A relativitáselmélet fogalomrendszeréről (1.3)

A relativitáselmélet fogalomrendszere "folyamatos karbantartást" igényel, mert az elmélet terhét nem valamilyen bonyolult matematika, hanem a fogalomrendszer hordozza. A karbantartás egyik lehetséges útja az axiomatizálás, amelyet azonban ki kell egészíteni fizikai interpretációval, és ez maga már nem logikai természetű művelet. A másik út kiindulópontja a fogalmak gondos körülírása (explikálása) fizikai terminusokban. Amikor ezen az úton indulunk el, eleve lemondunk az axiomatizálás igényéről, de a fogalmak matematikai természetének a tisztázását természetesen éppen olyan fontosnak tekintjük, mint az elsőként vázolt megközelítésben.

Relativitáselmélet könyvemben a második utat választottam, mert az a meggyőződésem, hogy egy fizikai elmélet fogalomrendszerének a jelentését ezen az úton lehet jobban megvilágítani. Alább néhány pontban összefoglalom a könyvben használt legfontosabb fogalmakat, és egyben azt is illusztrálom, mit értek a fogalmak explikálásán[1].

1) Vonatkoztatási rendszer és koordinátarendszer

A newtoni mechanika, a relativisztikus mechanika és az általános relativitáselmélet kiindulópontjában egy-egy olyan gondolatkísérlet áll, amelyben valamilyen *vonatkoztatási rendszer* játszik alapvető szerepet. A newtoni mechanika esetében ez Galilei hajója, a speciális relativitáselmélet és az általános relativitáselmélet esetében pedig egy vonat és egy szabadon eső lift — mindkettő Einstein nevéhez fűződik. Mindhárom esetben szerephez jut még egy negyedik vonatkoztatási rendszer is — a földfelület egy darabja.

Vonatkoztatási rendszeren olyan valóságosan létező — vagy legalábbis ténylegesen realizálható — objektumokat értünk, amelyek alapvető funkciója az, hogy a természeti törvényeket őhozzájuk viszonyítva ("bennük") fogalmazzuk meg. A realizálhatóság azért fontos, mert enélkül nem lehetne közvetlenül ellenőrizni a megfogalmazott törvények *érvényességét.*

Einstein vonatjáról és liftjéről itt most nem lesz szó. Ami pedig Galilei hajóját illeti, átadjuk a szót Salviatinak, aki a *Dialogo*-ban Galilei szócsöve:

> ...Zárkózzál be egy barátod társaságában egy nagy hajó fedélzete alatt egy meglehetősen nagy terembe. Vigyél oda szúnyogo-

[1] Az $E = mc^2$ képlet analíziséről ld. az *Ekvivalens-e egymással a tömeg és az energia* című cikkemet ugyanezen a honlapon.

kat, lepkéket és egyéb röpködő állatokat, gondoskodjál egy apró halakkal teli vizesedényről is, azonkívül akassz fel egy kis vödröt, melyből a víz egy alája helyezett szűknyakú edénybe csöpög. Most figyeld meg gondosan, hogy a repülő állatok milyen sebességgel röpködnek a szobában minden irányba, míg a hajó áll. Meglátod azt is, hogy a halak egyformán úszkálnak minden irányban, a lehulló vízcseppek mind a vödör alatt álló edénybe esnek. Ha társad felé hajítasz egy tárgyat, mind az egyik, mind a másik irányba egyforma erővel kell hajítanod, feltéve, hogy azonos távolságról van szó. Ha, mint mondani szokás, páros lábbal ugrasz, minden irányba ugyanolyan messzire jutsz. Jól vigyázz, hogy mindezt gondosan megfigyeld, nehogy bármi kétely támadhasson abban, hogy az álló hajón mindez így történik. Most mozogjon a hajó tetszés szerinti sebességgel: azt fogod tapasztalni — ha a mozgás egyenletes és nem ide-oda ingadozó —, hogy az említett jelenségekben semmiféle változás nem következik be. Azoknak egyikéből sem tudsz arra következtetni, hogy mozog-e a hajó, vagy sem. Ha ugrasz, ugyanakkora távolságra fogsz jutni, mint az előbb, és bármily gyorsan mozog a hajó, nem tudsz nagyobbat ugrani hátrafelé, mint előre: pedig az alattad levő hajópadló az alatt az idő alatt, míg a levegőben vagy, ugrásoddal ellenkező irányban elmozdul előre. Ha társad felé egy tárgyat hajítasz, nem kell nagyobb erővel hajítanod, ha barátod a hajó elején tartózkodik, mint akkor, amikor hátul van. A cseppek éppúgy bele fognak hullani az alsó edénybe, mint előbb, egyetlenegy sem fog az edény mögé esni, pedig az, míg a csepp a levegőben van, több hüvelyknyi utat tesz meg. A halaknak sem kell az edényben nagyobb erőt kifejteni, hogy az edény elejére úszhassanak, és ugyanolyan könnyedséggel fognak a táplálék után menni, ha az edény bármely részén van is. Végül a szúnyogok és a lepkék is különbség nélkül fognak bármely irányba repkedni. Sohasem fog előfordulni, hogy a hátsó falhoz nyomódnak, mintegy elfáradva a gyorsan haladó hajó követésétől, pedig míg a levegőben tartózkodnak, el vannak választva tőle. Ha egy szem tömjént elégetünk, egy kevés füst képződik, mely felszáll a magasba és kis felhő gyanánt lebeg ott, és nem mozdul el sem az egyik, sem a másik irányba. A jelenségek ez egyformaságának az az oka, hogy a hajó mozgásában minden rajta levő tárgy résztvesz, beleértve a levegőt is. Azért is mondtam,

> hogy a fedélzet alatt kell elhelyezkednetek, mert fent, a szabad levegőn, mely nem kíséri a hajó mozgását, az említett jelenségektől többé-kevésbé észrevehető eltéréseket tapasztalhatnátok. Így például a füst éppúgy elmaradna, mint a levegő. A szúnyogok és a lepkék sem tudnák követni a hajót a levegő ellenállása miatt...
>
> M.Zemplén Jolán fordítása

Salviati érzékletes leírásában könnyű felismerni két szorosan összefüggő állítást, amelyeket ma a következőképpen fogalmaznánk meg:

1. A hajó és a part két egyenértékű vonatkoztatási rendszer.
2. Mindkettő *inerciarendszer* , mivel érvényes bennük a *tehetetlenség elve*: a szabadon mozgó testek mindkettőhöz viszonyítva megtartják egyenletes egyenesvonalú mozgásukat (vagy nyugalomban maradnak).

Nem minden vonatkoztatási rendszer inerciarendszer. A széllökéseknek kitett, változó sebességgel mozgó hajó nem az, és — szigorúan véve — a Föld sem az forgása és keringése miatt.

Azokat a vonatkoztatási rendszereket, amelyek nem inerciarendszerek, *gyorsuló* vonatkoztatási rendszereknek nevezzük.

Ha a Newton-egyenletek jobboldalán az erők között elegendő csak azokat az erőket feltüntetnünk, amelyeknek jól azonosítható forrása van (ezeket *valódi erőknek* nevezzük), akkor a vonatkoztatási rendszerünk inerciarendszer. Ha ugyanis az erők forrásai olyan messze vannak, hogy a hatásuk elhanyagolható, akkor a mozgásegyenletek jobboldalán nulla áll, ezért a gyorsulások is nullák és a tehetetlenség elve teljesül. Gyorsuló vonatkoztatási rendszerben a jobboldalon a valódi erők mellett a *tehetetlenségi erőket* is figyelembe kell venni.

A Newton-egyenletek tényleges felírásához *koordinátarendszert* kell választanunk. Milyen kapcsolatban van a koordinátarendszer a vonatkoztatási rendszerrel? Ahhoz, hogy a Newton-egyenletek által meghatározott mozgást a kijelölt vonatkoztatási rendszerhez viszonyítva írjuk le, szükséges, hogy a vonatkoztatási rendszert képező objektum minden darabja rögzített koordinátákkal rendelkezzen. Röviden: a vonatkoztatási rendszernek nyugodnia kell a koordinátarendszerben. Ilyenkor azt mondjuk, hogy a koordinátarendszer a vonatkoztatási rendszerhez van *rögzítve*.

A vonatkoztatási rendszer és a koordinátarendszer között van egy alapvető különbség. A vonatkoztatási rendszer vagy reálisan létezik, vagy ha nem, megvalósíthatónak kell lennie, és a gondolatkísérletekben is csak így szabad elképzelni. A koordinátarendszerek ezzel szemben kizárólag a képzeletünkben léteznek, sohasem realizáljuk őket, mert erre nincs se szükség, se lehetőség (gondoljunk csak a bolygópályák számítására). Háromdimenziós terünk esetében a koordinátarendszernek egyedül azt kell tudnia, hogy a tér pontjaihoz kölcsönösen egyértelmű módon rendeljen egy valós számhármast. Amikor az ágyúgolyó röppályáját számoljuk, azt mondjuk ugyan, hogy "a koordinátarendszert úgy vesszük fel, hogy a z-tengely függőlegesen fölfele mutasson és a talajon legyen $z = 0$" — de eszünk ágában sincs ezt a koordinátarendszert valóságosan "fölvenni". Nem is lehetne, hiszen egy koordinátarenszer koordinátavonalainak sűrűn be kell borítania az egész teret.

A koordinátarendszernek és a vonatkoztatási rendszernek ez a megkülönböztetése, amit itt a Newton-elmélet kapcsán vázoltunk, a relativitáselméletben is érvényes. A relativitáselméletről szóló könyvekben azonban ezen túlmenően gyakran találkozhatunk azzal a követelménnyel, hogy "a koordinátarendszereknek méterrudakkal és órákkal realizálhatóknak kell lenniük". Ez a követelmény ellentétben áll a tényleges gyakorlattal, hiszen egyrészt a koordinátarendszereket sohasem realizáljuk, másrészt a számításainkban aggálytalanul dolgozunk pl. fényszerű koordinátákkal, amelyek bizonyosan nem realizálhatók. A tárgyalásunkban a realizálhatóságot a valóságos gyakorlatnak sokkal megfelelőbb módon csak a vonatkoztatási rendszertől követeljük meg. Mivel továbbá az inerciarendszerek nem koordinátarendszerek, hanem vonatkoztatási rendszerek, ezért a tehetetlenségi erők hiánya alapján a megfelelő mérések elvégzésével ténylegesen kijelölhetők. Azok az inerciarendszerek, amelyek tudománytörténeti jelentőségű gondolatmenetekben játszanak szerepet — Galilei hajója, Einstein vonata és liftje — kivétel nélkül mind vonatkoztatási rendszerek (objektumok) [2].

Áttérünk az inerciarendszerek térbeli kiterjedésének a kérdésére. Ezen a következő kérdést értjük: Igaz-e, hogy a természet *bármely* objektumáról eldönthető, hogy egy adott inerciarendszerhez — például Galilei hajójához — képest nyugszik-e vagy sem? A hajón vagy a parton lévő tárgyakra vonatkozóan a válasz nyilván az, hogy igen, eldönthető, de vajon mi a helyzet — mondjuk — a Szíriusszal?

Pontosítsuk a kérdést. Vegyünk egy inerciarendszert és rögzítsünk hozzá

[2] Itt jegyzem meg, hogy két inerciarendszer csak a relatív sebességben különbözhet egymástól. Az inerciarendszereknek nem létezik olyan tulajdonsága ("szinkronizáció"), amelynek alapján különbséget lehetne tenni két egymáshoz képest nyugvó inerciarendszer között (ld. a 2. pontot).

egy Descartes-féle koordinátarendszert, amelynek origója valahol az inerciarendszeren (hajón, vasúti kocsin, liften) belül van, tengelyei pedig meghatározott pontokban döfik át a falakat. Ezt a koordinátarendszert — mivel úgyis csak a képzeletünkben létezik, — akadálytalanul kiterjeszthetjük úgy, hogy lefedje egész euklidészi terünket[3]. Akármilyen messze van is a vonatkoztatási rendszertől egy tömegpont (a Szíriusz középpontja például), ha ebben a koordinátarendszerben a koordinátái konstansok, akkor nyugszik ahhoz az inerciarendszerhez képest, amelyhez a koordinátarendszert rögzítettük. De nyilván nem szükséges a nyugalomra korlátozódni: az inerciarendszerhez rögzített koordinátarendszer segítségével bármilyen távoli testről megállapítható, hogyan mozog az inerciarendszerhez képest. Ezt a tulajdonságot röviden úgy fejezzük ki, hogy a newtoni mechanika inerciarendszerei *globálisak*. Mivel azonban koordinátarendszer bármely vonatkoztatási rendszerhez rögzíthető, a globalitás érvényes a gyorsuló vonatkoztatási rendszerekre is.

Ha nem így lenne, a bolygómozgást nem lehetne a Newton-egyenletek alapján tárgyalni. A Naprendszer égitesteire vonatkozó Newton-egyenleteket felírhatjuk úgy, hogy a jobboldalon csak az égitestek között ható gravitációs erő szerepeljen. Ez valódi erő[4], ezért az egyenletek ebben a formában csakis inerciarendszerben érvényesek. A bolygórendszer kozmikus méretei miatt azonban ennek az inerciarendszernek globálisnak kell lennie. A newtoni mechanika inerciarendszereinek globalitása mellett éppen az a legerősebb érv, hogy ez az elmélet a bolygórendszer leírásában érte el a legnagyobb sikereit.

2) Megmérhető-e a fénysebesség egy irányban?

A speciális relativitáselmélet alapfeltevése, hogy inerciarendszerekben a fénysebesség minden irányban ugyanakkora. Ezért ha a fénysugarat tükör veri vissza a kiindulási pontjába, akkor az "oda" úton a sebessége pont ugyanakkora, mint a "vissza" úton. Falszifikálható-e ez a feltevés? Igen, falszifikálható, ha tartjuk magunkat ahhoz az általános módszertani elvhez, hogy *a falszifikálandó elmélet alapján* kell eldönteni, milyen kísérleti eredmény mellett tekintjük az elméletet igazoltnak ill. megcáfoltnak (ld. alább

[3]Ez a látszólag evidens érv, amelyet a speciális relativitáselméletben is elfogadunk, olyan implicit feltevést tartalmaz, amelynek korrigálása elvezet az általános relativitáselmélethez (ld. alább a 6. pontot).

[4]Ez a newtoni gravitáció-elméletben van így. Az általános relativitáselmélet a Kepler-törvényeket gravitációs erőhatás nélkül magyarázza meg.

a D. pontot).

A fénysebesség összehasonlítását az "oda" és a "vissza" úton (az idézett alapfeltevés falszifikálását) az alábbi gondolatkísérlet teszi lehetővé[5]:

(A) A laboratóriumunk (vonatkoztatási rendszerünk) legyen inerciarendszer: A nyugvó izolált testek maradjanak is nyugalomban, a giroszkópok tengelye mutasson folyamatosan a fal ugyanazon pontjára. Ennek eldöntése nem igényel időmérést.

(B) Két egymás mellett nyugvó azonos szerkezetű ideális órát (ld. a következő pontot) szinkronizálunk (a mutatóállásukat azonos állásba hozzuk), majd egy egyenes mentén pontosan ellenkező irányban szimmetrikus mozgással eltávolítjuk őket egymástól úgy, hogy az egyik a P, a másik a Q pontban áll meg. A szimmetriát például a következő módszerrel biztosíthatjuk: Az órákat két azonos szerkezetű "holdjárón" helyezzük el, amelyek egyszerre indulnak el egymással ellenkező irányba és csak egyenesen tudnak haladni. A kocsik mozgását olyan belső program vezérli, amely mindkét járművön pontosan egyforma, és a végrehajtáshoz szükséges időjeleket maguk a járműveken elhelyezett (korábban szinkronizált) ideális órák szolgáltatják.

(C) Ezután fényjeleket küldünk P-ből Q-ba, feljegyezzük az összetartozó indítási és érkezési időpontokat és kiszámítjuk a repülési idők T_{PQ} empirikus átlagát. Hasonlóan meghatározzuk a Q-ból a P-be terjedő fényjelek T_{QP} repülési idejét is, és képezzük a két repülési idő r arányát. Ez nyilván egy jól meghatározott reprodukálható mennyiség.

(D) Ha a relativitáselmélet igaz, r-nek 1-el kell egyenlőnek lennie. Ez abból következik, hogy (i) az elmélet szerint a tér minden inerciarendszerben homogén és izotróp, (ii) a fénysebesség minden irányban ugyanannyi és (iii) a fénysebességet minden inerciarendszerben az út/idő hányados definiálja. Az út és az időkülönbség mérésével szemben pedig a követelmények ugyanazok, mint a newtoni fizikában. A (B) pontban leírt eljárás ezeknek a követelményeknek nyilvánvalóan eleget tesz. Az r-ből az út kiesik, mert a homogenitás és az izotrópia következtében $\overline{PQ} = \overline{QP}$ [6]. Ez az eljárás valódi

[5] A kísérletekben azért mérik a fénysebességet oda-vissza úton, mert így a méréstechnika bármely adott fejlettségi szintjén nagyobb pontosság érhető el, mint az egyirányú mérésben.

[6] E. Szabó László *A nyitott jövő problémája* c. könyvében a 45. oldalon azt állítja, hogy "az egyidejűség fogalma elkerülhetetlenül tartalmaz egy nem triviális konvencionális elemet", mert az odafele és a visszafele úton a fénysebesség aránya az $\varepsilon/(1-\varepsilon)$ törttel egyenlő, amelyben ε értéke a $(0,1)$ intervallumban tetszőleges lehet. A vázolt gondolatkísérletből ezzel szemben egyértelműen következik, hogy a relativitáselmélet szerint ε határozottan

falszifikálás, mert a mérés bármit adhat r-re. Kiderülhet például, hogy csak speciális mozgásállapotú inerciarendszerben jön ki pont $r = 1$.

Megjegyzés: Ez a gondolatmenet mutatja annak a felfogásnak a tarthatatlanságát, hogy a fénysebesség izotrópiáját az Einstein-féle szinkronizálási eljárással kényszerítjük ki. A helyes gondolatmenet éppen a fordított: A fénysebesség állandósága, valamint a tér homogenitása és izotrópiája *lehetővé teszi*, hogy — ha szükséges — az inerciarendszerünkben nyugvó órákat fényjelekkel szinkronizáljuk.

3) Ideális órák

Az időmérés történetének legfontosabb állomásai: Homokóra és vízóra, gátlóműves kerekes óra, ingaóra, kronométer, kvarcóra, atomóra... Nincs kétségünk afelől, hogy ez a folyamat valódi fejlődés az egyre pontosabb időmérő eszközök felé. Ennek a folyamatnak az elképzelt határpontja az ideális óra.

A relativitáselméletben feltételezzük, hogy a különböző inerciarendszerekekben azonos szabályokat követve lehetséges tökéletesen azonos órákat készíteni. Valószínű, hogy ezt végső soron a kvantumelmélet teszi lehetővé azzal, hogy a mérést felsorolásra redukálja ("X atom 3. és 1. gerjesztett állapota közötti átmenet frekvenciája").

Hasonló meggondolás érvényes az ideális méterrúdra is.

4) Sajátidő és koordinátaidő

A sajátidő (τ) az az idő, amit az ideális órák mutatnak. A tömegponton eltelt sajátidőt a tömegponttal együttmozgó óra mutatja (vagy mutatná, ha ott lenne). Ebben a meghatározásban nem hivatkozunk koordinátarendszerre, ezért a sajátidő invariáns.

A koordinátaidő a koordinátarendszer nulladik (vagy negyedik) koordinátája. Speciálisan inerciarendszerekben a Minkowski koordinátákban a koordinátaidőt a nyugvó órák mutatnák, amelyeket annak a követelménynek az alapján szinkronizálunk, hogy a fénysebesség minden irányban legyen ugyanaz a c. Nyilván ez a legcélszerűbb választás, amelyben nincs hibás logikai kör, mivel a fénysebesség állandóságát és izotrópiáját (a relativitáselmélet 2. posztulátumát) ellenőrző kísérletekben — mint láttuk — nincs

1/2-el egyenlő és a tapasztalat alapján dönthető el, hogy ez igaz-e vagy sem.

szükség távoli órák előzetes szinkronizálására.

Nincs azonban olyan szabály, amely megkövetelné, hogy egy nyugvó (x^1, x^2, $x^3 = konstans$) óra minden esetben a koordinátaidőt ($t = x^0/c$) mutassa. Forgó vonatkoztatási rendszerben például ez kifejezetten célszerűtlen választás lenne. A nyugvó órára ugyanis $d\tau = \sqrt{g_{00}} \cdot dt$ és általában $g_{00} \neq 1$.

A *megfigyelésekben* mért idő mindig sajátidő, bár a konkrét feladatok megoldásában a többi koordinátához hasonlóan a koordinátaidő is nélkülözhetetlen segédeszköznek bizonyul. Ezt jól illusztrálja a Doppler-effektus (ld. a Relativitáselmélet könyvemben az 1.9/1 feladatot).

A mezonok bomlási idejére vonatkozó jól ismert paradoxon lényege az, hogy a bomlási időt is sajátidőben kell érteni. A gondolatmenet a következő: A laborban (inerciarendszer) megmérjük a nyugvó mezon felezési idejét, amely T-nek adódik. Az L magasságban keletkező mezon ugyanabban a laboratóriumban nyomot hagy az észlelésére szolgáló fotolemezen, amelyből megbecsülhető a sebessége (v). Azt találjuk, hogy $L/v \gg T$, amelyből az következik, hogy nem lett volna szabad mezonként leérkeznie a Föld felszínére, mert nem volt rá elég ideje. Észrevesszük azonban, hogy a laboratóriumi mérésünk összefér azzal a hipotézissel, hogy a T felezési időt sajátidőben kell érteni. Ha ezt *átszámítjuk* koordinátaidőre (amelyet azonban nem mérünk meg!), a $T/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ felezési időt kapjuk, és ez már $L/v \gg T$ mellett is lehet L/v-vel összemérhető (vagy akár nagyobb is nála).

5) Lorentz-transzformáció

A Lorentz-transzformáció levezetésénél nem szükséges a fénysebesség invarianciájából kiindulni. A

$$t' = t; \qquad x' = x - Vt; \qquad y' = y; \qquad z' = z$$

Galilei-transzformációnak kereshetjük az olyan

$$t' = f(t, x; V); \qquad x' = g(t, x; V); \qquad y' = y; \qquad z' = z$$

általánosítását, amely eleget tesz a következő követelményeknek:

1.követelmény: $\quad f(0, 0; V) = 0 \quad g(0, 0; V) = 0.$

2.követelmény: $\quad f(t,\ x;\ 0) = t \quad g(t,\ x;\ 0) = x.$

3.követelmény: A keresett transzformációnak összhangban kell lennie a tér és az idő homogenitásával.

4.követelmény: A vesszős koordinátarendszerben ($\mathcal{K}'$) nyugvó testnek V sebességgel kell mozognia a vesszőtlen koordinátarendszerhez ($\mathcal{K}$) képest, a vesszőtlen koordinátarendszerben nyugvónak pedig $-V$ sebességgel kell mozognia a vesszős koordinátarendszerhez képest.

5.követelmény: A két inerciarendszert (hajó és hajóállomás, vonat és pályaudvar, stb) két különböző módon lehet úgy ellátni koordinátatengelyekkel, hogy az elrendezés standard legyen (a relatív mozgás a közös x-tengely mentén történjen, az y és a z tengelyek pedig legyenek párhuzamosak egymással). Tegyük fel ugyanis, hogy a koordinátarendszert megválasztottuk a standard elrendezésnek megfelelően és ezután forgassuk el mindkét koordinátarendszert a z-irány körül 180°-al. Nyilván újra standard elrendezést kapunk, amely az eredetivel egyenértékű, ezért a keresett transzformációs törvény nem tehet különbséget közöttük.

6.követelmény: Mivel $\mathcal{K}$ és $\mathcal{K}$' két egyenértékű inerciarendszer, a $\mathcal{K} \longrightarrow \mathcal{K}'$ áttérés szabályának meg kell egyeznie a $\mathcal{K}' \longrightarrow \mathcal{K}$ áttérés szabályával, ha a V előjelét megváltoztatjuk benne.

7.követelmény: Két inerciarendszer közötti transzformáció nem függhet attól, hogy a transzformációt egy vagy több lépésben hajtjuk végre.

Ha ezeket a követelményeket sorban kielégítjük, a

$$t' = \frac{1}{\sqrt{1 \pm \frac{V^2}{u^2}}} \cdot \left(t \pm \frac{V}{u^2} x \right)$$

$$x' = \frac{1}{\sqrt{1 \pm \frac{V^2}{u^2}}} \cdot (x - Vt)$$

$$y' = y \qquad z' = z$$

transzformációra jutunk, amelyben u tetszőleges sebesség dimenziójú konstans (a bizonyítás a Relativitáselmélet 1.4 fejezetében található). Ez a legáltalánosabb olyan transzformáció, amely eleget tesz az alábbi követelményeknek:

1. Az elrendezés legyen standard (1., 4. és 5.követelmény).

2. A transzformáció tartsa tiszteletben a tér és az idő homogenitását (3.követelmény). Ebből a feltételből automatikusan következik, hogy a

transzformáció egyenesvonalú egyenletes mozgást egyenesvonalú egyenletes mozgásba visz át, tehát *inerciarendszerek között* történik.

3. $V = 0$-hoz tartozzon az azonos transzformáció (2.követelmény), az inverz legyen szintén megengedett transzformáció, amely $-V$-hez tartozik (6.követelmény), és a $\mathcal{K} \longrightarrow \mathcal{K}'$ transzformáció ne függjön attól, hogy az áttérést milyen közbeeső lépéseken keresztül valósítjuk meg (7.követelmény).

Ezek a nagyon általános követelmények egy előjel és egy sebesség dimenziójú konstans erejéig rögzítik a transzformáció szabályát két inerciarendszer között. Amikor $u = \infty$, a képlet a Galilei-transzformációra vezet. Ha $u < \infty$, akkor eleget tesz a

$$(\Delta x')^2 + (\Delta y')^2 + (\Delta z')^2 \pm u^2(\Delta t')^2 = (\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2 \pm u^2(\Delta t)^2$$

relációnak, ezért lehetőség van rá, hogy biztosítsuk a fénysebesség állandóságát. Ehhez az alsó előjelet és $u = c$-t kell választanunk.

6) Korlátozás a koordinátarendszer megválasztásában

A koordinátarendszereket csak elgondoljuk, de az általános relativitáselmélet felismerése szerint az elgondolt koordinátarendszernek összhangban kell lennie a téridő geometriájával (gömbön pl. nem lehet Descartes-féle koordinátarendszert elgondolni). A speciális relativitáselmélet implicit feltevése az volt, hogy a téridőn felvehető globális Minkowski-féle koordinátarendszer. Az általános relativitáselmélet felfogása szerint ez éppúgy nincs összhangban a téridő geometriájával pl. a Nap körül, ahogy a gömbfelület geometriája nincs összhangban a Descartes-koordinátákkal. Azt, hogy a téridőnek milyen a valódi geometriája, a

koordinátarendszerre tett hipotézis+falszifikálás

séma követésével lehet vizsgálni.

7) Lokális inerciarendszerek

Az általános relativitáselmélet szerint az inerciarendszerek geodetikusokon ($\mathcal{G}$) mozgó kisméretű objektumok, amelyeket még gondolatban sem lehet globálissá kiterjeszteni. Szigorúan véve pontszerűek, de ha megadjuk, mekkora az a minimális árapály-erő, amelyet még észlelni tudunk, véges kisméretű objektumoknak tekinthetők (kikapcsolt hajtóművel keringő forgásmentes űrhajó). Minden ilyen objektumhoz rendelhetők Fermi-koordináták, amelyek a $\mathcal{G}$ közelében megegyeznek a speciális relativitáselmélet Minkowski-koordinátáival.

Az 1) pontban szó volt róla, hogy a newtoni fizikában az inerciarendszerek globalitása mellett az egyedüli, de döntő fontosságú érv az, hogy a Naprendszert is valamilyen vonatkoztatási rendszerben kell tárgyalni. A legcélszerűbb választás az inerciarendszer. Az általános relativitáselméletben az inerciarendszerek lokalitása miatt ez nyilván nem lehetséges, de a szükségessége fel sem merül. Ebben az elméletben ugyanis a Naprendszer leírása csupán koordinátarendszert igényel.

A lokális inerciarendszer fogalmába — a globalitáson kívül, — mindent beleértünk, amit az inerciarendszerekről a speciális relativitáselméletben megállapítunk. A lokális inerciarendszerekben minden olyan fizikai törvény egyformán érvényes, amelyet a speciális relativitáselméletben is megfogalmazhatunk. Ezért pl. a fénysebesség a lokális inerciarendszerekben — és csakis ezekben a rendszerekben — ugyanaz a c minden irányban. A fénysebességről az inerciarendszereken kívül semmilyen általános kijelentés sem tehető. Röviden: Az általános relativitáselmélet lokális inerciarendszerei azok, amelyről a speciális relativitáselmélet szól.