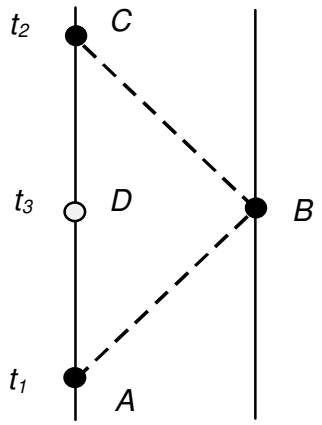
Az egyidejűség ontológiai státusza

23. Régóta folyik a vita a relativitáselmélettel kapcsolatos filozófiai irodalomban arról a kérdésről, vajon a távoli események egyidejűségének fogalma, ahogyan azt az elmélet definiálja, csupán konvenció, vagy a természet egy ténye. Túl azon a *triviális szemantikai konvencionalizmuson*,[27] hogy semmiféle tudományos terminus nem vezethető be valamifajta definíció nélkül, a gondosabb analízis azt mutatja, hogy az egyidejűség fogalma elkerülhetetlenül tartalmaz egy konvencionális elemet.



7. Ábra *A azt az eseményt jelöli, amikor az O_1 megfigyelő egy fényjelet indít el az O_2 megfigyelő felé. Legyen B az az esemény, amikor a fényjel megérkezik O_2-höz, és O_2 azonnal egy másik jelet indít visszafelé O_1-hez, akihez ez a C téridő pontban érkezik meg.*

Idézzük fel az egyidejűség standard definícióját. Jelölje A azt az eseményt, amikor az O_1 megfigyelő egy fényjelet indít el az O_2 megfigyelő felé. Legyen B az az esemény, amikor a fényjel megérkezik O_2-höz, és O_2 azonnal egy másik jelet indít visszafelé O_1-hez, akihez ez a C téridő pontban érkezik meg (7. ábra). A kérdés az, hogy az O_1 megfigyelő világvonalán melyik az az esemény, amelyik egyidejű B-vel. Eléggé kézenfekvő, hogy ez az esemény valahol az A és C között van a $t_3 = t_1 + \varepsilon\left(t_2 - t_1\right)$

[27] Ahogyan Grünbaum (1974) nevezi ezt a tézist.

időpontban, ahol $\varepsilon \in (0,1)$. Azt gondolhatnánk, hogy ε értékét a fény oda- és visszafelé történő terjedésének sebessége meghatározza. Kiderül azonban, hogy ez nincs így. A

$$\frac{\vec{c}}{\overleftarrow{c}} = \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} \tag{11}$$

hányadosból ε nem határozható meg, mert ennek a hányadosnak az értéke nem kevésbé konvencionális, mint magának az ε-nak az értéke. Nem lehetséges ugyanis a fény terjedésének egyirányú sebességét megmérni az egyidejűség előzetes fogalma nélkül. Ez egy egyszerű logikai tény, ha direkt módon a fény egyirányú terjedési sebességét akarnánk megmérni. Számos olyan javaslat is volt az irodalomban, amely különböző indirekt módszerekre vonatkozott.[28] E javaslatok részletesebb analízise kimutatta, hogy nincs olyan trükkös mérési eljárás, amellyel lehetséges lenne a fény egyirányú terjedési sebességét meghatározni anélkül, hogy az eljárás maga ne tételezné fel az egyidejűség előzetes definícióját.[29]

24. Megtehetjük természetesen, hogy az egyidejűséget nem a fent vázolt (**23.** pont) eljárással, hanem valamilyen más, fizikailag szintén plauzibilisnek tekinthető módszerrel értelmezzük. Túl azon, hogy választásunknak ez a szabadsága — mint Wesley Salmon helyesen mutat rá — már önmagában tükrözi az egyidejűség fogalmának konvenció-jellegét, kérdés, hogy más definíció mentes-e attól a konvencionális elemtől, melyet az ε értékének szabad megválasztása jelent.

Mint legfontosabb ilyen alternatívát, érdemes megvizsgálnunk, hogy mi a helyzet az egyidejűség órák lassú eltolása útján történő értelmezésével. Michael Friedman, polemizálva Reichenbach és Grünbaum tézisével, azt állítja, hogy ezzel a módszerrel problémamentesen szinkronizálhatunk távoli órákat, és hogy ez a szinkronizálás a standard $\varepsilon = \frac{1}{2}$ szinkronizációnak felel meg.[30]

Az elgondolás lényege a következő. Az egymástól távoli A és B megfigyelők óráit úgy szinkronizáljuk, hogy egy harmadik órát szinkronizálunk az A megfigyelő órájával, majd ezt átszállítjuk a B-hez , és hozzáállítjuk a B megfigyelő óráját (8. ábra). Órák mozgatása során az időditatációs effektusok miatt a kezdetben szinkronizált órák szinkronizáltsága megszűnik. Ez az oka annak, hogy a távoli órák összehangolására általában nem ezt a módszert, hanem fényjelek oda-vissza küldését választjuk. Megmutatható azonban, hangzik az argumentum, hogy

> *Egy óra mozgatásakor fellépő időditatációs effektus tetszőlegesen kicsivé tehető, ha az óra mozgatásának sebessége tart nullához.*

Az alábbiakban megmutatjuk azonban, hogy ez nem igaz. Pontosabban, ezt az állítást nem tekinthetjük igaznak az egyidejűség előzetes definíciója nélkül.

---

[28] Lásd Stedman (1972).

[29] Lásd Grünbaum (1960) és Salmon (1977).

[30] Friedman (1983), pp. 314-315.

25. Végezzük el a következő számítást. Egy órát lassan mozgassunk A megfigyelőtől B-ig. Számítsuk ki az óra állását amikor p pontba érkezik:

$$T = \sqrt{t_s^2 - \frac{x^2}{c^2}}$$

Továbbá számítsuk ki, mennyit mutat az A megfigyelő órája akkor, amikor a p ponttal, adott ε mellett értelmezve, egyidejű r pontba érkezik:

$$\begin{aligned} t &= t_1 + \left(t_2 - t_1\right)\varepsilon = t_s - \frac{x}{c} + \frac{2x}{c}\varepsilon \\ &= t_s + \frac{x}{c}(2\varepsilon - 1) \end{aligned}$$

A két óra állásának különbsége

$$\begin{aligned} \Delta = |t - T| &= \left| t_s + \frac{x}{c}(2\varepsilon - 1) - \sqrt{t_s^2 - \frac{x^2}{c^2}} \right| \\ &= \left| t_s \left(1 - \sqrt{1 - \frac{x^2}{c^2 t_s^2}} \right) + \frac{x}{c}(2\varepsilon - 1) \right| \\ &\cong \left| \frac{1}{2}\frac{x^2}{c^2 t_s} + \frac{x}{c}(2\varepsilon - 1) \right| \end{aligned}$$

Az, hogy az elmozdítás nagyon lassú, abban nyilvánul meg, hogy rögzített x érték mellett $t_s \to \infty$. Mint látjuk,

$$\lim_{t_s \to \infty} \Delta = \left| \frac{x}{c}(2\varepsilon - 1) \right|$$

ami csak akkor nulla, ha $\varepsilon = \frac{1}{2}$. *Vagyis általában nem igaz, hogy a lassan mozgatott óra az A megfigyelő órájával szinkronban marad!* Ha ezt állítjuk, implicite feltesszük, hogy az egyidejűség definíciójában $\varepsilon = \frac{1}{2}$-et választunk.

A tévedés nyilván onnan ered, hogy empirikusan, az egyidejűség előzetes értelmezése nélkül meg tudjuk állapítani, mennyi a két óra által mutatott idők különbsége, ha az egyiket A-ból B-be, majd vissza A-ba mozgatjuk. A fenti számoláshoz hasonlóan módon kiszámítva a következőt kapjuk:

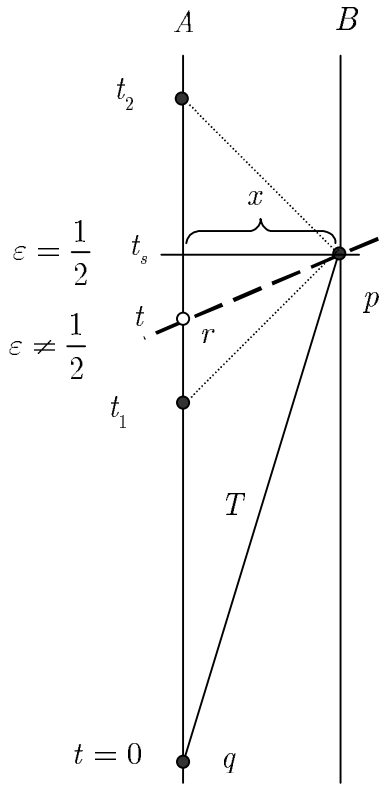
$$\Delta_{ABA} = 2t_s - 2\sqrt{t_s^2 - \frac{x^2}{c^2}} \cong \frac{x^2}{c^2 t_s} \tag{12}$$

Ez az eredmény független az egyidejűség értelmezésétől, vagyis nem függ ε értékétől, és valóban nullához tart, ha $t_s \to \infty$.

Egy szóval, az órák lassú mozgatásával sem lehetséges a szinkronizálást úgy elvégezni, hogy az ne foglalna magában egy az ε megválasztásával összefüggő konvencionális elemet.

26. Tehát, nincs a természetnek olyan ténye, amellyel ellentmondásba kerülnénk, ha az egyidejűség definíciójában ε értékét minden inerciarendszerben $\frac{1}{2}$-től különbözőnek választanánk.[31] Ezzel természetesen a fény (egyirányú) terjedési sebessége c-től különböző lenne, kettős értelemben is, különböző az egyes inerciarendszerekben, és különböző a különböző irányokban.

Érdemes megjegyeznünk, hogy a relativitáselmélet megfogalmazható anélkül is, hogy az ε értékét rögzítenénk. Mint Winnie (1970) megmutatta, meghagyhatjuk ε-t szabad „gauge"-paraméternek az elméletben. Minden olyan döntő kísérleti tény, amely a relativitáselméleten belül levezethető az $\varepsilon = \frac{1}{2}$ feltevés mellett, levezethető a relativi-



8. Ábra *A q pontban szinkronizált órák egyikét A-tól a B megfigyelőhöz visszük. p pontban az odaérkező óra T időt mutat. Ezzel „egy időben" A órája az r téridő pontban van, és t időt mutat. Ez utóbbi viszont függ attól, hogy az egyidejűséget hogyan definiáljuk.*

[31] Érdemes talán megjegyeznem, hogy pl. a Michelson-Morley-kísérlet csupán a fény oda-vissza terjedésének átlagsebességére vonatkozó izotrópiát igazol.

táselmélet többi posztulátumából, melyek nem tartalmaznak az egyidejűségre, illetve a fény egyirányú sebességére vonatkozó utalást.

27. Érdemes röviden kitérnünk arra, mit mondhatunk az egyidejűség ontológiai státuszáról a Lorentz-elmélet tükrében. A Lorentz-elmélet téridő felfogásában az idő nem vonatkoztatási-rendszer-függő. Tehát a Lorentz-féle felfogás szerint létezik valamilyen vonatkoztatási rendszertől független, univerzális idő. Az általános feltételezés szerint a fény az éterhez rögzített vonatkoztatási rendszerben minden irányban, oda és vissza, ugyanazzal a c sebességgel terjed, melyet a Maxwell-egyenletekből származtathatunk. Következésképpen, általános esetben, az éterhez képest mozgó vonatkoztatási rendszerben az órák szinkronizálásának einsteini módja alapvetően helytelen, hiszen a fény nem azonos relatív sebességgel terjed a két irányban, tehát egy lorentzi nézőpontból az $\varepsilon = \frac{1}{2}$, nem hogy egyik lehetséges választás, hanem általában hibás! Ugyanakkor a két elmélet tökéletes harmóniában áll egymással. A fentiekben mondottak szerint, a relativitáselméletben ε értékét szabadon választhatjuk meg, tehát éppenséggel választhatnánk a Lorentz-elmélet szerinti helyes értéket is, attól függően, hogyan mozog a szóban forgó inerciarendszer az éterhez képest. Másfelől, a lorentzi nézőpontból, ε értékének ez a helytelen megválasztása „bocsánatos tévedésnek" számít, mert nincs olyan fizikai, mérhető effektus, amellyel kimutathatnánk, hogy inerciarendszerünk hogyan mozog az éterhez képest. Amint azt a **18.** pontban láthattuk, az éterhez képest tetszőlegesen mozgó inerciarendszerben a helytelenül definiált szinkronizálással nyert mérőszámokkal leírt fizikai törvények ugyanazok, mint az álló rendszerben.

28. Azt hihetnénk, hogy a Lorentz-elméletben az egyidejűség definíciója legalább az éterhez rögzített vonatkoztatási rendszerben egyértelmű, hiszen ott a fényterjedés sebességét a Maxwell-egyenletek határozzák meg. Vegyük észre, hogy ezt az argumentumot a relativitáselméletben is használhatnánk, azonban egyik elmélet keretében sem tartható. Valóban, ha sikerülne empirikusan megállapítanunk a Maxwell-egyenletekben szereplő, un. *kritikus sebesség* egyirányú értékét, akkor ebből megtudhatnánk a fényterjedés egyirányú sebességét. A kritikus sebesség meghatározásához azonban arra lenne szükség, hogy kimérjük, mekkora erőt gyakorol a mágneses mező egy adott sebességgel mozgó töltésre. Tehát előzetesen meg kellene határoznunk a töltés sebességét egy adott inerciarendszerben, és ezt, mint fentebb kimutattuk, nem tehetjük meg az egyidejűség előzetes definiálása nélkül.

29. Ami minket az egyidejűség fogalmának fenti analíziséből elsősorban érdekel, az a következő. Egy pillanatra fogadjuk el, hogy a „determináltság", éppúgy, mint a „múlt", „jelen" és „jövő", olyan fogalmak, melyeket csak egy-egy megfigyelő vonatkoztatási rendszeréhez kötve értelmezhetünk. A fenti analízisből azonban az derül ki, hogy a helyzet ennél is rosszabb; Egyetlen vonatkoztatási rendszeren belül maradva is azt kell mondanunk, hogy ezek a fogalmak semmi olyat nem fejeznek ki, ami az objektív világra vonatkozna. A „determináltság", a „múlt", a „jelen" és a „jövő" mind „gauge"-függő fogalmak. Az A esemény determinált az $\varepsilon = \frac{1}{3}$ választás szerint (9. ábra), de nem determinált, ha történetesen az ε értékét $\frac{3}{4}$-nek választjuk.

Mindezt figyelembe véve, az 1. Tételt erősebb formában ismételhetjük meg, úgy hogy egyetlen vonatkoztatási rendszerben maradunk, és nem hivatkozunk a különböző

megfigyelők vonatkoztatási rendszereire. Ennek az élesítésnek az a jelentősége, hogy a tétel a Lorent-elmélet keretei között is érvényes lesz.

3. Tétel *Legyen γ egy rögzített megfigyelő. Jelölje $q \sim_\varepsilon p$ azt a relációt, hogy q és p egyidejű a γ megfigyelő rendszerében egy adott ε mellett. Legyen A egy nem üres részhalmaza M -nek, melyre fennáll, hogy*

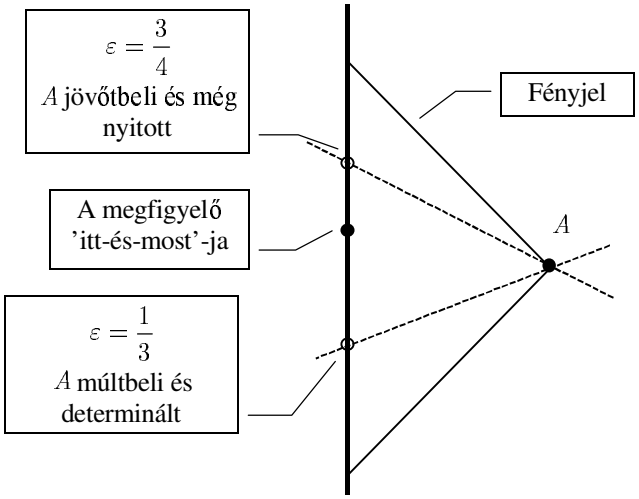
$$(\forall p, q)\left[\left(p \in A \,\&\, \left(\exists \varepsilon\right)\left[q \sim_\varepsilon p\right]\right) \Rightarrow q \in A\right] \tag{13}$$

Ekkor $A = M$.

Bizonyítás Ha $p \in A$, akkor $C(p) \subseteq A$. Valóban, ha $r \in C(p)$, akkor p és r tér-szerűen szeparáltak. Következésképpen létezik olyan ε, hogy $r \sim_\varepsilon p$, amely maga után vonja, hogy $r \in A$. Hasonló megfontolásból, $C\left(C(p)\right) \subseteq A$. Másfelől azonban, a Minkowski-téridőben, $C\left(C(p)\right) = M$, tehát $A = M$.

■

30. Nem a teljes relativitáselmélet és még csak nem is az inerciális vonatkoztatási rendszerek relatív mozgása az, amely maga után vonja az egyidejűség fogalmának kon-



9. Ábra *Az A esemény determinált az $\varepsilon = \frac{1}{3}$ választás szerint, de nem determinált az $\varepsilon = \frac{3}{4}$ választás mellett.*

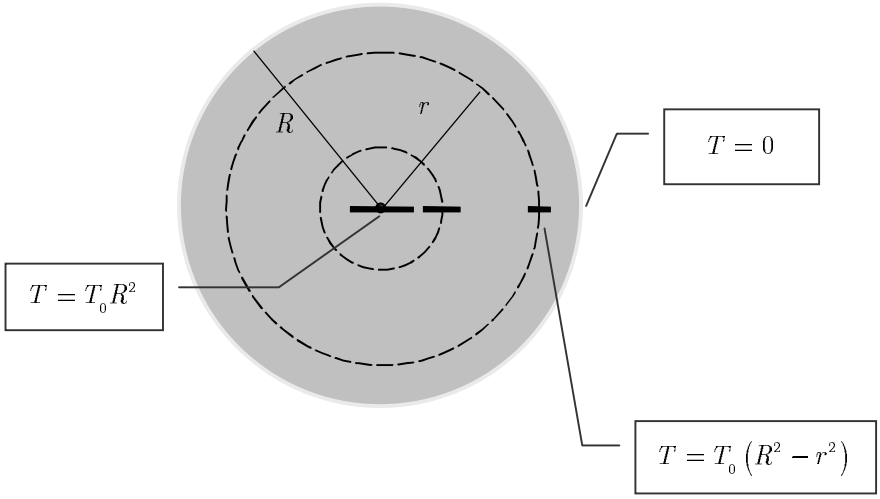
vencionális jellegét, hanem *az az egyszerű természeti tény, hogy van határsebesség.* Néhány kvantumjelenségtől eltekintve (EPR- és GHZ-kísérletek), melyekre még a későbbi fejezetekben visszatérünk, erős kísérleti alátámasztást nyert az a tény, hogy semmiféle fizikai hatás nem terjedhet a fénysebességnél nagyobb sebességgel.

Az egyidejűség konvenció-jellegéből a következő konklúziót vonhatjuk le: A „múlt-jelen- és jövőidejűség", valamint a „determináltság-indeterminálság" — amennyiben azt a múlt-jelen-jövő-típusú temporális tulajdonságokhoz kötjük —, konvencionális,

„gauge”-függő fogalmak, vagyis *nincs a valóságban az eseményeknek olyan objektív tulajdonsága, amelyet ezek a fogalmak fejeznek ki*. Hangsúlyoznunk kell, hogy lehetne ez az objektív tulajdonság akár egy vonatkoztatási rendszerhez kötött tulajdonság is. Egy test sebességének nagysága, például, egy olyan objektív tulajdonság, amelyet egy adott vonatkoztatási rendszerhez kötött módon értelmezünk. A múlt-, jelen- és jövőidejűség, valamint a determináltság azonban olyan fogalmak, mint például a test potenciális energiájának értéke. A potenciális energia tipikusan „gauge”-függő mennyiség, ezért nem fejez ki semmit sem. Nincs olyan fizikai, empirikus tény, amelyből ez a számérték következne.

A téridő geometriájának eredendően konvencionális jellege

31. A fenti vizsgálódásainkból azt látjuk, hogy a téridő egész geometriája konvenció kérdése, s hogy ezen túl, az egyidejűség fizikai értelmezése további konvencionális elemet tartalmaz. A tér(idő) geometriájának konvencionális jellegét, mint már a **21.** pontban említettem, Poincaré ismerte fel először. Álláspontját egy nagyon világos példán mutatta meg: Gondoljunk el kétdimenziós lényeket, akik arra vannak kárhoztatva, hogy egy közönséges Euklideszi körlap belsején éljék életüket (10. ábra). Vannak mé-



10. Ábra *Képzeljünk el olyan kétdimenziós lényeket, akik egész életüket egy euklideszi körlap belsejében élik le. Vannak méterrúdjaik, amivel távolságot tudnak mérni. A körlap hőmérséklet-eloszlása nem homogén. A középponttól kifelé haladva a* $T(r) = T_0\left(R^2 - r^2\right)$ *formula szerint csökken. Tegyük fel az egyszerűség kedvéért, hogy méterrúdjaik a hőmérséklettel arányosan változtatják hosszukat, tehát a kör széléhez közelítve a méterrudak hossza tart nullához. Könnyen belátható, hogy ha e körlap lakói úgy veszik, hogy méterrúdjaik hossza mindenütt egyforma, akkor arra a konklúzióra jutnak, hogy egy végtelen kiterjedésű, konstans negatív görbületű Bolyai-Lobacsevkszki-felületen élnek.*

terrúdjaik, amivel távolságot tudnak mérni. A körlap hőmérséklet-eloszlása nem homogén. A középponttól kifelé haladva a $T(r) = T_0\left(R^2 - r^2\right)$ formula szerint csökken. Méterrúdjaik a hőmérséklettel arányosan változtatják hosszukat, tehát a kör széléhez

közelítve a méterrudak hossza tart nullához. Poincaré megmutatta, hogy ha e körlap lakói úgy veszik, hogy méterrúdjaik hossza mindenütt egyforma, akkor arra a konklúzióra jutnak, hogy *egy végtelen kiterjedésű, konstans negatív görbületű Bolyai-Lobacsevkszki-felületen* élnek. Vagyis megint, mint a **21.** pontban kifejtettem, a geometria és a fizikai elmélet együtt kell, hogy megfeleljen mindannak, amit e kétdimenziós lények műszereikkel és érzékszerveikkel a világból tapasztalnak:

$$\begin{pmatrix}\text{Bolyai-Lobacsevszki-}\\ \text{geometria}\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}\text{a világ hőmérséklete}\\ \text{állandó}\end{pmatrix}=(\text{empirikus tények})$$

$$(\text{Euklideszi geometria})+\begin{pmatrix}\text{a világ hőmérséklete:}\\ T(r)=T_0\left(R^2-r^2\right)\end{pmatrix}=(\text{empirikus tények})$$

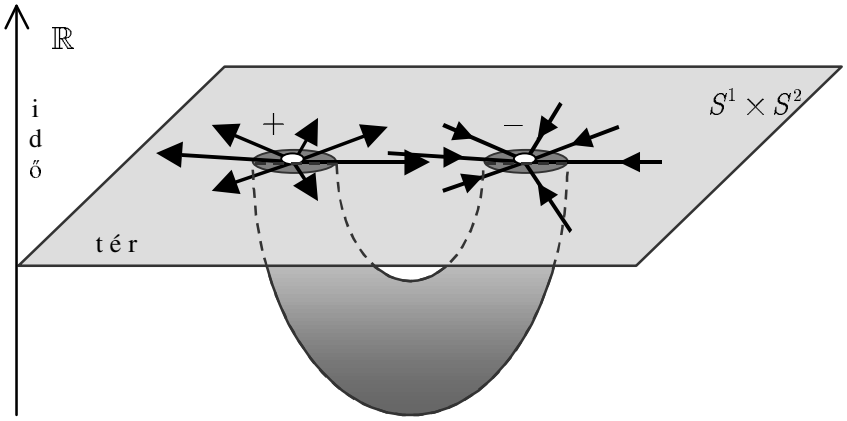
32. Mint ismeretes, az első nem-euklideszi geometriák megalkotásakor Gauss kísérletileg akarta eldönteni, hogy melyik a „helyes" geometria. Igaza volt-e Gaussnak? Egy kicsit igen és nagyon nem! Egyáltalán nem volt igaza, ha azt akarta így eldönteni, hogy a nem-euklideszi geometriák „helyesek"-e, mint matematikai konstrukciók. Ez nem empirikus kérdés. Kis leegyszerűsítéssel azt mondhatjuk, a matematikus olyan matematikai struktúrát hoz létre, amilyet csak akar, feltéve, hogy a struktúrát értelmező axiómarendszer ellentmondásmentes, s hogy a konstrukció eleget tesz még néhány tradicionális elvárásnak. Ha ezeket valaki geometriának nevezi, szíve joga, legfeljebb a publikálásnál fogják tőle számon kérni, hogy milyen analógiák alapján nevezi így. Ha Gauss a fényjelekből képzett háromszög szögeinek összegét azért kívánta megmérni, mert ezzel arra keresett választ, hogy melyik geometria írja le helyesen a fényjelek viselkedését, akkor egy kicsit igaza volt. Persze, végső soron nem volt igaza mégsem, hiszen a geometriát, magát, az empirikus megfigyelésekből nem lehet kiolvasni, csak a fizikai elmélettel együtt.

Összegezve tehát, matematikai értelemben sokféle geometria létezhet, és létezik. Abban a pillanatban, amikor azt kérdezzük, „empirikus-e a geometria", vagyis eldönthető-e egy geometriai kérdés empirikusan, akkor a geometriára nem egyszerűen, mint matematikai elméletre gondolunk, hanem mint egy olyan elméletre, amely a világra vonatkozik. S mint ilyent, máris, a világról szóló (jelesül fizikai) elméletünk tartozékaként kell felfognunk. Ennek megfelelően, csak e fizikai elmélettel együtt vethető alá az empirikus konfirmációnak. Ebben a minőségében azonban, mint Reichenbach helyesen hangsúlyozza,[32] empirikusan szerzett tudásunk része.

33. Azt hihetnénk a fenti elemzések alapján, hogy a téridőnek csak a metrikus tulajdonságai konvencionálisak, vagyis csak azok a tulajdonságok, melyek meghatározzák az egyes események téridőbeli távolságát. S hogy a topológiája a téridő struktúrájának olyan eleme, amely nem konvenció-jellegű. A következő példán keresztül szeretnék rámutatni, hogy ez nem igaz.

[32] Reichenbach (1951), pp. 133-137.

Misner és Wheeler mutatták meg először[33], hogy a *vákuum* Einstein-egyenleteknek



11. Ábra *„Töltés, töltés nélkül." Az Einstein-Maxwell-egyenletek csatolt vákuum megoldása az $S^1 \times S^2 \times \mathbb{R}$ topológiában. A féreglyuk két szája körül az elektromos mező olyan, mintha ott egy pozitív illetve negatív töltés lenne, miközben az elektromos mezőnek nincsenek forrásai, mert vákuum megoldásról van szó*

létezik megoldása az $S^1 \times S^2 \times \mathbb{R}$ topológiában, vagyis egy olyan téridő sokaságon, melyben a térszerű hiperfelületek topológiája $S^1 \times S^2$. Ezeket a képződményeket nevezte Wheeler „féreglyukaknak". A megoldás érdekessége, hogy a féreglyuk két szája körül a téridő geometriája olyan, mintha egy-egy külső Schwartzschild-megoldás lenne, vagyis a vákuum egy ilyen topológiában úgy viselkedik, mintha ott nagy pontszerű tömegek lennének. Ezt a jelenséget nevezte Wheeler úgy, hogy „tömeg, tömeg nélkül". Wheeler azt is megmutatta, hogy a csatolt *vákuum* Einstein-Maxwell-egyenleteknek is létezik megoldása a féreglyuk topológiában. Ilyenkor a féreglyuk két szája nem csak tömegként, hanem *töltésként* is viselkedik, miközben a tereknek nincsenek a valóságban forrásaik, hiszen vákuum megoldásról van szó, vagyis töltéseket látunk töltés nélkül (11. ábra). Wheeler példájával élve, ha egy fizikushallgatónak úgy alakítanánk a tantervét, hogy először megtanítanánk neki a topológiát, utána megtanulná a vákuum elektrodinamikát, vagyis a Maxwell-egyenleteket úgy, hogy nem szerepelnek benne töltések és áramok, majd ezek után bevinnénk egy laboratóriumba és demonstrálnák neki egy pontöltés körüli elektromos mező erővonalait, akkor ez a diák felkiáltana, „Jé, itt egy lyuk van a térben, a tér nem egyszeresen összefüggő!".

[33] Misner — Wheeler (1957); Wheeler (1962); Misner — Thorne —Wheeler (1973), 44. Fejezet.

Megmutatható,[34] hogy a tömeghez és az elektromos töltéshez hasonlóan létezik „Yang-Mills töltés, Yang-Mills töltés nélül", vagyis a többi kölcsönhatást leíró fizikai mezők töltései is generálhatók a tér nem egyszeresen összefüggő topológiájával.

Tehát a téridő topológiájában is van egy konvencionális elem:

$$\left(\begin{array}{c}\text{egyszeresen}\\ \text{összefüggő topológia}\end{array}\right)+\left(\begin{array}{c}\text{fizikai mezők}\\ \text{és töltések}\end{array}\right)=(\text{empirikus tények})$$

$$\left(\begin{array}{c}\text{nem egyszeresen}\\ \text{összefüggő topológia}\end{array}\right)+\left(\begin{array}{c}\text{fizikai mezők}\\ \text{töltések nélkül}\end{array}\right)=(\text{empirikus tények})$$

Vegyük észre azt a tudományfilozófiai szempontból figyelemreméltó körülményt, hogy a téridő topológiájában és geometriájában fennálló konvencionalitás egyben a fizikai elméletek konvencionalitását is jelenti: a fizikai létezők olyan „esszenciális attribútumainak", mint a tömeg és a különböző töltések, már a puszta létezése is csupán konvenció kérdése. Ezzel együtt, ismételten hangsúlyoznunk kell, hogy a téridő struktúrájának elmélete és a fizikai elméletek, együtt, már a valóság empirikusan tesztelhető tényeit írják le.

34. Poincaré konvencionalizmusa kapcsán heves vita bontakozott ki az irodalomban arról, hogy vajon a tér dimenziója is egy konvenció csupán, mint ahogyan ezt Poincaré szintén felveti, vagy természeti tény. Poincaré a következőt írja:[35]

> A fizikai törvényeket differenciálegyenletekkel írjuk le, amelyekben az anyagi pontok *három* koordinátája szerepel. Nem lehetne esetleg ezeket a törvényeket más egyenletekkel kifejezni, ahol ez esetben más, négy koordinátával jellemzett anyagi pontok jelennének meg.

A dimenzió konvencionalitását nyílván úgy lehetne a legelegánsabban bemutatni, ha felmutatnánk egy a fenti példánkhoz hasonló olyan alternatív „Fizika $(n \neq 3)$" elméletet, melyre igaz lenne, hogy

$$(3-\text{dimenziós geometria})+(\text{Fizika}\,(3))=(\text{empirikus tények})$$

$$((n\neq 3)-\text{dimenziós geometria})+(\text{Fizika}\,(\text{n}\neq 3))=(\text{empirikus tények})$$

Logikailag nyílván megtehető például, hogy $n>3$ esetén a Fizika (3)-hoz hozzávesszünk olyan axiómákat, amelyek egyszerűen megszorítják az anyagi pontok térkoordinátáit egy 3-dimenziós altérre (részsokaságra). Vagy pl. háromnál kisebb dimenzióban a fennmaradó térkoordinátákat nem geometriai, hanem valamilyen fizikai változóknak tekintjük. Persze ettől el lehet gondolni tetszetősebb megoldásokat is. Nem célunk itt, hogy ilyeneket most kitaláljunk. Csupán arra szeretnék rámutatni, hogy azok a határozott érvek, melyeket Poincaréval szemben szoktak megfogalmazni, tévesek. Egyik ilyen gyakran hangoztatott érv Ehrenfest-től származik[36]. Ehrenfest szerint, a tér háromdi-

[34] Szabó (1982a); (1982b)

[35] Gorelik (1987), p. 54.

[36] U.o. p. 97.

menziós volta „empirikus, fizikai tény”. A ponttöltés tere ugynis $E(r) = \frac{kQ}{r^2}$, tehát a távolság négyzetével csökken, ami csak háromdimenziós térben igaz — hangzik az érv —, hiszen más dimenzióban a Poisson-egyenlet megoldása nem $\frac{1}{r^2}$-es összefüggésre vezet. Ami a Poisson-egyenletet illeti, ez igaz. Az érvelés azonban ott téved, amikor természetesnek veszi, hogy egy tetszőleges n-dimenziós geometriát előfeltételezve, az elektrosztatikai jelenségekre vonatkozó empirikus észleléseink egy n-dimenziós Poisson-egyenletre vezetnének. Ezt nemhogy nem garantálja semmi, hanem — mint az Ehernfest által felmutatott problémákból is kitűnik — egyenesen lehetetlen! A Fizika $(n \neq 3)$ nem egyszerűen abból áll, hogy Fizika (3) minden formulájában, ahol a dimenzió megjelenik, a hármast kicseréljük n-re. Például a Maxwell-egyenletek, melyekből az elektrosztatika Poisson-egyenletét származtatjuk, nem-háromdimenziós térben fel sem írhatók a szokásos alakjukban, hiszen a rotációnak csak három dimenzióban van értelme (legalábbis csak ott lesz egy vektor). Hasonlóképpen a vektoriális szorzatnak sincs értelme, csak három dimenzióban. Vagyis a fizika törvényei egy más dimenzióban nem a 3-dimenziós fizikai törvények *kézenfekvő matematikai* általánosítása útján tárhatók fel, hanem úgy, hogy a legelemibb empirikus tapasztalatainktól elindulva, egy nem-háromdimenziós geometria nyelvén mindent újrafogalmazunk, és egy új fizikát építünk fel. Ember legyen a talpán, aki előre megmondja, hogy mi lenne egy ilyen programnak a végeredménye!

Nem látunk példát ennek a programnak még csak a részleges megvalósítására sem,[37] hiszen nincs semmilyen praktikus motivációja annak, hogy ezt megtegyük. Itt most csupán az a fontos, hogy Poincarénak az a felvetése, hogy esetleg a dimenzió is csupán konvenció kérdése, nem alaptalan, és hogy az ellenkezőjére nincs semmilyen empirikus, fizikai bizonyíték.

[37] Azokat a részecskefizikában manapság gyakori spekulatív játék-modelleket, ahol a dimenzió különbözik háromtól, nem tekinthetjük e program részének, hiszen ezekben az esetekben pontosan az a rossz stratégia valósul meg, hogy a három dimenzióban felépített fizikai elméletek bizonyos helyein az $n = 3$-at egyszerűen kicseréljük valami másra.

Bibliográfia

Bell, J. S. (1987): *Speakable and unspeakable in quantum mechanics*, Cambridge University Press, Cambridge.

Bennett, J. (1988): *Events and their Names*, Hackett Publishing Company, Indianapolis-Cambridge.

Dawkins, R. (1995): *Folyam az Édenkertből*, Kulturtrade Kiadó, Budapest.

Earman, J. (1986): *A Primer on Determinism*, D. Reidel, Dordrecht.

Eddington, A. (1935): *A természettudomány új útjai*, Franklin, Budapest.

Friedman, M. (1983): *Foundations of Space-Time Theories — Relativistic Physics and Philosophy of Science*, Princeton University Press, Princeton.

Gorelik, G. J. (1987): *Miért háromdimenziós a tér?*, Gondolat, Budapest.

Grünbaum, A. (1974): *Philosophical Problems of Space and Time*, Boston Studies in the Philosophy of Science, Vol. XII. (R. S. Cohen and M. W. Wartofsky, eds.) D. Reidel Publishing Co., Boston.

Jánossy, L. (1969): *Relativitáselmélet és fizikai valóság*, Gondolat, Budapest.

Jánossy, L. (1973): *Relativitáselmélet a fizikai valóság alapján*, Akadémiai Kiadó, Budapest.

Maxwell, N. (1985): Are probabilism and special relativity incompatible?, *Phil. of Science*, **52** p. 23.

Misner, C. W. and Wheeler, J. A. (1957): *Ann. Phys.* USA, **2** p. 525.

Misner, C. W., Thorne, K. S. and Wheeler, J. A. (1973): *Gravitation*, W. H. Freeman and Company, San Francisco.

Novobátzky, K. (1964): *A relativitás elmélete*, 3. kiadás, Tankönyvkiadó, Budapest.

Novobátzky, K. (1967): Bevezetés, In A. Einstein, *A speciális és általános relativitás elmélete*, III. kiadás, Gondolat, Budapest.

Nozick, R. (1970): Newcomb's Problem and Two Principles of Choice, *Essays on Honor of Carl G. Hempel*, N. Rescher et al. (edt.) Dordrecht.

Poicaré, H. (1952): *Science and Hypothesis*, Dover, Ney York. (Az eredeti francia kiadás 1902-ben jelent meg.)

Popper, K. R. (1988): *The Open Universe — An Argument for Indeterminism,* Hutchinson, London.

Putnam, H. (1967): Time and physical geometryl, *The Journal of Philosophy*, **64** p. 240.

Reichenbach, H. (1951): *The Rise of Scientific Philosophy*, University of California Press, Los Angeles.

Reichenbach, H. (1956): *The Direction of Time*, University of California Press, Berkeley.

Rietdijk, C. W. (1966): A rigorous proof of determinism derived from the special theory of relativity, *Phil. of Science*, **33** p. 341.

Rietdijk, C. W. (1976): Special relativity and determinism, *Phil. of Science*, **43** p. 598.

Russel, B. (1976): Az ok fogalmáról, In *Miszticizmus és logika*, Magyar Helikon, Budapest.

Stein, H. (1991): On relativity theory and openness of futurels, *Phil. of Science*, **58** p. 147.

Szabó, L. E. (1982): Geometrodynamics in Multidimensional Unified Theory, *Gen. Rel. Grav.*, **14** p. 77.

Szabó, L. E. (1982): Geometrodynamics of Wormholes, *Circolo Matematico di Palermo* II. No. 2. pp. 267-273.

Wald, R. M. (1984): *General Relativity*, University of Chicago Press, Chicago and London.

Wang, H. (1995): Time in philosophy and physics: from Kant and Einstein to Gödel, *Synthese*, **102** p. 215-234.

Wheeler, J. A. (1962): *Geometrodynamics*, Academic Press, New York.