1) érvényes, akkor az ilyen rendszereknek egy végtelen sokasága is létezik.

Azok a rendszerek, amelyekben (1) érvényes, *inerciális vonatkozási rendszereknek* bizonyulnak, azaz olyan vonatkozási rendszereknek, amelyek egymáshoz képest transzlációs mozgásban vannak, és amelyekben ugyanakkor a Newton-törvények érvényesek. Az ilyen rendszerben tehát egy szabad test állandó sebességgel mozog egy egyenes vonal mentén.

Láthatjuk tehát, hogy kísérletileg igazolható tény, hogy léteznek olyan vonatkozási rendszerek, amelyeknek mértékrendszerében a fény izotróp módon terjed és a Newton-törvények érvényesek.

A matematikai analízis azt mutatja továbbá, hogy az (1) egyenlet helyett kiindulhattunk volna egy általánosabb feltevésből is a fény terjedési módját illetően. (1) helyett felírhattuk volna:

$$(\mathbf{x}^{(2)}-\mathbf{x}^{(1)})\mathbf{g}(\mathbf{x}^{(2)}-\mathbf{x}^{(1)}) = 0, \tag{2}$$

ahol g egy szimmetrikus mátrix (a (2) egyenlet magában foglalja az (1) egyenletet, mint speciális esetét). (2) végeredményben (1) általánosítása. Ha a (2) egyenletből indulunk ki (1) helyett, olyan vonatkozási rendszereket állíthatunk fel, amelyekben a fény terjedése a (2) egyenletnek tesz eleget. Azok a vonatkozási rendszerek, amelyekben (2) érvényes (bármilyen adott **g** mátrix felhasználásával), szintén inerciális rendszereknek bizonyulnak.

Nevezzük a fény terjedésének a (2) egyenlettel leírt módját *homogénnek*. Ilymódon kitűnik, hogy a fényjelek terjedésének módját figyelve egy adott tartományban megállapíthatjuk, vajon homogén-e vagy nem a terjedés módja a vizsgált tartományban. Ha az adott tartományban a fényterjedés ilyenképpen homogénnek bizonyul, akkor a fényjelek segítségével fel lehet építeni egy *inerciális* vonatkozási rendszernek (amelyben (2) érvényes) a mértékrendszerét.

Tehát anélkül, hogy rendelkezésünkre állna egy kiindulási vonatkozási rendszer — csupán a fényjelek terjedésének megfigyelésével — kettős feladatot tudunk megoldani: meg tudjuk állapítani, homogén-e vagy sem a fény terjedésének módja, és ha igen, felállíthatunk egy inerciális vonatkozási rendszert, amelynek mértékrendszerében (2) érvényes egy tetszőlegesen adott g mellett.

A fenti megfontolásokból következik, hogy az inerciális vonatkozási rendszer nem olyasvalami, amit előre meg kell adni, ha vizsgálni kívánjuk a fény terjedésének módját.

Továbbá láthatjuk, hogy a válasz arra, vajon a fény *izotróp módon* terjed-e vagy sem, pusztán megállapodás kérdése: ha a fény homogénen terjed egy adott tartományban, mindig be tudunk vezetni olyan vonatkozási rendszereket, amelyekben a terjedés módja izotropnak tűnik, de be tudunk vezetni olyanokat is, amelyekben anizotrópként fog megjelenni.

A LORENTZ-ELV

Azt a tényt, hogy (az olyan tartományokban, ahol a gravitációs hatások elhanyagolhatók) a fény homogén módon terjed, kísérletileg állapították meg. A kísérleti eredmények felhasználhatók arra is, hogy segítségükkel egy kényelmes vonatkozási rendszert építsünk fel, azaz egy olyan inerciális rendszert, amelyben a terjedés törvénye az „egyszerű" (1) vagy (2) alakban jelenik meg.

Azt is mondhatjuk, hogy a fény terjedésének jelensége *kitünteti* az inerciális vonatkozási rendszereket, és különösen a Lorentz-féle vonatkozási rendszereket. E kitüntetettség azt jelenti, hogy e rendszerekben a fény terjedésének törvénye egyszerű matematikai alakban jelenik meg.

Ilymódon az az eredmény, hogy a fény egy adott tartományban homogén módon terjed, a fényterjedés egy *objektív* tulajdonságának tekinthető: ezt a fényterjedés *szimmetriatulajdonságának* is nevezhetjük.

Más jelenségek vizsgálatával is eljuthatunk hasonló szimmetriatulajdonságokhoz, amelyeket szintén anélkül határozhatunk meg, hogy egy speciális vonatkozási rendszerből kellene kiindulnunk.

Épp úgy, mint a fényjelek terjedése esetében, más fizikai jelenségeket vizsgálva — mint pl. a részecskék rugalmas ütközését stb. — megintcsak a vonatkozási rendszereknek egy kitüntetett sorához jutunk, amelyekben a szimmetriatulajdonságok matematikai kifejezése egyszerűvé válik.

A legemlítésreméltóbb eredmény azonban az, hogy egészen más jelenségekből kiindulva pontosan ugyanazokhoz a kitüntetett vonatkozási rendszerekhez jutunk. Azok a rendszerek, amelyekben a fény terjedése leírható az (1) vagy (2) egyenlettel, ugyanazok, mint amelyekben a rugalmas ütközés egyszerű matematikai képletekkel írható le, vagy amelyekben a Newton-törvény a megszokott alakban jelenik meg. Ebből az következik, hogy mély fizikai összefüggések vannak az olyan látszólag teljesen különböző jelenségek között, mint a fény terjedése, a mechanika és más folyamatok.

Ezen eredmények matematikai vizsgálata egy nagyon tömören megfogalmazható következtetéshez vezet. Az Einstein által adott megfogalmazás a relativitás elve. Mi egy másik megfogalmazást részesítünk előnyben, amely azonban minden matematikai következményében egyenértékű az előbbivel.

Az általunk javasolt megfogalmazást mi *Lorentz-elvnek* neveztük el. Ez az elv a formális matematika nyelvén a következőképpen írható le:

$$Q^* = \Lambda\,(Q) \tag{3}$$

és jelentése a következő. Tegyük fel, hogy Q egy adott, zárt fizikai rendszer (szilárd test, atom stb.). Λ egy operátor, amely jól meghatározott módon hozzárendel a Q rendszerhez egy másik Q* fizikai rendszert.* A Lorentz-elv azt posztulálja, hogy *a természeti törvények azzal a szimmetriával rendelkeznek, hogy ha Q valódi rendszer, akkor Q* is lehetséges rendszer, amely ugyanazoknak a törvényeknek tesz eleget mint Q.*

A (3) egyenletet a koordináta-rendszer speciális megválasztásától függetlenül fogalmaztuk meg: így a (3) *egyenlet által kifejezett Lorentz-elv maguknak a fizikai törvényeknek a szimmetriatulajdonságát fejezi ki.* Ez az elv kifejezhető anélkül, hogy leszűkítenénk a vonatkozási rendszert, amelyet az adott jelenség leírására felhasználtunk.

A (3) kijelentés többek között azt a kijelentést is magában foglalja, hogy a fény homogén módon terjed. A részletes elemzés azt mutatja, hogy *a (3) egyenlet tömör formában magában foglalja a speciális relativitáselmélet összes fizikai megállapításait.*

*A Λ operátor alakilag megegyezik azzal a transzformációs operátorral, amely leírja a fent tárgyalt K, K^1, . . . vonatkozási rendszereknek egymásba való transzformációját. Így tehát a Λ operátor összefügg a Lorentz transzformációval.

A fenti fejtegetésekből levonhatjuk azt a következtetést, hogy a speciális relativitáselmélet egyenlő azzal a felismeréssel, hogy a fizikai folyamatok (elhanyagolva, a gravitációs hatást) jól meghatározott közös szimmetriatulajdonsággal rendelkeznek.

A GRAVITÁCIÓS HATÁS

Abban a tartományban, amelyben a gravitációs hatások számottevőek, a fény terjedésének módja nem fejezhető ki az (1) vagy (2) egyenlet formájában: az ilyen tartományban tehát nincs olyan kitüntetett vonatkozási rendszer, amelyben (1) vagy (2) érvényes lenne. Ebben a tartományban arra a kérdésre, hogy mi is egy egyenes vagy mi az egyenletes mozgás, nem lehet egyértelműen válaszolni.*

Az általános relativitáselmélet kísérlet arra, hogy általánosítsa a fizika egyes (a gravitáció távollétében érvényes) törvényeinek megfogalmazását, és ílymódon megadja azokat a törvényeket, amelyek olyan tartományokban érvényesek, ahol a gravitációs hatások számottevőek.

A probléma megoldása nem az, hogy minden a gravitáció jelenlétében érvényes törvényt explicit formában megadnak, hanem, hogy megfogalmazzák azokat az elveket, amelyek *szükséges* feltételeket adnak az egyes törvényekre. Ezek az elvek a lehetőségek széles terét hagyják az egyes törvények tényleges alakja számára. Ezt illusztrálandó, egy analógiával élünk. Az energia és az impulzus megmaradásának törvénye keretet ad a fizika minden egyes törvénye számára. Minden törvénynek olyan alakja van, amely megfelel a megmaradási törvényeknek: lehetetlen azonban bármelyik egyedi törvényt egyedül a megmaradási törvényekből levezetni.

Ezek közül a gravitációs tér jelenlétében érvényes fizikai törvények számára posztulált elvek közül a legfontosabb az *ekvivalencia elve*. Ez az elv a következőképpen fejezhető ki.

AZ EKVIVALENCIA ELVE

Vizsgáljunk egy fizikai rendszert egy négydimenziós tartományban (olyan rendszert tehát, amely a tér egy bizonyos tartományában foglaltatik egy véges időtartamban). Ez esetben az ekvivalencia elvét a következőképpen fogalmazhatjuk meg: *a négydimenziós tartomány végtelen kis méreteinek határesetében azok a törvények, amelyeknek a fizikai rendszer engedelmeskedik, a speciális relativitáselmélet által megfogalmazott törvények felé tartanak.* Az ekvivalencia

*Az egyenletes mozgást olyan mozgásként határozhatjuk meg, amelyet egy inerciális rendszer koordinátáiban lineáris függvénnyel írhatunk le:

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{v}.t + \mathbf{r}_0.$$

Az egyenes vonal felfogható úgy, mint az egyenletesen mozgó test pályája. Ha egy tartományban nem létezik inerciális vonatkozási rendszer, akkor a fenti meghatározás értelmetlenné válik.

elvének ezt a formáját részletesen H. J. Treder tárgyalta. Mi itt példaként megjegyezzük, hogy a fény terjedése egy

$$\mathbf{x} = \mathbf{r},\ t$$

négyespont közelében gravitáció jelenlétében a következő törvénynek engedelmeskedik:

$$\delta\mathbf{x}\mathbf{g}(\mathbf{x})\,\delta\mathbf{x} = 0, \tag{4}$$

ahol a (4) egyenlet leírja egy jel útját $\mathbf{x}$-től az $\mathbf{x}$ környezetében levő

$$\mathbf{x} + \delta\mathbf{x} = \mathbf{r} + \delta\mathbf{r},\ t + \delta t$$

négyespontig, azaz a jel $\delta\mathbf{r}$ utat tesz meg δt idő alatt.

A (4) egyenlet szemlélteti az ekvivalencia elvét. Valóban, egy megfelelően kicsiny négydimenziós tartományra vonatkoztatva $\mathbf{g}(\mathbf{x})$-nek $\mathbf{x}$ változása miatt bekövetkező megváltozása elhanyagolható, és így a (2) egyenlet felfogható úgy, mint a (4) egyenlet határesete, amely érvényes a végtelenül kis tartományokra.

Abban a speciális esetben, amikor

$$\mathbf{g}(\mathbf{x}) = \mathbf{g} = \text{független } \mathbf{x}\text{-től}, \tag{5}$$

a (4) egyenlet a (2) egyenletté redukálódik.

A tér egy tetszőleges tartományában fényjelek megfigyelésével $\mathbf{g}(\mathbf{x})$ kísérletileg meghatározható. $\mathbf{g}(\mathbf{x})$ értékét azonban numerikusan csak akkor határozhatjuk meg, ha rendelkezünk egy olyan kiindulási vonatkozási rendszerrel, amelynek ismerjük mind koordináta-, mind időmértékrendszerét. Éppen ezért $\mathbf{g}(\mathbf{x})$ kísérletileg meghatározott számértékei nagymértékben függenek az általunk választott speciális vonatkozási rendszertől, amelyből kiindultunk.

Nagyfokú önkényesség van tehát $\mathbf{g}(\mathbf{x})$ számértékében, amely a koordinátarendszer nagymértékben önkényes megválasztásának tudható be. Ennek ellenére, egy kísérletileg meghatározott $\mathbf{g}(\mathbf{x})$-nek vannak olyan *belső tulajdonságai*, amelyek függetlenek a koordináta-rendszer megválasztásától. Ennek megértéséhez vizsgáljuk azokat a különböző

$$\mathbf{g}^{(1)}(\mathbf{x}^{(1)}),\ \mathbf{g}^{(2)}(\mathbf{x}^{(2)}),\ \mathbf{g}^{(3)}(\mathbf{x}^{(3)}), \ldots$$

reprezentációkat, amelyekhez a $K^{(1)}$, $K^{(2)}$, $K^{(3)}, \ldots$ vonatkozási rendszerekből kiindulva jutunk. Az a kérdés merül fel, találhatunk-e egy olyan $K^{(0)}$ rendszert, amelyben kísérletileg a

$$\mathbf{g}^{(0)}(\mathbf{x}^{(0)}) = \mathbf{g}^{(0)} = \text{független } \mathbf{x}^{(0)}\text{-tól} \tag{6}$$

reprezentációhoz jutunk. Ha egy ilyen reprezentáció létezik, akkor a $K^{(0)}$ rendszerben a fény terjedése a (2) egyenletnek engedelmeskedik. Tehát az utóbbi esetben léteznek olyan vonatkozási rendszerek, amelyekben (2) érvényes, és éppen ezért ebben az esetben a tárgyalt tartományban a fény valóban homogén módon terjed, a homogén terjedés fent megadott definíciója szerint. Ebben az esetben $K^{(0)}$ egy megkülönböztetett vonatkozási rendszer.

Ezzel szemben, ha nem létezik olyan vonatkozási rendszer, amelyikben a (6) egyenlet érvényes lenne, arra kell következtetnünk, hogy a fény *inhomogén módon* terjed a vizsgált tartományban, és ez azt jelzi, hogy gravitációs tér van jelen.

A fenti megfontolások csak példaként (de fontos példaként) szolgáltak annak bemutatására, hogy **g**(x) különböző reprezentációinak vannak közös tulajdonságai, amelyek a fény terjedési módjának objektív tulajdonságait fejezik ki a vizsgált tartományban.

EINSTEIN GRAVITÁCIÓS EGYENLETEI

Az általános relativitáselmélet második posztulátuma kimondja, hogy a fizikai törvényeket — abban az esetben, amikor a gravitációs hatás nem elhanyagolható — kifejezhetjük a gravitációs hatás távollétében megjelenő mennyiségek és **g**(x), valamint deriváltjai között fellépő összefüggések alakjában.

A fizikai törvények ilyenfajta megfogalmazásának egyik példáját adják az Einstein-féle gravitációs egyenletek, amelyek az anyag és a gravitációs tér közötti kölcsönhatást írják le. Az egyenletek kielégítik az ekvivalencia elv követelményeit és tartalmazzák **g**-t, annak első és második deriváltját, valamint az anyag energia-impulzus tenzorát.

Egy másik példa a gravitációs térben mozgó szabad részecske mozgásegyenletei. Az egyenletrendszer kifejezhető **g** és annak első deriváltjai segítségével.

A GÖRBÜLT TÉR PROBLÉMÁI

A fény terjedési módjának megfigyelése, de más effektusok nyomon követése is elvezet **g**(x) meghatározásához. Ez utóbbi ún. *tenzor-mező;* a tenzorkomponensek numerikus értékei bármely négyespontban erősen függnek a vonatkozási rendszer megválasztásától. Mindazonáltal, éppen úgy, mint bármely más tenzor-mező esetében (pl. a fizikai rendszerek energia-impulzusának sűrűségét leíró vagy egy elektromágneses tér térerejét reprezentáló tenzormező esetében), **g**(x)-nek vannak belső tulajdonságai, amelyek függetlenek a választott ábrázolási módtól (reprezentációtól). Ezt a fentiekben egy példán már megmutattuk.

Felmerül a kérdés, mi a fizikai jelentése a **g**(x) tenzor-mezőnek? A szokásos értelmezés szerint **g**(x) a metrikus tenzor, amely megadja a «tér görbületét». Az esetben, ha **g**(x) alakja olyan, hogy megengedi a (6) reprezentációt, akkor pszeudo-euklideszi teret ír le.

A magunk részéről ennek a tenzor-mezőnek egy másik fizikai értelmezését bátorkodunk proponálni. Javaslatunk egy negatív és egy pozitív megjegyzésen alapszik.

Először is, ha **g**(x)-nek nincs a (6) egyenlettel kifejezhető normál alakja, akkor az egyenes vonal nem határozható meg a megszokott módon. Van azonban egy matematikai lehetőségünk arra, hogy olyan megkülönböztetett pályákat definiáljunk, amelyeknek alakja meghatározható **g**(x)-ből, és amelyek függetlenek a vonatkozási rendszertől. Ezek a gravitációs térben mozgó szabad

részecskék pályái. Ezeket a pályákat „négydimenziós geodetikus vonalak"-nak szokás nevezni, és fel szokták őket használni az egyenes fogalmának általánosítására olyan tartományokra, amelyekben a gravitáció hat.

Ezeknek a geodetikus pályáknak van ugyan valós fizikai jelentésük, de „egyenesnek" nevezni őket nem más szójátéknál: ennek a terminológiának a jegyében a Föld Nap körüli pályáját „egyenesnek" kellene neveznünk.

Az egyenes fogalma azonban teljesen szükségtelenné válik, ha a mi eljárásunkat követve a fizikai rendszereket egy teljesen tetszőleges koordinátarendszerben írjuk le, és az adott fizikai rendszernek azokat a vonásait keressük meg, amelyek a választott ábrázolástól függetlenek.

Az egyenes meghatározása csak akkor válik fontossá, ha vizsgálódásunkat azzal *kezdjük*, hogy előre megadunk egy bizonyos vonatkozási rendszert — amelyben így vagy úgy meghatározzuk az egyenest — és csak *ez után*, ennek az *ad hoc* módon adott vonatkozási rendszernek a keretein belül kezdünk keresni fizikai törvényeket és reménykedünk abban, hogy ez a fizikai jelenségek megfelelő leírásához fog vezetni.

Ha elfogadjuk a fent vázolt alternatív módszert, másként fogunk eljárni: a jelenségeket egy tetszőleges mértékrendszerben fogjuk megfigyelni, és csak *utólag* kísérelünk meg olyan vonatkozási rendszereket felállítani, amelyek gyakorlati szempontból hasznosak lehetnek. Ha ezt az eljárást fogadjuk el, semmi szükségünk nem lesz arra, hogy b ezessük az egyenes vonalnak vagy éppenséggel a „tér-idő kontinuum geom. riájának" az általános fogalmát.

AZ ÉTER PROBLÉMÁJA

A **g**(x) tenzor-mezőnek pontosan olyan az alakja, mint egy folytonos közeg energia-impulzus sűrűségének. Továbbá, az Einstein-féle gravitációs egyenletek egy olyan egyenletrendszerrel szolgálnak, amely ennek a közegnek a mozgását írja le. Az utóbbi megadja a mozgás egyenletét mind az anyag távollétében, mind arra az esetre, ha van kölcsönhatás a **g**(x) által leírt mező és az anyag között.

Úgy hisszük, hogy a fenti megjegyzések igazolják azt a feltevést, hogy a **g**(x) tenzor-mező csakugyan egy fizikai közeget ír le, és ez a közeg pontosan olyan típusú tulajdonságokkal rendelkezik, amelyeket Maxwell elméletének megfelelően az elektromágneses hullámok hordozójának — Maxwell terminológiáját használva: az éternek — tulajdoníthatunk.

Az a koncepció, hogy **g**(x) az éter energiamomentumának tenzorát írja le, megegyezik azokkal az elképzelésekkel, amelyeket Einstein vetett fel az éter problémáját elemző cikkében.*

Így tehát azt a következtetést kockáztatjuk meg, hogy az elektromágneses és más, a vákuumban terjedő jelenségek egy közös hordozóval rendelkeznek, amelyet éternek nevezhetünk. Az az ellenérv, hogy „az éter nem észlelhető", visszautasítható, ha figyelembe vesszük, hogy energiamomentumának sűrűsége, **g**(x) megfigyelhető, és hogy mozgásegyenletei, amelyek leírják **g**(x) változását az időben, szintén meghatározhatók.

*A Maxwell munkájára, valamint Einstein említett cikkére vonatkozó hivatkozások megtalálhatók monográfiánkban.

A tárgyunkat érintő félreértések — nézetünk szerint — azzal a körülménynyel függnek össze, hogy a gravitációs térttől mentes tartományokban az éter homogénnek tűnik, és ezért hatását éppen olyan nehéz megfigyelni, mint pl. egy szigorúan homogén elektromágneses mezőét.

Az a tény, hogy nem tudjuk egy rendszernek az éterhez viszonyított transzlációs mozgását megfigyelni, nem tűnik nagyobb jelentőségűnek, mint az, hogy nem tudjuk megfigyelni egy fizikai rendszer transzlációs mozgását egy homogén elektromágneses mezőhöz képest sem.