Hiperbolikus *alap*rendszerből elliptikus *alap*rendszerbe

Legutóbbi dolgozatomban helyesbítettem a *Dobó-Topa*-transzformáció *elliptikus* alakját (ld. [1], (10) alatti képletek). Ha a „mi világunk szemléletéhez közelebb álló” (lokális) *hiperbolikus* K_0 alaprendszerből indulunk ki, akkor – pillanatnyilag legalábbis – azt kell megállapítanunk, hogy csak a $0 \leq |v| < c_o$ tartományba eső v sebességekre van téridő-transzformációs képletünk; mégpedig a *Dobó-Topa*-transzformáció *hiperbolikus* alakja (ld. [2], (4) alatti képletek). Ugyanis az [1]-ben helyesbített *elliptikus* összefüggések ahhoz a (vonatkozó lokalitáshoz tartozó) K_0^{Ro} elliptikus alaprendszerhez képest értendők, amely viszont K_0-hoz képest „nem látszik”. Ha tehát megtalálnánk az egyazon lokalitás K_0 és K_0^{Ro} alaprendszerei közötti alapösszefüggést (alap-transzformációt) – akkor K_0-ból (és K_0^{Ro}-ból is) már a *teljes* $0 \leq |v| < k_o$ tartományra rendelkeznénk („oda-vissza”/direkt-inverz) téridő-transzformációval; méghozzá függetlenül attól, hogy c_o-ban közben *geometriaváltás* történik!

A K_0^{Ro} ELLIPTIKUS alaprendszerbeli koordinátákat – megkülönböztetendő a *hiperbolikus* téridő-koordinátáktól – a továbbiakban NAGYBETŰVEL jelöljük. Ekkor tehát a *direkt* hiperbolikus dt’ és elliptikus dT’ időtranszformációk alakja, K_0-ból és K_0^{Ro}-ból viszonyítva:

(1) $$dt' = \sqrt{\frac{k_o}{k_v}} \cdot \frac{dt - \frac{v}{k_o^2} \cdot dx}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{k_o^2}}} \qquad (0 < v < c_o) \quad \text{és}$$

$$dT' = \sqrt{\frac{R_o}{R_{-v^*}}} \cdot \frac{dT + \frac{-v^*}{R_o^2} \cdot dX}{\sqrt{1 + \frac{v^{*2}}{R_o^2}}} = \sqrt{\frac{k_o}{R_{-v^*}}} \cdot \frac{dT - \frac{v^*}{k_o^2} \cdot dX}{\sqrt{1 + \frac{v^{*2}}{k_o^2}}} \qquad (0 < -v^* < k_o - c_o)$$

Habár az [1] és [2] szerint sem dt’, sem dT’ nem értelmezhető a c_o pontban (amikor tehát $v = c_o$ és $-v^* = R_o - c_o$) – csak *határértékben*: ekkor ugyanis *mindkettő nulla* ($k_v \to \infty$ és $R_{-v^*} \to \infty$, ha $v \to c_{o-}$ valamint $-v^* \to (R_o - c_o)_-$ miatt) –; ám az már „joggal elvárható”a fizikai tartalom alapján, hogy: „***Két irányból** (’alulról’ és pozitív x-irányból, v sebességgel, valamint ’fölülről’ és negatív X-irányból, v* sebességgel)**, egyforma gyorsan közelítve őket a vízválasztó c_o-lal** (illetve -(k_o-c_o)-val) **jelzett sebességponthoz, <u>egyforma gyorsan tartanak nullához</u> – azaz kettejük hányadosa 1-hez kell tartson.***”

Geometriailag megfogalmazva fönti elvárásunk azt jelenti, hogy a negatív görbületű hiperbolikus sebességtérhez tartozó pszeudoeuklideszi téridő és a pozitív görbületű elliptikus sebességtérhez tartozó euklideszi téridő – a „c_o pont két oldaláról” egyforma léptékkel közelítve a geometriaválasztó sebességértékhez – egyenlő ütemben, „egyszerre” simul bele a görbületmentes euklideszi sebességtérhez tarozó *Galilei*(*-Netwon*)-féle téridőbe! Az *analízis nyelvén*, fölhasználva (1)-t:

(2) $$\lim_{\varepsilon \to 0} \frac{dt'(\varepsilon)}{dT'(\varepsilon)} = \lim_{\varepsilon \to 0} \frac{\sqrt{\frac{k_o}{k_{(c_o - \varepsilon)}}} \cdot \frac{dt - \frac{(c_o - \varepsilon)}{k_o^2} \cdot dx}{\sqrt{1 - \frac{(c_o - \varepsilon)^2}{k_o^2}}}}{\sqrt{\frac{k_o}{R_{(k_o - (c_o + \varepsilon))}}} \cdot \frac{dT - \frac{(k_o - (c_o + \varepsilon))}{k_o^2} \cdot dX}{\sqrt{1 + \frac{(k_o - (c_o + \varepsilon))^2}{k_o^2}}}} = 1 \qquad (0 < \varepsilon \ll 1)$$

Most már nincs más hátra, „pusztán” végigszámolni a fönti törtet:

(3)

$$\lim_{\varepsilon\to 0}\frac{\sqrt{\frac{k_o}{k_{(c_o-\varepsilon)}}\cdot\frac{dt-\frac{(c_o-\varepsilon)}{k_o^2}\cdot dx}{\sqrt{1-\frac{(c_o-\varepsilon)^2}{k_o^2}}}}}{\sqrt{\frac{k_o}{R_{(k_o-(c_o+\varepsilon))}}\cdot\frac{dT-\frac{(k_o-(c_o+\varepsilon))}{k_o^2}\cdot dX}{\sqrt{1+\frac{\left(k_o-(c_o+\varepsilon)\right)^2}{k_o^2}}}}}=$$

$$=\lim_{\varepsilon\to 0}\sqrt{\frac{R_{(k_o-(c_o+\varepsilon))}}{k_{(c_o-\varepsilon)}}}\cdot\lim_{\varepsilon\to 0}\sqrt{\frac{1+\frac{\left(k_o-(c_o+\varepsilon)\right)^2}{k_o^2}}{1-\frac{(c_o-\varepsilon)^2}{k_o^2}}}\cdot\lim_{\varepsilon\to 0}\frac{dt-\frac{(c_o-\varepsilon)}{k_o^2}\cdot dx}{dT-\frac{(k_o-(c_o+\varepsilon))}{k_o^2}\cdot dX}=$$

$$=\lim_{\varepsilon\to 0}\sqrt{\frac{R_{(k_o-(c_o+\varepsilon))}}{k_{(c_o-\varepsilon)}}}\cdot\lim_{\varepsilon\to 0}\sqrt{\frac{\frac{k_o^2+\left(k_o-(c_o+\varepsilon)\right)^2}{k_o^2}}{\frac{k_o^2-(c_o-\varepsilon)^2}{k_o^2}}}\cdot\lim_{\varepsilon\to 0}\frac{dt-\frac{(c_o-\varepsilon)}{k_o^2}\cdot dx}{dT-\frac{\left(k_o-(c_o+\varepsilon)\right)}{k_o^2}\cdot dX}=$$

$$=\lim_{\varepsilon\to 0}\sqrt{\frac{k_o^2+\left(k_o-(c_o+\varepsilon)\right)^2}{k_o^2-(c_o-\varepsilon)^2}}\cdot\lim_{\varepsilon\to 0}\sqrt{\frac{R_{(k_o-(c_o+\varepsilon))}}{k_{(c_o-\varepsilon)}}}\cdot\lim_{\varepsilon\to 0}\frac{\frac{k_o^2\cdot dt-(c_o-\varepsilon)\cdot dx}{k_o^2}}{\frac{k_o^2\cdot dT-\left(k_o-(c_o+\varepsilon)\right)\cdot dX}{k_o^2}}=$$

$$=\sqrt{\frac{k_o^2+(k_o-c_o)^2}{k_o^2-{c_o}^2}}\cdot\lim_{\varepsilon\to 0}\sqrt{\frac{R_{(k_o-(c_o+\varepsilon))}}{k_{(c_o-\varepsilon)}}}\cdot\lim_{\varepsilon\to 0}\frac{k_o^2\cdot dt-(c_o-\varepsilon)\cdot dx}{k_o^2\cdot dT-\left(k_o-(c_o+\varepsilon)\right)\cdot dX}=$$

$$=\sqrt{\frac{k_o^2+(k_o-c_o)^2}{(k_o+c_o)\cdot(k_o-c_o)}}\cdot\frac{k_o^2\cdot dt-c_o\cdot dx}{k_o^2\cdot dT-(k_o-c_o)\cdot dX}\cdot\lim_{\varepsilon\to 0}\sqrt{\frac{R_{(k_o-(c_o+\varepsilon))}}{k_{(c_o-\varepsilon)}}}=(*)$$

A (3) alatti egyenlet további kifejtéséhez szükségünk van az abban szereplő határértékre. Számoljuk ki ezt most külön:

(4)

$$\lim_{\varepsilon\to 0}\sqrt{\frac{R_{(k_o-(c_o+\varepsilon))}}{k_{(c_o-\varepsilon)}}}=\lim_{\varepsilon\to 0}\sqrt{\frac{R_{D(k_o-(c_o+\varepsilon))}\cdot(k_o-c_o)}{k_{D(c_o-\varepsilon)}\cdot c_o}}=\sqrt{\frac{k_o-c_o}{c_o}}\cdot\lim_{\varepsilon\to 0}\sqrt{\frac{R_{D(k_o-(c_o+\varepsilon))}}{k_{D(c_o-\varepsilon)}}}=$$

$$=\sqrt{(k_{Do}-1)}\cdot\lim_{\varepsilon\to 0}\sqrt{\frac{R_{Do}\cdot\frac{1+\left(k_o-(c_o+\varepsilon)\right)^2/R_o^2}{1-\left(k_o-(c_o+\varepsilon)\right)^2/(k_o-c_o)^2}}{k_{Do}\cdot\frac{1-(c_o-\varepsilon)^2/k_o^2}{1-(c_o-\varepsilon)^2/c_o^2}}}=$$

(Az első egyenlőségjelnél az $R_v=R_{Dv}\cdot(k_o-c_o)$ valamint a $k_v=k_{Dv}\cdot c_o$ összefüggéseket, míg a harmadiknál az [1] (13) és (16) alatti összefüggéseit használtuk.)

$$= \sqrt{(k_{Do}-1)} \cdot \sqrt{\frac{R_{Do}}{k_{Do}}} \cdot \lim_{\varepsilon\to 0} \sqrt{\frac{\dfrac{1+\left(k_o-(c_o+\varepsilon)\right)^2/R_o^2}{1-\left(k_o-(c_o+\varepsilon)\right)^2/(k_o-c_o)^2}}{\dfrac{1-(c_o-\varepsilon)^2/k_o^2}{1-(c_o-\varepsilon)^2/c_o^2}}} =$$

(alkalmazva az [1] (9) alatti képletét)

$$= \sqrt{(k_{Do}-1)} \cdot \sqrt{\frac{1}{k_{Do}-1}} \cdot \lim_{\varepsilon\to 0} \sqrt{\frac{\dfrac{1+\left(k_o-(c_o+\varepsilon)\right)^2/R_o^2}{1-\left(k_o-(c_o+\varepsilon)\right)^2/(k_o-c_o)^2}}{\dfrac{1-(c_o-\varepsilon)^2/k_o^2}{1-(c_o-\varepsilon)^2/c_o^2}}} =$$

$$= \lim_{\varepsilon\to 0} \sqrt{\frac{1+\left(k_o-(c_o+\varepsilon)\right)^2/k_o^2}{1-(c_o-\varepsilon)^2/k_o^2}} \cdot \lim_{\varepsilon\to 0} \sqrt{\frac{1-(c_o-\varepsilon)^2/c_o^2}{1-\left(k_o-(c_o+\varepsilon)\right)^2/(k_o-c_o)^2}} =$$

$$= \sqrt{\frac{\dfrac{k_o^2+(k_o-c_o)^2}{k_o^2}}{\dfrac{k_o^2-{c_o}^2}{k_o^2}}} \cdot \lim_{\varepsilon\to 0} \sqrt{\frac{1-(c_o-\varepsilon)^2/c_o^2}{1-\left(k_o-(c_o+\varepsilon)\right)^2/(k_o-c_o)^2}} =$$

$$= \sqrt{\frac{k_o^2+(k_o-c_o)^2}{k_o^2-{c_o}^2}} \cdot \lim_{\varepsilon\to 0} \sqrt{\frac{1-(c_o-\varepsilon)^2/c_o^2}{1-\left(k_o-(c_o+\varepsilon)\right)^2/(k_o-c_o)^2}} =$$

$$= \sqrt{\frac{{c_o}^2 \cdot \left(k_{Do}^2+(k_{Do}-1)^2\right)}{{c_o}^2 \cdot \left(k_{Do}^2-1\right)}} \cdot \lim_{\varepsilon\to 0} \sqrt{\frac{1-(c_o-\varepsilon)^2/c_o^2}{1-\left(k_o-(c_o+\varepsilon)\right)^2/(k_o-c_o)^2}} =$$

$$= \sqrt{\frac{k_{Do}^2+(k_{Do}-1)^2}{k_{Do}^2-1}} \cdot \lim_{\varepsilon\to 0} \sqrt{\frac{1-(c_o-\varepsilon)^2/c_o^2}{1-\left(k_o-(c_o+\varepsilon)\right)^2/(k_o-c_o)^2}} =$$

(A kifejezésben szereplő határérték nem más, mint az [1]-ben, a (20) formula alatti A(ε) kifejezés (23) és (27) alatt meghatározott határértékének a négyzetgyöke!)

$$= \sqrt{\frac{k_{Do}^2+(k_{Do}-1)^2}{(k_{Do}+1)\cdot(k_{Do}-1)}} \cdot \sqrt{(k_{Do}-1)} = \sqrt{\frac{k_{Do}^2+(k_{Do}-1)^2}{k_{Do}+1}}$$

A kapott összefüggéssel most folytassuk a (*)-nál megszakadt (3)-t:

$$(*) = \sqrt{\frac{k_{Do}^2+(k_{Do}-1)^2}{k_{Do}+1}} \cdot \sqrt{\frac{k_o^2+(k_o-c_o)^2}{(k_o+c_o)\cdot(k_o-c_o)}} \cdot \frac{k_o^2 \cdot dt - c_o \cdot dx}{k_o^2 \cdot dT - (k_o-c_o) \cdot dX} =$$

$$= \sqrt{\frac{k_{Do}^2 + (k_{Do}-1)^2}{k_{Do}+1}} \cdot \sqrt{\frac{c_o^2 \cdot \left(k_{Do}^2 + (k_{Do}-1)^2\right)}{c_o^2 \cdot (k_{Do}+1) \cdot (k_{Do}-1)}} \cdot \frac{k_o^2 \cdot dt - c_o \cdot dx}{k_o^2 \cdot dT - (k_o - c_o) \cdot dX} =$$

$$= \sqrt{\frac{k_{Do}^2 + (k_{Do}-1)^2}{k_{Do}+1}} \cdot \sqrt{\frac{k_{Do}^2 + (k_{Do}-1)^2}{k_{Do}+1}} \cdot \frac{1}{\sqrt{(k_{Do}-1)}} \cdot \frac{k_o^2 \cdot dt - c_o \cdot dx}{k_o^2 \cdot dT - (k_o - c_o) \cdot dX} =$$

$$= \frac{k_{Do}^2 + (k_{Do}-1)^2}{k_{Do}+1} \cdot \frac{1}{\sqrt{(k_{Do}-1)}} \cdot \frac{k_o^2 \cdot dt - c_o \cdot dx}{k_o^2 \cdot dT - (k_o - c_o) \cdot dX}$$

Hátravan még a most „lezárt” (3) egyenlet utolsó szorzótényezőjének kibontása. Ehhez – némileg elkanyarodva – tekintsük a következő esetet:

(5) $\frac{dx}{dt} = v$ és $\frac{dX}{dT} = -(k_o - v)$ $(0 < v < k_o)$ /ld. [1], (17)/

azaz

(6) $\frac{1}{v} \cdot \frac{dx}{dt} = -\frac{1}{k_o - v} \cdot \frac{dX}{dT}$

amiből

(7) $dX = -\frac{k_o - v}{v} \cdot \frac{dT}{dt} \cdot dx$ és $dT = -\frac{v}{k_o - v} \cdot \frac{dX}{dx} \cdot dt$

Látható, hogy ha a {dT, dX} koordináta-páros egyik – bármelyik – tagja megvan, akkor a másik tag már egyértelműen meghatározható v ismeretében!

Most írjuk tovább a (3) végén szereplő kifejezést a dX koordinátadifferenciál (7) alatti alakjának segítségével (ahol most $v=c_o$):

(8) $$\lim_{\varepsilon \to 0} \frac{dt'(\varepsilon)}{dT'(\varepsilon)} = \frac{k_{Do}^2 + (k_{Do}-1)^2}{k_{Do}+1} \cdot \frac{1}{\sqrt{(k_{Do}-1)}} \cdot \frac{k_o^2 \cdot \frac{dt}{dx} - c_o}{k_o^2 \cdot \frac{dT}{dx} + (k_o - c_o) \cdot \frac{k_o - c_o}{c_o} \cdot \frac{dT}{dt}} =$$

$$= \frac{k_{Do}^2 + (k_{Do}-1)^2}{k_{Do}+1} \cdot \frac{1}{\sqrt{(k_{Do}-1)}} \cdot \frac{k_o^2 \cdot \frac{dt}{dx} - c_o}{k_o^2 \cdot \frac{dT}{dx} + \frac{(k_o - c_o)^2}{c_o} \cdot \frac{dT}{dt}} =$$

$$= \frac{k_{Do}^2 + (k_{Do}-1)^2}{k_{Do}+1} \cdot \frac{1}{\sqrt{(k_{Do}-1)}} \cdot \frac{c_o^2 \cdot k_{Do}^2 \cdot \frac{dt}{dx} - c_o}{c_o^2 \cdot k_{Do}^2 \cdot \frac{dT}{dx} + \frac{c_o^2 \cdot (k_{Do}-1)^2}{c_o} \cdot \frac{dT}{dt}} =$$

$$= \frac{k_{Do}^2 + (k_{Do}-1)^2}{k_{Do}+1} \cdot \frac{1}{\sqrt{(k_{Do}-1)}} \cdot \frac{c_o \cdot k_{Do}^2 \cdot \frac{dt}{dx} - 1}{c_o \cdot k_{Do}^2 \cdot \frac{dT}{dx} + (k_{Do}-1)^2 \cdot \frac{dT}{dt}} = 1$$

Ezt kellene most dT-re megoldani/rendezni! Lássuk:

(9) $$\frac{k_{Do}^2+(k_{Do}-1)^2}{k_{Do}+1}\cdot\frac{1}{\sqrt{(k_{Do}-1)}}\cdot\left(c_o\cdot k_{Do}^2\cdot\frac{dt}{dx}-1\right)=c_o\cdot k_{Do}^2\cdot\frac{dT}{dx}+(k_{Do}-1)^2\cdot\frac{dT}{dt}$$

$$\frac{k_{Do}^2+(k_{Do}-1)^2}{k_{Do}+1}\cdot\frac{1}{\sqrt{(k_{Do}-1)}}\cdot\left(c_o\cdot k_{Do}^2\cdot\frac{dt}{dx}-1\right)=\left(c_o\cdot k_{Do}^2\cdot\frac{1}{dx}+(k_{Do}-1)^2\cdot\frac{1}{dt}\right)\cdot dT$$

Vagyis

(10) $$\mathbf{dT}=\frac{\frac{k_{Do}^2+(k_{Do}-1)^2}{k_{Do}+1}\cdot\frac{c_o\cdot k_{Do}^2\cdot\frac{dt}{dx}-1}{\sqrt{(k_{Do}-1)}}}{\left(c_o\cdot k_{Do}^2\cdot\frac{1}{dx}+(k_{Do}-1)^2\cdot\frac{1}{dt}\right)}=\frac{\frac{k_{Do}^2+(k_{Do}-1)^2}{k_{Do}+1}\cdot\frac{c_o\cdot k_{Do}^2\cdot\frac{1}{c_o}-1}{\sqrt{(k_{Do}-1)}}}{c_o\cdot k_{Do}^2\cdot\frac{1}{dx}+(k_{Do}-1)^2\cdot\frac{1}{dt}}=\frac{\frac{k_{Do}^2+(k_{Do}-1)^2}{k_{Do}+1}\cdot\frac{k_{Do}^2-1}{\sqrt{(k_{Do}-1)}}}{c_o\cdot k_{Do}^2\cdot\frac{1}{c_o\cdot dt}+(k_{Do}-1)^2\cdot\frac{1}{dt}}=$$

$$=\frac{\frac{k_{Do}^2+(k_{Do}-1)^2}{k_{Do}+1}\cdot\frac{(k_{Do}+1)\cdot(k_{Do}-1)}{\sqrt{(k_{Do}-1)}}}{k_{Do}^2\cdot\frac{1}{dt}+(k_{Do}-1)^2\cdot\frac{1}{dt}}=\frac{(k_{Do}^2+(k_{Do}-1)^2)\cdot\frac{(k_{Do}-1)}{\sqrt{(k_{Do}-1)}}}{(k_{Do}^2+(k_{Do}-1)^2)\cdot\frac{1}{dt}}=$$

$$=\frac{\frac{(k_{Do}-1)}{\sqrt{(k_{Do}-1)}}}{\frac{1}{dt}}=\boldsymbol{\sqrt{(k_{Do}-1)}\cdot dt}$$

(Ebből is látható, hogy az *Einsteini* elmélet szerint *elliptikus* geometriájú téridő nem is létezhetne – merthogy az ortodox speciális relativitáselméletben $k_{Do}=1$; tehát ekkor $dT\equiv 0$ adódna!)

Írjuk föl még egyszer ezt a rendkívül fontos és alapvető – tegyük hozzá: „hihetően egyszerű alakú" – formulát:

(11) $$\mathbf{dT=dt\cdot\sqrt{k_{Do}-1}}$$

Ez tehát *tartalmilag* („szavakban megfogalmazva") **azt jeleni, hogy a téridő valamely pontjához tartozó** (*lokális*) **K_0 *hiperbolikus* alaprendszer ideje** ($\sqrt{k_{Do}-1}$)**-ször <u>lassabban</u> <u>telik</u>, mint az ugyanazon téridőponthoz tartozó K_0^{Ro} *elliptikus* alaprendszerbeli idő!**

A (7) alatti kapcsolat – és persze a most nyert (11) – alapján pedig a dX kifejezése:

(12) $$\mathbf{dX=-\frac{k_o-v}{v}\cdot\sqrt{k_{Do}-1}\cdot dx}$$

A (11) és (12) alatti képletek jelen dolgozat legfontosabb eredményei – és egyúttal talán az elmúlt egy-másfél év kutatásainak is a legszebb gyümölcsei közé tartoznak!

Megjegyzendő még, hogy ha a k_{Do} általunk eddig becsült értékét tekintjük, azaz föltételezzük, hogy $k_{Do}\cong 114{,}8541986$, akkor $dT\cong 10{,}717\cdot dt$, azaz az *elliptikus* $\mathbf{K_0^{Ro}}$**-ban *majdnem 11-szer gyorsabban* múlik az idő, mint** az ugyanazon téridő-lokalitást jellemző *hiperbolikus* **K_0 alaprendszerben**. Egyúttal azt is kijelenthetjük, hogy mostantól kezdve a hiperbolikus K_0-ból kiindulva nemcsak a $0\leq|v|<c_o$ tartományon belül eső K_v-kbe, hanem – két lépesben bár – de a (11) és (12), valamint az [1] 10) alatti transzformációs képletei segítségével a $c_o<|v^*|<k_o$ esetben is „át tudunk lépni" K_0-ból a K_{v^*}-okba. **Magyarán a teljes [0; k_o] tartományon birtokoljuk a K_v-k közötti transzformációs összefüggéseket –**

azzal a megkötéssel, hogy K_0 és K_0^{Ro} *közvetlenül* „nem látják egymást”! (Föltéve persze, hogy geometriaváltós „rögeszmém”/hipotézisem helyes.)

Dobó Andor [3]-ban – egy harmadfokú egyenlet megoldása során – két gyököt kapott, amely alapján k_{Do}-ra egy 1-nél alig valamivel nagyobb („$k_{Do} \cong 1{,}00000\ldots.001$”) és egy „nagyon nagy érték” ($k_{Do} >> 1$) adódott. (*Dobó*, $v=c_o$ esetén, a nagyobbik k_{Do} értéket k_{D1}-el jelölte; a kettő közötti kapcsolatot pedig [5]-ben (1) mutatja. A következő részben – idetartozóan – erről a kapcsolatról és következményeiről bővebben lesz szó.) Legutóbbi két dolgozatunk (jelen és [1]) szerint

(13) $R_{Do} = \frac{k_{Do}}{k_{Do}-1}$ ahol $k_{Do} \cong 114{,}8541986$; tehát így $R_{Do} \cong 1{,}0087831$.

Mint látható, e két érték – jellegre legalábbis – szintén megfelel a *Dobó* által nyert két értéknek: hiszen egyikük *alig* nagyobb 1-nél, míg másikuk *sokkalta*. Azt is hozzá kell tenni, hogy ha a [4]-ben taglalt kísérlet – vagy akár egy újabb kísérlet – a Földön a kb. 115-szörös fénysebességnél sokkalta nagyobb értéket mutatna ki (pl. 15 ezerszerest), akkor a két megoldás (k_{Do} és R_{Do}) értékei még inkább emlékeztetnének a *Dobó* által kapottakra:

$k_{Do} \cong 15\,000$ és $R_{Do} \cong 1{,}0000666$

Vajon *Dobó* két gyöke között nem áll fönn a (13) összefüggés? Érdemes lenne ellenőrizni!

Ha most még azzal az újabb hipotézissel is élünk, hogy a Természetben **k_{Do} időnként** – ma még megmagyarázhatatlan okból – **R_{Do} értékére „kapcsol/vált át”** (vagy akár éppen *alapesetben* mutatja ezt az értéket..?), akkor

- *egyrészt* még érthetőbbé válik, hogy *Einstein* speciális relativitáselmélete miért **tűnt úgy** egy egész évszázadon át, hogy *az* a mérési eredményekkel kellőképpen alátámasztható;
- *másrészt* megragadható és kifaggatható, immár *matematikailag* is, egy ilyen érték-váltás:

(14) $k^*_{Do} = R_{Do} = \frac{k_{Do}}{k_{Do}-1}$

Ekkor

(15) $$\boldsymbol{R^*_{Do}} = \frac{k^*_{Do}}{k^*_{Do}-1} = \frac{\frac{k_{Do}}{k_{Do}-1}}{\frac{k_{Do}}{k_{Do}-1}-1} = \frac{\frac{k_{Do}}{k_{Do}-1}}{\frac{k_{Do}-(k_{Do}-1)}{k_{Do}-1}} = \frac{k_{Do}}{k_{Do}-(k_{Do}-1)} = \frac{k_{Do}}{1} \boldsymbol{= k_{Do}}$$

Vagyis ekkor meg R^*_{Do} veszi föl k_{Do} *korábbi* számértékét; azaz valójában *számérték-**csere*** („szerepcsere”) történik a két egyetemes állandó között! Persze e fölöttébb misztikus jelenség mélyebb magyarázata – sőt: puszta létének bizonyítása – még várat magára…

Összevetés *Dobó* eredményeivel

Az alábbiakban – eligazodás és tisztábban látás megkönnyítése végett – összehasonlítom az általam kapott eredményeket *Dobó* eredményeivel. Eközben főleg a [3]-ban és [6]-ban közöltekre támaszkodom, s az ott alkalmazott jelöléseket használom. Az összevetés egyben az ellentmondás-mentességre utalást is szolgálja.

Dobó [6]-ban kimutatta, hogy a v>0 sebesség, valamint a gyökök révén származtatott k_1 és k_3 görbületi paraméterek között ($k_1<k_3$) a

$$(16)\qquad v^2 = (k_1c)^2\frac{1-\left(\frac{k_1}{k_3}\right)^4}{1-\left(\frac{k_1}{k_3}\right)^6}$$

összefüggés áll fönn, ahol $\frac{v}{c} < k_1 < \infty$. Ebből k_3-t kifejezve a

$$(17)\qquad k_3^2 = \frac{2k_1^2}{\left(\frac{k_1c}{v}\right)^2-1+\sqrt{\left[1+\left(\frac{k_1c}{v}\right)^2\right]^2-4}}$$

összefüggéshez jutunk[1], ahol k_1 v-ben folytonos. (Lásd: [3], (49)!)

A (17) alapján látható, hogy k_3 a $0<v<\infty$ intervallumon ugyancsak folytonos; vagyis v-re nézve szakadási helye nincs. Ha v=c, akkor $1<k_1$ és

$$(18)\qquad k_3^2 = \frac{2k_1^2}{{k_1}^2-1+\sqrt{\left[1+{k_1}^2\right]^2-4}}$$

ahol $k_3<\infty$. (Ebben az esetben *Dobónál* (lásd [5]) $k_1=k_{Do}$, $k_3= k_{D1}$.)[2]

A [3]-ban szereplő (34')-ben, ha $m_o=0$, akkor $\varphi=0$, ezért (45) alapján $k_1=1$. Ebből adódóan, ha v=c, akkor a (18) alatti k_3-nak $k_1=1$ helyen szakadása van, mivel ekkor k_3-nak $k_1=1$ helyen vett határértéke végtelen; azaz $k_3=\infty$. *Dobó* szerint v=c esetben k_1 értéke igen közel esik 1-hez, ezért a $k_1=1$ választással közelítés gyanánt élhetünk. (Lásd: [7] 3. Lábjegyzet.) Ez arra utal, hogy *eljárásom nincs feltétlen ellentétben Dobó felfogásával, eredményeivel*. Nálam a $k_3=k_{Dc_o}=\infty$ „van kihasználva”, ami (18)-ból $k_1=1$ értéknél adódik.

Megjegyzendő, hogy a modern fizika jelenlegi állása szerint, ha $v=c_o$, akkor a nyugalmi tömeg nulla, és ezzel (mint magától értetődő és elfogadott *ténnyel*) a kvantummechanikában is így számolnak. Az egyetemi tankönyvekben pedig ezt így oktatják. (Lásd: [8], [9]. – *Dobó* szerint ez nem tükrözi hűen a valóságot!)

Dobó arra is felhívta figyelmemet, hogy k_{D1} és k_{Do} hiperbolikus geometriában lett kifejezve; így abban értelmezendők. Természetesen analóg módon értelmezhetők az elliptikus geometriában megjelenő R_{D1} és R_{Do} is, melyek között szintén fönnáll valamilyen függvénykapcsolat, ami (16), illetve (17) alapján a $k_{Do}=iR_{Do}$ helyettesítéssel már *nem* határozható meg. Most az elliptikus geometriában kifejezett relativisztikus impulzusra vonatkoztatva kell a harmadfokú egyenlet gyökeit meghatározni. (*Dobó* szerint elképzelhető,

[1] A (17) tehát (16) k_3-ra kifejezett alakja. Ennek belátását, levezetését *Dobó* (eddig) nem tette közzé¸csupán velem közölte, hogy (16) a (17) alakra is hozható.

[2] Ekkor a határsebesség nem c, hanem $k_{D1}\cdot c$. *Dobó* szerint a sebességek „*kis*” és „*nagy*” jellege fönnáll az elliptikus geometriában is, amit eredményeim is alátámasztanak! A k_{Do}, k_{D1}; R_{Do}, R_{D1} értékét *Dobó* felfogásában a foton *nyugalmi tömege* ($m_o\neq0$) határozza meg. (Tájékoztatásul lásd: [3], (49), (50).)

hogy célszerűbb a *Dobó-Topa*-féle relativisztikus impulzust alapul venni a harmadfokú egyenlet fölállításához, mivel ez által több információhoz juthatunk!)

Ha azt találjuk, hogy R_{D1} és R_{Do} között az

(19) $R_{D1}=g(R_{Do})$

függvénykapcsolat áll fönn (aminek meghatározása időigényes), akkor $k_{Do}\leftrightarrow ik_{Do}$ esetén

(20) $R_{D1}=g(k_{Do})$,

ami már egyfajta összehasonlításul szolgálhat a (14)-, illetve (15)-höz.

*

Szeretném remélni, hogy a hosszú ideig tartó – már-már „rögeszméssé vált” – próbálkozásom nem volt, nem lesz hiábavaló. Ezáltal is gazdagodhat gondolatvilágunk, s az eddiginél is merészebben szárnyalhatunk. Erre szükség is van, mert a fizika mindenképpen paradigmaváltás előtt áll. *Mára kiderült: szemben eddigi tapasztalatainkkal, a felszín alatt egy sokkalta mélyebb, jóval bonyolultabb és egészen másfajta valóság rejtőzik. Tulajdonképpen ilyesmit fedeztem föl, vettem észre én magam is*. – Reményeim szerint ez a fizikában olyan újabb kutatási irányzatokat fog hamarosan elindítani, amelyek kiindulási alapvetései itt találhatók.

Budapest, 2010. augusztus 1., vasárnap *Topa Zsolt*

fizikus, szakközgazdász

VÉLEMÉNY ÉS HOZZÁÁLLÁS

Annak ellenére, hogy *Topa* a

(1) $$k_{Dv} = k_{Do}\frac{1-\left(\frac{v}{k_o}\right)^2}{1-\left(\frac{v}{c_o}\right)^2}$$

kifejezéssel számolt, attól még ha $v=c_o$, az $m_o\neq 0$. Ugyanis (1)-től *függetlenül* a nyugalmi tömeg:

(2) $$m_o = \frac{k_o}{k_v}\frac{E}{k_o^2}\sqrt{1-\left(\frac{v}{k_o}\right)^2}, \qquad (c_o < k_o \leq k_v)$$

ahol E relativisztikus energiát jelöl. Ha $v=c_o$, akkor

(3) $$E = \frac{k_v}{k_o}h\nu,$$

ezért

(4) $$m_o = \frac{h\nu}{k_o^2}\sqrt{1-\left(\frac{c_o}{k_o}\right)^2} > 0,$$

ami pontosan egyezik a [7]-ben található (7) alatti összefüggéssel[3]. ($k_o=kc_o$; $c_o=c$, $k>1$.)

Ezek után vegyük észre, hogy *Topa* végső fokon a geometriaváltás problémáját $m_o \approx m_o^* = 0$ közelítéssel tárgyalta. Mivel a Nobel-díjas *Yukawa* japán fizikus elmélete szerint $m_o < 2\cdot 10^{-50}$ kg (lásd [3] és [10]), ezért (feltehetően) ezzel a közelítéssel *megengedetten* lehet számolni. *Topa* vizsgálata során – meglátásom szerint – tehát nem minden v-re nézve számol (1) révén jó közelítéssel, de ez nem is érdekes; fontos az, hogy c_o környezetében a közelítés elfogadható legyen; amit most $m_o \approx m_o^* = 0$ szavatol!

Topa ezáltal kapott (11) illetve (12) *formulája egyszerű és lenyűgöző! Fölemelő az a gondolatvilág, amelyben Topa mozgott és alkotott*. (Az ilyesmihez, úgy látszik, különös érzéke és sajátos látásmódja van!) *Amíg eljutott idáig, a fizikai valóságról olyan képet tárt elénk, melyet rajta kívül senki sem látott még*. Önmagában már ez is hasznosnak tekinthető és mondható, mert mozgásba lendíti az emberi képzeletet. (Ezáltal a szükséges matematikai technika alkalmazása már „jön magától”!)

Köztudott, hogy a modern fizika számos esetben olyasmiket állít, amelyek szöges ellentétben állnak „jól bevált hétköznapi logikai fölfogásunkkal” és személyes mindennapi tapasztalatainkkal. Gondoljunk például arra, hogy a nemzetközi tudományos folyóiratokban, szakkönyvekben egyre-másra jelennek meg olyan okfejtések, amelyek szerint: a *szuperhúr-elmélet* értelmében végtelen sok világ létezik, a mi valóságunktól „időben oldalt”, párhuzamosan Világegyetemünkkel, de attól örökre elvágva. – Nos, *Topa* eredménye is ebbe a kategóriába tartozik, amit én *kiemelkedőnek tartok, nagyra értékelek*, és *őszinte elismeréssel nyugtázok*!

Ezúton is nyomatékosítva jelzem: amikor a fizikában elméleti kutatásokat végezve mély értelmű kérdéseket kitartó makacssággal feszegetünk, vizsgálunk, kellő alázattal és hihetetlen rugalmassággal kell a meglepő válaszokat kezelni[4]. Nagy baj az, hogy a tudomány elsajátítása egyre nagyobb szellemi erőfeszítéssel jár, a szükséges ismereteket pedig nem tudjuk hibátlanul felfogni és feldolgozni. Ezért kell körültekintőbben és óvatosabban ítélkeznünk; az

[3] Ez csodálatos tömörséggel fejezi ki *Bolyai János* felfogását, amely szerint: „Minden, ami mozog, anyagi testtel bíró (és fordítva).” (Lásd [11], 167. o.)
Engem kifejezetten zavar, hogy a fizika jelenlegi tanai szerint van olyan részecske, amelynek nyugalmi tömege nulla; ugyanakkor létezik impulzusa és energiája – ami tehát nem nulla. Ilyen tulajdonsága van a *fotonnak*, amit én nem tudok elfogadni, mert nem tudom felfogni, a *nemlétezőnek* hogyan lehet *létező* tulajdonsága, a semmiből hogyan lesz valami? (Azt viszont el tudom képzelni, hogy valami – aminek már a tömege kellően kicsiny, vagy nagy – egy pillanaton belül, valaminek a hatására, más tulajdonságokra váltva „él” tovább. Az állapotváltozás geometriaváltást is jelenthet!) – A szellemi életben a nyugati világot uraló elvtelen és gátlástalan *kultúrterror* átvétele, alkalmazása nem visz előbbre. Nagy baj, hogy ezt a hazai balliberális értelmiség és holdudvara eddig többnyire ránk kényszeríthette. (Úgy kell nekünk: miért hagytuk..?!) Hosszú idő óta ők alakítják, formálják tudományos életünket; beteges öntörvényeiknek megfelelően. Ennek is betudhatóan tudományos látásmódunk elhomályosult és beszűkült, amiért ők is felelősek. (Meg mi is!)

[4] Ez az, amit mi eddig a fizikusok részéről nem tapasztaltunk. Ők még azt a fáradságot sem vették, hogy utánanézzenek és -gondoljanak állításainknak, eredményeinknek. Milyen kutató az, akit nem fűt a kíváncsiság érzete? – Mintha ez kellene ahhoz, hogy valakiből akadémikus lehessen. Olyan is az Akadémia! Szellemi prostituáltak gyűjtőhelye. Tisztelet a kevés számú kivételnek. – Ez a következménye annak, amikor sok tehetségtelen ember kerül vezető pozícióba. Ezek akarva-akaratlanul gátolják azt, hogy az Akadémia intézményeiben, az egyetemeken toronymagasan kiemelkedő, ugyanakkor mélyenszántó tudományos értékeket produkáló szellemi elit jöhessen létre – olyan, amely az ország javát az eddigieknél jóval hatásosabban és hatékonyabban *szolgálja*, s a tudományt a fellendülés hajtóerejévé *alakítsa*.

eredményeket pedig megfontoltabban kezelnünk, mert – ilyen körülmények között – könnyen tévedhetünk. Ennek elkerüléséhez kell a szándék és a tett szinkronja, az erőltetetten kialakított, beteges szubkultúra felszámolása, amihez kellő bátorság és önbizalom is szükségeltetik.

Dobó Andor

Hivatkozások

[1] *Topa Zsolt*: Pontosítások, javítások, segédtételek – továbblépés (Kézirat, Budapest, 2010. július 21., szerda)

[2] *Topa Zsolt*: A „*D-L*-trafó”pontosításának *pontosítása* (Kézirat, Budapest, 2009. december 1., kedd)

[3] *Dobó Andor*: A speciális relativitáselmélet új alapjai (Kézirat, Budapest, 2009. október 16.)

[4] *Topa Zsolt*: A *Michelson-Morley* kísérlet gyökeres átértékelése (Kézirat, Budapest, 2009. április 23.)

[5] *Dobó Andor*: A fény egy újabb dualitása (Kézirat, Budapest, 2009. december 31.)

[6] *Dobó Andor*: A fénysebesség és a görbületi paraméterek kapcsolatáról (Kézirat, Budapest, 2009. november 30.)

[7] *Dobó Andor*: Nemcsak a foton jellemzőit ismerjük rosszul (Kézirat, Budapest, 2010. június 20.)

[8] *Hraskó Péter*: Relativitáselmélet (Typotex Kiadó, Budapest, 2002.)

[9] *Nagy Károly*: Kvantummechanika (Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest, 2000.)

[10] *Simonyi Károly*: A fizika kultúrtörténete (Gondolat Kiadó, Budapest, 1986.)

[11] *Weszely Tibor*: Bolyai János (Vince Kiadó, Budapest, 2002.)