Kristóf Miklós

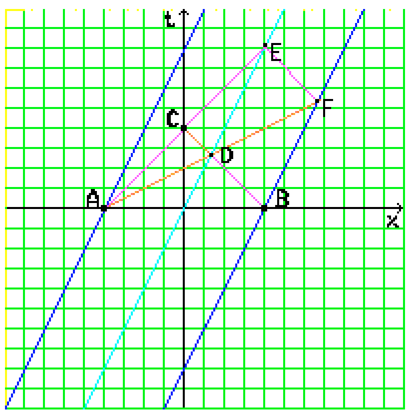
Éterelmélet

TARTALOM

1. rész: Az áramló téridő-plazma

1. rész: Az áramló téridő-plazma

Korunkban egyre több az éter-hívő. Rájuk az jellemző, hogy többnyire cáfolni akarják Einstein relativitáselméletét. Különösen a Speciális Relativitáselméletet (SR) támadják, és azt állítják hogy már SR-t cáfoló tények is vannak, pl. a fénysebesség 300-szorosát mérték ki, illetve már meg lehet mérni az éterhez képesti abszolút sebességet, pl. a mikrohullámú háttérsugárzás segítségével, tehát Einstein mindkét alapposztulátuma megdőlt. Ráadásul a fény nem is részecske hanem hullám. Elolvastam néhány ilyen könyvet, és azt vettem észre hogy komoly hibák is vannak bennük. Úgy tűnik, a SR-t azért támadják annyira, mert nem értik, nem mélyedtek el benne kellőképpen, és úgynevezett paradoxonokat hoznak fel példának arra, hogy a SR rossz, ellentmondásos. A paradoxonok magva legtöbbször az egyidejűség relativitása. Van egy kis könyvecském, Einstein: A különleges és az általános Relativitás elmélete, Pantheón kiadás 1921. Ebből kitűnik, hogy Einstein ezzel kezdi a kutakodását, és világosan megmagyarázza, mit is ért ezalatt! Példájában egy vonatot tekint, amely a vasúti töltésen halad v sebességgel. Legyen egy megfigyelő a vonat közepén, és álljon egy megfigyelő ugyanitt, de a vasúti töltésen! A vonaton levő megfigyelő tehát v sebességgel együtt mozog a vonattal, míg a töltésen álló megfigyelő nem mozog. Most csapjon le egy-egy villám a vonat elején és a végén úgy, hogy a töltésen álló megfigyelő egy időben látja őket! Mivel ő pont középen áll, a két fénysugár egyenlő utakat fut be, ezért egyszerre látja őket felvillanni. Kérdés: mi a helyzet a vonaton utazó megfigyelővel? Ő is egyszerre látja a két felvillanást? Hiszen ő is középen áll! Einstein egyértelmű válasza az hogy nem! A vonat ugyanis mozog, ezért a vonat elejéről induló fénysugárnak elébe szalad, ugyanakkor a vonat végéből induló fénysugár elől elszalad. Emiatt az elöl lecsapó villámot előbb látja, mint a hátulról jövőt! Ebből a példából világosan kiderül, hogy az egyidejűség mást jelent a töltésen álló megfigyelőnek, és mást a vonaton utazó megfigyelőnek! Ebben a kis példában már lényegében benne van az egész SR! Ha ugyanis elemezzük, rájövünk hogy mennyi hallgatólagos feltételezés húzódik meg a háttérben. Pl. a fénysebesség ugyanakkora az álló és a mozgó megfigyelő számára. A fizikai jelenségek ugyanúgy zajlanak le az álló és a mozgó megfigyelő szerint. Amikor SR problémát elemzünk, célszerű mindig kis téridő-diagramot szerkeszteni. Többnyire elegendő egy térbeli és egy időkoordináta, tehát egy síkrajz. Sok fölösleges kerülőutat meg lehet így takarítani, nem beszélve arról hogy nem blamáljuk magunkat egy esetleges rossz elemzéssel.

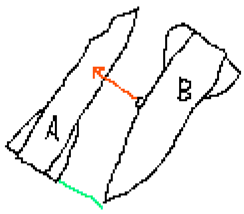


1. ábra

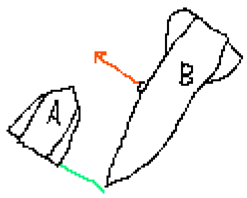
Az 1. ábrán láthatjuk a helyzet elemzését. A vízszintes tengelyen van az x távolság, a függőleges tengelyen a t idő, és szokásos egységekben c=1. Ezért a fény világvonalak 45 fokos egyenesek. A két sötétkék vonal a vonat eleje és vége, a világoskék a vonat közepén álló megfigyelő. A nyugvó megfigyelő világvonala éppen a t tengely. A vonat balról jobbra halad v = ½ c sebességgel (most ne törődjünk azzal hogy ilyen gyors vonat nincs is!) Az A és a B pontban csap le a villám, a nyugvó megfigyelő szerint egyidejűen (ez abból derül ki hogy A és B ugyanazon a vízszintes vonalon van). A két rózsaszín 45 fokos vonal a két fénysugár, melyek a C pontban, azaz a nyugvó megfigyelő szerint középen találkoznak, így a nyugvó megfigyelő a C pontban egyidejűleg látja őket felvillanni. Nem így a mozgó megfigyelő! Ő a B-ből induló fénysugarat a D pontban pillantja meg, és csak jóval később, az E pontban látja meg az A-ból induló fénysugarat! A mozgó megfigyelő számára nem az A és a B esemény egyidejű, hanem az A, D és F esemény! Ezeket narancssárga vonal köti össze, melynek meredeksége ½. Ha azt akarjuk hogy a mozgó megfigyelő az A-val egy időben lássa a vonat elején felvillanó fénysugarat, akkor ennek az F pontban kell felvillannia! Ekkor fog az A-ból induló és az F-ből induló fénysugár éppen E-ben találkozni.

Ez a kis elemzés megmutatja, hogy az SR hívők általában hogyan gondolkodnak.

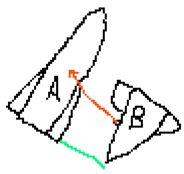
Most vizsgáljunk meg egy másik kedvenc példát, azt ahol két rakéta halad el egymás mellett, és az egyik rálő a másikra. Kérdés az, hogy eltalálja-e vagy sem?



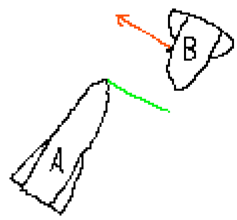
2. ábra



3. ábra



4. ábra

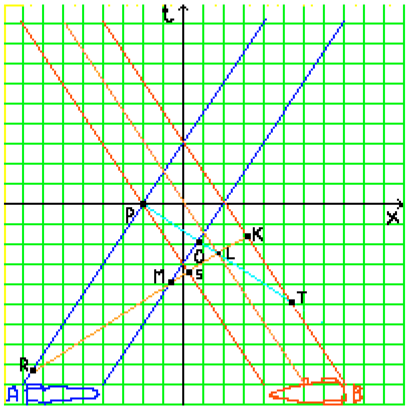


5. ábra

A mese tehát a következő: A B rakétában ülő megfigyelő azt mondja, hogy amikor a B rakéta csúcsa éppen eléri az A rakéta tatját, akkor B elsüti a középen levő ágyút, és akkor pont el kell találnia az A rakétát. Ezt mutatja a 2. ábra. Igen ám, de B nem számolt a Lorentz-kontrakcióval! B önmagát nyugvónak látja, hozzá képest az A nagy sebességgel mozog, ezért megrövidül, rövidebb lesz mint a fele, és ezért B nem találja el! Ez látható a 3. ábrán. Na eddig rendben is lenne, de most nézzük ezt az A megfigyelő szemszögéből! Most A áll, és B az amelyik mozog, ezért B fog megrövidülni, így az ágyúja még bőven az A dereka táján lesz, tehát el kell hogy találja! Ezt mutatja a 4. ábra.

Na most az a kérdés hogy kinek van igaza, eltalálja vagy nem? Itt szoktak a SR ellenzői kiakadni. Pedig nagyon egyszerű a megoldás, tudniillik a 4. ábra rossz! A szokásos bakival állunk szemben, nem vettük figyelembe az egyidejűség relativitását! Azt mondtuk, a B megfigyelő akkor süti el az ágyút, amikor a B orra éppen eléri az a tatját. Csakhogy ez a két esemény csak a B megfigyelő szemszögéből egyidejű! Amikor áttérünk az A megfigyelőre, az derül ki, hogy B már jóval előbb elsüti az ágyút, mint ahogy a B orra elérné az A tatját! És mivel túl korán lő, nem találja el. Ezt a valódi helyzetet mutatja az 5. ábra. Igazából B még az A orrát se éri el amikor már lő!

A helyzet még sokkal tisztább lesz, ha az ilyenkor szinte kötelező téridő-diagramhoz folyamodunk segítségért. Ez lesz a 6. ábra.



6. ábra

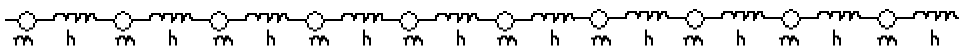
A diagramon a két sötétkék vonal közé eső rész az A rakéta, a két piros vonal közé eső rész a B rakéta „világsávja”. A P pont mutatja azt a pillanatot, amikor a B rakéta csúcsa eléri az A rakéta tatját. A B rakéta megfigyelője szerint egyidejű események a világoskék vonalon vannak. Tehát amikor a B csúcsa eléri az A tatját, a B tatja a T pontban van. A P és T közé eső szakasz a B rakéta teljes hossza, ennek felezőpontja az L pont, ez tehát a lövés pillanata! Az A rakéta a P és O közé eső szakasz, jól láthatóan rövidebb mint a B rakéta, sőt még a felénél is rövidebb, így az L a PO szakaszon kívülre esik: a lövés nem talált! Hogyan látja ugyanezt a dolgot az A megfigyelő? Nos, az A szerint az L lövéssel egyidejű események a narancssárga vonalon vannak. Így a lövés pillanatában az A orra az M pontban, a tatja az R pontban van, B orra az S, tatja a K pontban van. Most jól láthatóan az A a hosszabb, (RM szakasz), míg B jóval rövidebb (az SK szakasz) Az L pont most is a kék sávon kívül van: a lövés nem talált! Sőt, mivel az SK szakasz és az RM szakasz nem fedi át egymást, a B rakéta még az a orrát se érte el a lövés pillanatában! Tehát nyilván el se találhatta. Az elemzés tehát megmutatta, hogy mindkét megfigyelő véleménye ugyanaz: a lövés nem talált. Ellentmondásról tehát szó sincs, a paradoxon csak látszólagos volt!

Az ábra számszerű adatai: a két rakéta mozgását egy olyan közbülső megfigyelő szerint ábrázoltuk, amely szerint az A rakéta 2/3 c sebességgel halad, a B rakéta pedig -2/3 c sebességgel. Ez a „nyugvó” megfigyelő épp a t tengelyen van. A rakéták világvonalának meredeksége ezért 3/2 és -3/2. Az egyidejűség vonalak meredeksége 2/3 és -2/3. Az A rakétához képest milyen gyorsan mozog a B rakéta? Az Einsteini sebességösszetevés képlete szerint $(v+w)/(1+vw/c^2)$, azaz az adatainkkal $(2c/3+2c/3)/(1+4/9) = (4c/3)/(13/9) = 12/13\ c$ lesz végül is, a Lorentz-kontrakció Gamma-faktora pedig $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} = \sqrt{1-\frac{12^2}{13^2}} = \sqrt{\frac{169-144}{169}}$ lesz, ami éppen 5/13. Ez valamivel kisebb mint 1/2, ezért a választott adatok jók. (Ezt csak azért írtam le, mert egy témához jó ábrát csinálni külön művészet, amit jó ha megtanulunk.)

Ugye azért kellett hogy kisebb legyen mint 1/2, mert akkor fog a lövés nem találni.

No eme kis kitérő után térjünk rá arra hogy mit is akarunk tárgyalni? Egy olyan új elméletet, amely megőrzi az Einsteini relativitáselmélet minden eredményét, ugyanakkor mindezt az éterből vezeti le. Mert szerintem az Einsteini elmélet jó, sőt tökéletes, azaz se hozzátenni nem lehet, se elvenni belőle. Ugyanakkor van éter is, és minden megfigyelhető jelenség megmagyarázható az éterrel. Össze lehet tehát békíteni az Einsteini elméletet az éterrel! Hogy hogyan? Ezt szeretném a kis könyvemmel megmutatni. 25 év alatt kidolgoztam egy elméletet, amelynek az Áramló Téridő-Plazma nevet adtam. Ennek a kiindulópontja az hogy van éter, és megmutattam, hogy a legegyszerűbb rugalmas éter-modellből kiadódik a SR és a kvantumfizika is, csak bizonyos paramétereket kell a megfelelő módon megválasztani. A szilárd testekben, kristályokban terjedő hanghullámok, fononok tulajdonságaival a szilárdtestfizika foglalkozik. Amikor mi ezt a Műegyetemen tanultuk, rögtön feltűnt, hogy a dolog milyen meglepő hasonlóságot mutat a relativisztikus jelenségekkel! A mese itt az, hogy a kristály atomjait kis m tömegű golyócskákkal modellezik, amelyeket h rugóállandójú rugók kötnek össze. Ez a Rugó-Tömeg Modell (RUT) rezgésekre képes, illetve hullámok terjedhetnek benne. A hullámok terjedési tulajdonságait a Diszperziós Összefüggés határozza meg. A hullámoknak van frekvenciája, amplitudója és terjedési sebessége, továbbá hullámszám-vektora, ami megmutatja hogy a hullám éppen merre halad, és egy méterre hány hullám fér rá. Minél több, annál nagyobb a hullámszám és annál kisebb a hullámhossz. A hullám frekvenciája és hullámszáma közti viszonyt nevezik Diszperziós Összefüggésnek. Az elemi hullám színuszgörbe alakú, de sok ilyenből ún. hullámcsomagokat is össze lehet rakni, ezt nevezik Fourier-analízisnek. A hullámcsomag már véges kiterjedésű is lehet. Minél kisebb a térbeli kiterjedése, annál több színuszból kell összerakni, azaz annál nagyobb a sávszélessége. A hullám mérete és sávszélessége közti eme reciprok viszonyt nevezik a kvantumfizikában Heisenberg-féle határozatlansági elvnek! (HFH) A HFH tehát a hullámjelenségeknek egy lényegi sajátsága! A RUT modell lineáris, azaz két hullám összege is hullám. A kvantumfizika szintén lineáris elmélet, tehát érvényes a szuperpozíció elve: két megoldás összege is megoldás. A természetben azonban a jelenségek túlnyomó többsége nemlineáris! Két megoldás összege már nem megoldás! A nemlinearitásnak két nevezetes következménye van: a Káosz és a Szoliton. A Káosz lényege az, hogy nagyon kis rendszerek is képesek nagyon bonyolult jelenségeket produkálni. A rendszer elvileg determinisztikus, tehát elvben mindig meg lehet mondani hogy a következő percben mit csinál. A gyakorlatban azonban ezt meghiúsítja az ún. Pillangó-effektus: akármilyen pici hiba a kezdeti feltételekben rohamosan megnő, és néhány lépés után már nem lehet megmondani, mi történik. A rendszer megjósolható, de csak egy Isten számára, aki képes végtelen pontossággal számolni! A szoliton a nemlineáris hullám, vagy a magányos hullám, vagy ahogy én nevezem: az önfenntartó hullámcsomag! A közönséges lineáris hullám egy idő után szétterjed, szétfolyik. Nem így a szoliton! Az bizony megőrzi alakját, és képes más szolitonokkal ütközni, azokról lepattanni vagy éppen átmenni rajta. A lineáris hullámok simán átmennek egymáson, köztük ütközés nem lehetséges. De a szolitonok már ütközhetnek! A nemlineáris hullámok nem additívek, azaz két hullám összege már nem megoldás. Mégis van egy ún. nemlineáris addíció, amely úgy történik hogy az összeadás során mindkét hullám módosul egy kicsit, és az összeg-hullám már kicsit más, mint az eredeti hullámok puszta összege! Ez a természet egyik legalapvetőbb jelensége: A dolgok tükröződnek egymásban! Ha két dolgot egymás mellé rakok, mindkettő elkezd változni, és az eredmény két másik dolog lesz! A legjobb példa erre két szembefordított tükör: ha közéjük állok, egy végtelenségig megsokszorozott tükörsort látok, amely mint egy alagút elnyúlik a végtelenbe, és én is ott vagyok mindegyikben megsokszorozva. A fizikusok keresve se találhatnak jobb modellt a szolitonnál a részecske-hullám kettősség modellezésére! Az elektron egyszerre részecske és hullám. A hozzárendelt ψ függvény annak valószínűségét adja meg hogy az elektron hol van éppen. De a valószínűség nem egy anyagtalan valami, mögötte valamilyen anyagi hatás rejtőzik. Ez egy eredendő belső káosz: determinisztikus, csak éppen senki nem tudja kiszámolni. Mint majd látni fogjuk, az én modellemben az elektron egy szoliton, de olyan szoliton, amit az elnyelt éter tart egyensúlyban. Az éteráramlás és a belső rezgés együttese egy kaotikus rendszert hoz létre, ennek köszönhető hogy az elektron helyére csak valószínűségi kijelentés tehető. És így van ez a többi részecskével is. A RUT modell valójában egy nagyon nagy energiájú belső rezgést takar, amely minden elemi részecskére egy megszüntethetetlen mozgást kényszerít. Ez a rezgés táplálja az atomokat, ettől stabilak és örök életűek. A dolgok nem egyszerűen vannak: szakadatlan belső áramlás és rezgés tartja fenn őket. Minden változik. Az Idő valójában egy folyó, valahonnan ered és valahová tart. Minden részecske nyeli az étert, amely így nagyon pici méretekre zsugorodik belül, és elérve a Planck-hosszt, ott átáramlik egy másik dimenzióba, valahogy úgy, ahogy ma a húrelméletekben elképzelik. A Planck-hossz egy alagút, amelyik egy másik világba nyílik. Így a téridő valójában egy kétrétegű szappanhártyához hasonlatos, ahol mi vagyunk az egyik réteg, és a húrelmélet szerinti feltekert dimenzió a másik réteg, és a kettő közt az éter Planck-hossznyi atomjai teremtenek kapcsolatot. Na most sikerült egy szuszra egy csomó nem definiált fogalmat összehordanom. Ha ezeket mind ki akarnám fejteni, csak ez kitenne egy könyvet. Inkább majd megadom, hol lehet ezeknek utánaolvasni. Minek írjam meg azt, amit már mások sokkal jobban megírtak?

Ja és akkor térjünk vissza a RUT modellhez! Hogy adott ez relativisztikus effektusokat?



7. ábra

Na ez a legegyszerűbb RUT modell, m tömegekkel és h rugókkal. A tömegeket megszámozom: … m_{-1}, m_0, m_1, m_2, m_3, m_4, … és a helyeik: … x_{-1}, x_0, x_1, x_2, x_3, x_4, … és akkor jöhetnek a Newtoni mozgásegyenletek: mint tudjuk, egy rugó által kifejtett erő: $F = -h \cdot x$

és a tömeg gyorsulása x’’ ahol a vessző idő szerinti deriválást jelöl, tehát a Newton-egyenlet:

$m \cdot x'' = - h \cdot x$. Nos ezt kell felírni minden tömegpontra, csak most két rugó van, két oldalról:

$m \cdot x_0'' = - h \cdot (x_0 - x_{-1}) - h \cdot (x_0 - x_1)$

$m \cdot x_1'' = - h \cdot (x_1 - x_0) - h \cdot (x_1 - x_2)$

$m \cdot x_2'' = - h \cdot (x_2 - x_1) - h \cdot (x_2 - x_3)$ ... no és így tovább...

Most egy kicsit átalakítjuk az egyenleteket, mégpedig úgy hogy $x_n = n \cdot a + \xi_n$, ahol a-val az ún. rácsállandót jelölöm, és ξ_n a nyugalmi helyzethez képesti kis kitérés. A deriválásnál az a-s tagok kiesnek mert konstansok, és a kivonás révén a jobboldalon is kiesnek! Marad:

$m \cdot \xi_0'' = - h \cdot (\xi_0 - \xi_{-1}) - h \cdot (\xi_0 - \xi_1)$

$m \cdot \xi_1'' = - h \cdot (\xi_1 - \xi_0) - h \cdot (\xi_1 - \xi_2)$

$m \cdot \xi_2'' = - h \cdot (\xi_2 - \xi_1) - h \cdot (\xi_2 - \xi_3)$ ... és így tovább... Még egyszerűbben:

$m \cdot \xi_0'' = h \cdot (\xi_{-1} - 2 \xi_0 + \xi_1)$

$m \cdot \xi_1'' = h \cdot (\xi_0 - 2 \xi_1 + \xi_2)$

$m \cdot \xi_2'' = h \cdot (\xi_1 - 2 \xi_2 + \xi_3)$ ... és így tovább...

Nos, éppen végtelen darab ilyen egyenletünk lesz, de ne ijedjünk meg, mert el se hisszük milyen villámfürgeséggel megoldjuk ezeket az egyenleteket! A módszer pedig az, hogy hullámmegoldást keresünk, azaz feltesszük hogy a megoldás így néz ki: $\xi_n = \exp(i\cdot(kx - \omega t))$ azaz egy hullámmegoldás! Ez egy balról jobbra haladó hullámot ír le. Mivel a kristályrácsunk diszkrét, $x = a\cdot n$ lesz, ahol n egész. Ekkor a hullámfüggvény $\xi_n = \exp(i\cdot k\cdot a\cdot n - i\omega t)$, és most megnézzük hogy ebből mi lesz! k a hullámszám, ω a körfrekvencia. Az exp deriváltja $-i\cdot\omega\cdot\exp$ lesz, annak újbóli deriváltja pedig $-\omega^2\cdot\exp$. Így az egyenlet ez lesz:

$\xi_n'' = -\omega^2\cdot\exp(i\cdot k\cdot a\cdot n - i\omega t) = -\omega^2\cdot\xi_n$. Tehát

$-m\cdot\omega^2\cdot\xi_n = h\cdot(\xi_{n-1} - 2\,\xi_n + \xi_{n+1})$ lesz az egyenlet minden n-re.

$\xi_{n-1} = \exp(i\cdot k\cdot a\cdot(n-1) - i\omega t) = \exp(-i\cdot k\cdot a)\cdot\exp(i\cdot k\cdot a\cdot n - i\omega t) = \exp(-i\cdot k\cdot a)\cdot\xi_n$, és

$\xi_{n+1} = \exp(i\cdot k\cdot a\cdot(n+1) - i\omega t) = \exp(i\cdot k\cdot a)\cdot\exp(i\cdot k\cdot a\cdot n - i\omega t) = \exp(i\cdot k\cdot a)\cdot\xi_n$ miatt

$-m\cdot\omega^2\cdot\xi_n = h\cdot(\exp(-i\cdot k\cdot a)\cdot\xi_n - 2\,\xi_n + \exp(i\cdot k\cdot a)\cdot\xi_n)$ és most kiegyszerűsíthetünk ξ_n–nel:

$-m\cdot\omega^2 = h\cdot(\exp(-i\cdot k\cdot a) - 2 + \exp(i\cdot k\cdot a))$ és most idézzük emlékezetünkbe cos x képletét:

$\cos x = (\exp(ix) + \exp(-ix))/2$, csak most x helyébe $k\cdot a$ kerül:

$-m\cdot\omega^2 = 2\cdot h\cdot(\cos(k\cdot a) - 1)$ azaz $m\cdot\omega^2 = 2\cdot h\cdot(1 - \cos(k\cdot a))$, és $\sin^2 x = (1 - \cos 2x)/2$ miatt

végül is $\omega^2 = \frac{4h}{m}\cdot\sin^2(\frac{k\cdot a}{2})$ Vonhatunk most már gyököt is belőle:

$\omega = 2\cdot\sqrt{\frac{h}{m}}\cdot\left|\sin(\frac{k\cdot a}{2})\right|$ Na ez a híres diszperziós összefüggésünk!

Hát elég keservesen jutottunk el hozzá, de azért megérte a túrát!

Na most mi a fenét lehet ezzel kezdeni? Nos a tanulmányainkat azzal folytattuk, hogy felírtuk az ún. csoportsebességet. A csoportsebesség egy hullámcsomaghoz rendelhető, és azt mondja meg hogy a hullámcsomag mint egész milyen sebességgel halad. De a csoportsebességet egyetlen színuszhullámra is definiálni lehetett. Szó ami szó, a csoportsebesség képlete ez:

$v = d\omega/dk$. ω képlete ott van fent, az abszolút értékkel meg ne törődjünk, ennek deriváltja

$$v = 2\cdot\sqrt{\frac{h}{m}}\cdot\frac{a}{2}\cos(\frac{k\cdot a}{2}) = a\cdot\sqrt{\frac{h}{m}}\cdot\cos(\frac{k\cdot a}{2})$$

Na most azt mondtuk erre, hogy az ω frekvenciájú, k hullámszámú fononok éppen ilyen v sebességgel haladnak a kristályrácsban. Az ám, hazám, de még ezt is lehet egyszerűsíteni! Mert nézzük meg, mi van ha a kristály-rácsállandót, az a-t nagyon picinek tekintem? Akkor a szinusz eltűnik, mert kis x-re $\sin x \approx x$, és ekkor ezt látjuk:

$$\omega = 2\cdot\sqrt{\frac{h}{m}}\cdot\frac{k\cdot a}{2} = a\cdot\sqrt{\frac{h}{m}}\cdot k = c\cdot k, \text{ ahol } c = a\cdot\sqrt{\frac{h}{m}}\,.$$

Na és ez az a pont ahol felsikítottam! Hát hiszen akkor ez nem más mint a „fénysebesség” a fononok világában! (akkor már inkább „hangsebesség”, nem?) És akkor ezt írhatjuk:

$$v = a\cdot\sqrt{\frac{h}{m}}\cdot\cos(\frac{k\cdot a}{2}) = c\cdot\cos(\frac{k\cdot a}{2}) \quad \text{és akkor} \quad \frac{v^2}{c^2} = \cos^2(\frac{k\cdot a}{2})!$$

Na, kapisgáljuk már, mire megy ki a játék? És ez még csak a kezdet!

Mert ahogy továbbléptünk a tanulmányunkban, tüstént definiáltuk a fonon ún. effektív tömegét is! No az effektív tömeg olyan dolog, amit eredetileg az elektronra találtak ki, és a lényege ez: A kristályráccsal meglehetősen bonyolult kölcsönhatásban álló elektront úgy tekintjük, mintha egyszerűen megváltozott volna a tömege, megnőtt vagy lecsökkent. Sőt, kapaszkodjunk meg, az effektív tömeg még negatív is lehet! Ekkor az elektron úgy viselkedik mint egy buborék, az erővel ellentétes irányban gyorsul. Ismétlem, erre a bonyolult viselkedésre a kristályráccsal való bonyolult kölcsönhatás miatt tesz szert, de mint mondtam, erre egy szimplifikált modellt lehetett ráhúzni, és ez volt az effektív tömeg. Mivel a kristályrács általában se nem homogén, se nem izotróp, és ugye rácshibák is bőven vannak benne, az effektív tömeg még csak nem is skalár, hanem egyenesen tenzor jellegű mennyiség! Node egyszerű kis RUT modellünknél még nincs így, már csak azért sem mert egydimenziós a szerencsétlen, de a lényeg az, hogy az effektív tömeg így számolandó: $m^* = -\hbar \cdot \left(\frac{d^2\omega}{dk^2} \right)^{-1}$.

A hagyomány szerint emcsillaggal jelöltük, és így is mondtuk az effektív tömeget. Többször a szánkba rágták, hogy az effektív tömeg az nem igazi tömeg, az csak egy bonyolultabb kölcsönhatást helyettesítő egyszerűsítés, de nekem beszélhettek, éreztem hogy itt a lényeg!

Mert tessék kérem figyelni, ez volt az első olyan elmélet, amely megmondta hogy a tömeg micsoda! Ez ugyanis semelyik elméletből nem derül ki eddig! Mért annyi az elektron, proton, egyéb részecske tömege, amennyi? Senki nem tudja megmondani. Nincs olyan képlet, amelynek az egyik oldalán valami matek kifejezés áll, a másik oldalán meg az elektron tömege! És pláne még stimmel is! De most édes istenem, itt van végre egy képlet amely végre mond valamit a tömegről! Nosza ki is számoltam a RUT modellre, és láss csodát!

Ugye $v = \frac{d\omega}{dk} = c \cdot \cos(\frac{k \cdot a}{2})$, tehát $m^* = -\hbar \cdot \left(\frac{d^2\omega}{dk^2} \right)^{-1} = \frac{2 \cdot \hbar}{a \cdot c} \cdot (\sin(\frac{k \cdot a}{2}))^{-1}$

Most egy kis varázslás következik: $\sin x = \sqrt{1 - \cos^2 x}$, tehát $\sin(\frac{k \cdot a}{2}) = \sqrt{1 - \cos^2 \left(\frac{k \cdot a}{2} \right)}$

És most betesszük a $\frac{v^2}{c^2} = \cos^2(\frac{k \cdot a}{2})$ képletet: $\sin(\frac{k \cdot a}{2}) = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$!!! És az utolsó lépés:

$\frac{2 \cdot \hbar}{a \cdot c}$ –t egyszerűen elkeresztelem m-nek, és kapom a csodálatos végképletet: $m^* = \frac{m}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$!!

Hát nem gyönyörű, ahogy pontról pontra eljutottunk a rugalmas éter RUT modelljétől a SR ismert tömegformulájáig? Ezt a felismerést 1978-ban tettem, még a Műegyetemen.

És ez volt az a pillanat, amikor az addig csodált és bálványozott, az igazság egyetlen igaz kritériumának tartott Relativitáselmélettől magamban el kezdtem szépen búcsút venni! Mert hiszen íme itt az éter! Feketén-fehéren be lett bizonyítva hogy van! Amit tud a kristályrács, azt mért ne tudhatná a vákuum is? Ha a kristályrácsban lehetnek ún. virtuális részecskék, akkor ugyan mi zárja ki, hogy az igazinak hitt elemi részecskék sem egyebek mint a vákuum-éter-kristályrács virtuális részecskéi?! Mért találna ki Isten két külön szabályt? Egyet a kristályrácsoknak és egyet a vákuumnak. Neeem, a világ egységes, és ettől oly csodálatos!

Tehát lényegében egyszerre két dologra döbbentem rá: egyik az hogy van éter, a másik az hogy a Relativitáselmélet mégis működik, sőt ettől működik! Megláttam a dolgok mélyén rejtőző csavarokat, apró srófokat, amelyekkel a Mindenség eresztékei össze vannak illesztve! Ez a csoda 78 óta sokkol engem. Utána két évvel, 80-ban, újabb nagy lépést tettem előre az úton: felismertem hogy nemcsak a Speciális Relativitáselmélet vezethető le az éterből, hanem sokkal markánsabb párja, az Általános Relativitás is! Ehhez csak még egy nagy felismerés kellett: az, hogyha már egyszer van éter, akkor az áramlani is tud, és a gravitáció pedig nem egyéb mint az éter gyorsuló áramlása! Minden tömeg nyeli az étert, méghozzá egy ismert képlet szerint: Már Newton ismerte a szökési sebesség formuláját: $v = -\sqrt{\frac{2Gm}{r}}$, ahol m a tömeg, pl. a Föld tömege, r a sugara, és G a gravitációs állandó, $G = 6.672\cdot10^{-11}\ kg^{-1}m^3s^{-2.}$ A mínusz előjel arra utal, hogy a gravitáció vonzó erő, a tömeg felé mutat. Rájöttem, hogy ez a képlet döntő szerepet játszik az Általános Relativitáselméletben. Ez a képlet lehetővé teszi, hogy az Általános Relativitáselméletet a Speciális Relativitáselmélet egy fejezetévé tegyük! Ugye milyen döbbenetes? Einstein ugyanis pont fordítva gondolta: szerinte éppenhogy a Speciális Relativitáselmélet lesz az Általános Relativitáselmélet egy fejezete! Tudniillik a gyorsulásmentes, görbületlen eset. Ha most megmutatjuk hogy ez fordítva is megy, akkor nem kevesebbről van szó, minthogy a SR és az ÁR tökéletesen ekvivalens egymással, amit tud az egyik, azt tudja a másik is! Lám, ezért volt nekem olyan fontos hogy a SR-t tisztába tegyük, és igazoljuk, hogy a SR tökéletes, teljes, ellentmondásmentes. Paradoxonai csak látszatparadoxonok, valójában minden tökéletesen a helyén van.

Most ejtsünk pár szót arról, hogy állítólag laborban 300-szoros fénysebességet mértek ki. Ez lehet hogy ellentmond a SR standard változatának, de valójában nem mond ellent a SR RUT modellből levezetett változatának. Ehhez két dolog adta meg a kulcsot. Egyik a kvantummechanikai alagúthatás, a másik a távvezetékek viselkedése. Ez a két látszólag távoli dolog valójában mélyen összefügg, és a hullámterjedés hogyanjáról van szó. Vegyünk egy távvezetéket, pl. egy koaxiális kábelt. Ezen nem terjedhet tetszőleges frekvenciájú jel, csak olyan, amelynek a frekvenciája egy küszöbértéket meghalad. Ezt így jelölhetjük: $\omega > \omega_0$. Illetve, most jön a lényeg, legyünk kicsit pontosabbak: nem terjedhet *csillapítatlanul*! Mert itt van a lényeg: $\omega < \omega_0$ jel is terjedhet, de csak úgy, hogy exponenciálisan lecseng! Világos hogy így nem juthat elég messze, *de valameddig igenis eljut!* Amikor a kvantummechanikai alagúthatást vizsgáljuk, ugyanilyen jelenséget figyelhetünk meg: ha a potenciálfüggvény magasabb mint a részecske energiája, akkor a részecske be tud hatolni a falba, de úgy hogy exp lecseng. Ha a fal vastagsága nem túl nagy, akkor a részecske eljut a túloldalig, és ott kilépve a falból tovább folytatja az útját! A szabad részecske mozgása periódikus hullám:

$\Psi = \exp(i\cdot k\cdot x - i\omega t)$, láttuk hogy a RUT megoldást pont ilyen alakban kerestük! Ez egy haladó hullám. Amikor azonban a részecske belép a falba, a hullámszáma képzetes lesz, és mivel $i\cdot i = -1$, $\Psi = \exp(-k\cdot x - i\omega t)$ lesz, és ez éppen egy lecsengő megoldás! Mit jelent a képzetes hullámszám? A kvantummechanika szerint $p = \hbar \cdot k$ az impulzus, és ugye $p = m\cdot v$, tehát a képzetes hullámszám képzetes sebességet jelent. Amikor a $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ tényezőben $v > c$ lesz, akkor ez a tényező képzetessé válik. Ez pedig pontosan azt jelenti, hogy az addig csillapítatlanul terjedő hullámok csillapítva, exp lecsengve terjednek! Tehát a tachionok léteznek, de csak egy rövid távot tudnak befutni. Ha viszont nagyenergiájú lézerrel gerjesztjük őket, akkor nagy távot is be tudnak futni, és akkor lehetséges akár a 300-szoros fénysebesség is, lényeg az hogy az ilyen sebességgel mozgó részecskék hullámterjedési szokásai mások, ti. exp lecsengenek. De lehetségesek, a RUT modellnek nem mondanak ellent! Az az SR, amelyet a RUT modellből vezetünk le, elbírja a $v > c$ sebességgel mozgó részecskéket! Ezzel kihúztuk az SR ellenző tábor egyik méregfogát. A másik méregfog ugye a mikrohullámú háttérsugárzás segítségével megmérhető abszolút sebesség. Nos a RUT modell ezt is lehetővé teszi! Mert csak a szigorúan lineáris RUT modell lesz olyan szépen relativisztikus. Ha viszont számolunk azzal, hogy minden reális kristályrácsban van nemlinearitás, pl. köbös nemlinearitás, akkor nagyon halványan megjelennek azok a jelenségek is, amelyek már nem teljesítik a szigorú relativitás elvet! És pontosan ezt látjuk a mikrohullámú háttérsugárzás esetében: az eltérés csak az ötödik tizedesjegyben mutatkozik! A relativitás tehát egy nagyon jó közelítés, de nem abszolút érvényű! Így végül is az SR ellenző tábornak is igaza van egy picit, és abban a boldog állapotban lehetünk, hogy mindenkinek igaza van, senkit nem kell megbántani. De ahelyett a nihilista megoldás helyett hogy csak egyszerűen tagadjuk a SR-t, mi egy pozitív megoldást is kínálunk! Az a teória, amit először elvként fogalmazott meg Einstein, aztán axiómaként definiált, immár levezethető egy általánosabb jelenségkörből. Ez a jelenségkör a RUT modellből, a hullámelméletből és az áramlások elméletéből épül fel. Ennek teóriája a Hangterjedés Áramló Közegben, vagy más néven Akusztiko-Hidro-Mechanika (AHM). Ebben az elméletben a tömegpontok, szilárd testek szerepét a rugalmas, áramló közegben terjedő szolitonok veszik át. Az elemi részecskék olyan alakzatok lesznek, amelyeket áramlások által stabilizált hullámminták hoznak létre. Külön tudományágak jönnek létre: Áramlástopológia, Rezgésgeometria, Áramlásgeometria. Az Általános Relativitás-elmélet görbült térideje pedig nem egyéb, mint egy áramló közeg áramlásmezeje! Ma már számszerű eredményekkel tudom igazolni az éter létét, pontosabban meg tudom mutatni, hogy van olyan ellentmondásmentes elmélet, amely az éter létéből indul ki, és a fizika minden eddigi ismert eredményét reprodukálni tudja. Amellett ez az elmélet egyszerűbb, és túlmutat az eddigi fizikán, mert segítségével meg lehet ismerni az elemi részek szerkezetét, leírható a kvantumgravitáció, és az Univerzum megértéséhez is közelebb jutunk. Eddig csak a húrelmélet bizonyult megfelelőnek erre a feladatra, de a húrelmélet matematikája nagyon nehéz, és a hétköznapi szemlélettől nagyon távol áll. Tizenegy dimenziós tér, amelyből 7 dimenzió fel van tekerve nagyon kis méretekre, és speciális topológiájú Calabi-Yau alakzatok szerepelnek benne. Brian Greene: Az elegáns Univerzum című könyve szép összefoglalást ad ezekről. Az átlagember számára már a görbült téridőt is nehéz elképzelni, és ez nem meglepő, mert a tudósoknak sincs megfelelő szemléletes képük erről! Ha Penrose és Hawking könyvébe belenézünk, zavaros hasonlatokat látunk. A görbült térre egyszerű példa a futball-labda vagy az autógumi felszíne, de a téridő az más, mert az idő egészen más természetű mint a tér! Ezt a jelentős különbséget egy egyszerű matematikai trükkel tüntetik el, az idő helyett bevezetik az x_4 = ict változót, ahol i a képzetes egység, és c a fénysebesség. Így a 3 térkoordináta és az időkoordináta formálisan egyenrangúakká válnak, de valójában nem azok! Az én felismerésem nagyon egyszerű: Képzetes téridő-görbület = valós éteráramlás! Valóban, ha a téridő görbült világvonalait a megfelelő koordinátarendszerben felrajzoljuk, akkor egy valóságos fizikai közeg áramlásának áramvonalait kapjuk! Ebben az áramló koordináta-rendszerben minden általános relativitáselméletbeli jelenség egyszerű és természetes jelentést kap. A dolog egzaktul, matematikailag is megfogalmazható, és… és csodálkozom azon hogy miért kellett ehhez száz évnek eltelnie?! Einstein maga is felismerte, hogy az általános relativitáselmélet az éterről szól, csak már senki nem hitt neki! A formalizmus megvolt, és hogy a bonyolult egyenletek milyen fizikai realitást takarnak, azzal már senki nem foglalkozott. Talán most jött el ennek az ideje. Az Áramló Téridő-Plazma Elmélet alapaxiómája nagyon egyszerű: A téridő egy pontjában az idő múlásának a ritmusát egyedül az e pontban mért éter áramlási sebessége határozza meg, méghozzá a $d\tau = \dfrac{dt}{\sqrt{1-\dfrac{v^2}{c^2}}}$ képletnek megfelelően. Egy olyan pontban, amely az éterrel együtt áramlik, ahol tehát az éter viszonylag nyugalomban van, az idő múlásának ritmusa normális, torzítatlan, azaz $d\tau = dt$. Ha az éter áramlási sebessége pontról pontra változó, akkor felvehetek két pontot, amelyek mindegyike nyugalomban van az ottani éterhez képest, azaz együtt sodródnak az éterrel. E két pont egymáshoz képest mégis valami v sebességgel fog mozogni, mert mint mondtam, az éter sebessége helyről helyre változik. Az alapaxióma értelmében mindkét pontban normális ütemben telik az idő, tehát $d\tau = dt$. Ez azt is jelenti, hogy a két pont ideje egymással tökéletesen szinkronban telik. Milyen koordináta transzformáció köti össze a két pontot? A meglepő válasz ez: Galilei transzformáció! Mi a SR tanulmányozása során annyira hozzászoktunk a Lorentz transzformációhoz, hogy a Galilei transzformáció visszatérését egyenesen regressziónak érezzük. Lorentz-transzformáció akkor kell, amikor valamelyik megfigyelő mozog az éterhez képest, itt azonban mindkét megfigyelő nyugalomban van az éterhez képest, így az alapaxióma értelmében az idejük szinkronban telik. Ezért az egyetlen változás az, hogy az egyik v sebességgel mozog a másikhoz képest! Ha az x_1 helyen az éter sebessége v_1, az x_2 helyen meg v_2, akkor a képletek ezek:

$x_1 = v_1 t$, $x_2 = v_2 t$, $x_1 - x_2 = (v_1 - v_2)t = vt$, $x_2 = x_1 - vt$, és ez éppen egy Galilei-transzformáció! Mivel a két rendszer ideje szinkron, $t_1 = t_2$ is fennáll. A döbbenet az, hogy a Galilei transzformáció teszi lehetővé, hogy a szinte kezelhetetlenül bonyolult Általános Relativitáselméletet egy szintre hozzuk a lényegesen könnyebb SR - rel! Ez az az Északnyugati Átjáró, amelyen az egyik világból átjuthatunk a másikba!

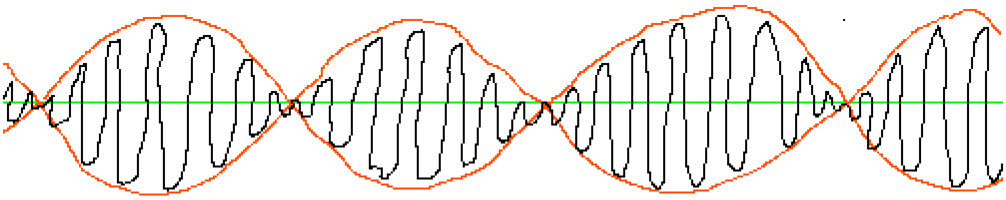
Most egy másik nagyon sokat vitatott képletről szeretnék szólni, az $E = m\cdot c^2$ –ről. Ennek hivatalos jelentése az, hogy az m tömegű testnek E energiája van, és ez már nagyon kis tömegeknél is kolosszális, mert c nagy, a négyzete meg pláne. Már említettem a távvezetéket, most térjünk vissza hozzá. A vákuumban a fény terjedése c sebességgel történik, a fény frekvenciájának és hullámszámának a kapcsolata pedig $\omega = c\cdot k$, meglehetősen szimpla, vagyis hát lineáris. Egy m tömegű test energiája, tömege és impulzusa közt az alábbi kapcsolat van: $E = c\cdot\sqrt{p^2 + m_0^2\cdot c^2}$, ha hisszük, ha nem, ez ugyanazt mondja mint az $E = m\cdot c^2$ képlet, ehhez azt kell tudni hogy $p = \dfrac{m_0\cdot v}{\sqrt{1-\dfrac{v^2}{c^2}}}$ és $m = \dfrac{m_0}{\sqrt{1-\dfrac{v^2}{c^2}}}$.

A kvantummechanika szerint $E = \hbar\cdot\omega$, és $p = \hbar\cdot k$. Használják továbbá a $\kappa = \dfrac{m_0\cdot c}{\hbar}$ jelölést. Ha ezeket betesszük az $E = c\cdot\sqrt{p^2 + m_0^2\cdot c^2}$ képletbe, ez lesz belőle: $\omega = c\cdot\sqrt{k^2+\kappa^2}$. Most már elmondhatom, mért rángattam ide a távvezetéket: tudniillik szakasztott ugyanez a képlet írja le a diszperziós relációját! Ha $k = 0$, akkor $\omega = c\cdot\kappa$, és ez az amit mi ω_0 – nak neveztünk! Ha a k nagyobb mint 0, az ω is nagyobb lesz mint ω_0. Akkor a távvezetéken terjedő elektromágneses hullám pontosan úgy viselkedik, mint egy m_0 tömegű test, ahol $m_0 = \dfrac{\hbar\cdot\kappa}{c}$!

Mi történt itt a fénnyel, hogy hirtelen tömegre tett szert? A jelenség oka az, hogy a távvezeték, pl. koaxiális kábel, két irányban bezárja a fényt! És csak a harmadik irányban, a hossza mentén engedi terjedni! Levonhatjuk a konzekvenciát: a tömeg oka a bezáródás! Ez a Bezárt Fény Teória, BFT. Ha veszünk egy súlytalan, de tükröző falú dobozt, és abba fényt zárunk be, akkor az így kapott alakzatnak tömege lesz, méghozzá $m = E/c^2$, ahol E a bezárt fény energiája. Na íme, ez a másik teória, amely megmondja hogy a tömeg micsoda, és hogyan jön létre! Feltételezhetjük tehát, hogy az elemi részecskék olyan dobozkák, amelybe fény van bezárva. De mi zárja be a fényt? Az elnyelt, áramló éter! Feltevésem szerint ugyanis minden anyag étert nyel el, abból táplálkozik. A részecske felé áramló éter olyan potenciálfalat emel, amelybe a fény be tud záródni, és így tömegre tesz szert. Elnyelt éter által bezárt fény? De hiszen a fekete lyuk pontosan ezt teszi! Mini fekete lyukak lennének hát az elemi részecskék?

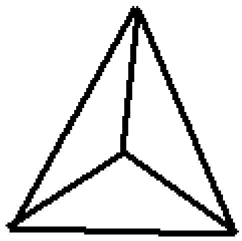
A klasszikus elektrodinamika szerint az elektron energiája a környező elektromos térben van, ezért igazából az elektron egy kiterjedt test. De van egy magja is, amit a klasszikus elektronsugárral modelleznek. Az én elképzelésem szerint az elektron nem gömb, hanem egy tórusz, amely ráadásul forog, és még meg is csavarodik forgás közben, ennek köszönhető a feles spinje. Ezt az alakzatot Twiszt-szolitonnak nevezem. Az elnyelt éter ilyen sajátos alakzatba csavarodik föl!

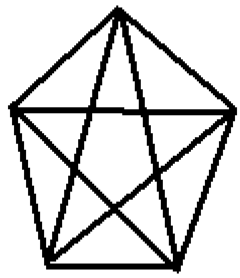
Véleményem szerint ez a modell semmivel se rosszabb, vagy bizarrabb, mint a szuperhúrelmélet Calabi-Yau alakzatai! Az $E = m \cdot c^2$ tehát bezárt energiát jelent. Ez az energia körben áramlik, és a köráramlás rezgést jelent. A rezgés frekvenciája és az energia közt az $E = \hbar \cdot \omega$ képlet teremt kapcsolatot. ω tehát $\frac{m \cdot c^2}{\hbar}$-val egyenlő. Az m tömegbe zárt fény tehát ilyen frekvenciával rezeg, illetve körben áramlik. Mi történik ha két tömeg egymás mellé kerül? A két rezgés összekeveredik, és ún. lebegés jön létre. Ez azt jelenti hogy a különbségi frekvenciával cserélgetik az energiát egymás közt, és ez arra emlékeztet, ahogyan a részecskék közti kölcsönhatást elképzelik: egy közvetítő részecske ugrál ide-oda a két részecske közt! A lebegést az alábbi 8. ábra szemlélteti:



8. ábra

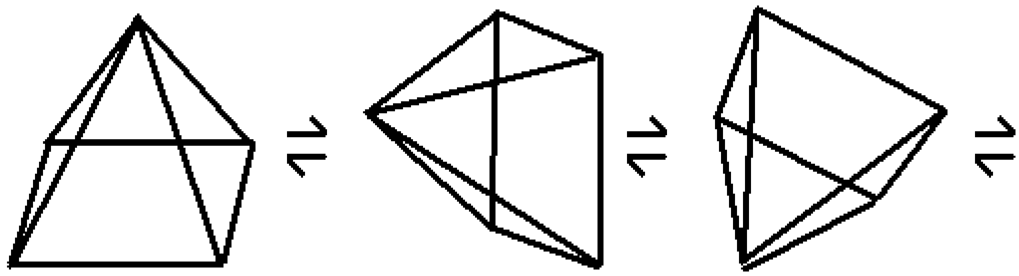
Kicsit Móricka a rajz, de aki ennél szebben rajzol egérrel, az csal. A két közeli, ω_1 és ω_2 körfrekvenciájú színusz összege egy olyan modulált színusz lesz, amely a két frekvencia különbségével „lebeg". $\sin(\omega_1 t) + \sin(\omega_2 t) = 2 \sin(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t) \cdot \cos(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t)$, látjuk hogy a moduláló koszinuszban a két frekvencia különbsége szerepel. Pontosan ezt csinálja két csatolt inga is, hol az egyik leng erősebben, hol a másik. És ugyanez a jelenség lép fel az ún. kicserélődési kölcsönhatásnál is: ha egy atomban az 1. elektron az A állapotban van, a 2. elektron pedig a B állapotban, akkor ez nem marad így, hanem a két elektron szaporán ide-oda ugrál a két állapot közt. Az ugrálás szaporasága a kölcsönhatás energiájától függ, mégpedig éppen az $E = \hbar \cdot \omega$ képlet szerint. Ezért igazából nem lehet megmondani, hogy melyik elektron van az A állapotban és melyik a B állapotban! Ezt úgy mondják, hogy az elektronok azonos részecskék. De ugyanezt teszi a Világegyetem bármely két elektronja is, tehát az elektronok valamilyen rejtélyes világhálózaton keresztül szakadatlanuk kölcsönhatásban állnak egymással! Amit megtud az egyik, azt hamarosan mindegyik tudni fogja! Na íme gyerekek a Telepátia tudományos magyarázata! És elérkeztünk egy másik fontos témához is, a rezgésgeometriához! Egy szabályos tetraédernek négy egyenrangú csúcsa van, ezek egyenlő távolságra vannak egymástól. (9. ábra) A háromdimenziós térben ugyanezt nem tudjuk megtenni öt csúccsal. Ehhez már 4 dimenzió kell, ez az ötsejt (10. ábra)





9. ábra **10. ábra**

A szerves kémiában mégis ismeretes olyan vegyület, ahol az atomtörzshöz öt egyenrangú ligandum kapcsolódik! Tehát ez a vegyület megvalósítja a négydimenziós ötsejtet! Hogyan csinálja? Nos úgy, hogy a 11. ábrán látható módon a ligandumok gúla alakban rendeződnek el úgy, hogy négy ligandum egy síkban van és az ötödik a csúcs. Ez ötféleképpen tehető meg, és az illető molekula nagyon gyorsan az egyes állapotok közt ugrál, úgyhogy végül is nem lehet megmondani hogy éppen melyikük a gúlacsúcs! (Az ábrán csak 3-at ábrázoltunk…)

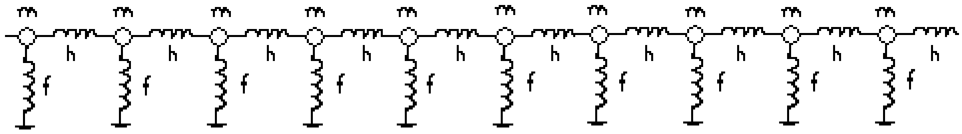


11. ábra

Nos éppen ezt nevezem én rezgésgeometriának! Egy molekula a nagyon szapora rezgése következtében tökéletesen úgy viselkedik, mint egy négydimenziós ötsejt! Lehetséges hogy más négydimenziós alakzatok is létrehozhatók így? Meg lehet ezt makroszkópikus méretekben is csinálni? Hiszen akkor a geometriai tulajdonságok tisztán az anyag állapotától függenek! Eddig úgy hittük, hogy a geometria olyan befoglaló tartálya a világnak, amely tökéletesen független a belezárt anyag tulajdonságaitól. Már Einstein Általános Relativitáselmélete megmutatta, hogy ez nem így van, de ilyen radikális változást még ő se gondolt! Ha a geometriai szerkezetet befolyásolni lehet, akkor az anyag megfelelő gerjesztésével olyan teret csinálunk, amilyet csak akarunk! Bolyonghatunk akár ötdimenziós labirintusban is! Már csak megfelelő módon be kell tudni lépni ezekbe a terekbe!

Na, ennyit bevezetőnek. Most rátérek arra a javított RUT modellre, amelyet 80-ban ismertem fel. Ez a modell már feketén-fehéren a Relativitáselméletet adta, a Kvantummechanikával együtt, tehát voltaképpen a Relativisztikus Kvantumelmélet alapja is egyben.

Az Éter Rugó-Tömeg Modellje (RUT ’80)



12. ábra

A 12. ábrán látható a RUT ún. f-rugós változata, egyenlőre ez is egydimenziós. Az m tömegeket most is h rugók kapcsolják egymáshoz, de most megjelent egy f-rugó is, amely szimbolikusan le van földelve, azaz lényegében úgy tűnik, hogy egy abszolút, kitüntetett vonatkozási rendszerhez van kapcsolva. Már most leszögezem, hogy ez csak modell, a valóságban nincs f-rugó, még kevésbé abszolút vonatkozási rendszer, viszont az f-rugó a felelős a tömeg megjelenéséért. Heisenberg szerint a tömeg oka a részecske önmagával való kölcsönhatása. Ez egy bonyolult mechanizmus, amelynek szimplifikált modellje az f-rugó, ahogyan az effektív tömeg az elektron és a kristályrács közti bonyolult kölcsönhatás egyszerűsítése. Arra is felhívom a figyelmet, hogy bár a rajzon az f-rugó merőleges a h-rugóra, valójában úgy tekintendő, hogy párhuzamos vele, és ugyanabba az irányba fejti ki a hatását. Az m tömegek távolsága most is a, amit rácsállandónak nevezünk.

Ennek a rendszernek a diffegyenlete a következő:

$m \cdot \xi_n'' = h \cdot (\xi_{n-1} - 2\xi_n + \xi_{n+1}) - f \cdot \xi_n$

Látjuk, hogy ez a korábbi RUT modelltől csak az $f \cdot \xi_n$ tagban különbözik.

A megoldást most is $\xi_n = \exp(i \cdot k \cdot a \cdot n - i\omega t)$ alakban keressük.

$\xi_n'' = -\omega^2 \cdot \exp(i \cdot k \cdot a \cdot n - i\omega t) = -\omega^2 \cdot \xi_n$. Tehát

$-m \cdot \omega^2 \cdot \xi_n = h \cdot (\xi_{n-1} - 2\xi_n + \xi_{n+1}) - f \cdot \xi_n$ lesz az egyenlet minden n-re.

$\xi_{n-1} = \exp(i \cdot k \cdot a \cdot (n-1) - i\omega t) = \exp(-i \cdot k \cdot a) \cdot \exp(i \cdot k \cdot a \cdot n - i\omega t) = \exp(-i \cdot k \cdot a) \cdot \xi_n$, és

$\xi_{n+1} = \exp(i \cdot k \cdot a \cdot (n+1) - i\omega t) = \exp(i \cdot k \cdot a) \cdot \exp(i \cdot k \cdot a \cdot n - i\omega t) = \exp(i \cdot k \cdot a) \cdot \xi_n$ miatt

$-m \cdot \omega^2 \cdot \xi_n = h \cdot (\exp(-i \cdot k \cdot a) \cdot \xi_n - 2\xi_n + \exp(i \cdot k \cdot a) \cdot \xi_n) - f \cdot \xi_n$

és most kiegyszerűsíthetünk ξ_n–nel:

$-m \cdot \omega^2 = h \cdot (\exp(-i \cdot k \cdot a) - 2 + \exp(i \cdot k \cdot a)) - f$

és most idézzük emlékezetünkbe cos x képletét:

$\cos x = (\exp(ix) + \exp(-ix))/2$, csak most x helyébe k·a kerül:

$-m \cdot \omega^2 = 2 \cdot h \cdot (\cos(k \cdot a) - 1) - f$

azaz $m \cdot \omega^2 = 2 \cdot h \cdot (1 - \cos(k \cdot a)) + f$, és $\sin^2 x = (1 - \cos 2x)/2$ miatt

végül is $\omega^2 = \frac{4h}{m} \cdot \sin^2(\frac{k \cdot a}{2}) + \frac{f}{m}$. Na most ez a diszperziós összefüggésünk!

Ha most megkérdezzük hogy az a rácsállandó mennyi, akkor a válasz a gravitációs éter (Gravi-TIP) esetén: Planck-hossznyi, azaz 10^{-35} méter! Hát ez jó pici, úgyhogy gyakorlatilag áttérhetünk a folytonos esetre, azaz a $\sin x \approx x$ közelítést alkalmazhatjuk:

$\omega^2 = \frac{4h}{m}\cdot(\frac{k\cdot a}{2})^2 + \frac{f}{m} = \frac{h}{m}\cdot a^2\cdot k^2 + \frac{f}{m}$. Vezessük be a következő jelöléseket:

$c = \sqrt{\frac{h}{m}}\cdot a$ és $c\cdot\kappa = \sqrt{\frac{f}{m}}$ az előbbi c-vel. Ekkor végül is ezt kapjuk: $\omega^2 = c^2\cdot(k^2+\kappa^2)$.

Ebből ha gyököt vonunk, ismerős dolgot kapunk: $\omega = c\cdot\sqrt{k^2+\kappa^2}$. Hát hiszen ez nem egyéb mint a relativisztikus körfrekvencia-kifejezés! Ha most használjuk az $E = \hbar\cdot\omega$, és a $p = \hbar\cdot k$ jelölést, továbbá $\kappa = \frac{m_0\cdot c}{\hbar}$, akkor ezt kapjuk: $E = c\cdot\sqrt{p^2+m_0^2\cdot c^2}$ ami a relativisztikus energiakifejezés! Mit jelent ez? Azt, hogy a RUT modellünk tudja a relativitást! Olyan hullámok terjednek benne, amelyek az $\omega = c\cdot\sqrt{k^2+\kappa^2}$ diszperziós összefüggést elégítik ki. A hullám egyenlete $\xi_n = \exp(i\cdot k\cdot a\cdot n + i\omega t)$, és most vegyük figyelembe hogy a kicsi, n pedig egész szám, áttérhetünk a folytonos esetre: $a\cdot n = x$ lesz, és így ξ_n – ből ξ (x) lesz, pontosabban ξ (x,t). A hullám egyenlete pedig $\xi(x,t) = \exp(i\cdot(kx - \omega t))$. Igazoljuk azt hogy ez a kifejezés Lorentz-invariáns! A Lorentz-transzformáció képletei:

$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$, $t' = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$, ami a $\beta = \frac{v}{c}$ jelöléssel egyszerűbben is írható:

$x' = \frac{x-\beta ct}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $ct' = \frac{ct-\beta x}{\sqrt{1-\beta^2}}$.

Most azt nézzük meg, hogy a $kx - \omega t$ kifejezés hogyan változik meg a Lorentzt transzformáció hatására! Elvárjuk, hogy $kx - \omega t = k'x' - \omega' t'$ legyen, azaz ne változzon meg! Ez akkor fog teljesülni, ha k és $\frac{\omega}{c}$ ugyanúgy Lorentz-transzformálódik, mint x és ct. Bizonyítás:

$$k'x' - \omega' t' = k'x' - \frac{\omega'}{c}ct' = \frac{k-\beta\frac{\omega}{c}}{\sqrt{1-\beta^2}}\frac{x-\beta ct}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{\frac{\omega}{c}-\beta k}{\sqrt{1-\beta^2}}\frac{ct-\beta x}{\sqrt{1-\beta^2}} =$$

$$= \frac{kx-\beta\frac{\omega}{c}x-\beta ctk+\beta^2\frac{\omega}{c}ct-\frac{\omega}{c}ct+\beta kct+\frac{\omega}{c}\beta x-\beta^2 kx}{1-\beta^2} = \frac{(kx-\omega t)(1-\beta^2)}{1-\beta^2} = kx - \omega t.$$

Bizonyításunk tehát sikeres volt. Másként is megközelíthetjük a dolgot, mert most egyszerűen ránk foghatják hogy persze hogy kijött, mert előre tudtuk a végeredményt és azt hogy hogyan kell csinálni. Tiszta varázslás, hókuszpókusz, és kirepül a cilinderből a galamb!

Most akkor nézzük másként! Tudjuk hogy a diszperziós összefüggésnek teljesülnie kell:

$\omega = c\cdot\sqrt{k^2+\kappa^2}$. Ha Lorentz-transzformáljuk x-et és t-t, akkor ezt kapjuk:

$\xi(x',t') = \exp(i\cdot(kx' - \omega t'))$. Most nézzük meg, hogy az így kapott megoldás is kielégíti a diszperziós összefüggést?

$$kx' - \omega t' = kx' - \frac{\omega}{c}ct' = k\frac{x-\beta ct}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{\omega}{c}\frac{ct-\beta x}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{k+\beta\frac{\omega}{c}}{\sqrt{1-\beta^2}}x - \frac{\frac{\omega}{c}+\beta k}{\sqrt{1-\beta^2}}ct = k'x - \frac{\omega'}{c}ct.$$

Most azt kell megnézni, hogy az így kapott k' és ω' kielégíti-e a diszperziós összefüggést? Sejtjük hogy igen, hiszen k' és $\frac{\omega'}{c}$ szemmel láthatóan k és $\frac{\omega}{c}$ Lorentz-transzformáltja, (igaz hogy β helyett –β sebességgel, aminek az okát is megmondjuk) de azért nézzük meg a biztonság kedvéért!

$\omega^2 - c^2k^2 = c^2\kappa^2 = \omega'^2 - c^2k'^2$ kell legyen azaz $\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k^2 = \kappa^2 = \left(\frac{\omega'}{c}\right)^2 - k'^2$. No lássuk csak!

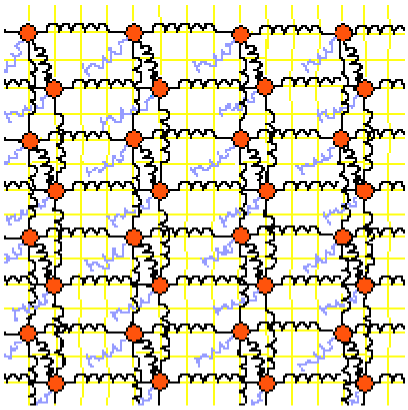
$$\left(\frac{\omega'}{c}\right)^2 - k'^2 = \left(\frac{\frac{\omega}{c}+\beta k}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)^2 - \left(\frac{k+\beta\frac{\omega}{c}}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)^2 = \frac{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 + \beta^2k^2 + 2\frac{\omega}{c}\beta k - k^2 - \beta^2\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - 2k\beta\frac{\omega}{c}}{1-\beta^2} =$$

$$= \frac{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2\left(1-\beta^2\right) - k^2\left(1-\beta^2\right)}{1-\beta^2} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k^2 \text{, gyönyörű, ezt akartuk belátni!}$$

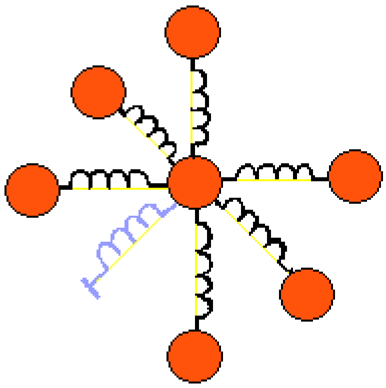
Mit kaptunk tehát? Azt, hogyha (x, ct)-t v sebességgel Lorentz –transzformáljuk, akkor a (k, $\frac{\omega'}{c}$) paraméterű hullámcsomag –v sebességgel Lorentz-transzformálódik. Ez azt jelenti, hogyha én v sebességgel elindulok jobbra, akkor hozzám képest minden más balra mozdul el – v sebességgel. Ez pontosan a relativitás elve! Látjuk hogy ez a RUT modellből minden további kikötés nélkül kiadódott! Einstein egyik alapposztulátumát tehát igazoltuk a RUT modellel! Egyszerű számolás győz meg arról, hogy a másik alapposztulátum, a fénysebesség állandósága is kiadódik! Mit jelent ez? Azt, hogy a hullámcsomagok világában érvényes a SR! Hogy a fenébe lehet ez? Hiszen ott az éter, a RUT modell mégiscsak valami rugalmas közeg, nem? És láss csodát, mégis úgy viselkedik, mintha ő nem is lenne, ellenben a Relativitás Elve érvényes! Amit Einstein 1905-ben felismert, és utána posztulátumként kimondott, az egy modellnek, a RUT modellnek mintegy természetes velejárója! Ennek ára az hogy el kell fogadnunk: a világunk tárgyai nem egyebek, mint az éter rezgéseiből felépülő hullámcsomagok! Azt, hogy minden anyagi részecske egyben hullám is, a kvantumfizika 1926-ban ismerte fel, ez tehát egy olyan dolog, amiről Einstein 1905-ben nem tudhatott, így be sem építhette az elméletébe! A RUT modell tehát természetes lehetőséget kínál a Relativitás és a Kvantumfizika szintézisére. Korábban azt mondtuk, hogy az áramló éter modell segítségével mód van a Speciális és az Általános Relativitás egyesítésére, pontosabban kiderül, hogy a kettő egy és ugyanaz! Akkor pedig a RUT modell a kvantumgravitációnak is az alapja! Ahhoz hogy idáig eljussunk, elemezni kell a háromdimenziós RUT modellt, és a modell paramétereit egybe kell vetni a tapasztalattal. A modellnek 3 paramétere van: az a rácsállandó, amit elnevezünk x_0-nak, a h rugóállandó, és az m tömeg, amit szintén m_0-nak nevezhetünk el. Az f rugóállandó attól függ, hogy milyen tömegű részecskét modellezek. A fizikában szintén 3 alapvető állandó van: a c fénysebesség, a $\hbar$ Planck-állandó és a G gravitációs állandó. Ha a RUT modell 3 alapvető paraméterét a megfelelő módon állítom be, akkor eredményül kijön a $\hbar$, c és a G. Az így kapott mértékrendszer kísértetiesen hasonlítani fog a Planck-féle egységekhez! (Planck-hossz, Planck-tömeg, Planck-idő). A RUT modellnél egyszerűbb és természetesebb modellt keresve se találhatunk ehhez a feladathoz!

A háromdimenziós RUT modell

Na most megint két Móricka-rajz jön, amivel a lényeget szemléltetem.



13. ábra

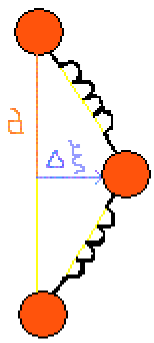


14. ábra

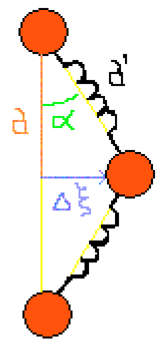
A 13. ábrán fekete rugók a h-rugók, és kékek az f-rugók. A 14. ábrán kiemeltünk egy tömeget amelynek 6 térbeli szomszédja van, továbbá a kék f-rugó, amely formálisan le van földelve, azaz egy abszolút vonatkoztatási rendszerhez van kötve, de mint mondtuk, ez csak modell. Mellesleg a RUT modell maga is egy abszolút vonatkoztatási rendszer, mert a tömegek helyhez vannak kötve, csak kis rezgéseket végeznek a rögzített egyensúlyi helyzet körül. A vicc az, hogy ez a kétszeresen is abszolút vonatkoztatási rendszer mégis olyan mozgástörvényeket szolgáltat, ahol a fizikai jelenségek vonatkoztatási rendszertől függetlenül ugyanúgy zajlanak! Ha megengedjük hogy ez a RUT modell áramoljon is, akkor már ez a kitüntetettség megszűnik, és a mozgásegyenletekből az Általános Relativitáselmélet törvényei kerekednek elő. De ez csak akkor igaz precízen, ha a modellt lineárisnak tekintjük, az erőt szigorúan harmonikusnak vesszük, azaz $F = -h \cdot x$, ahol h a rugóállandó és x a kitérés, és végül a rácsállandó kellően kicsi, azaz nem megyünk a Planck-hossz alá. A RUT modell tehát megengedi a Relativitáselmélettől való eltéréseket is. A RUT modellben hullámok terjednek, melyekre bizonyos diszperziós összefüggések igazak. A diszperziós összefüggés a hullámszám és a körfrekvencia közt teremt kapcsolatot. A hullámszám az impulzussal áll szoros kapcsolatban, és így a sebességgel, míg a körfrekvencia az energiával. Mint láttuk, $E = \hbar\cdot\omega$, tehát az energia lényegében rezgés. Nagy energia nagy frekvenciát jelent, de mivel $\omega = 2\pi/T$, ahol T a periódusidő, $E\cdot T = 2\pi\cdot\hbar$ = állandó, és ez a HFH (Heisenberg féle határozatlansági elv) egy másik megfogalmazása! Nagy energia tehát rövid időt jelent, és kis energia nagy időt. A $\Delta E = 0$ azt jelenti, hogy nulla az energiakülönbség, tehát az energia megmarad. Ehhez végtelen nagy idő tartozik (hiszen ezt jelenti a megmaradás!) A természetben érvényes az energiaminimumra való törekvés. Ez azt jelenti, hogy azok az állapotok valósulnak meg, amelyek energiája minimális. Ez az elv könnyen érthetővé válik az energia = frekvencia ekvivalencia alapján. A nagy energia rövid időt jelent, a kis energia hosszú időt. Az egymással versengő állapotok közül az marad meg hosszabb ideig, amelynek kisebb az energiája. Ez a felismerés megmutatja az energiaminimum elv határait is. Az elv csak statisztikusan igaz, de kisebb-nagyobb eltérések lehetnek tőle. Nemlineáris, disszipatív rendszerek kirívóan távol kerülhetnek az energiaminimumtól, és ez az élet alapja! Az élőlények olyan rendszerek, amelyek az energiaminimumtól távol vannak. Az entrópia-maximum elv se igaz rájuk. Az élőlények energiát termelnek, és entrópiát fogyasztanak. Meggyőződésem hogy az élőlények energiát csatolnak ki a vákuumból, és emellett a kémiai elemek szintézisére is képesek. Erre sok kísérleti bizonyíték is van!

A háromdimenziós RUT modell analízise

Itt a tömegpont 3 irányban tud elmozdulni, x, y, és z irányba. Ha szigorúan nézzük, akkor az x irányú elmozdulás során nemcsak az x irányú rugók nyúlnak meg, hanem az y és z irányú rugók is. Ez a helyzetet bonyolultabbá teszi. Az x irányú gyorsulás ekkor nemcsak az x irányú elmozdulástól függ, hanem a másik két iránytól is. Ahhoz hogy ezt a helyzetet elemezni tudjuk, két újabb Móricka-ábrára van szükségünk, ez a 15. és 16. ábra.



15. ábra



16. ábra

Itt a középső tömeg mozdul el, és a két y irányú szomszédjának hatását elemezzük. Láthatunk egy derékszögű háromszöget, amelynek a függőleges befogója a, a vízszintes befogója pedig $\Delta\xi$,azaz $(\xi_{nx,ny,nz} - \xi_{nx,ny+1,nz})$. Figyeljük meg, hogy a tömegpont helyzetét most 3 egész szám jellemzi: n_x, n_y, n_z! A rugó megnyúlása a Pitagorász-tétel értelmében $\sqrt{a^2 + (\Delta\xi)^2}$ lesz, ami csak másodrendben különbözik a-tól, és ha feltesszük hogy $\Delta\xi \ll a$, akkor a rugó hossza, azaz az átfogó vehető egyszerűen a-nak. És most hívom fel a figyelmet egy roppant fontos tényre: a rugó alaphelyzetében az erő nem nulla, hanem $a \cdot h$, ami a RUT paramétereinek ismeretében kolosszálisan nagy erő! A tömegpont mégsem mozdul el, mert mindkét irányból ez az erő hat rá, az eredő nulla. Csak ha kitérítem, lép fel aszimmetria, így észrevehető erőhatás. Amikor azonban az x irányú kitérésnek az y irányú rugóra gyakorolt hatását nézzük, akkor ez a rejtett kolosszális erő megnyilatkozik, mindjárt látni fogjuk, hogyan! A 16. ábrán feltüntettük az α szöget és az a' átfogót is, mint mondtuk, $a' \approx a$. Az y irányú rugóban $a' \cdot h$ nagyságú erő van, ami közelítőleg $a \cdot h$. Ennek vízszintes vetülete $a \cdot h \cdot \cos \alpha = a \cdot h \cdot \Delta\xi / a = h \cdot \Delta\xi$.

Hát ez csodálatos, pontosan erre számítottunk! Hangsúlyozottan felhívom a figyelmet arra, hogy az x irányú rugó megnyúlása $\Delta\xi = (\xi_{nx,ny,nz} - \xi_{nx-1,ny,nz})$, ahol n_x és n_x-1 szerepel, itt pedig n_y és n_y-1 szerepel, ez fontos különbség! A korábbi ξ_n helyett most $\xi_{nx,ny,nz}$, $\eta_{nx,ny,nz}$, $\zeta_{nx,ny,nz}$ szerepel, ez mutatja hogy a dolog háromdimenziós. ξ az x irányú, η az y irányú, ζ a z irányú kis elmozdulást adja. A $h \cdot (x_{n-1} - 2x_n + x_{n+1})$ helyét most 3 ilyen tag összege veszi át, ahol az első tagban az n_x, a másodikban n_y, a harmadikban pedig n_z változik.

Ennek ismeretében a térbeli RUT modell diffegyenlete ez lesz:

$$m \cdot \xi_{nx,ny,nz}'' = h \cdot (\xi_{nx-1,ny,nz} - 2\xi_{nx,ny,nz} + \xi_{nx+1,ny,nz}) + h \cdot (\xi_{nx,ny-1,nz} - 2\xi_{nx,ny,nz} + \xi_{nx,ny+1,nz}) +$$
$$+ h \cdot (\xi_{nx,ny,nz-1} - 2\xi_{nx,ny,nz} + \xi_{nx,ny,nz+1}) - f \cdot \xi_{nx,ny,nz}$$

$$m \cdot \eta_{nx,ny,nz}'' = h \cdot (\eta_{nx-1,ny,nz} - 2\eta_{nx,ny,nz} + \eta_{nx+1,ny,nz}) + h \cdot (\eta_{nx,ny-1,nz} - \eta_{nx,ny,nz} + \eta_{nx,ny+1,nz}) +$$
$$+ h \cdot (\eta_{nx,ny,nz-1} - 2\eta_{nx,ny,nz} + \eta_{nx,ny,nz+1}) - f \cdot \eta_{nx,ny,nz}$$

$$m \cdot \zeta_{nx,ny,nz}'' = h \cdot (\zeta_{nx-1,ny,nz} - 2\zeta_{nx,ny,nz} + \zeta_{nx+1,ny,nz}) + h \cdot (\zeta_{nx,ny-1,nz} - 2\zeta_{nx,ny,nz} + \zeta_{nx,ny+1,nz}) +$$
$$+ h \cdot (\zeta_{nx,ny,nz-1} - 2\zeta_{nx,ny,nz} + \zeta_{nx,ny,nz+1}) - f \cdot \zeta_{nx,ny,nz}$$

A megoldást most a korábbitól eltérő módszerrel keressük meg. Ehhez egy egyszerű felismerésre van szükség: a zárójelekben a másodrendű parciális differenciálhányadosok közelítései szerepelnek! Ezt az alábbi módon lehet belátni: $\dfrac{\xi(x+\Delta x)-\xi(x)}{\Delta x} \approx \dfrac{d\xi(x)}{dx}$ az első differenciálhányados, ha $\Delta x \to 0$. Nálunk $\Delta x = a$. A második differenciálhányados ilyen:

$$\frac{\dfrac{\xi(x+\Delta x)-\xi(x)}{\Delta x} - \dfrac{\xi(x)-\xi(x-\Delta x)}{\Delta x}}{\Delta x} = \frac{\xi(x+\Delta x)+\xi(x-\Delta x)-2\cdot\xi(x)}{(\Delta x)^2} \approx \frac{d^2\xi(x)}{dx^2}.$$

A parciális differenciálhányados hasonló, csak bonyolultabb kifejezés lesz:

$$\frac{\xi(x+\Delta x,y,z)-\xi(x,y,z)}{\Delta x} \approx \frac{\partial\xi(x,y,z)}{\partial x}$$ és hasonlóan

$$\frac{\xi(x+\Delta x,y,z)+\xi(x-\Delta x,y,z)-2\cdot\xi(x,y,z)}{(\Delta x)^2} \approx \frac{\partial^2\xi(x,y,z)}{\partial x^2}.$$ A diffegyenletünkben

$(\xi_{nx-1,ny,nz} - 2\xi_{nx,ny,nz} + \xi_{nx+1,ny,nz}) = a^2 \cdot \dfrac{\xi_{nx-1,ny,nz} - 2\xi_{nx,ny,nz} + \xi_{nx+1,ny,nz}}{a^2}$ és ez éppen a fenti formula! Ennek megfelelően a diffegyenletünk az alábbi módon alakítható:

(most már az argumentumban feltüntetem az időtől való függést is)

$$\frac{\partial^2\xi(x,y,z,t)}{\partial t^2} = \frac{h}{m}\cdot a^2\cdot\left(\frac{\partial^2\xi(x,y,z,t)}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\xi(x,y,z,t)}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\xi(x,y,z,t)}{\partial z^2}\right)-\frac{f}{m}\cdot\xi(x,y,z,t)$$

Ismételten alkalmazzuk a $c = \sqrt{\frac{h}{m}} \cdot a$ és $c \cdot \kappa = \sqrt{\frac{f}{m}}$ jelöléseket:

$$\frac{\partial^2 \xi(x,y,z,t)}{\partial t^2} = c^2 \cdot \left(\frac{\partial^2 \xi(x,y,z,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi(x,y,z,t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi(x,y,z,t)}{\partial z^2} \right) - c^2 \cdot \kappa^2 \cdot \xi(x,y,z,t) \text{, azaz}$$

$$\frac{\partial^2 \xi(x,y,z,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi(x,y,z,t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi(x,y,z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \xi(x,y,z,t)}{\partial t^2} - \kappa^2 \cdot \xi(x,y,z,t) = 0$$

Gyönyörű, ez éppen a Klein-Gordon egyenlet a ξ(x,y,z)-re!

Hasonló két egyenletet kapok az η(x,y,z)-re és a ζ(x,y,z)-re is.

Nagyon kemény fáradozásaink tehát meghozták gyümölcsüket: sikerült megkapni a relativisztikus Klein-Gordon egyenleteket a térbeli RUT modellre! Ez azt jelenti, hogy ebben a világban minden megoldás a relativitáselmélet szabályainak engedelmeskedik. A nyugvó hullámcsomaghoz képest a v sebességgel mozgó hullámcsomag éppen a Lorentz-transzformáció szerint változik meg. Minden koordinátarendszer anyagi rendszer, amely tehát hullámcsomagokból épül fel. Ha a koordinátarendszer v sebességgel mozog az éterhez képest, akkor egy v sebességű Lorentz transzformáció szerint torzul. Egy másik koordinátarendszer mondjuk w sebességgel mozog az éterhez képest, akkor ő egy w paraméterű Lorentz transzformációt szenved el. Milyen kapcsolat köti össze a két koordinátarendszert? Nos, egy újabb Lorentz-transzformáció! A Lorentz-transzformációk ugyanis csoportot alkotnak, két ilyet egymás után alkalmazva szintén ilyet kapok. Ennek eredménye az, hogy a mozgó koordinátarendszer mit sem tud az éterről, nem tudja eldönteni hogy ő most áll vagy mozog-e az éterhez képest? Csak két eltérő sebességgel mozgó koordinátarendszer relatív sebességét lehet észlelni, és ez pontosan a Relativitás elve! A RUT modell tehát teljesíti Einstein posztulátumait, annak ellenére hogy ő maga az az éter, amelyben a mozgások történnek! És most néhány fontos szó azokról a félreértésekről, amelyek miatt az étert száz évre elvetették!

Miért vetették el az étert?

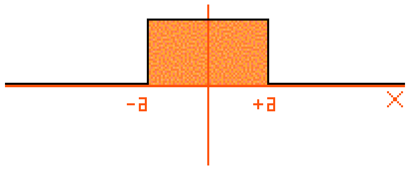
Az első félreértés az hogy úgy képzelik: a tárgyak úsznak az éterben. Ezt úgy kell érteni, hogy az éter nem hatol bele a tárgyakba, hanem megkerüli őket, emiatt az éterben úszó tárgyak ellenállást éreznek. Kivétel ez alól a szuperfolyékony éter, az nem fejt ki ellenállást az úszó tárgyakra sem. Ez az a probléma, ami miatt már Descartes is belebukott az éterelméletbe! Ő nagyon helyesen úgy látta, hogy a testek elnyelik az étert, emiatt kering a Föld a Nap körül, de ő úgy gondolta hogy a tárgyak úsznak az éterben, emiatt az éter ellenállást fejt ki, ennek köszönhető hogy a Föld felé áramló éter magával sodorja a testeket, ezért esnek le! A baj csak az, hogy eszerint a teória szerint a tollpihe gyorsabban kell hogy essen mint az ugyanolyan súlyú ólomdarab! Mivel a tollpihe nagyobb kiterjedésű, ezért jobban belekapaszkodik az éter. A probléma megoldása az, hogy a tárgyak nem úsznak az éterben, mint a halak a vízben, hanem hullámként terjednek. Minden test az éter hullámaiból tevődik össze! Ez pedig azt jelenti hogy az éter akadálytalanul átfúj a testeken, ő a mindenen átfújó szél, ahogy a régiek nevezték. Az egyenletes sebességgel áramló éter semmilyen ellenállást nem fejt ki, csak a gyorsuló éter. Ez viszont a testekre a tömegüktől és az anyagi minőségüktől függetlenül ugyanazt a gyorsulást kényszeríti a testekre, hiszen a testek hullámokból állnak, amelyek pontosan követik a közegük gyorsulását. Ha pedig a testek hullámok, akkor tüstént megválaszoltuk a második nagy ellenvetést:

Az éter egyrészt nagyon sűrű kell legyen, ráadásul szilárd, hogy a transzverzális fényhullámok terjedni tudjanak benne, ráadásul olyan nagy sebességgel, mint a fénysebesség.

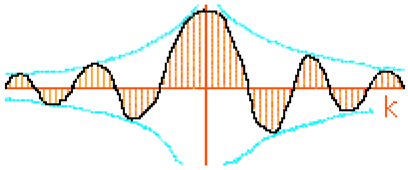
Ugyanakkor az éter rendkívül könnyű is, mert a bolygók évmilliárdokig keringenek benne a legcsekélyebb súrlódás nélkül! Nos, az első kijelentés valóban igaz, az éter sűrűsége nagyon nagy, 10^{95} kg/m^3, ez már csak valami, nem? Ha ebben úszni kéne, hát egy proton se bírna megmoccanni, nemhogy egy bolygó! Ha viszont a testek hullámként terjednek, akkor nem baj ha a közeg sűrű, sőt pont ez a jó! Minél sűrűbb a közeg, annál nagyobb a terjedési sebesség (emiatt van az hogy a hang a víz alatt sokkal gyorsabban terjed, mint levegőben). És annál csillapítatlanabb a rezgés! A fény évmilliárdokig képes haladni benne, a legcsekélyebb csillapodás nélkül. Itt megjegyzem, hogy van olyan teória, amely szerint a távoli Galaxisok fénye nem azért vörösebb mert távolodnak, hanem mert a fény csillapodik útközben! Eszerint a teória szerint nem is volt Big Bang, Ősrobbanás! Én is pontosan ezen a véleményen vagyok, de egy harmadik ok miatt: az én teóriámban a távoli Galaxisok fénye a gravitációs vöröseltolódás miatt vörösebb. Ezt úgy kell érteni, hogyha a Földet körülveszem egy sok fényév átmérőjű gömbbel, akkor e gömbben levő anyag gravitációs vonzást fejt ki, azaz befelé áramoltatja az étert. E gömb peremén az éter tehát valami v sebességgel áramlik, és e v sebességgel Lorentz-transzformálódik minden ami a gömb peremén van. Tehát az órák lassabban járnak, és a kibocsátott fény vörösebb, egész pontosan úgy, ahogy Einstein megjósolta, és később ki is mérték, még földi laborokban is! Sehogyan sem értem, hogy erről a fontos jelenségről hogyan feledkezhettek meg olyan fontos kérdés esetében, mint az Univerzum sorsa és fejlődése? A távoli Galaxisok fénye vörösebb, erre a jelenségre az egyetlen és kizárólagos magyarázatnak csak a Doppler-effektust találták? De még ha van is Doppler-effektus, akkor is rá kell hogy üljön a gravitációs vöröseltolódás, és ez mindent módosít és átkalibrál! A TIP teória szerint az Univerzum sűrűsége egészen pontosan a kritikus sűrűség kell legyen, és a mérésekből az derül ki hogy így is van, méghozzá 60 tizedes pontossággal! A klasszikus teória szerint ilyen pontosan kellett kalibrálni az Univerzum kezdeti feltételeit, hogy most úgy nézhessen ki, ahogyan kinéz. Akkor pedig ez azt bizonyítja, hogy a Galaxisok vöröseltolódása teljes egészében gravitációs vöröseltolódás, nincs semmiféle Doppler-effektus, nincs távolodás, tehát akkor Big Bang sem volt! Ez nagyon merész kijelentés, és a csillagászok nem szívesen dobják el kedvenc elméletüket, hiszen már 80 éve hisznek a táguló Világegyetemben, és hát ugye a Védák is már ilyesmiről írnak, meg a teremtéselméletek. Márpedig a Hubble-Bubble úgy tűnik, elpukkadt! A Big Bang elmélet mellett szól néhány jelenség, pl. a hidrogén-hélium arány, a kozmikus háttérsugárzás, és az, hogy akármilyen messzire nézünk, nem találunk 14 milliárd évesnél idősebb csillagot. Na most ez olyan érvelés, mintha azt mondanám: az Emberiség mindössze 120 éve létezik, hiszen keresve se találok 120 évesnél öregebb embert! Azt hiszem, a Big Bang elméletet a kozmikus délibábok közé kell sorolni. Úgy tűnik, Nándori Ottó is hasonló véleményen van…

A Standard RUT elmélet konklúziói

Mint láttuk, a RUT modell leíró egyenlete éppen a relativisztikus Klein-Gordon egyenlet. Az anyagi világ részecskéi, és az ezekből összetett rendszerek a rugalmas téridő-plazmában mint hullámcsomagok terjednek. Ebből a posztulátumból levezethető a relativitáselmélet, és a kvantumfizika is. A mikrovilágban a hullámcsomagok nagyon hamar szétfolynak. Egy makroszkópikus tárgy esetén viszont a szétfolyás ideje évtrilliókban mérhető, tehát elhanyagolható. A szilárd testek, kavicsok, tárgyak nem folynak szét. A makroszkópikus koordinátarendszerek hullámcsomagokból épülnek fel. A hullámcsomagokat szinusz-hullámokból lehet összerakni, ezzel foglalkozik a Fourier-analízis.

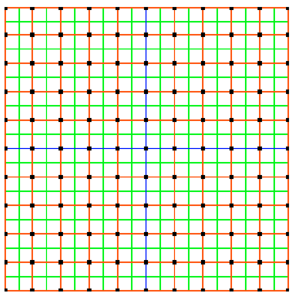


17. ábra

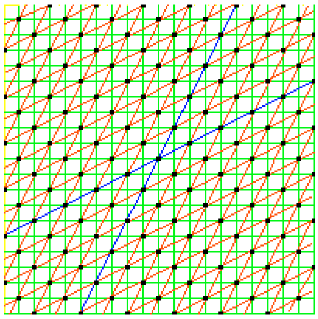


18. ábra

A 17. ábrán egy véges kiterjedésű tárgy van, amely tehát az x = –a …+a tartományban tömör, azon kívül viszont nulla. Ennek Fourier-spektruma látható a 18. ábrán. Ez egy $\frac{\sin k}{k}$ jellegű függvény, amely a növekvő hullámszámok tartományában egyre kisebb amplitudójú összetevőkből áll, de csak a végtelenben cseng le. Egy véges kiterjedésű tárgy tehát végtelen sok színuszból tevődik össze! Minden szinusz a neki megfelelő csoportsebességgel halad. Emiatt a hullámcsomag az időben változik, lassan szétfolyik. De mint mondtam, makrotesteknél ez évtrilliókig tartana. Ha a tárgyat v sebességre gyorsítom, minden egyes szinusz-összetevője Lorentz-transzformálódik, emiatt a tárgy maga is úgy torzul, ahogy azt a SR leírja. Egy eseményekből kirakott koordinátarendszer látható a 20. ábrán. Itt minden esemény egy fekete pötty, ami egy adott helyen egy időpillanatig tart. Ez az egész felfogható egyetlen hullámcsomagnak, amelyet tehát színuszokból ki lehet rakni. Ha ezt a rendszert Lorentz-transzformáljuk, a 21. ábrán látható módon fog torzulni. Jól látható, hogy nemcsak az időtengely ferdül el, hanem az egyidejűségi vonalak is ferdék lesznek (az ábrán ½ meredek-séggel). Egy esemény egy $\delta(x-x_0)\cdot\delta(t-t_0)$ Dirac-deltafüggvénnyel adható meg. Kétséges azonban hogy ez a függvény kielégíti-e a Klein-Gordon egyenletet. Akkor ez azt is jelenti,



20. ábra



21. ábra

hogy klasszikus értelemben vett események nem is léteznek! Vagyis nincsenek olyan dolgok, amelyek egyetlen térbeli pontban, egyetlen pillanat alatt történnek! Elemi jelenségeknek azokat a hullámcsomagokat kell tekinteni, amelyek mondjuk a t = 0 pillanatban Dirac-delta szerűek, de az időbeli lefolyásuk olyan, hogy kielégítik a Klein-Gordon egyenletet. Ezt úgy kapjuk meg, hogy a kezdeti hullámcsomagot Fourier-transzformáljuk, így megkapjuk az adott f(x) függvény (pl. Dirac-delta) F(k) spektrumát, amely tehát megmondja, hogy a k hullámszámú színuszos komponens milyen amplitudóval szerepel. F(k)-ból f(x)-et így kapom meg: $f(x)=\int_{-\infty}^{\infty} F(k)\cdot e^{ikx}\cdot dk$. A Klein-Gordon egyenletet szerint a k hullámszámhoz olyan ω körferkvenciájú időbeli szinusz tartozik, amelyre igaz az $\omega = c\cdot\sqrt{k^2+\kappa^2}$ összefüggés. Ez azt jelenti, hogy az e^{ikx} tényezőt $e^{i(kx-\omega t)}$-vel kell helyettesíteni, ahol ω a fenti kifejezés. Így kapom az $f(x,t)=\int_{-\infty}^{\infty} F(k)\cdot e^{i(kx-c\sqrt{k^2+\kappa^2}\cdot t)}\cdot dk$ időben változó függvényt. Ez egy olyan hullámcsomag, amely a maga belső ritmusa szerint változik, szétfolyik. Így egyfajta óra szerepét is betölti. A koordinátarendszerünket ilyen órákból rakhatjuk ki. Ha ezt a rendszert Lorentz-transzformáljuk, az ismert jelenségeket tapasztaljuk: a mérőrudak megrövidülnek, az órák lelassulnak, az egyidejűség megváltozik. Tehát minden az SR forgatókönyve szerint megy. Most nézzünk meg néhány elemi kifejezést a RUT modell szerint!

A csoportsebesség

A csoportsebesség definíciója: $v_{cs}=\frac{d\omega}{dk}$. Mivel $E=\hbar\omega$ és $p=\hbar k$, ezért $v_{cs}=\frac{dE}{dp}$.

$E=c\cdot\sqrt{p^2+m_0^2c^2}$, ennek p szerinti deriváltja $E=c\cdot\frac{2p}{2\sqrt{p^2+m_0^2c^2}}=c^2\cdot\frac{p}{c\sqrt{p^2+m_0^2c^2}}=\frac{c^2\cdot p}{E}$.

Ugyanez a relativitáselméletben:

$E=\frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ és $p=\frac{m_0v}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$, ezért $v_{cs}=\frac{c^2\cdot p}{E}=c^2\cdot\frac{m_0v}{m_0c^2}=v$, valóban a sebességet kapjuk!

Tehát a tárgyak sebessége nem más mint csoportsebesség.

Az effektív tömeg

Definíciószerűen $\frac{1}{m*} = \hbar \cdot \left(\frac{d^2\omega}{dk^2} \right) = \frac{\partial^2 E}{\partial p^2}$. $\quad E = c \cdot \sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}$, ezt kell deriválgatni.

$\frac{\partial E}{\partial p} = v_{cs} = \frac{c^2 p}{E}$, ezt még egyszer deriváljuk p szerint:

$$\frac{\partial}{\partial p}\frac{c^2 p}{E} = \frac{c^2 E - c^2 p \cdot \frac{c^2 p}{E}}{E^2} = \frac{c^2 E^2 - c^4 p^2}{E^3} = \frac{c^4 (p^2 + m_0^2 c^2) - c^4 p^2}{E^3} = \frac{m_0^2 c^6}{E^3} = \frac{1}{m*}$$

Ezek szerint $m* = \frac{E^3}{m_0^2 c^6} = \frac{1}{m_0^2 c^6} \cdot \left(\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \right)^3 = \frac{m_0}{\left(\sqrt{1-\beta^2}\right)^3} = \frac{m_0}{\gamma^3}$

Látjuk, hogy az ismert Gamma-faktor itt a köbön szerepel. Mi ennek az oka?

Az effektív tömeg jelentése ez: F = m*·a = m*·$\frac{dv}{dt}$, márpedig az eredeti Newton egyenlet így szól: $F = \frac{d}{dt}(m \cdot v)$, azaz az erő az impulzus idő szerinti deriváltja! Hát ez elég lényeges különbség! $F = \frac{d}{dt}(m \cdot v) = \frac{dm}{dt} \cdot v + m \cdot \frac{dv}{dt} = v \cdot \frac{dm}{dv} \cdot \frac{dv}{dt} + m \cdot \frac{dv}{dt} = \left(v \cdot \frac{dm}{dv} + m \right) \cdot \frac{dv}{dt}$.

Innen leolvasható, hogy $m* = v \cdot \frac{dm}{dv} + m$.

$$m* = v \cdot \frac{dm}{dv} + m = v \cdot \frac{d}{dv} \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = -v \cdot \frac{m_0 2v}{c^2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-\frac{3}{2}} \cdot \left(-\frac{1}{2} \right) + \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$m* = \frac{m_0 \beta^2}{\left(\sqrt{1-\beta^2}\right)^3} + \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{m_0 \beta^2}{\left(\sqrt{1-\beta^2}\right)^3} + \frac{m_0 (1-\beta^2)}{\left(\sqrt{1-\beta^2}\right)^3} = \frac{m_0}{\left(\sqrt{1-\beta^2}\right)^3} = \frac{m_0}{\gamma^3}$$

Látjuk, hogy ugyanazt kaptuk. Érdekes, hogy a relativitás-könyvekben nem említik meg ezt a lényeges dolgot, aztán vannak akik rácsodálkoznak hogy jé, a valóságban a tömegek a Gamma-faktor köbével nőnek, úgy látszik rossz a Relativitáselmélet! Dehogy rossz, mint láttuk, épp így kell lennie!

Sebességösszetevés

A hullámcsomag csoportsebessége $v = \frac{c^2 p}{E}$. Figyelje ezt egy $-w$ sebességgel mozgó megfigyelő! Ekkor E és p Lorentz-transzformálódik, méghozzá így:

cp’ = $\frac{cp + \beta E}{\sqrt{1-\beta^2}}$, E’ = $\frac{E + \beta cp}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Itt $\beta = \frac{w}{c}$. Most arra vagyunk kíváncsiak, hogy a megfigyelő milyen sebességgel látja mozogni a hullámcsomagot. Azt várjuk, hogy a v sebességű hullámcsomag és a –w sebességű, ellentétes irányba mozgó megfigyelő sebességei összeadódnak. Az ám, de hogyan? Rögtön meglátjuk!

$$v' = \frac{c^2 p'}{E'} = \frac{c^2\left(p + \beta \frac{E}{c}\right)}{E + \beta cp} = \frac{c^2 p + \beta Ec}{E + \beta cp} = \frac{\frac{c^2 p}{E} + \beta c}{1 + \beta \frac{cp}{E}} = \frac{\frac{c^2 p}{E} + \beta c}{1 + \frac{\beta}{c} \frac{c^2 p}{E}} = \frac{v + w}{1 + \frac{v \cdot w}{c^2}}$$

És ez éppen az Einsteini sebességösszetevés!

Ha tehát a v csoportsebességű hullámcsomagot Lorentz-transzformáljuk, a csoportsebessége éppen az Einsteini sebességösszetevés szabálya szerint változik meg! Nem valami ördöngösség miatt lett ez így kitalálva, hanem ez a hullámcsomagok egyik jellemző tulajdonsága!

Az önmagával való azonosság problémája

Azonos-e a hullámcsomag önmagával? Hiszen mozgása során változik, szétfolyik, átalakul! Ha két hullámcsomag ütközik (nemlineáris szolitonoknál ez lehetséges) akkor azt látjuk hogy befut két hullámcsomag, valahogy összeolvad, aztán kifut két hullámcsomag. Most melyik melyik? Ha egy hullámcsomagot Lorentz-transzformálok, egy új hullámcsomagot kapok. Milyen alapon mondhatom, hogy ez ugyanaz a hullámcsomag, csak egy másik koordináta-rendszerből nézve? És a legnehezebb kérdés: mi a helyzet a gyorsuló hullámcsomaggal? Egyáltalán van ilyen hogy gyorsuló hullámcsomag? Itt már a görbült téridők problémája jön be! Azonos-e egy hullámcsomag az ő eltoltjával? Azaz megőrzik-e a tárgyak az önidentitásukat, miközben egyik helyről a másikra visszük őket? Ha szigorúan nézzük, az eltolt hullámcsomag más komponensekből épül fel. A térbeli eltolás egy fázistényezővel való szorzást jelent. Kimondhatjuk, hogy egy hullámcsomag és összes térbeli eltoltja ekvivalens egymással. Ez egyfajta kongruenciarelációt definiál a hullámcsomagok közt. Ugyanígy kongruens egymással egy hullámcsomag és az összes Lorentz-transzformáltja. Ha viszont a tér nem homogén, vagy az éter áramlik, akkor sem a térbeli eltolás, sem a Lorentz-transzformáció nem lesz többé kongruenciareláció! Elvész egy szimmetria, ahogy Egely György mondaná. Tehát új jelenségek lépnek fel. A gyorsuló hullámcsomag komponensei az időben is változnak. Ez olyan probléma, amit eddig sehol a büdös életben nem láttam tárgyalni, mintha nem is létezne! Pedig hullámtannal, akusztikával, hidrodinamikával sokan foglalkoznak.

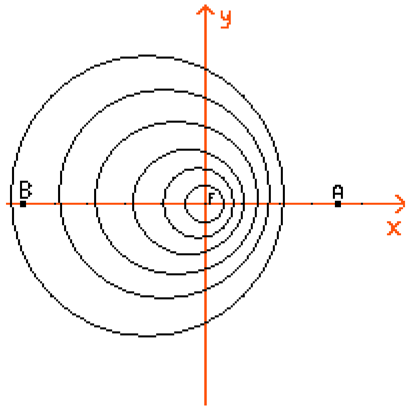
Az Általános Relativitáselmélet levezetése

Az ÁTP Áramló Téridő-Plazma) elmélet szerint a gravitáció az éter (TIP, Téridő-Plazma) gyorsuló áramlása. Később látni fogjuk hogy minden más erő is áramlásból származtatható. Egy M és egy m tömeg közt a Newton formula szerint $F = -G \cdot \frac{M \cdot m}{r^2}$ vonzóerő hat. Másrészt szintén Newton szerint F = m·a, ahol a a gyorsulás. Ezek szerint $a = -G \cdot \frac{M}{r^2}$ a gyorsulás. Az ám, de minek a gyorsulása? A tapasztalat szerint minden leejtett test azonos gyorsulással esik, függetlenül a tömegétől, sűrűségétől, anyagi minőségétől. Mire utal ez? Arra, hogy van egy közeg, amely áramlik, és ennek a közegnek az áramlási gyorsulásáról van szó! Mint tudjuk, ez a közeg az éter, vagy TIP, amit eddig csak nyugalmi helyzetében vizsgáltunk. Láttuk hogy az anyagi testek az éter hullámcsomagjai. Most az a kérdés hogy egy hullámcsomag hogyan mozog, ha a közege áramlik, mi több, még gyorsul is? Ezzel a kérdéssel a Hangterjedés

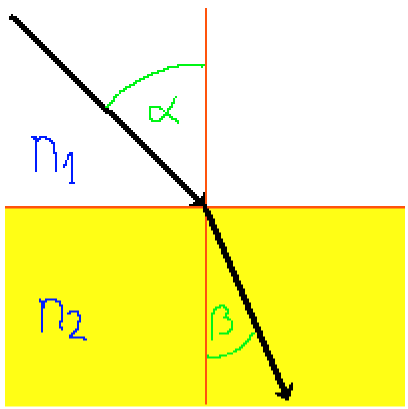
Áramló Közegben című tan foglalkozik. Na most van erről a Landau-Lifsic 6-ban egy kurta fejezet, de ezen kívül sehol se láttam erről írást. Ha a hangforrás mozog a közeghez képest, vagy a közeg mozog a hang forrásához képest, akkor erről mindenkinek a Doppler-effektus jut az eszébe. Ha a mozgó forrás a megfigyelő felé közeledik, akkor a hangot magasabbnak hallja, ha pedig távolodik, akkor mélyebbnek.

A 22. ábrát mindenki ismeri. Az F forrás balról jobbra halad v sebességgel, az A megfigyelő a hangot magasabbnak hallja, a B megfigyelő pedig mélyebbnek. A hang frekvenciája így módosul: $f' = f \cdot \left(1 - \frac{v}{c}\right)$, ahol f a frekvencia, v a forrás és c a hang sebessége.

Az igazság az, hogy az átlag halandó mozgó közegekről szóló ismeretei ezzel véget is érnek. Pedig legalább még egy dolog közismert, ez pedig a fénytörés.



22. ábra



23. ábra

A 23. ábrán az ismert Snellius-Descartes törvényt prezentáltam. Eszerint ha a fény a kisebb n_1 törésmutatójú közegből a nagyobb n_2 törésmutatójú közegbe lép, akkor a pályája úgy törik meg, hogy $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_2}{n_1}$ teljesül. Ez a jelenség hanggal is így megy. Csodálkozom hogy még nem csináltak ultrahang mikroszkópot, amivel a tárgyak belsejébe lehetne látni, roncsoló sugárzások nélkül. A geometriai optika egy pontról pontra változó törésmutatójú közegben terjedő fénysugarak pályáit elemzi. Ha a hullámhosszal összemérhető méretekről van szó, akkor a geometriai optikát felváltja a hullámoptika, mert tessék kérem figyelni, itt is egy közegben terjedő szolitonok pályáiról van szó! És itt senki se mondhatja hogy nincs közeg, mert van, pl. víz, vagy levegő. És ha felütjük Marx György régi szép könyvecskéjét a Kvantummechanikáról, akkor azt látjuk, hogy a kvantummechanika pont a geometriai optika és a hullámoptika analógiájából kiindulva született meg! A Lagrange-Hamiltoni mechanika kulcsfogalma az S(x,y,z,t) hatásfüggvény, amelynek meghatározó egyenlete a

$$\frac{\partial S}{\partial t}+\frac{1}{2\mu}(\mathrm{grad}S)^2+V(x,y,z)=0$$ Hamilton-Jakobi egyenlet.

Itt μ a részecske tömege, V(x,y,z) pedig a potenciálfüggvény, az egyenlet pedig a V(x,y,z) terében mozgó részecske hatásfüggvényét adja meg. A részecskének pályája van, mije neki ez a hatásfüggvény? A fenti egyenletnek mindig van $S = \sigma(x,y,z) - Et$ alakú megoldása, ahol σ-t a $(\mathrm{grad}\sigma)^2=2\mu\left[E-V(x,y,z)\right]$ egyenlet határozza meg. Mivel grad σ az impulzusvektorral egyenlő, E az energiakifejezés lesz. Legyen S = 0: $\sigma(x,y,z) = Et$ lesz. Ez az egyenlet t minden értékéhez egy térbeli felületet határoz meg.A hatásfüggvény tehát minden mozgó tömegponthoz egy térben tovahaladó felületet kapcsol. Ennek a *hatásfelületnek* mozgását és alakját megszabó egyenlet mindenben a geometriai optika $(\mathrm{grad}\sigma')^2=n(x,y,z)^2$ *eikonál-egyenletének* analógonja. Utóbbiban σ' a fénysugarakra merőleges eikonálfelületet leíró függvény, n(x,y,z) pedig a közeg optikai törésmutatója. A tömegponthoz tartozó hatásfelület tehát úgy mozog, mint egy $n(x,y,z)=\sqrt{1-\frac{V(x,y,z)}{E}}$ törésmutatójú közegben mozgó fénysugár. (Idézet: Marx György Kvantummechanika MK 1964, 375. oldal) A részecske pályája tehát olyan vonal, amely merőleges ezekre a felületekre. Ha áttérünk a geometriai optikáról a hullámoptikára, akkor lényegében megkapjuk a kvantummechanikát!

Mitől változik a közeg törésmutatója? Attól mert pontról pontra változik a fény terjedési sebessége. Ez pedig megtörténik akkor is, ha maga a közeg áramlik helyről helyre változó sebességgel. Tehát azt várjuk, hogy az áramló közegben a fénysugarak fénytörést szenvednek. Akkor már két olyan hatás van, amely megváltoztatja a fénysugár pályáját: a gyorsulás és a fénytörés. Amikor Einstein klasszikus Newtoni módszerrel számolta ki a fényelhajlást a Nap mellett, a ténylegesnek csak a felét kapta. Nyilván azért, mert csak a gyorsulással számolt, de nem vette figyelembe a fénytörést, amit az áramló éter okoz. Ha azt is figyelembe vesszük, akkor a teljes fényelhajlást megkapjuk. De térjünk vissza a gravitációs vonzáshoz!

$F=-G\cdot\frac{M\cdot m}{r^2}$ = m·$\underline{a}$, ahol $\underline{a}$ a gyorsulás. Ezek szerint $a=-G\cdot\frac{M}{r^2}$ a gyorsulás. Az ám, de minek a gyorsulása? Természetesen az éteré! Akkor a Föld, és minden más tömeggel rendelkező test nyeli az étert, méghozzá úgy, hogy az áramló éter gyorsulása éppen $a=-G\cdot\frac{M}{r^2}$. Kérdés: mennyi akkor az éter sebessége? $a=\frac{dv}{dt}=\frac{\partial v}{\partial t}+v\cdot\frac{dv}{dr}=v\cdot\frac{dv}{dr}$ mert stacionáris áramlást feltételezünk, és v = v(r) csak a radiális távolságtól függ (gömbszimmetrikus eset). $v\cdot\frac{dv}{dr}=\frac{d}{dr}\frac{v^2}{2}=-\frac{GM}{r^2}$ kell legyen, tehát $\frac{v^2}{2}=\frac{GM}{r}$, tehát $v=\sqrt{\frac{2GM}{r}}$. Az előjele azonban bizonytalan, mert v^2 pozitív, akár pozitív a v akár negatív. Tehát a gravitációs erő akkor is vonzó, ha a tömegek nyelők, akkor is vonzó, ha a tömegek források! Ez más szóval azt is jelenti, hogy a fekete és a fehér lyukak majdnem ugyanúgy viselkednek! Stephen Hawking és Penrose könyvében (A tér és az idő természete) fel is merül, hogy a fekete és a fehér lyukak esetleg azonosak! Íme a dolog egyszerű magyarázata. Azért nem teljesen azonosak, egy finom méréssel különbséget lehet tenni. Ha egy szabadeső rakétában megmérjük az időt, akkor nyelő esetében (tehát fekete lyuknál) a rakéta együtt mozog az éterrel, ezért az alapaxiómánk szerint az ideje nem lassul le. Ha viszont a tömeg forrás, (tehát fehér lyuk) akkor a rakéta szemben halad az éteráramlással, ezért az ideje lelassul! Van tehát mérhető különbség a kettő közt! Én amellett teszek hitet, hogy a tömegek nyelők, ezért a sebességképlet: $v = -\sqrt{\frac{2GM}{r}}$, és itt a mínusz előjel utal a nyelő jellegre.

Tudjuk tehát a sebességképletet. Kérdés, hogyan lehet vele magyarázni az Általános Relativitás ismert jelenségeit? Feltevésünk értelmében ugyanis minden ÁR-beli hatás az áramló éter következménye, ezért minden ÁR jelenség valójában SR jelenség! Íme, ezért mondtam hogy véleményem szerint az ÁR és a SR tökéletesen egyenrangúak!

Gravitációs vöröseltolódás

Gravitációs térben azért lesz vörösebb a fény, mert az idő lelassul. Az idődilatáció képlete Fercsik könyve szerint: $dt = d\tau\left(1 + \frac{GM}{rc^2}\right)$ módon hosszabbodnak az időtartamok. Ez azonban egy közelítő formula, az egzakt így néz ki: $dt = \frac{d\tau}{\sqrt{1 - \frac{2GM}{rc^2}}}$, amit ha sorba fejtünk, az előbbit kapjuk. $\sqrt{1-x} \approx 1 - \frac{x}{2}$ és $\frac{1}{1-x} \approx 1 + x$ egybevetéséből következik az állítás. Mint láttuk, $v = -\sqrt{\frac{2GM}{r}}$, és így $\frac{v^2}{c^2} = \frac{2GM}{rc^2}$, nagyon jó, pont ezt látjuk ott alul! Tehát $dt = \frac{d\tau}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ és ez éppen a SR ismert idődilatáció formulája! Ami pedig azt jelenti, hogy az idődilatáció oka az éter áramlása, mégpedig a megadott sebességképlet szerint! Ez volt az első felismerésem 80-ban, amely fényesen igazolta az éterelméletet. A lényeges továbblépéshez a Schwarzschild-megoldást kellett elemezni, ezt azonban sokkal később tudtam csak elvégezni. Igazából töredékekből állt össze a mozaik, és most ahogy megpróbálom rekonstruálni, szintén töredékekre hullik szét az egész. Szerintem ez így ahogyan írom, didaktikailag egy kész katasztrófa, de majd ha együtt van az egész, a megfelelő módon rendezem. Még egy jelenség volt amit 80-ban meg tudtam oldani, és ez éppen a kozmológia. Így jutottam arra a következtetésre, hogy Big Bang nem is volt, az egész egy nagy kozmikus délibáb. A galaxisok nem távolodnak, hanem gravitációs vöröseltolódást szenvednek. Ennek oka pedig nagyon egyszerű: A Földet körülvevő ρ sugarú gömböt r sűrűségű anyag tölti ki, ahol ρ a Világegyetem sűrűsége, és ez v sebességgel áramoltatja az étert, ami vöröseltolódást okoz.

Kozmológiai elemzés

$$v = -\sqrt{\frac{2GM}{r}} \text{ és } M = \frac{4r^3\pi\rho}{3}, \text{ tehát } v = -\sqrt{\frac{8\pi G\rho r^3}{3r}} = -\sqrt{\frac{8\pi G\rho r^2}{3}} = -H \cdot r, \text{ ahol } H = \sqrt{\frac{8\pi G\rho}{3}}.$$

Na most nem mást látunk, mint a Hubble-törvényt, bár zavarhat az a mínusz előjel, de a vöröseltolódásban úgyis a sebesség négyzete szerepel, tehát nincs jelentősége. Már csak be kell helyettesíteni az ismert adatokat, és meg kell nézni hogy stimmel-e? Nosza!

William J. Kauffmann: relativitás és kozmológia, Gondolat 1985, 51. oldal: $H \approx 50$ km/s/Mpc azaz 50 km/s megaparszekenként. Az Idő születése c. könyv szerint a legjobb H-közelítés 57 km/s/Mpc. 1 pc = 3.26 fényév = $3.1\cdot10^{13}$ km, 1 Mpc = $3.1\cdot10^{19}$ km, ezzel H = $\frac{57}{3.1\cdot10^{19}} = 18.38\cdot10^{-19} = 1.838\cdot10^{-18}\frac{1}{s}$. Ha ρ helyére a ρ_{krit} értékét tesszük be, amely $6\cdot10^{-27}\frac{kg}{m^3}$, akkor $H = \sqrt{\frac{8\pi\cdot6.672\cdot10^{-11}\cdot6\cdot10^{-27}}{3}} = 1.831314552\cdot10^{-18}\frac{1}{s}$ adódik. Hát ez elég pontosan annyi, amennyi a H legjobb ismert értéke! Ez pedig azt jelenti, hogy az Univerzum sűrűsége egész pontosan a kritikus sűrűség! A megfigyelt sűrűség ennél kevesebb, és ez az ún, rejtett tömeg probléma. Az Univerzum tömegének egy jelentős hányada láthatatlan! Erre is sok teóriát kiagyaltak már, neutrínók, fekete lyukak és miegyebek. A kritikus sűrűség úgy van definiálva, hogy ez az a határ, amikor az Univerzum még éppen vég nélkül tágul. Ha a sűrűség ennél picivel nagyobb, akkor az Univerzum nem nő örökké, hanem visszafordul és újra összehúzódik. $\frac{1}{H} = 17.3$ milliárd év, ennyi az Univerzum kora. Már a Big Bang teória szerint. Na most ezzel az egésszel nekem alapvető gondjaim vannak. Az első gond mindjárt ez a fajta számolás:

$v = -\sqrt{\frac{2GM}{r}}$ és $M = \frac{4r^3\pi\rho}{3}$, tehát $v = -\sqrt{\frac{8\pi G\rho r^3}{3r}} = -\sqrt{\frac{8\pi G\rho r^2}{3}} = -H\cdot r$, ahol $H = \sqrt{\frac{8\pi G\rho}{3}}$.

Ha ez a sebesség, akkor a gyorsulás $a = v\cdot\frac{dv}{dr} = -H\cdot r\cdot(-H) = H^2\cdot r$, és akkor

$\operatorname{div} a = \frac{da}{dr} + \frac{2}{r}\cdot a = H^2 + \frac{2}{r}\cdot H^2\cdot r = 3\cdot H^2 = 3\cdot\frac{8\pi G\rho}{3} = 8\pi G\rho$, márpedig a div a helyes egyenlete: $\operatorname{div} a = -4\pi G\rho$! Egy mínusz előjel és egy kettes nem stimmel!

(A fizikai számítások két nagy mumusa az előjel és a kettes faktor!)

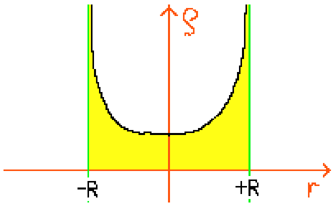
Ez azt jelenti, hogy a Big Bang egy helytelen számításból jött ki!! A másik nagy gond az, hogy az így kiszámolt v sebesség az gravitációs vöröseltolódást okoz, márpedig a gravitációs vöröseltolódás mértéke $df' = df\left(1-\frac{GM}{rc^2}\right) = df\left(1-\frac{v^2}{2c^2}\right)$, ők pedig ezt Doppler-effektusként értelmezik, amelynek a képlete $df' = df\left(1-\frac{v}{c}\right)$, egész más! Ugyanakkora spektrumvonal eltolódáshoz sokkal kisebb Doppler-sebesség kell, mint vöröseltolódás-sebesség! Ha tehát 1 Megaparszekhez 50 km/s Doppler-sebességet rendelnek, akkor ugyanekkora vonaleltolódáshoz $\sqrt{2vc}$ = 5477 km/s étersebességet kell rendelni, Akkor pedig a valódi Hubble-állandó értéke egész más, és az Univerzum sokkal kisebb, mint gondolják, ráadásul nem is tágul! Kozmikus délibábok játszanak velünk 80 éve?

Ahhoz hogy a helyes $\operatorname{div} a = -4\pi G\rho$ képletet megkapjuk, az alábbi sebességösszefüggés kell:

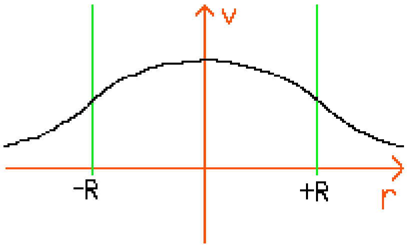
$v = -\sqrt{\frac{4\pi G\rho}{3}}\cdot\sqrt{3R^2-r^2}$ ha r < R, és $v = -\sqrt{\frac{2GM}{r}}$ ha r > R, ahol R az Univerzum sugara.

Ez a sebességdiagram látható a 25. ábrán. $|r| < R$ esetén ellipszisív, $|r| > R$ esetén hiperbolaív. (igazából a negatív r csak a másik irányt jelenti)

Itt az Univerzum egy olyan R sugarú gömb, amely ρ sűrűségű anyaggal van kitöltve egyenletesen, rajta kívül pedig a tér üres. Ez az alakzat nem teljesíti a Kozmológiai elvet, mert az Univerzum peremén az éter áramlási sebessége már majdnem fénysebesség, emiatt a ρ sűrűség megnő, és így a széle felé közeledve egyre gyorsabban nyeli az étert. Az egyensúlyi elrendezés tehát egy olyan sűrűségfüggvény, amely a széle felé közeledve rohamosan nő.



24. ábra



25. ábra

Ez a ρ(r) sűrűségeloszlás látható a 24. ábrán. Ez olyan függvény, amely teljesíti azt a követelményt, hogy minden megfigyelő úgy látja, mintha ő lenne középen, és az Univerzum körülötte lenne R sugárban. Innen nézve egy másik pontban már valamilyen v sebességgel áramlik az éter, tehát Lorentz-transzformálni kell.

A Fekete Lyuk

Ahhoz, hogy helyes képet kapjunk a fekete lyukról, a $v=-\sqrt{\frac{2GM}{r}}$ sebességképletet kell alaposan szemügyre vennünk. Ez egy befelé irányuló áramlás, amely annál gyorsabb, minél közelebb megyünk a fekete lyukhoz. Amikor az áramlás sebessége eléri a fénysebességet, akkor egy kritikus határhoz érkezünk. Ezt nevezik eseményhorizontnak. Amikor v = c, akkor $c=-\sqrt{\frac{2GM}{r}}$ miatt $r_0=\frac{2GM}{c^2}$ lesz, mint ismeretes, éppen ez az eseményhorizont távolsága! A fény az éterhez képest mozog c sebességgel, tehát az eseményhorizont határán a kifelé masírozó fény éppen helyben áll, mert az éter meg fénysebességgel masírozik befelé! Pont olyan ez, mint amikor az ember a futószalagon teljes erőből rohan, mégis egyhelyben áll a környezethez képest. A fekete lyuk világa az eseményhorizonton belül is folytatódik, csak itt az éter már gyorsabban áramlik mint a fénysebesség. Lehet hogy ez nem megengedett, egyenlőre azonban semmi nem mond neki ellent. Egy szabadon eső megfigyelő az éterrel együtt mozog, ezért az ő ideje nem lassul le, így véges időn belül áthalad az eseményhorizonton, aztán többé ki se jön belőle. Lehet hogy áthajókázik egy másik világba?

A fekete lyuk metrikáját a Schwarzschild-képlet adja meg:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right)c^2dt^2 - \frac{dr^2}{1 - \frac{2GM}{rc^2}} - r^2 \cdot \left(d\theta^2 + \sin^2\theta \cdot d\varphi^2\right)$$

Ismerve a $v = -\sqrt{\frac{2GM}{r}}$ képletet, ez így is írható:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)c^2dt^2 - \frac{dr^2}{1 - \frac{v^2}{c^2}} - r^2 \cdot \left(d\theta^2 + \sin^2\theta \cdot d\varphi^2\right)$$

Bizonyíték az éter létére?

2004.7.18 Bevezető: 24 év munkájának végére sikerült végre pontot tennem. Már 80-ban felismertem, hogy az általános relativitáselmélet összes ismert jelensége visszavezethető egy közeg áramlására. A gravitációs vöröseltolódás képletéből kiderül, hogy amit eddig szökési sebességként ismertünk, az valójában a Föld által elnyelt éter áramlási sebessége. v = $-\sqrt{\frac{2Gm}{r}}$. Ez a sebességképlet a Galilei transzformáció segítségével közvetlenül kiadja a Schwarzschild-metrikát, és egyszerű hidrodinamikai egyenleteknek tesz eleget, úgymint

divgrad $\frac{v^2}{2}$=0 és rot $\underline{v}$ =0. Feltételeztem hogy ez a két egyenlet általánosan is igaz, de nem tudtam őket levezetni. 85-ben már majdnem elértem a célt. Aztán 90-től 93-ig kísérleteztem a Kerr-metrikával, sikertelenül. Rossz koordinátarendszert használtam. Aztán tavaly végre felismertem, hogyan kell a Galilei-transzformáció segítségével megadni az áramló éter által létrehozott metrikát. Elhatároztam hogy kiszámolom az $R_{ik} = 0$ egyenletet erre a metrikára, és kiderült, hogy eredeti alapkoncepcióim helyesek: divgrad $\frac{v^2}{2}$=0 és rot $\underline{v}$ =0 teljesül az éter áramlására. Kiindultam abból hogy a két feltételem nem teljesül, és kiszámoltam így az R_{ik} = 0 egyenletet. Az eredmény az, hogy márpedig a két feltételemnek teljesülnie kell, mert csak így érvényes az R_{ik} = 0 egyenlet!

A két feltétel olyan hidrodinamikai egyenleteknek felel meg, amit elvárhatunk egy áramló szuperfolyékony közegtől, aminek az étert gondoljuk. Ezzel az Einstein-egyenleteket visszavezettük egy közeg áramlására, és megmutatjuk, hogy amit a téridő görbületének gondolnak, az valójában egy közeg áramlása által létrehozott jelenség! A most következő cikksorozat ezt a munkát próbálja nyomon követni, ahogy eredetileg kibontakozott. Egyetlen problémám az hogy a Kerr-metrika sebességképletét még nem ismerem, így a bizonyíték még nem teljes. Egyedül az első feltételt sikerült rá igazolnom. Az éterelmélet alapja a Hangterjedés Áramló Közegben, ezt is meg kell írnom. Ebben a Hamiltoni mechanika Lagrange-formalizmusáról mutatom ki, hogy egyértelműen visszavezethető egy közegben terjedő hullám mozgásegyenleteire, és kimutatom, hogy az áramló közegben terjedő hullám leíró formalizmusa éppen az Einsteini Általános Relativitáselmélet matematikai apparátusa. Kimutatom továbbá, hogy a gravitáció és az elektromágneses kölcsönhatás mechanizmusa tökéletesen ugyanolyan, mindkettő egy közeg áramlására vezethető vissza. Ezzel egy új atommodellt is kidolgozok, amelyben lényeges szerepet kap az elektromágneses éter

(ElektroTIP, Tér-Idő-plazma) is. Megmutatom, hogy az elektron kering, mégse sugároz, mert az áramló elektroTIP-hez képest nem gyorsul, és mivel az ElektroTIP még keringő mozgást is végez, a keringő elektron a szintén keringő TIPhez képest nem kering, tehát ezért nulla a hidrogén alapállapotában az elektron impulzus-momentuma. Ezek egy későbbi cikk témái lesznek. Igazából itt egy egészen új fizika van születőben. Azért nem tudom rendezett, kész anyagként tálalni, mert még minden alakulóban van, ez a tan most születik! Így előre elnézést kérek ha sok minden nem tiszta, nem érthető, éppen az olvasóim visszajelzéseiből fogom tudni hogy mit hogy kellene jobban megírni. De az elmúlt 24 évben meggyőződtem az éter létéről, valóságosságáról, és minden olyan tiszta és érthető a számomra, mint a klasszikus Newtoni fizika. Ezt a megértést szeretném átadni mindenkinek. Ha a hivatalos tudomány elfogadja az itteni elméletet, akkor hallatlan távlatok nyílnak meg előttünk. Én úgy érzem hogy már megérett az idő az új tanoknak, és a gyakorlat se késhet sokáig. Új energiaforrások, tiszta környezet, természetbarát technológia, emberhez méltóbb viszonyok, és a természet megértésének mélyebb szintje, ahol már nem kell külön házba költöztetni az észt és az értelmet. Úgy érzem, olyan forradalom küszöbére érkeztünk, amilyen a XX. Század eleje volt a kvantumfizikával és a relativitáselmélettel. Most a két tan végre egyesülhet az Áramlásmechanika keretein belül. Az Akusztiko-Hidrodinamika lesz az új fizika alapja. Ennek első lépéseit tesszük meg most.

2003.12.17 Végre sikerült matematikailag megalapoznom az éterelméletet!

Nem kevesebbről van szó, mint hogy matematikailag sikerült bebizonyítanom: az éterelmélet konzisztensen felépíthető, és az összes megfigyelhető speciális és általános relativitáselméleti effektusok levezethetők az éter áramlásából! Ez a bizonyítás nem volt egyszerű, nekem 18 évembe telt, mire ki mertem számítani az $R_{ik} = 0$ Einstein-egyenletet arra a metrikára, amit az áramló éter (TIP, Téridő-plazma) hoz létre! Bevallom, úgy féltem a kontrahált görbületi tenzortól mint a tűztől, és speciális esetekre próbáltam megoldani a TIP áramlását. Így a legegyszerűbb eset a Schwarzschild-eset a nem forgó fekete lyukra. Ezt már 1980-ban sikerült megoldani, és ezzel igazoltam a magam számára az éter létét. De jó lett volna megoldani ezt a sokkal bonyolultabb Kerr-metrikára is, ami a forgó fekete lyukat írja le. Hát ezzel 18 év alatt se boldogultam, mert egyszerűen nem tudtam, hogyan kell görbevonalú koordinátákban kiszámolni a div $\underline{a} = 0$ egyenletet, ahol $\underline{a}$ a gyorsulás, és mivel stacionáris az áramlás, $\underline{a} = (\underline{v},\text{grad})\,\underline{v}$, és már a gradiensképzés se könnyű. De ott volt a másik nagy tévedésem: a felírás alapján én azt hittem hogy a Kerr-metrika gömbi polárkoordinátákban van felírva, pedig valójában lapult szférikus koordinátában van felírva! Valljuk meg őszintén, slendriánul kezeltem a dolgot, de hát akkor ennyi telt tőlem. Most decemberben viszont végre megérett bennem az elhatározás: hagyjuk békén a Kerr-metrikát, a lapult szférikus koordinátáival együtt, és számoljuk ki ehelyett az R_{ik}-t Descartes-koordinátákban, amiben legalább tudok számolni, de az általános áramló éter esetére! És rá kellett döbbennem, hogy a bonyolultnak látszó négydimenziós tenzor-egyenlet végül is megoldhatónak bizonyult! A megoldás méhében pedig olyan egyszerűbb, háromdimenziós, lineáris vektoregyenletek lapulnak, mint a rot $\underline{v} = 0$ és a div $\underline{a} = 0$! Ez a két egyenlet egy áramló közeget ír le, és ez lehetővé teszi, hogy a gravitációt egy közeg áramlására vezessük vissza. Ez olyan hallatlan fokú egyszerűsödést jelent, hogy az eddig alig kezelhető görbületi tenzor végre kezesbáránnyá vált, és gyakorlatilag olyan metrikát írunk fel, amilyet csak akarunk! A Landau Lifsic 2 szerint alig van az $R_{ik} = 0$ egyenletnek pontos, egzakt megoldása. A Kerr metrika kiszámolása rendkívül bonyolult, és a metrika fizikai jelentésének megfelelő, konstruktív levezetése nem létezik az irodalomban. Az Einstein-egyenletek közvetlen ellenőrzése is igen bonyolult számításokkal jár. Jó, persze ez a könyv 1976-ban jelent meg (már persze a 6-ik kiadás) és azóta sokminden változhatott. De afelől semmi kétségem, hogy a Kerr-metrika kiszámolása ma is bonyolult, már a hagyományos módszerekkel. Nos, ez most megváltozott. Nem kevesebbről van szó, mint hogy megtaláltam az aranykulcsocskát az $R_{ik} = 0$ egyenlet általános, tetszőleges megoldásához, és ezt a kulcsot éppen az áramló éter adta meg! Bár a görbületi tenzor kiszámítása most sem könnyű, és nem mindenki ért hozzá, a hozzá vezető út mégis annyira egyszerű, hogy középiskolai végzettség elég a megértéséhez! Ezt fogom most röviden vázolni. Mivel az éter szóhoz sok előítélet tapad, helyenként a TIP (Tér-Idő-Plazma) szóval helyettesítem.

Induljunk ki Einstein ekvivalencia-elvéből! Ez azt mondja ki, hogy egy gravitációs térben nyugvó fülkében és egy gravitációmentes térben (világűrben) egyenletesen gyorsuló fülkében minden fizikai folyamat pontosan ugyanúgy zajlik, a két fülke közt semmilyen fizikai, mechanikai vagy optikai méréssel nem tudunk különbséget tenni. Ez az ekvivalencia-elv nagyon egyszerűen következik a gravitáció áramló-TIP-elméletéből! Eszerint a gravitáció nem egyéb mint a TIP helytől függően gyorsuló áramlása. A gravitációs térben nyugvó fülke valójában gyorsuló mozgást végez a TIP-hez képest! A TIP a mindenen átfújó szél, ahogyan a régiek nevezték. Így nem meglepő, ha a nyugvó térben gyorsulva mozgó fülke és a gravitációs térben nyugvó fülke közt nem tudunk különbséget tenni, hisz mindkettő ugyanazt teszi: gyorsulva mozog a TIP-hez képest!

Ennél egyszerűbb magyarázatot a dologra maga Einstein sem adhatna!

A TIP-pel együttmozgó koordinátarendszerben viszont súlytalanság van: inerciarendszer!

A TIP-teória szerint a téridő görbületét, a metrikus tenzort a TIP áramlása hozza létre.

Most ezt nézzük meg, hogy hogyan történik ez!

A TIP-pel együttmozgó koordinátarendszer inerciarendszer, benne a metrika Minkowski-szerű, tehát az ívelemnégyzet $ds^2 = c^2 \cdot dt'^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2$. Figyelje ezt egy olyan távoli megfigyelő, akinek a helyén a TIP nyugalomban van! Az ő rendszere szintén inerciarendszer, a TIP-pel együttmozgó rendszerrel tökéletesen szinkronban van, a folyamatok időbeli lefolyása ugyanolyan. Viszont ez a megfigyelő úgy látja, hogy a TIP-pel együttmozgó koordinátarendszer éppen $\underline{v}$ sebességgel távolodik tőle, ahol $\underline{v}$ a TIP sebessége! $\underline{v} = (v_x, v_y, v_z)$ vektor. A távoli megfigyelő rendszerében

$dt' = dt$, $dx' = dx - v_x\,dt$, $dy' = dy - v_y\,dt$, $dz' = dz - v_z\,dt$! Ez, ha még emlékeztek rá, a Galilei transzformáció. A TIP-teória legdöbbenetesebb sajátsága az, hogy a relativitás-elméletben megszokott Lorentz-transzformáció helyett visszahozza az egyszerűbb Galilei-transzformációt, és az általános relativitáselmélet metrikus tenzorát ebből vezeti le! Vajon milyen metrika kerekedik elő a Galilei-transzformációból? $ds^2 = c^2 \cdot dt'^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2$

és most ebbe behelyettesítve $ds^2 = c^2 \cdot dt^2 - (dx - v_x dt)^2 - (dy - v_y dt)^2 - (dz - v_z dt)^2$ lesz.

Kifejtve a zárójeleket,

$$ds^2 = c^2 \cdot dt^2 - dx^2 - v_x^2 dt^2 + 2\,v_x dx dt - dy^2 - v_y^2 dt^2 + 2\,v_y dy dt - dz^2 - v_z^2 dt^2 + 2\,v_z dx dt.$$

Bevezetjük a $\beta_x = v_x/c$, $\beta_y = v_y/c$, $\beta_z = v_z/c$ és $\beta^2 = (v_x/c)^2 + (v_y/c)^2 + (v_z/c)^2$

jelöléseket, az ívelemnégyzet így alakul:

$$ds^2 = (1 - \beta^2)c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 + 2\,\beta_x dx c dt + 2\,\beta_y dy c dt + 2\,\beta_z dz c dt.$$

És ezzel el is érkeztünk a metrikánkhoz! $ds^2 = g_{ik}\, dx^i\, dx^k$ az Einsteini konvenció szerint, ahol a kétszer szereplő indexre összegezni kell, i,k = 0,1,2,3 módon.

$dx^0 = cdt$, $dx^1 = dx$, $dx^2 = dy$, $dx^3 = dz$.

Most már felírhatjuk a metrikus tenzorunkat:

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} (1-\beta^2) & \beta_x & \beta_y & \beta_z \\ \beta_x & -1 & 0 & 0 \\ \beta_y & 0 & -1 & 0 \\ \beta_z & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Ez a metrikus tenzor a kulcsa mindennek! Persze ahhoz hogy működjön, még pár feltételt teljesítenie kell! Ám ezek a feltételek már olyan egyszerűek, hogy egy egyetemi hallgató könnyedén elboldogul velük!

E feltételek pedig a következők: 1.) rot $\underline{v} = 0$ azaz rot $\underline{\beta} = 0$. 2.) div $\underline{a} = 0$.

$\underline{a} = (\underline{v}, \text{grad})\, \underline{v} = \text{grad}\, v^2/2 - \underline{v} \times \text{rot}\, \underline{v} = \text{grad}\, v^2/2$ mindössze, mert rot $\underline{v} = 0$, így a 2.) egyenlet így is írható: 2'.) divgrad $v^2/2 = 0$, azaz divgrad $\beta^2/2 = 0$.

A fenti két feltételhez járul még az is, hogy a sebességterünk stacionáris.

A fenti metrika az 1.) 2.) feltételekkel olyan metrikát ad, amely kielégíti az $R_{ik} = 0$ Einstein-egyenletet, feltéve hogy még bizonyos kiegészítő egyenletek is teljesülnek.

Ennek levezetése fog következni itten. Nem lesz egyszerű. Sőt bátran kijelenthetem, hogy Kvadromatikánknak ez lesz a legkeményebb fejezete. Aki azonban megérti az itt következőket, az olyan kulcsot kap a kezébe, amellyel szinte tetszőleges metrikát konstruálhat magának. Megválaszolhatóvá válnak olyan kérdések, hogy mi történik ha két fekete lyuk kering egymás körül. Bevallom, ebből remélem az $\alpha = 1/137.03604..$ finomszerkezeti állandó titkának a megértését is, valamint az atomi elektronpályák finomabb elemzését, mert véleményem szerint a spinnel rendelkező részecskék nem mások, mint Kerr-metrikájú pici fekete lyukak, vagy valami olyasmik.

Ha tehát le tudjuk írni, mit csinál két forgó fekete lyuk ha egymás körül kering, akkor jobban megértjük az atomokat is. Az atommagok még bonyolultabb jószágok, de talán itt is varázspálcát kapunk a kezünkbe az egyszerű kis metrikánkkal.

Az 1.) és 2.) feltétel se nem szükséges, se nem elégséges a megoldáshoz. Miért választottam akkor ezeket? Mert egyrészt ez adja a legegyszerűbb megoldást, másrészt ezek hidrodinamikai egyenletek, amelyek egy áramló közeget írnak le. Ha az Einstein-egyenletek megoldhatók egy hidrodinamikai egyenletrendszerrel, akkor ez valószínűsíti hogy a gravitáció valóban egy közeg áramlására vezethető vissza. Lehet hogy a rot $\underline{v}$ =0 nem igaz a Kerr-metrikára. (tehát nem szükséges) Másrészt pl. a $\underline{v} = (\sqrt{x}, \sqrt{y}, 0)$ sebességre igaz a rot $\underline{v} = 0$ és a divgrad $v^2/2=0$ és mégse érvényes rá az $R_{ik}=0$. (tehát nem elégséges)

Itt néhány közbevető megjegyzés kell, mert sokan kérdezték ezeket. Az első megjegyzés az, hogy az $R_{ik}=0$ egyenlet akkor igaz, ha az anyagtenzor zérus, és a Λ tagot nullának vesszük. A Λ tagot maga Einstein is törölte, és egyenlőre nem látok okot arra hogy használjuk. Az anyagtenzor pedig a tömegpontoktól távol zérus, egyenlőre nem foglalkozunk sűrű anyaggal kitöltött terek metrikájával. A másik megjegyzés arra vonatkozik, miért kell Galilei transzformációt használni a Lorentz transzformáció helyett? Mozogjon az éter helyről helyre változó sebességgel, és nézzünk két olyan pontot, melyek nyugalomban vannak az éterhez képest, tehát együtt mozognak az éterrel. E két pont mégis pl. v sebességgel mozog egymáshoz képest, mert az éter sebessége helytől függően változik. Ha a két sebesség v_1 és

v_2, akkor $v=v_1-v_2$. Milyen transzformáció köti össze a két koordinátarendszert? A meglepő válasz ez: Galilei-transzformáció! Lorentz-transzformáció akkor kell, amikor valamelyik megfigyelő mozog az éterhez képest, itt azonban mindkét megfigyelő nyugalomban van az éterhez képest, így az idejük szinkronban telik. Ezért az egyetlen változás az, hogy az egyik v sebességgel mozog a másikhoz képest! $x_1 = v_1 t$, $x_2 = v_2 t$, $x_1 - x_2 = (v_1 - v_2)t = vt$, $x_2 = x_1 - vt$, és ez éppen egy Galilei-transzformáció! Mivel a két rendszer ideje szinkron, $t_1 = t_2$ is fennáll. Azt, hogy az éterhez képest nyugvó rendszerek ideje szinkronban telik, egy axióma mondja ki. Helyről helyre változó sebesség esetén ezek a képletek csak lokálisan igazak,

így $dx_1 = v_1 dt$, $dx_2 = v_2 dt$, $dx_1 - dx_2 = (v_1 - v_2)dt = vdt$, $dx_2 = dx_1 - vdt$.

Végül az utolsó megjegyzés: azt, hogy a gravitáció visszavezethető egy közeg áramlására, én bizonyítéknak érzem az éter létére. Sokan ezt nem fogadják el, mondván hogy matematikailag semmit nem lehet bizonyítani, csak valószínűsíteni. A tudomány története azonban tele van olyan esetekkel, amikor ennél sokkal kevesebb is elég volt egy dolog létének bizonyítására! És ami a legfontosabb: ez az új éterelmélet nem cáfolja Einstein eredményeit, sőt azokat mélyebb alapokra helyezi. A speciális és az általános relativitáselmélet minden eredménye kiadódik, ugyanazok a képletek érvényesek mint eddig, az egyetlen változás az, hogy ezeket a képleteket most egy közeg áramlásából is származtatni tudjuk. Nem kell újraírni a fizikát.

A fenti g_{ik} metrikát Béta-metrikának nevezem. Azért nem Galilei-metrikának, mert az irodalomban Galilei-metrikának a görbületlen Minkowski-esetet hívják.

Na most nem kizárt hogy ez már 50 éve ismert dolog. De valahogyan mégse lehet nagyon publikus a dolog, mert lapzártáig nem hallottam róla, márpedig a dolog jelentősége nem kicsi! Aki ezt felfedezi, lehetetlen hogy ne vegye észre, milyen kézenfekvő bizonyítékot szolgáltat ez az éter létére! Bizony mondom, beigazolódtak Einstein látnoki szavai: „ egyszer az étert még vissza kell hozni a fizikába!" Most jött el az az egyszer! De azt már Einstein sem sejtette, hogy éppen az ő képlete, az $R_{ik} = 0$ fogja igazolni annak az éternek a létét, amelyet éppen az ő relativitás-elmélete miatt vetettek el csaknem száz évre!! Most nagy gondban vagyok. Vajon én vagyok az első, aki ezt a metrikát felfedezte? Van egy könyv, amely arról szól, hogy a Galilei-transzformáció metrikája messze nem euklideszi. Tehát más is észrevette. De biztos nem jött rá, hogy éppen a Galilei-transzformáció metrikája lesz minden metrika kulcsa! És ha én vagyok az első, hogyan publikáljam? Le kéne fordítani angolra, hogy az egész világon megismerjék. Most már segítőim is vannak, a dolog ha nehezen is, de elindult útjára. Kaptam néhány visszajelzést, pozitívat és negatívat is. Jó jelnek tartom, hogy a hivatásos tudósok egy része igenis nyitott az újra, és kész azt befogadni. Vannak viszont sztereotípiák is: ha meghallják hogy éter, már el se olvassák, mert csakis sületlenség lehet. Ezért kedves olvasóm, ha idáig elolvastad, és már előbb nem hagytad abba, kérlek olvasd tovább, mert nagyon érdekes dolgokat ismerhetsz meg. A most következő rész szinte tiszta matematika. Igazságértékét nem előítéletek döntik el, hanem egyszerű számolás, amit bárki elvégezhet aki a kellő alapokkal rendelkezik. Nem hiszem hogy elszámoltam magam, és a sajtóhibákra is nagyon odafigyeltem. Ha valaki mégis hibát talál, írja meg nekem a kristmikl@freemail.hu címre!

Ha gazdag lennék, magas jutalmat ajánlanék fel annak, aki megcáfol. De sajnos erre egyenlőre nincs keret. Mindenesetre nagyon szeretek és mélységesen tisztelek mindenkit aki veszi a fáradságot és végigolvassa a most következőket, mi több, utánaszámol. Nem könnyű téma, én meg nem vagyok igazán jó didakta. Talán majd ha a Tan kiforr, és kérdései tisztázódnak. De addig is haladni kell, és tovább kell adni, amit már tudok.

Node jöjjön végre az érdemi munka!

az $R_{ik} = 0$ egyenlet megoldásához először a Γ_{ik}^{m} tényezőket kell kiszámítani, valamint a

g^{ik} felsőindexes kontravariáns metrikus tenzort. Ez utóbbi viszonylag egyszerű, mert csak a Béta-metrika inverzét kell kiszámolni. Itt meg kell valljam, hogy én a Béta-metrikát más szignatúrával számoltam ki, (+ - - -) helyett (- + + +) szignatúrával. Ez a lényegen egy jottányit sem változtat, viszont a kifejezések előjele helyenként más lesz.

Az új szignatúrával a Béta-metrika:

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} -(1-\beta^2) & \beta_x & \beta_y & \beta_z \\ \beta_x & 1 & 0 & 0 \\ \beta_y & 0 & 1 & 0 \\ \beta_z & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \qquad g^{ik} = \begin{pmatrix} -1 & \beta_x & \beta_y & \beta_z \\ \beta_x & 1-\beta_x^2 & -\beta_x\beta_y & -\beta_x\beta_z \\ \beta_y & -\beta_y\beta_x & 1-\beta_y^2 & -\beta_y\beta_z \\ \beta_z & -\beta_z\beta_x & -\beta_z\beta_y & 1-\beta_z^2 \end{pmatrix}$$

g_{ik} és g^{ik} birtokában nekikezdhetünk a Γ_{ik}^{m} tényezők kiszámításához. Ehhez a következő deriváltakat kell figyelembevenni: a.) $\partial / \partial t = \partial / \partial x_0 = \partial_0 = 0$ mert a TIP-áramléstér stacionáris, azaz $\underline{v} = (v_x, v_y, v_z) = (v_x\,(x(t),y(t),z(t)),\ v_y\,(x(t),y(t),z(t)),\ v_z\,(x(t),y(t),z(t)))$

a sebességek csak a koordinátákon keresztül függnek az időtől. Ha az időfüggést is figyelembevesszük, akkor még többféle áramlásteret tudunk elemezni. Gyanúm, hogy a két feltételünk ekkor így alakul: 1.) rot $\underline{v} = 0$ (ez tehát nem változik) 2.) $\Box\, \beta^2/2 = 0$.

$\Box = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2 - \partial^2/c^2\partial t^2$ a D'Alembert-operátor. (Későbbi vizsgálataim ezt a gyanút nem igazolták)

b.) nem zérus deriváltak: $\partial_i\ g_{0k}$ ha $i = 1,2,3$ és $k = 0,1,2,3$ (ne feledjük hogy $g_{ik} = g_{ki}$!)

c.) $x_1 = x$, $x_2 = y$, $x_3 = z$.

Eme ismeret birtokában jöjjenek a Γ_{ik}^{m} tényezők! $\Gamma_{ik}^{m} = g^{mj}\,\Gamma_{ikj}$ miatt először az

egyszerűbb Γ_{ikj} tényezőket kell meghatározni. $\Gamma_{ikj} = 1/2(\partial g_{ij} / \partial x_k + \partial g_{kj} / \partial x_i - \partial g_{ik} / \partial x_j)$

Még két nagyon fontos megjegyzés: 1.) rot $\underline{v} = 0$ miatt pl. $= \partial \beta_y / \partial x - \partial \beta_x / \partial y = 0$, tehát

$\partial \beta_y / \partial x = \partial \beta_x / \partial y$, és ugyanígy van minden ilyen deriválttal. 2.) $\beta\, \partial\beta/\partial x = \partial_x \beta^2/2 = B_x$

jelölést alkalmazzuk. A Γ_{ikj} tényezők felírása már ezek figyelembevételével történik!

$\Gamma_{001} = -B_x$ $\quad \Gamma_{010} = B_x$ $\quad \Gamma_{110} = \partial_x \beta_x$ $\quad \Gamma_{210} = \partial_y \beta_x$ $\quad \Gamma_{310} = \partial_z \beta_x$

$\Gamma_{002} = -B_y$ $\quad \Gamma_{020} = B_y$ $\quad \Gamma_{120} = \partial_x \beta_y$ $\quad \Gamma_{220} = \partial_y \beta_y$ $\quad \Gamma_{320} = \partial_z \beta_y$

$\Gamma_{003} = -B_z$ $\quad \Gamma_{030} = B_z$ $\quad \Gamma_{110} = \partial_x \beta_z$ $\quad \Gamma_{230} = \partial_y \beta_z$ $\quad \Gamma_{330} = \partial_z \beta_z$

Nagyon szépek ezek a gammák, és szembeszökő szimmetriát mutatnak, amit messze-menően ki is fogunk használni. 15 nemzérus Γ_{ikj} -t találtunk, a nem említettek nullák.

A Γ_{ik}^{m} -ekkel már nem lesz ilyen szerencsénk, ott bizony mind a 40 nemzérus lesz!

(a Γ_{ik}^{m} tényezők szimmetrikusak a két alsó index felcserélésére, azaz $\Gamma_{ik}^{m} = \Gamma_{ki}^{m}$, emiatt

nem $4 \cdot 4 \cdot 4 = 64$ független eset van, hanem csak $(64\text{-}16)/2+16 = 40$ független komponens)

Mielőtt felírom őket, még néhány jelölést vezetek be: $\beta_x B_x + \beta_y B_y + \beta_z B_z = A$, mint emlékszünk, $\beta\partial\beta/\partial x = \partial_x \beta^2/2 = B_x$ volt, hasonló B_y és B_z .

Ennek megfelelően a 40 Γ_{ik}^{m} komponens így alakul:

$\Gamma_{00}^{0} = -A$ $\quad \Gamma_{01}^{0} = -B_x$ $\quad \Gamma_{02}^{0} = -B_y$ $\quad \Gamma_{03}^{0} = -B_z$ $\quad \Gamma_{11}^{0} = -\partial_x \beta_x$

$\Gamma_{00}{}^{1} = -B_x + \beta_x A \quad \Gamma_{01}{}^{1} = \beta_x B_x \quad \Gamma_{02}{}^{1} = \beta_x B_y \quad \Gamma_{03}{}^{1} = \beta_x B_z \quad \Gamma_{11}{}^{1} = \beta_x \partial_x \beta_x$

$\Gamma_{00}{}^{2} = -B_y + \beta_y A \quad \Gamma_{01}{}^{2} = \beta_y B_x \quad \Gamma_{02}{}^{2} = \beta_y B_y \quad \Gamma_{03}{}^{2} = \beta_y B_z \quad \Gamma_{11}{}^{2} = \beta_y \partial_x \beta_x$

$\Gamma_{00}{}^{3} = -B_z + \beta_z A \quad \Gamma_{01}{}^{3} = \beta_z B_x \quad \Gamma_{02}{}^{3} = \beta_z B_y \quad \Gamma_{03}{}^{3} = \beta_z B_z \quad \Gamma_{11}{}^{3} = \beta_z \partial_x \beta_x$

$\Gamma_{12}{}^{0} = -\partial_x \beta_y \quad \Gamma_{13}{}^{0} = -\partial_x \beta_z \quad \Gamma_{22}{}^{0} = -\partial_y \beta_y \quad \Gamma_{23}{}^{0} = -\partial_y \beta_z \quad \Gamma_{33}{}^{0} = -\partial_z \beta_z$

$\Gamma_{12}{}^{1} = \beta_x \partial_x \beta_y \quad \Gamma_{13}{}^{1} = \beta_x \partial_x \beta_z \quad \Gamma_{22}{}^{1} = \beta_x \partial_y \beta_y \quad \Gamma_{23}{}^{1} = \beta_x \partial_y \beta_z \quad \Gamma_{33}{}^{1} = \beta_x \partial_z \beta_z$

$\Gamma_{12}{}^{2} = \beta_y \partial_x \beta_y \quad \Gamma_{13}{}^{2} = \beta_y \partial_x \beta_z \quad \Gamma_{22}{}^{2} = \beta_y \partial_y \beta_y \quad \Gamma_{23}{}^{2} = \beta_y \partial_y \beta_z \quad \Gamma_{33}{}^{2} = \beta_y \partial_z \beta_z$

$\Gamma_{12}{}^{3} = \beta_z \partial_x \beta_y \quad \Gamma_{13}{}^{3} = \beta_z \partial_x \beta_z \quad \Gamma_{22}{}^{3} = \beta_z \partial_y \beta_y \quad \Gamma_{23}{}^{3} = \beta_z \partial_y \beta_z \quad \Gamma_{33}{}^{3} = \beta_z \partial_z \beta_z$

Gyönyörű. Megvannak a gammáink, más néven a Christoffel-féle szimbólumok. (Hát nem különös, hogy épp egy névrokonom nevéhez fűződnek ezek?) Most jöhet a leg-nagyobb erőpróba, az R_{ik} kontrahált görbületi tenzor komponenseinek meghatározása!

$R_{ik} = \partial_i \Gamma_{kj}{}^{j} - \partial_j \Gamma_{ik}{}^{j} + \Gamma_{im}{}^{j} \Gamma_{kj}{}^{m} - \Gamma_{mj}{}^{j} \Gamma_{ik}{}^{m}$

Ebben a felírásban szerepel a $\Gamma_{kj}{}^{j}$ tényező, ami egy négytagú összeg:

$\Gamma_{kj}{}^{j} = \Gamma_{k0}{}^{0} + \Gamma_{k1}{}^{1} + \Gamma_{k2}{}^{2} + \Gamma_{k3}{}^{3}$. Megmutatom, hogy ez nulla, így az R_{ik} felírásában két tag mindjárt nulla lesz! Ez nagyfokú egyszerűsödést jelent.

$k = 0$: $\Gamma_{0j}{}^{j} = \Gamma_{00}{}^{0} + \Gamma_{01}{}^{1} + \Gamma_{02}{}^{2} + \Gamma_{03}{}^{3} = -(\beta_x B_x + \beta_y B_y + \beta_z B_z) + \beta_x B_x + \beta_y B_y + \beta_z B_z = 0$

$k = 1$: $\Gamma_{1j}{}^{j} = \Gamma_{10}{}^{0} + \Gamma_{11}{}^{1} + \Gamma_{12}{}^{2} + \Gamma_{13}{}^{3} = -B_x + \beta_x \partial_x \beta_x + \beta_y \partial_x \beta_y + \beta_z \partial_x \beta_z =$

$= -\partial_x \beta^2/2 + \partial_x \beta_x{}^2/2 + \partial_x \beta_y{}^2/2 + \partial_x \beta_z{}^2/2 = 0$ hiszen $\beta_x{}^2 + \beta_y{}^2 + \beta_z{}^2 = \beta^2$!

$k = 2$: $\Gamma_{2j}{}^{j} = \Gamma_{20}{}^{0} + \Gamma_{21}{}^{1} + \Gamma_{22}{}^{2} + \Gamma_{23}{}^{3} = -B_y + \beta_x \partial_y \beta_x + \beta_y \partial_y \beta_y + \beta_z \partial_y \beta_z =$

$= -\partial_y \beta^2/2 + \partial_y \beta_x{}^2/2 + \partial_y \beta_y{}^2/2 + \partial_y \beta_z{}^2/2 = 0$

$k = 3$: $\Gamma_{3j}{}^{j} = \Gamma_{30}{}^{0} + \Gamma_{31}{}^{1} + \Gamma_{32}{}^{2} + \Gamma_{33}{}^{3} = -B_z + \beta_x \partial_z \beta_x + \beta_y \partial_z \beta_y + \beta_z \partial_z \beta_z =$

$= -\partial_z \beta^2/2 + \partial_z \beta_x{}^2/2 + \partial_z \beta_y{}^2/2 + \partial_z \beta_z{}^2/2 = 0$

$k = 2$ és 3 –nál felhasználtuk hogy $\partial_x \beta_z = \partial_z \beta_x$ a rot $\underline{v} = 0$ miatt, és hasonlóan

$\partial_x \beta_y = \partial_y \beta_x$, $\partial_y \beta_z = \partial_z \beta_y$.

Maradt tehát $R_{ik} = -\partial_j \Gamma_{ik}{}^{j} + \Gamma_{im}{}^{j} \Gamma_{kj}{}^{m}$

Az első tag egy négytagú összeg, a második tag pedig egy 16 tagú összeg. Ezek kifejtése nem lesz egyszerű, így R_{ik} –t komponensenként értékeljük ki.

$R_{00} = -\partial_j \Gamma_{00}{}^{j} + \Gamma_{0m}{}^{j} \Gamma_{0j}{}^{m}$

$\partial_0 = 0$ mert stacionáris a sebességtér.

$R_{00} = -\partial_1 \Gamma_{00}{}^{1} - \partial_2 \Gamma_{00}{}^{2} - \partial_3 \Gamma_{00}{}^{3} + \Gamma_{0m}{}^{j} \Gamma_{0j}{}^{m}$

$= -\partial_x(-B_x + \beta_x A) - \partial_y(-B_y + \beta_y A) - \partial_z(-B_z + \beta_z A) + \Gamma_{0m}{}^{j} \Gamma_{0j}{}^{m} =$

$= \partial_x{}^2 \beta^2/2 + \partial_y{}^2 \beta^2/2 + \partial_z{}^2 \beta^2/2 - \partial_x(\beta_x A) - (\partial_y \beta_y A) - (\partial_z \beta_z A) + \Gamma_{0m}{}^{j} \Gamma_{0j}{}^{m}$

A kékkel kiemelt rész éppen divgrad $\beta^2/2$, ami a 2.) feltételünk szerint zérus.

A pirossal kiemelt rész –div($\underline{\beta}$ ($\underline{\beta}$grad $\beta^2/2$)). Végül a fekete tag egy 16 tagú összeg, ami a következőképpen alakul:

$A^2 - B_x(-B_x + \beta_x A) - B_y(-B_y + \beta_y A) - B_z(-B_z + \beta_z A) +$

$+ (-B_x + \beta_x A)(-B_x) + (\beta_x B_x)(\beta_x B_x) + (\beta_x B_y)(\beta_y B_x) + (\beta_x B_z)(\beta_z B_x) +$

$+ (-B_y + \beta_y A)(-B_y) + (\beta_y B_x)(\beta_x B_y) + (\beta_y B_y)(\beta_y B_y) + (\beta_y B_z)(\beta_z B_y) +$

$+ (-B_z + \beta_z A)(-B_z) + (\beta_z B_x)(\beta_x B_z) + (\beta_z B_y)(\beta_y B_z) + (\beta_z B_z)(\beta_z B_z) =$

$= A^2 + B_x^{\ 2} + B_y^{\ 2} + B_z^{\ 2} - B_x\beta_x A - B_y\beta_y A - B_z\beta_z A +$

$+ B_x^{\ 2} - B_x \beta_x A + (\beta_x B_x)(\beta_x B_x) + (\beta_x B_y)(\beta_y B_x) + (\beta_x B_z)(\beta_z B_x) +$

$+ B_y^{\ 2} - B_y \beta_y A + (\beta_y B_x)(\beta_x B_y) + (\beta_y B_y)(\beta_y B_y) + (\beta_y B_z)(\beta_z B_y) +$

$+ B_z^{\ 2} - B_z \beta_z A + (\beta_z B_x)(\beta_x B_z) + (\beta_z B_y)(\beta_y B_z) + (\beta_z B_z)(\beta_z B_z) =$

A piros, a narancs, a zöld és a világoskék tagok zérusok, marad a sötétkék.

Ennek megfelelően $R_{00} = -\mathrm{div}(\underline{\beta}\,(\underline{\beta}\mathrm{grad}\,\beta^2/2)) + 2\,(B_x^{\ 2} + B_y^{\ 2} + B_z^{\ 2})$, azaz

$R_{00} = -\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(\underline{\beta}\,\mathrm{grad}\;\beta^2/2)) + 2\,((\partial_x \beta^2/2)^2 + (\partial_y \beta^2/2)^2 + (\partial_z \beta^2/2)^2) = 0$ kell legyen.

Egyenlőre ezt az egyenletet nem tudjuk egyszerűbb alakra redukálni, így ez lesz a (00) egyenletünk. Később megpróbáljuk egyszerűbb alakra hozni.

Következzen az R_{01}! $R_{01} = -\partial_j\,\Gamma_{01}^{\ \ j} + \Gamma_{0m}^{\ \ \ j}\,\Gamma_{1j}^{\ \ m}$

$R_{01} = -\partial_1\,\Gamma_{01}^{\ \ 1} - \partial_2\,\Gamma_{01}^{\ \ 2} - \partial_3\,\Gamma_{01}^{\ \ 3} + \Gamma_{0m}^{\ \ \ j}\,\Gamma_{1j}^{\ \ m} =$

$= -\partial_x\,(\beta_x B_x) - \partial_y\,(\beta_y B_x) - \partial_z\,(\beta_z B_x) + \Gamma_{0m}^{\ \ \ j}\,\Gamma_{1j}^{\ \ m}$

$= -\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,B_x) + \Gamma_{0m}^{\ \ \ j}\,\Gamma_{1j}^{\ \ m}$

$= -\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(\partial_x \beta^2/2)) + AB_x - B_x\beta_x B_x - B_y\beta_y B_x - B_z\beta_z B_x +$

$+ (-B_x + \beta_x A)(-\partial_x \beta_x) + (\beta_x B_x)(\beta_x \partial_x \beta_x) + (\beta_x B_y)(\beta_y \partial_x \beta_x) + (\beta_x B_z)(\beta_z \partial_x \beta_x) +$

$+ (-B_y + \beta_y A)(-\partial_y \beta_x) + (\beta_y B_x)(\beta_x \partial_y \beta_x) + (\beta_y B_y)(\beta_y \partial_y \beta_x) + (\beta_y B_z)(\beta_z \partial_y \beta_x) +$

$+ (-B_z + \beta_z A)(-\partial_z \beta_x) + (\beta_z B_x)(\beta_x \partial_z \beta_x) + (\beta_z B_y)(\beta_y \partial_z \beta_x) + (\beta_z B_z)(\beta_z \partial_z \beta_x) =$

$= -\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(\partial_x \beta^2/2)) + B_x\,\partial_x\,\beta_x + B_y\,\partial_y\,\beta_x + B_z\,\partial_z\,\beta_x$, a színesek (p,n,z,k) nullák.

$R_{01} = -\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(\partial_x \beta^2/2)) + (\mathrm{grad}\,\beta^2/2,\ \mathrm{grad}\,\beta_x) = 0$: ez a (01) képletünk!

Szimmetriameggondolásból adódik, hogy

$R_{02} = -\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(\partial_y \beta^2/2)) + (\mathrm{grad}\,\beta^2/2,\ \mathrm{grad}\,\beta_y) = 0$: ez a (02) képletünk!

$R_{03} = -\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(\partial_z \beta^2/2)) + (\mathrm{grad}\,\beta^2/2,\ \mathrm{grad}\,\beta_z) = 0$: ez a (03) képletünk!

Következzen az R_{11}! $R_{11} = -\partial_j\,\Gamma_{11}^{\ \ j} + \Gamma_{1m}^{\ \ \ j}\,\Gamma_{1j}^{\ \ m}$

$R_{11} = -\partial_1\,\Gamma_{11}^{\ \ 1} - \partial_2\,\Gamma_{11}^{\ \ 2} - \partial_3\,\Gamma_{11}^{\ \ 3} + \Gamma_{1m}^{\ \ \ j}\,\Gamma_{1j}^{\ \ m} =$

$= -\partial_x(\beta_x\,\partial_x\,\beta_x) - \partial_y(\beta_y\,\partial_x\,\beta_x) - \partial_z(\beta_z\,\partial_x\,\beta_x) + \Gamma_{1m}^{\ \ \ j}\,\Gamma_{1j}^{\ \ m} =$

$= -\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_x\,\beta_x) + \Gamma_{1m}^{\ \ \ j}\,\Gamma_{1j}^{\ \ m} =$

$= -\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_x\,\beta_x) + B_x^{\ 2} - (\partial_x\,\beta_x)\beta_x B_x - (\partial_x\,\beta_y)\beta_y B_x - (\partial_x\,\beta_z)\beta_z B_x +$

$+ \beta_x B_x(-\partial_x\,\beta_x) + (\beta_x\,\partial_x\,\beta_x)^2 + (\beta_x\,\partial_x\,\beta_y)(\beta_y\,\partial_x\,\beta_x) + (\beta_x\,\partial_x\,\beta_z)(\beta_z\,\partial_x\,\beta_x) +$

$+ \beta_y B_x(-\partial_x\,\beta_y) + (\beta_y\,\partial_x\,\beta_x)(\beta_x\,\partial_x\,\beta_y) + (\beta_y\,\partial_x\,\beta_y)^2 + (\beta_y\,\partial_x\,\beta_z)(\beta_z\,\partial_x\,\beta_y) +$

$+ \beta_z B_x(-\partial_x\,\beta_z) + (\beta_z\,\partial_x\,\beta_x)(\beta_x\,\partial_x\,\beta_z) + (\beta_z\,\partial_x\,\beta_y)(\beta_y\,\partial_x\,\beta_z) + (\beta_z\,\partial_x\,\beta_z)^2 =$

$= -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_x \beta_x)$ csak így magában, mert a színessel kiemelt részek nullák.

$R_{11} = -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_x \beta_x) = 0$, ez az (11) egyenletünk. Szimmetriaokokból

$R_{22} = -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_y \beta_y) = 0$, ez a (22) egyenletünk, és

$R_{33} = -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_z \beta_z) = 0$, ez a (33) egyenletünk.

Még R_{12} van hátra, abból megkapom a többit is.

$R_{12} = -\partial_j \Gamma_{12}{}^j + \Gamma_{1m}{}^j \Gamma_{2j}{}^m$

$R_{12} = -\partial_1 \Gamma_{12}{}^1 - \partial_2 \Gamma_{12}{}^2 - \partial_3 \Gamma_{12}{}^3 + \Gamma_{1m}{}^j \Gamma_{2j}{}^m =$

$= -\partial_x(\beta_x \partial_x \beta_y) - \partial_y(\beta_y \partial_x \beta_y) - \partial_z(\beta_z \partial_x \beta_y) + \Gamma_{1m}{}^j \Gamma_{2j}{}^m =$

$= -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_x \beta_y) + \Gamma_{1m}{}^j \Gamma_{2j}{}^m =$

$= -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_x \beta_y) + B_xB_y - (\partial_x \beta_x)\beta_x B_y - (\partial_x \beta_y)\beta_y B_y - (\partial_x \beta_z)\beta_z B_y +$

$+ \beta_x B_x(-\partial_x \beta_y) + (\beta_x \partial_x \beta_x)(\beta_x \partial_x \beta_y) + (\beta_x \partial_x \beta_y)(\beta_y \partial_x \beta_y) + (\beta_x \partial_x \beta_z)(\beta_z \partial_x \beta_y) +$

$+ \beta_y B_x(-\partial_y \beta_y) + (\beta_y \partial_x \beta_x)(\beta_x \partial_y \beta_y) + (\beta_y \partial_x \beta_y)(\beta_y \partial_y \beta_y) + (\beta_y \partial_x \beta_z)(\beta_z \partial_y \beta_y) +$

$+ \beta_z B_x(-\partial_z \beta_y) + (\beta_z \partial_x \beta_x)(\beta_x \partial_z \beta_y) + (\beta_z \partial_x \beta_y)(\beta_y \partial_z \beta_y) + (\beta_z \partial_x \beta_z)(\beta_z \partial_z \beta_y) =$

$= -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_x \beta_y)$ csak így magában, mert a színessel kiemelt részek nullák.

$R_{12} = -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_x \beta_y) = 0$, ez az (12) egyenletünk. Szimmetriaokokból

$R_{13} = -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_x \beta_z) = 0$, ez az (13) egyenletünk, és

$R_{23} = -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_y \beta_z) = 0$, ez a (23) egyenletünk.

Ezzel minden egyenletünk megvan.

Most megmutatom, hogy az (11), (22), (33), (12), (13), (23) egyenletekből levezethetők a (01), (02), (03) egyenletek:

$\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(\partial_x \beta^2/2)) = (\mathrm{grad}\,\beta^2/2,\ \mathrm{grad}\,\beta_x)$: ez a (01) képletünk!

$\beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2 = \beta^2$ miatt

$\partial_x \beta^2/2 = \partial_x \beta_x^2/2 + \partial_x \beta_y^2/2 + \partial_x \beta_z^2/2 = \beta_x \partial_x \beta_x + \beta_y \partial_x \beta_y + \beta_z \partial_x \beta_z$, ezért

$\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(\partial_x \beta^2/2)) = \mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(\beta_x \partial_x \beta_x)) + \mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(\beta_y \partial_x \beta_y)) + \mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(\beta_z \partial_x \beta_z)) =$

$= \beta_x\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_x \beta_x) + (\underline{\beta}\,\partial_x \beta_x)\,\mathrm{grad}\,\beta_x + \beta_y\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_x \beta_y) + (\underline{\beta}\,\partial_x \beta_y)\,\mathrm{grad}\,\beta_y + \beta_z\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_x \beta_z)$

$+ (\underline{\beta}\,\partial_x \beta_z)\,\mathrm{grad}\,\beta_z = (\underline{\beta}\,\partial_x \beta_x)\,\mathrm{grad}\,\beta_x + (\underline{\beta}\,\partial_x \beta_y)\,\mathrm{grad}\,\beta_y + (\underline{\beta}\,\partial_x \beta_z)\,\mathrm{grad}\,\beta_z =$

(A színes részek az (11), (12), és (13) egyenlet miatt nullák)

$= \partial_x \beta_x\,\underline{\beta}\,\mathrm{grad}\,\beta_x + \partial_x \beta_y\,\underline{\beta}\,\mathrm{grad}\,\beta_y + \partial_x \beta_z\,\underline{\beta}\,\mathrm{grad}\,\beta_z =$

$= \partial_x \beta_x(\beta_x \partial_x \beta_x + \beta_y \partial_y \beta_x + \beta_z \partial_z \beta_x) + \partial_x \beta_y(\beta_x \partial_x \beta_y + \beta_y \partial_y \beta_y + \beta_z \partial_z \beta_y) +$

$+ \partial_x \beta_z(\beta_x \partial_x \beta_z + \beta_y \partial_y \beta_z + \beta_z \partial_z \beta_z) =$

$= \partial_x \beta_x(\beta_x \partial_x \beta_x + \beta_y \partial_x \beta_y + \beta_z \partial_x \beta_z) + \partial_y \beta_x(\beta_x \partial_y \beta_x + \beta_y \partial_y \beta_y + \beta_z \partial_y \beta_z) +$

$+ \partial_z \beta_x(\beta_x \partial_z \beta_x + \beta_y \partial_z \beta_y + \beta_z \partial_z \beta_z) = \partial_x \beta_x\,\partial_x \beta^2/2 + \partial_y \beta_x\,\partial_y \beta^2/2 + \partial_z \beta_x\,\partial_z \beta^2/2 =$

$= (\mathrm{grad}\,\beta_x,\ \mathrm{grad}\,\beta^2/2) = (\mathrm{grad}\,\beta^2/2,\ \mathrm{grad}\,\beta_x) =$ a (01) egyenlet állítása!

Itt a színessel kiemelt részek egyenlők.

A (00) egyenletet is egyszerűbb alakra lehet hozni:

div ($\beta^2/2$ grad $\beta^2/2$) = $\beta^2/2$ div grad$\beta^2/2$ + (grad $\beta^2/2$, grad $\beta^2/2$) miatt

div (β^2 grad $\beta^2/2$) = 2 (($\partial_x \beta^2/2)^2 + (\partial_y \beta^2/2)^2 + (\partial_z \beta^2/2)^2$), a piros rész a 2.) feltételünk

miatt nulla, így a (00) egyenletünk így alakul:

(00)’: div ($\underline{\beta}$ ($\underline{\beta}$ grad $\beta^2/2$)) = div (β^2 grad $\beta^2/2$).

Ha $\underline{\beta}$ és grad $\beta^2/2$ kollineáris, azaz egy irányba esik, akkor a div el is hagyható.

Ennek feltétele: $\underline{\beta} \times$ grad $\beta^2/2 = 0$. Ez a Schwarzschildnál teljesül is.

Bizonyításunk akkor lenne teljes, ha a (00), (11), (22), (33), (12), (13), és (23) egyenletet le tudnánk vezetni a rot $\underline{\beta}$ =0 és a divgrad $\beta^2/2 = 0$ egyenletekből. Erre azonban egyenlőre nem látok semmi esélyt. Lehet hogy az éter áramlásának ennyi feltételt teljesítenie kell?

Ezt a dolgot egyenlőre későbbre halasztom, ez a teória gyenge pontja. Hét egyenletünk van, plussz a két feltétel. Szemmel láthatóan túlhatározottá teszi ez a megoldást.

Ha megtalálom az egyenletek egyszerűsítésének módját, azt csatolom a 2. részhez.

2003.12.30: Még néhány egyszerűsítést fedeztem fel, ezeket rövidítve közlöm:

Az (11) egyenlet szerint div ($\underline{\beta}\, \partial_x \beta_x$) = 0, ez így fejthető ki:

$(\partial_x \beta_x)$div $\underline{\beta}$ + $\underline{\beta}$ grad $(\partial_x \beta_x) = 0$. A második tag így írható:

$\underline{\beta}$ grad $(\partial_x \beta_x) = \beta_x \partial_x(\partial_x \beta_x) + \beta_y \partial_y(\partial_x \beta_x) + \beta_z \partial_z(\partial_x \beta_x) =$

$= \beta_x \partial_x(\partial_x \beta_x) + \beta_y \partial_x(\partial_y \beta_x) + \beta_z \partial_x(\partial_z \beta_x) = \beta_x \partial_x(\partial_x \beta_x) + \beta_y \partial_x(\partial_x \beta_y) + \beta_z \partial_x(\partial_x \beta_z) =$

$= \partial_x (\beta_x \partial_x \beta_x) + \partial_x (\beta_y \partial_x \beta_y) + \partial_x (\beta_z \partial_x \beta_z) - (\partial_x \beta_x)(\partial_x \beta_x) - (\partial_x \beta_y)(\partial_x \beta_y) - (\partial_x \beta_z)(\partial_x \beta_z)$

Ennek megfelelően az egyenlet így alakul:

$(\partial_x \beta_x)(\partial_x \beta_x + \partial_y \beta_y + \partial_z \beta_z) - (\partial_x \beta_x)(\partial_x \beta_x) - (\partial_x \beta_y)(\partial_x \beta_y) - (\partial_x \beta_z)(\partial_x \beta_z) =$

$= -(\partial_x (\beta_x \partial_x \beta_x) + \partial_x (\beta_y \partial_x \beta_y) + \partial_x (\beta_z \partial_x \beta_z)) = -\partial_x^2 \beta^2/2.$

Hasonló két egyenletet kapok a (22) és a (33) egyenletekből. A 3 egyenletet összeadva

a jobboldal éppen divgrad $\beta^2/2$! Ez a 2’.) feltétel értelmében nulla!

Az egyenlet baloldala pedig (div $\underline{\beta})^2 - \Sigma (\partial_x \beta_y)^2$ ami tehát nulla kell hogy legyen.

Az (11), (22), (33) egyenleteket összeadva ezt kapjuk: div ($\underline{\beta}$ div $\underline{\beta}$) = 0.

Az (12), (13), (23) egyenletekből ugyanezzel a módszerrel ez hozható ki:

(12’) $\partial_x \partial_y \beta^2/2 = (\partial_x \beta_z)(\partial_y \beta_z) - (\partial_x \beta_y)(\partial_z \beta_z)$

(13’) $\partial_x \partial_z \beta^2/2 = (\partial_x \beta_y)(\partial_z \beta_y) - (\partial_x \beta_z)(\partial_y \beta_y)$

(23’) $\partial_y \partial_z \beta^2/2 = (\partial_y \beta_x)(\partial_z \beta_x) - (\partial_y \beta_z)(\partial_x \beta_x)$

Ezzel némileg közelebb jutunk a végső megoldáshoz, de még mindig nem teljesen!

2004.7.18 A (01), (02), (03) egyenleteket összevonhatjuk egy képletbe, és ennek segítségével a (00) képletet is levezethetjük:

$R_{01} = -$ div ($\underline{\beta}$ ($\partial_x \beta^2/2$)) + (grad $\beta^2/2$, grad β_x) = 0 : ez a (01) képletünk!

$R_{02} = -$ div ($\underline{\beta}$ ($\partial_y \beta^2/2$)) + (grad $\beta^2/2$, grad β_y) = 0 : ez a (02) képletünk!

R_{03} = $-$ div ($\underline{\beta}$ ($\partial_z \beta^2/2$)) + (grad $\beta^2/2$, grad $\beta_{z)}$ = 0 : ez a (03) képletünk!

A 3 képlet összevonható egy képletbe, ha felismerünk két vektoranalitikai összefüggést:

rot ($\underline{a} \times \underline{b}$) = ($\underline{b}$, grad) $\underline{a}$ – ($\underline{a}$, grad) $\underline{b}$ + $\underline{a}$ div $\underline{b}$ – $\underline{b}$ div $\underline{a}$

div (f $\underline{a}$) = f div $\underline{a}$ + $\underline{a}$ grad f

Alkalmazzuk az első képletet a következő szereposztásban: $\underline{a} = \underline{\beta}$, $\underline{f}$ = $\partial_x \beta^2/2$!

Kapjuk: $-$ div ($\underline{\beta}$ ($\partial_x \beta^2/2$)) = $-$ ($\partial_x \beta^2/2$) div $\underline{\beta}$ $-$ $\underline{\beta}$ grad ($\partial_x \beta^2/2$).

Ezzel R_{01} = $-$ ($\partial_x \beta^2/2$) div $\underline{\beta}$ $-$ $\underline{\beta}$ grad ($\partial_x \beta^2/2$) + (grad $\beta^2/2$, grad $\beta_{x)}$ = 0

Alkalmazzuk a második képletet a következő szereposztásban: $\underline{a} = \underline{\beta}$, $\underline{b}$ = grad $\beta^2/2$!

Kapjuk: rot ($\underline{\beta}$ × grad $\beta^2/2$) =

= (grad $\beta^2/2$, grad) $\underline{\beta}$ – ($\underline{\beta}$, grad) grad $\beta^2/2$ + $\underline{\beta}$ div grad $\beta^2/2$ – grad $\beta^2/2$ div $\underline{\beta}$.

Ennek x komponense így alakul:

(grad $\beta^2/2$, grad β_x) – $\underline{\beta}$ grad ∂_x $\beta^2/2$ + β_x divgrad $\beta^2/2$ – ∂_x $\beta^2/2$ div $\underline{\beta}$.

Az 1.) feltétel értelmében β_x divgrad $\beta^2/2$ = 0, marad:

rot ($\underline{\beta}$ × grad $\beta^2/2)_x$ = (grad $\beta^2/2$, grad β_x) – $\underline{\beta}$ grad ∂_x $\beta^2/2$ – ∂_x $\beta^2/2$ div $\underline{\beta}$.

Ez nem más, mint R_{01} fentebb látható alakja!

Tehát R_{01} = rot ($\underline{\beta}$ × grad $\beta^2/2$) = 0. (01)' képlet

R_{00} átalakításához még egy vektorszámítási összefüggés kell:

$\underline{a}$ × ($\underline{b}$ × $\underline{c}$) = $\underline{b}$ ($\underline{a}$, $\underline{c}$) – $\underline{c}$ ($\underline{a}$, $\underline{b}$)

$\underline{\beta}$ × ($\underline{\beta}$ × grad $\beta^2/2$) = $\underline{\beta}$ ($\underline{\beta}$ grad $\beta^2/2$) – β^2 grad $\beta^2/2$.

div (β^2 grad $\beta^2/2$) = β^2 divgrad $\beta^2/2$ + grad $\beta^2/2$ grad β^2

Az első tag az 1.) feltétel miatt nulla, a második pedig 2 (grad $\beta^2/2)^2$.

Most vegyük az R00 egyszerűsített (00)' alakját:

(00)': div ($\underline{\beta}$ ($\underline{\beta}$ grad $\beta^2/2$)) = div (β^2 grad $\beta^2/2$)

Ez így írható:

div ($\underline{\beta}$ ($\underline{\beta}$ grad $\beta^2/2$)) – div (β^2 grad $\beta^2/2$) = div ($\underline{\beta}$ ($\underline{\beta}$ grad $\beta^2/2$) – β^2 grad $\beta^2/2$)

A zárójelben éppen $\underline{\beta}$ × ($\underline{\beta}$ × grad $\beta^2/2$) van:

(00)'': div ($\underline{\beta}$ × ($\underline{\beta}$ × grad $\beta^2/2$)) = 0. Ez így bontható:

div ($\underline{a}$ × $\underline{b}$) = $\underline{b}$ rot $\underline{a}$ – $\underline{a}$ rot $\underline{b}$

div ($\underline{\beta}$ × ($\underline{\beta}$ × grad $\beta^2/2$)) = ($\underline{\beta}$ × grad $\beta^2/2$) rot $\underline{\beta}$ – $\underline{\beta}$ rot ($\underline{\beta}$ × grad $\beta^2/2$).

Az első tag a 2.) feltétel miatt nulla, a második tag pedig a (01)' képlet miatt nulla!

Végül is tehát levezettük a (00) képletet a (01), (02), (03) képletekből!

Ezek szerint csak 6 független egyenletünk van: (11), (22), (33), (12), (13), (23) ezekből levezethető a (01), (02), (03) és azokból a (00) egyenlet. Ez még mindig soknak tűnik. Lehet hogy további egyszerűsítést is fel fogok fedezni.

Most egy pillanatig tekintsük úgy hogy az első feltételünk nem igaz, csak a második, azaz a rot $\underline{\beta}$ =0. Ekkor a (00) képletben semmi más nem lesz, csak a divgrad $\beta^2/2$ –et tartalmazó tagok, és így a (00) képlet éppen azt mondja hogy divgrad $\beta^2/2$ =0! Első feltételünk tehát levezethető az Einsteini egyenletekből! Nem kell tehát külön kikötni! A Bizonyíték 3. fejezetében nem kötjük ki a rot $\underline{\beta}$ =0 feltételt sem, és a végén mégis az jön ki hogy rot $\underline{\beta}$ =0 kell hogy legyen! Tehát a második feltételt se kell külön kikötni! Végső soron igazoltuk tehát mindkét alapkoncepciónkat: az éter áramlását olyan vektortér írja le, amelyre mindkét feltétel teljesül. A Kerre eddig csak az elsőt tudtam igazolni.

A Landau-Lifsic 2 szerint a Kerr-megoldás unikális, azaz egyetlen megoldás. Ez engem arról győz meg, hogy a Kerr megoldás azért unikális, mert éppen kielégíti a

divgrad $\beta^2/2 = 0$ egyenletet és a rot $\underline{\beta} = 0$ egyenletet! Az előbbit igazoltam is, a rotáció

keményebb diónak bizonyult, mégpedig azért, mert ehhez nem elég ismerni β^2 –et, az

egész sebességet ismerni kell, és ezt megnehezíti a Kerr-metrika időbeli vegyestagos felírása. Néhány koordinátatranszformáció kell még hozzá. Ha sikerül, ez is a Bizonyíték

második felében lesz leírva.

A Bizonyíték második fejezete a konkrét példákat tartalmazza. Először igazoljuk az egyenleteinket az egyszerűbb Schwarzschild – metrikára, aztán megmutatjuk hogy a

divgrad $\beta^2/2 = 0$ egyenlet a bonyolultabb Kerr – metrikára is érvényes. A rot $\underline{v} = 0$ egyenlet igazolása a Kerre egyenlőre nem megy. Lehetséges hogy nem is igaz rá? Ez esetben az egyenleteinket meg kell nézni abban a sokkal bonyolultabb esetben is, amikor rot $\underline{v}$ nem nulla. Az egyenleteinket elektrodinamikai analógiából is származtathatjuk.

Az egyik Maxwell – egyenlet így szól: div $\underline{D} = \rho$. Ha rot $\underline{E} = 0$, akkor $\underline{D}$ = grad φ, és ekkor

divgrad $\varphi = \rho$. Vákuumban $\rho = 0$, és így divgrad $\varphi = 0$. φ –t azonosítjuk a TIP - áramlás egységnyi tömegre eső energiájával, ami $v^2/2$, és így kapjuk: divgrad $v^2/2 = 0$.

A másik Maxwell – egyenlet szerint div $\underline{B} = 0$, és így $\underline{B}$ = rot $\underline{A}$. $\underline{A}$ –t azonosítjuk magával a TIP áramlási sebességével, így ha $\underline{B} = 0$, akkor rot $\underline{v} = 0$. Lehet hogy ezzel túl sokat kérünk, mert a másik Maxwell – egyenlet ez: rot $\underline{H} = \underline{j} + \partial \underline{D} / \partial t$, és a gerjesztetlen, vákuumbeli esetet az jelenti, ha $\underline{j} = 0$ (és persze stacionáris: $\partial \underline{D} / \partial t$ is nulla), ennek megfelelően elég ha rot $\underline{H}$ = 0, azaz rot rot $\underline{v} = 0$. Egyenlőre ezt se sikerült igazolni a Kerr-metrikára. Lesz egy harmadik fejezet is, ami a rot $\underline{v}$ nem nulla esetet vizsgálja. Egy további fejezet arról fog szólni, hogy az egész mechanika nem egyéb, mint hangterjedés áramló közegben. Az akusztikai egyenletek tökéletes analógiát mutatnak a görbült téridőben való mozgással, vagyis az akusztikai egyenletek és a görbült metrikában érvényes Hamilton-Jakobi egyenlet teljesen ugyanaz! Ezzel teljessé tesszük annak a bizonyítását, hogy az anyag nem egyéb, mint az éter hulláma, szolitonja. Ez az, amit Einstein 1905-ben még nem tudott, hiszen a kvantummechanika csak 1926-ban ismerte ezt fel Schrödinger és De Broglie munkássága nyomán! A kvantumfizika legalapvetőbb eredménye az, hogy az anyagnak kettős természete van: egyrészt részecske, másrészt hullám. Ezt a kettős természetet a szoliton, azaz az önfenntartó hullámcsomag tökéletesen kifejezi. Az elemi részecskék az éter szolitonjai, kis örvényecskéi (innen a spin)

és az elemi részecskék stabilitása egyenesen következik a szuprafolyadékokban érvényes örvénymegmaradási tételből. Napnál is világosabb választ kapunk a Michelson-Morley kísérlet negatív eredményére: az interferométer maga is az éter szolitonja, így mozgását az éterben érvényes diszperziós összefüggés határozza meg. Ha az étert egy rugalmas közegnek tekintjük, akkor a rá felírt Newtoni egyenletekből éppen a relativisztikus Klein-Gordon egyenletet kapjuk meg, tehát az éterben mozgó tárgyak egész pontosan úgy viselkednek, ahogy azt a relativitáselmélet leírja! Az interferométer karjai a mozgás irányában megrövidülnek, $\sqrt{1 - v^2/c^2}$ arányban, és ez tökéletesen kikompenzálja azt az effektust, amit meg akartunk figyelni! A mikrohullámú háttérsugárzás megfigyelése viszont az ötödik jegyben jellegzetes anizotrópiát mutat, és ezt egy 365 $\pm$ 18 km/s mozgással lehet megmagyarázni, természetesen az éterhez képest!

Íme az abszolút koordinátarendszer! Véget ért egy százéves fejezet, a kozmikus délibábok korszaka. Az éter huncut, nem engedi hogy csak úgy megmérjék a sebességét! De mint láttuk, ez sem lehetetlen! A fizikába újra visszahozott éter pedig hallatlan mértékű egyszerűsödést jelent. Megismerhetővé teszi az elemi részecskék szerkezetét, az atommag felépítését, és az anyagnak egy sokkal mélyebb, új szintjét mutatja meg. Az étert a régiek Akasának nevezték, ez a mindenen átfújó szél. Tág teret ad a szellemvilágoknak, és a párhuzamos univer-zumoknak. Létét immár nem lehet letagadni. Matematikai szükség-szerűséggel adódik. Ha-marosan mérések is igazolni fogják. Már fellőtték azt a műholdat, amelyik a Föld gravitációs terének forgását hivatott kimérni. Kicsit drága mulatság volt, és 50 évet késett, de ami késik, nem múlik. Az éter ma már nem hipotézis, hanem tapasztalati tény. Fizikája egyszerű, érthető, és mindent új alapokra helyez.

Végül arról írok, hogy ma nagyon sokan rukkolnak elő éterelmélettel. Rájuk általában az jellemző, hogy cáfolni akarják Einsteint. Mások a relativitáselmélet paradoxonait próbálják meg kiküszöbölni. Szerintük az egész eddigi fizika téves, rossz. Az én elméletem egészen más! Nem cáfolom Einsteint, ellenkezőleg, mélyebb alapokra helyezem. Az elméletemet akkor tekintem konzisztensnek, ha visszaad minden korábbi eredményt. Tehát a speciális és az általános relativitáselméletnek is pontosan ki kell adódnia belőle. Nem kell újraírni a fizikát, nem kell lemondani a régi jó eredményekről. Viszont kitágul a horizont, és sok új jelenség is leírhatóvá válik. Megvalósul végre a rég várt szintézis. Ezt a Tant nem kívánom kisajátítani, magamnak megtartani. Sok segítségre van szükségem a továbblépéshez.

(megjegyzés 2004.3.30: Felvettem a kapcsolatot dr. Korom Gyulával, az Einstein tévedett! című könyv szerzőjével. Nagyon érdekes amiket ír. Én nem mernék ilyen radikális forradal-mat csinálni. Egyenlőre be kell érnem azzal hogy elfogadtassam a sokkal engedékenyebb elméletemet, amely lényegében megegyezik a hagyományos fizikával, de azt új alapokra helyezi. Dr. Korom Gyula nagyon sok új kísérletet említ, amiket meg kell vizsgálni és be kell illeszteni az elméletbe. Én a pluralizmus híve vagyok, nem abban hiszek hogy van egyetlen igazság és minden más hamis, hanem a világot nagyon sokféleképpen le lehet írni, és mindnek megvan az igazságtartalma. Legyen a tudomány olyan mint a svédasztal, mindenki a neki tetsző világképet választhatja. Végül is ez olyan mint a vallások sokszínű kavalkádja, és egyenlőre vallásszabadság van!)

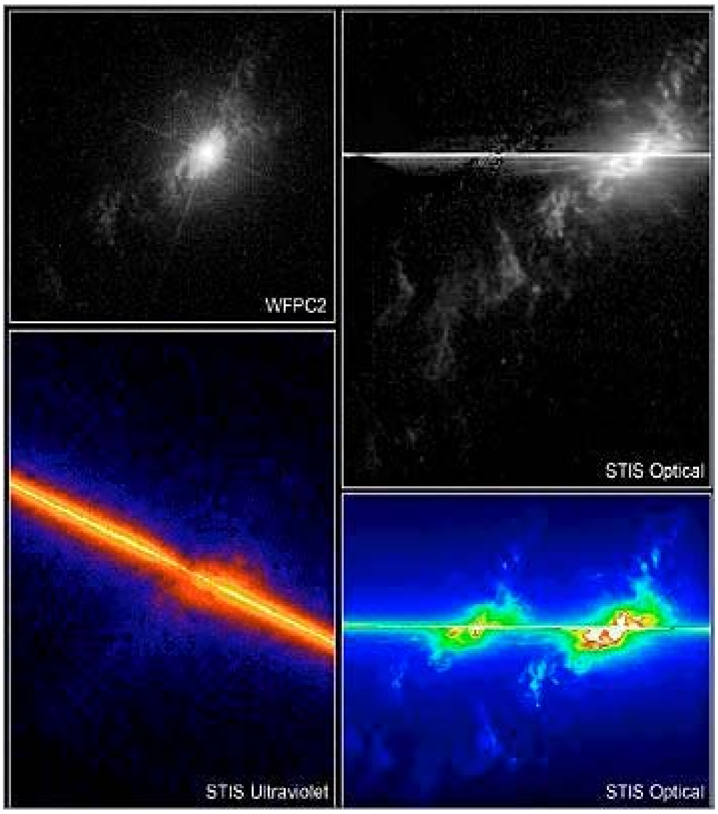
Napnál is világosabb tehát, hogy mit kell tennem, és eszerint is cselekszem. Már elkezdtem az Origó Fórumon terjeszteni a Tant. Akkor leszek boldog, ha mindenki a módszeremet

használja, és naponta jutnak új meg új felfedezésekre. Én Madame Curie és Wilhelm Conrad Röntgen nyomán járok, akik azért nem szabadalmaztatták a rádiumot, illetve a röntgen-sugarakat, mert azt mondták hogy ez az emberiség közös kincse, és senkinek nincs joga kisajátítani. Jelentős módon hozzájárultak ezzel ahhoz, hogy a mondott dolgok azonnal elterjedjenek, és az emberek javát szolgálják. Mindkét találmány felbecsül-hetetlen szolgála-tot tett a világháborúkban, és százezreket mentett meg.

Egy harmadik példa: Neumann János se szabadalmaztatta a számítógépet, és ennek köszönhetem hogy most itt ülhetek egy számítógép előtt és pötyöghetem be az elméletemet! A számítógép ma a legelterjedtebb holmik egyike. Szívem vágya, hogy az antigravitáció is az legyen, de ne úgy hogy újabb típusú bombázók röpködnek a fejünk felett, hanem hogy az emberek mindennapi életét könnyítse meg. Ha az ember erkölcsileg megérik rá, kirajzhat a Mindenségbe, benépesítheti a Világegyetemet. Ha már nem az erőszak csíráit hordozza magában, hanem egy új ébredés, egy új tudatosság zászlóvivője lehet, akkor az Univerzum befogadja őt, és a szívére öleli. De ehhez fel kell nőnünk!

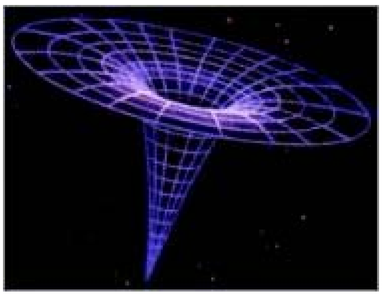
Na, ezzel zárom ezt a nem könnyű, ám annál értékesebb fejezetet. Kívánom hogy az itt leírtak a lények javát szolgálják mindhárom világban. Kristóf Miklós 2003.12.19

Akinek kérdése, észrevétele van, írhat nekem a kristmikl@freemail.hu címre, vagy a kristofmiki@freemail.hu címre. Szeretettel várok minden levelet!



A Seyfert-galaxis NGC-4151 centruma közelében egy szuper-masszív fekete lyuk van, melyből kettő ellentétes, forró gázsugár lép ki. A sebességek és tömegek meghatározásával a fekete lyuk nagyságára lehet következtetni.

50 millió fényév távolságban a Virgo Clusterban található az M 87 óriásgalaxis. Belőle egy 5000 fényév hosszú gázsugár nyúlik ki, melyben elektronok majdnem fénysebességre gyorsulnak, miközben szinkrotronsugárzást bocsátanak ki. Ilyen jelenségeket csak egy a galaxis köéppontjában lévő szupermasszív fekete lyuk tud létrehozni.



A képek az alábbi weblapról valók: Abydos Gate - Csillagkapu Fizika Fekete Lyuk.htm

2. rész
Bizonyíték az éter létére 2.
(konkrét példák megoldása)

2003.12.31. Ezt a szép prím évet azzal zárjuk, hogy konkrét esetekre oldjuk meg a Béta metrikát és igazoljuk hogy csakugyan az éter áramlásából származtathatók az ismert Einstein-egyenlet megoldások. Két nagyon fontos eset van, a Schwarzschild és a Kerr megoldás, előbbi a gömbszimmetrikus, nem forgó fekete lyuk, utóbbi a forgó fekete lyuk metrikáját adja meg. A Schwarzschild metrika viszonylag egyszerű, és már 1980-ban felismertem hogy ez az éter áramlásából származtatható. 23 éve tudom az igazságot, de soha nem volt módomban publikálni. Ennek most jött el az ideje.

A Schwarzschild metrika így néz ki:

$$ds^2 = (1 - r_0/r)c^2dt^2 - 1/(1 - r_0/r)dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta\, d\varphi^2$$

Ez természetesen gömbi polárkoordinátákban van felírva. $r_0 = 2Gm/c^2$ az esemény-horizont sugara. A TIP-teória szerint a gravitáció az éter (TIP, Téridő-Plazma) áramlása miatt van, és a pontszerű tömeg a tőle r távolságban levő étert éppen $v = -\sqrt{2Gm/r}$ sebességgel nyeli. A mínusz előjel utal a sebesség irányára: az áramlás a tömegpont *felé* történik. Ebből a sebességből kiszámolható a gyorsulás, ami

$a = -Gm/r^2$ éppen a Newtoni formula, amiből a gravitációs erő $F = m'\cdot a = -Gmm'/r^2$, ahol m' az a tömeg, amire a gravitációs tér hat. Megjegyzés: $a = v\cdot dv/dr$ módon számolható ki, $v = -\sqrt{2Gm/r}$, ennek deriváltja $dv/dr = \sqrt{2Gm/r^3}$, ezt szorozva v-vel éppen $a = -Gm/r^2$ adódik. A fenti sebességképletből $v^2/c^2 = 2Gm/rc^2$ adódik, azaz $\beta^2 = 2Gm/rc^2 = r_0/r$.

Ezzel a Schwarzschild metrika így írható:

$$ds^2 = (1 - \beta^2)c^2dt^2 - 1/(1 - \beta^2)dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta\, d\varphi^2$$

És ezzel rögvest világossá válik a relativisztikus jelenségek értelme!

r_0 az a hely, ahol az éter áramlási sebessége éppen a fénysebesség! Világos tehát hogy mért pont ez az eseményhorizont sugara! Mert még a fény se tud innen megszökni, hiszen a fény az éterhez képest mozog c sebességgel, de az éter meg éppen c sebességgel áramlik befelé! Ha $r < r_0$, akkor meg már $v > c$, pláne nem lehet megszökni! Minden anyagi tárgy az éter hullámcsomagja, ezért nem mozoghat gyorsabban, mint e hullámcsomagok terjedési sebességének felső határa, ami a fénysebesség. Hatások viszont már terjedhetnek gyorsabban, mint virtuális hullámok, de a hatótávolságuk exponenciálisan lecseng.

Hogy néz ki a Schwarzschild metrika Béta-alakja? $\underline{\beta} = (\sqrt{r_0/r}\cdot x/r, \sqrt{r_0/r}\cdot y/r, \sqrt{r_0/r}\cdot z/r)$

Azaz $\underline{\beta} = (\sqrt{r_0/r^3}\cdot x, \sqrt{r_0/r^3}\cdot y, \sqrt{r_0/r^3}\cdot z)$. Ezzel a sebességgel az ívelemnégyzet:

$$ds^2 = (1 - \beta^2)c^2dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 + 2\beta_x dxcdt + 2\beta_y dycdt + 2\beta_z dzcdt =$$

$$=(1-r_0/r)c^2dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 + 2\sqrt{r_0/r^3}\cdot x\cdot dxcdt + 2\sqrt{r_0/r^3}\cdot y\cdot dycdt + 2\sqrt{r_0/r^3}\cdot z\cdot dzcdt$$

Ez tehát a Schwarzschild metrika Béta – megfelelője. Most megmutatom, hogy ebből néhány koordinátatranszformációval az eredeti Schwarzschild metrika is kihozható!

Először legyen $cdt = cdt - \beta_x/(1 - \beta^2)dx - \beta_y/(1 - \beta^2)dy - \beta_z/(1 - \beta^2)dz$! Ekkor

$$ds^2 = (1 - \beta^2)(cdt - \beta_x/(1 - \beta^2)dx - \beta_y/(1 - \beta^2)dy - \beta_z/(1 - \beta^2)dz)^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 +$$

$+ 2\, \beta_x \cdot dx \cdot (cdt - \beta_x/(1-\beta^2)dx - \beta_y/(1-\beta^2)dy - \beta_z/(1-\beta^2)dz) +$

$+ 2\, \beta_y \cdot dy \cdot (cdt - \beta_x/(1-\beta^2)dx - \beta_y/(1-\beta^2)dy - \beta_z/(1-\beta^2)dz) +$

$+ 2\, \beta_z \cdot dz \cdot (cdt - \beta_x/(1-\beta^2)dx - \beta_y/(1-\beta^2)dy - \beta_z/(1-\beta^2)dz) =$

$= (1-\beta^2)c^2dt^2 - (1 + \beta_x^2/(1-\beta^2))dx^2 - (1 + \beta_y^2/(1-\beta^2))dy^2 - (1 + \beta_z^2/(1-\beta^2))dz^2 -$

$- 2\beta_x \beta_y/(1-\beta^2)dx \cdot dy - 2\beta_x \beta_z/(1-\beta^2)dx \cdot dz - 2\beta_y \beta_z/(1-\beta^2)dy \cdot dz.$ (Béta DTV)

Ez a Béta-metrika DTV-alakja (Descartes – Térbeli – Vegyestagokkal).

Beírva a Schwarzschild metrika sebességeit, ezt kapjuk:

$ds^2 = (1 - r_0/r)c^2dt^2 - (1 + r_0/r^3 \cdot x^2/(1 - r_0/r)) \cdot dx^2 - (1 + r_0/r^3 \cdot y^2/(1 - r_0/r)) \cdot dy^2 -$

$- (1 + r_0/r^3 \cdot z^2/(1 - r_0/r)) \cdot dz^2 - 2\, r_0/r^3 \cdot xy/(1 - r_0/r) \cdot dx \cdot dy - 2\, r_0/r^3 \cdot xz/(1 - r_0/r) \cdot dx \cdot dz -$

$- 2\, r_0/r^3 \cdot yz/(1 - r_0/r) \cdot dy \cdot dz.$ (Sch DTV)

Már csak egy térbeli főtengelytranszformáció kell, hogy a térbeli vegyestagok is eltűnjenek. Ehhez a Descartes-koordinátarendszerből át kell térni polárkoor-dinátákra:

$x = r \cdot \sin\theta \cdot \cos\varphi,$ $y = r \cdot \sin\theta \cdot \sin\varphi,$ $z = r \cdot \cos\theta\, .$

$dx = \partial x/\partial r \cdot dr + \partial x/\partial\theta \cdot d\theta + \partial x/\partial\varphi \cdot d\varphi$

$dx = \sin\theta \cdot \cos\varphi \cdot dr + r \cdot \cos\theta \cdot \cos\varphi \cdot d\theta - r \cdot \sin\theta \cdot \sin\varphi \cdot d\varphi$

$dy = \partial y/\partial r \cdot dr + \partial y/\partial\theta \cdot d\theta + \partial y/\partial\varphi \cdot d\varphi$

$dy = \sin\theta \cdot \sin\varphi \cdot dr + r \cdot \cos\theta \cdot \sin\varphi \cdot d\theta + r \cdot \sin\theta \cdot \cos\varphi \cdot d\varphi$

$dz = \partial z/\partial r \cdot dr + \partial z/\partial\theta \cdot d\theta + \partial z/\partial\varphi \cdot d\varphi$

$dz = \cos\theta \cdot dr - r \cdot \sin\theta \cdot d\theta$

Ezeket kell betenni a (Sch DTV) képletbe.

Az eredmény kiértékeléséhez csak az ismert $\sin^2x + \cos^2x = 1$ összefüggést kell ismerni,

ez azonban nagyon sokféle formában, összetetten jelentkezik. A formulák rövidebbé tehetők az alábbi rövidítések segítségével: $\sin\theta = s_\theta, \cos\theta = c_\theta$, $\sin\varphi = s_\varphi$, $\cos\varphi = c_\varphi$.

x, y, z helyettesítési értékét is beírjuk a képletbe. Eredmény:

$ds^2 = (1 - r_0/r)c^2dt^2 - (1 + r_0\, s_\theta^2\, c_\varphi^2/(r - r_0))\, dx^2 - (1 + r_0\, s_\theta^2\, s_\varphi^2/(r - r_0))\, dy^2 -$

$- (1 + r_0\, c_\theta^2/(r - r_0))\, dz^2 - 2r_0\, s_\theta^2\, c_\varphi\, s_\varphi/(r - r_0)\, dx\, dy - 2r_0\, s_\theta\, c_\theta\, c_\varphi/(r - r_0)\, dx\, dz -$

$- 2r_0\, s_\theta\, c_\theta\, s_\varphi/(r - r_0)\, dy\, dz =$

$= (1 - r_0/r)c^2dt^2 - 1/(r - r_0)\, \{ (r - r_0 + r_0\, s_\theta^2\, c_\varphi^2)(s_\theta^2\, c_\varphi^2\, dr^2 + r^2\, c_\theta^2\, c_\varphi^2\, d\theta^2 + r^2\, s_\theta^2\, s_\varphi^2\, d\varphi^2 +$

$+ 2\, s_\theta\, c_\theta\, c_\varphi^2\, r dr\, d\theta - 2\, s_\theta^2\, c_\varphi\, s_\varphi\, r dr\, d\varphi - 2\, r c_\theta\, s_\theta\, c_\varphi\, s_\varphi\, d\theta\, d\varphi) + (r - r_0 + r_0\, s_\theta^2\, s_\varphi^2) \cdot$

$\cdot (s_\theta^2\, s_\varphi^2\, dr^2 + r^2\, c_\theta^2\, s_\varphi^2\, d\theta^2 + r^2\, s_\theta^2\, c_\varphi^2\, d\varphi^2 + 2\, s_\theta\, c_\theta\, s_\varphi^2\, r dr\, d\theta + 2\, s_\theta^2\, s_\varphi\, c_\varphi\, r dr\, d\varphi +$

$+ 2\, r c_\theta\, s_\theta\, s_\varphi\, c_\varphi\, d\theta\, d\varphi) + (r - r_0 + r_0\, c_\theta^2)(c_\theta^2\, dr^2 + r^2\, s_\theta^2\, d\theta^2 - 2r\, c_\theta\, s_\theta\, dr\, d\theta) \} =$

Na most kell fölkötni a gatyát és minden tagot minden taggal szorozni! Itt kell alkalmazni

az $s_\theta^2 + c_\theta^2 = 1$ összefüggést, akár így is: $(s_\theta^2 + c_\theta^2)^2 = 1 = s_\theta^2\, s_\theta^2 + c_\theta^2 c_\theta^2 + 2\, s_\theta^2\, c_\theta^2$.

Nem írom le a teljes számolást, csak egy reprezentatív példát mutatok:

dr^2 együtthatója a következőképpen alakul:

$1/(r - r_0) \cdot \{(r - r_0)(s_\theta^2 c_\varphi^2 + s_\theta^2 s_\varphi^2 + c_\theta^2) + r_0 (s_\theta^2 c_\varphi^2 \; s_\theta^2 c_\varphi^2 + s_\theta^2 s_\varphi^2 \; s_\theta^2 s_\varphi^2 + c_\theta^2 c_\theta^2 +$

$+ 2 s_\theta^2 s_\theta^2 c_\varphi s_\varphi c_\varphi s_\varphi + 2 s_\theta^2 c_\theta^2 c_\varphi^2 + 2 s_\theta^2 c_\theta^2 s_\varphi^2)\} =$ $(s_\varphi^2 + c_\varphi^2 = 1$ miatt)

(valamint $(s_\varphi^2 + c_\varphi^2)^2 = 1$ miatt) $=$

$= 1/(r - r_0) \cdot \{(r - r_0)(s_\theta^2 + c_\theta^2) + r_0 (s_\theta^2 s_\theta^2 + c_\theta^2 c_\theta^2 + 2 s_\theta^2 c_\theta^2)\} = 1/(r - r_0) \cdot \{r - r_0 + r_0)\} =$

$= r/(r - r_0) = 1/(1 - r_0/r)$. A többi együttható ugyanígy számolható.

A végeredmény pedig ez lesz, aki nem hiszi, számoljon utána:

$ds^2 = (1 - r_0/r)c^2dt^2 - 1/(r - r_0) \cdot \{(r - r_0)(dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 s_\theta^2 d\varphi^{2)} + r_0 dr^2 \}$

amiből már csak egy pici átalakítással nyerjük a Schwarzschild metrika ismert alakját:

$ds^2 = (1 - r_0/r)c^2dt^2 - 1/(1 - r_0/r)dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin\theta \, d\varphi^2$.

Van egy sokkal egyszerűbb út is a Schwarzschild metrika levezetésére!

Induljunk ki most is a Béta-alakból:

$ds^2 = (1 - \beta^2)c^2dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 + 2 \beta_x dxcdt + 2 \beta_y dycdt + 2 \beta_z dzcdt =$

$= (1 - r_0/r)c^2dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 + 2\sqrt{r_0/r^3} \cdot x \cdot dxcdt + 2\sqrt{r_0/r^3} \cdot y \cdot dycdt + 2\sqrt{r_0/r^3} \cdot z \cdot dzcdt$

Most néhány elemi átalakítás jön:

$dr = \partial r/\partial x \cdot dx + \partial r/\partial y \cdot dy + \partial r/\partial z \cdot dz = x/r \cdot dx + y/r \cdot dy + z/r \cdot dz$

$dx^2 + dy^2 + dz^2 = dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta \, d\varphi^2$. Ennek fényében

$ds^2 = (1 - r_0/r)c^2dt^2 - dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2\theta d\varphi^2 + 2\sqrt{r_0/r} \cdot drcdt$

Most alkalmazzuk a $cdt' = cdt - \sqrt{r_0/r} /(1 - r_0/r) \cdot dr$ koordinátatranszformációt:

$ds^2 = (1 - r_0/r)(c^2dt^2 + (r_0/r) /(1 - r_0/r)^2 \cdot dr^2 - 2\sqrt{r_0/r} /(1 - r_0/r) \cdot dr\, cdt) - dr^2 -$

$- r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2\theta \, d\varphi^2 + 2\sqrt{r_0/r} \cdot dr(cdt - \sqrt{r_0/r} /(1 - r_0/r) \cdot dr) =$

$= (1 - r_0/r)c^2dt^2 - dr^2 (1 + r_0/r /(1 - r_0/r)) - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2\theta \, d\varphi^2$ és végül

$ds^2 = (1 - r_0/r)c^2dt^2 - dr^2/(1 - r_0/r) - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2\theta \, d\varphi^2$ az ismert alak.

Láthatjuk, egyenes út vezet a Galilei transzformációtól a Béta-metrikán keresztül az

ismert Schwarzschild metrikához. A Béta-metrikát átírhatjuk DTV alakra (Descartes, térbeli vegyestagokkal) és azt koordinátatranszformációval vegyestag nélküli alakra hozhatjuk. Erre láttunk példát a Schwarzschild metrikánál. Most azt mutatom meg, hogy a DTV alak sajátértékegyenletéből $\lambda_1 = 1/(1-\beta^2)$, $\lambda_2 = 1$, $\lambda_3 = 1$ sajátérték adódik. Ez egy olyan koordinátarendszert jelent, amelynek az egyik tengelye éppen az éter áramlásának irányába mutat. Ezt együttmozgó koordinátarendszernek nevezzük.

Látjuk hogy a Schwarzschild metrika éppen ilyen:

$ds^2 = (1 - \beta^2)c^2dt^2 - 1/(1-\beta^2) \cdot dr^2 - 1 \cdot r^2 d\theta^2 - 1 \cdot r^2 \sin^2\theta \, d\varphi^2$

A Kerr-metrikánál már nincs ilyen szerencsénk, ott időbeli vegyestag is van.

$a_{11} \; a_{12} \; a_{13}$ Erre a mátrixra felírva a sajátértékegyenletet, az a következőképpen néz

$a_{21} \; a_{22} \; a_{23}$ ki: $\lambda^3 - \lambda^2 \cdot (a_{11} + a_{22} + a_{33}) + \lambda \cdot (D_1 + D_2 + D_3) - D = 0$

$a_{31} \; a_{32} \; a_{33}$ $D_1 = a_{11} a_{22} - a_{12} a_{21}$, $D_2 = a_{11} a_{33} - a_{13} a_{31}$, $D_3 = a_{22} a_{33} - a_{23} a_{32}$.

D pedig az egész mátrix determinánsa.

Ezeket alkalmazzuk a (Béta DTV) metrika térbeli részére:

$(1 + \beta_x^2/(1 - \beta^2))$ $\beta_x \beta_y /(1 - \beta^2)$ $\beta_x \beta_z /(1 - \beta^2)$

$\beta_y \beta_x /(1 - \beta^2)$ $(1 + \beta_y^2/(1 - \beta^2))$ $\beta_y \beta_z /(1 - \beta^2)$

$\beta_z \beta_x /(1 - \beta^2)$ $\beta_z \beta_y /(1 - \beta^2)$ $(1 + \beta_z^2/(1 - \beta^2))$

$(a_{11} + a_{22} + a_{33}) = 3 + \beta^2/(1 - \beta^2)$, $(D_1 + D_2 + D_3) = (3 - \beta^2)/(1 - \beta^2)$, $D = 1/(1 - \beta^2)$.

(így a Béta-DTV metrika determinánsa éppen –1 lesz, ahogy annak lennie kell!)

$\lambda^3 - \lambda^2 \cdot(3 + \beta^2/(1 - \beta^2)) + \lambda \cdot(3 - \beta^2)/(1 - \beta^2) - 1/(1 - \beta^2) = 0$ lesz az egyenletünk.

Most megmutatjuk hogy $\lambda_1 = 1/(1-\beta^2)$, $\lambda_2 = 1$, $\lambda_3 = 1$!

$(\lambda - 1/(1-\beta^2)) (\lambda - 1) (\lambda - 1) = 0$, ebből kell kihozni az előbbi képletet!

$\lambda^3 - \lambda^2 \cdot(1 + 1 + 1/(1-\beta^2)) + \lambda \cdot(1\cdot1 + 1\cdot1/(1-\beta^2) + 1\cdot1/(1-\beta^2)) - 1/(1 - \beta^2) = 0$

$1 + 1 + 1/(1-\beta^2) = 3 - 1 + 1/(1-\beta^2) = 3 - (1-\beta^2) /(1-\beta^2) + 1/(1-\beta^2) = 3 + \beta^2/(1 - \beta^2)$

$1\cdot1 + 1\cdot1/(1-\beta^2) + 1\cdot1/(1-\beta^2) = (1-\beta^2 + 2) /(1-\beta^2) = (3 - \beta^2)/(1 - \beta^2)$ és ezzel kész is!

A Bizonyíték első részében megoldottuk az $R_{ik} = 0$ egyenletet a Béta-metrikára, és kaptunk bizonyos egyenleteket és feltételeket. Most ezeket ellenőrizzük a Schwarzschild metrika esetére! Tudjuk hogy a Schwarzschild metrika kielégíti az Einstein-egyenletet!

Az igazság az, hogy erre a fejezetre nem lenne szükség, ha sikerülne levezetni a képletei-met a rot $\underline{v} = 0$ és a divgrad $v^2/2 = 0$ egyenletekből, de ezt idáig nem sikerült, sőt úgy tűnik hogy ellenpéldát is találtam, ami kielégíti mindkét feltételt, de az egyenleteimet nem.

Ezt az ellenpéldát is közlöm majd. Most jöjjön akkor a Schwarzschild metrika ellenőrzése

Az $R_{00} = 0$ –t kifejező (00) egyenletünk:

$\mathrm{div}\, (\underline{\beta}\, (\underline{\beta}\ \mathrm{grad}\ \beta^2/2)) = 2\, ((\partial_x \beta^2/2)^2 + (\partial_y \beta^2/2)^2 + (\partial_z \beta^2/2)^2)$

A Schwarzschild metrika sebességtere: $\underline{\beta} = (\sqrt{r_0/r^3} \cdot x, \sqrt{r_0/r^3} \cdot y, \sqrt{r_0/r^3} \cdot z)$,

rot $\underline{\beta} = 0$ következik abból, hogy $\underline{\beta} = \mathrm{grad}\ u$, ahol $u = ½ \sqrt{r_0 \cdot r}$.

Ha radiálisan nézzük, akkor $\beta = \sqrt{r_0/r}$, $\mathrm{grad}\ \beta^2/2 = \partial_r r_0/2r = - r_0/2r^2$,

$\underline{\beta}\, (\underline{\beta}\ \mathrm{grad}\ \beta^2/2) = - r_0^2/2r^3$, $\mathrm{div}\, (\underline{\beta}\, (\underline{\beta}\ \mathrm{grad}\ \beta^2/2)) = -\partial_r r_0^2/2r^3 - 2/r \cdot r_0^2/2r^3 = r_0^2/2r^4$ (D1)

$\partial_x \beta^2/2 = \partial_x r_0/2r = - r_0/2r^2 \cdot x/r = - r_0 x /2r^3$, $(\partial_x \beta^2/2)^2 = r_0^2 x^2 /4r^6$, hasonló y, z –re is.

$2\, ((\partial_x \beta^2/2)^2 + (\partial_y \beta^2/2)^2 + (\partial_z \beta^2/2)^2) = 2\, (r_0^2 x^2/4r^6 + r_0^2 y^2/4r^6 + r_0^2 z^2/4r^6) =$

$= r_0^2 (x^2 + y^2 + z^2)/ 2r^6 = r_0^2 / 2r^4$ (D2) . (D1) = (D2) !!

$R_{01} = 0$: $\mathrm{div}\, (\underline{\beta}\, (\partial_x \beta^2/2)) = (\mathrm{grad}\ \beta^2/2, \mathrm{grad}\ \beta_x)$ ez a (01) egyenlet.

$\partial_x \beta^2/2 = - r_0 x /2r^3$, . természetesen $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$

$\mathrm{div}\, (\underline{\beta}\, (\partial_x \beta^2/2)) = - r_0 \cdot \mathrm{div}(\sqrt{r_0/r^3} \cdot x \cdot x /2r^3, \sqrt{r_0/r^3} \cdot y \cdot x /2r^3, \sqrt{r_0/r^3} \cdot z \cdot x /2r^3) =$

$= - ½\ \sqrt{r_0^3}\ \mathrm{div}\, (x^2 / r^{9/2}, x \cdot y / r^{9/2}, x \cdot z / r^{9/2}) =$

$= - ½\ \sqrt{r_0^3}\ (2x\, r^{9/2} - x^2\, 9/2\, r^{7/2}\, x/r + x(r^{9/2} - y\, 9/2\, r^{7/2}\, y/r) + x(r^{9/2} - z\, 9/2\, r^{7/2}\, z/r)) / r^9 =$

$= - ½\ \sqrt{r_0^3}\, x(2r^2 - 9/2\, x^2 + r^2 - 9/2\, y^2 + r^2 - 9/2\, z^2) / r^{13/2} = x/4\ \sqrt{r_0^3/r^9}$ (DB1)

$(\text{grad } \beta^2/2, \text{grad } \beta_x) = (\partial_x r_0/2r, \partial_y r_0/2r, \partial_z r_0/2r)(\partial_x \sqrt{r_0/r^3} \cdot x,\ \partial_y \sqrt{r_0/r^3} \cdot x, \partial_z \sqrt{r_0/r^3} \cdot x) =$

$= -\frac{1}{2}\ \sqrt{r_0^3}\,(x/r^3, y/r^3, z/r^3)(r^2 - 3/2\, x^2, -3/2\, xy, -3/2\, xz)/\, r^{7/2} =$

$= -\frac{1}{2}\ \sqrt{r_0^3}\,(x(r^2 - 3/2\, x^2), -3/2\, xy^2, -3/2\, xz^2)/\, r^{13/2} = x/4\, \sqrt{r_0^3/r^9}$ (DB2)

(DB1) = (DB2)!! és ezt akartuk belátni!

Szimmetriaokokból a (02) és a (03) egyenletek levezetése ugyanígy megy.

$R_{11} = -\text{div}\,(\underline{\beta}\, \partial_x \beta_x) = 0$, ez az (11) egyenletünk. Ennek igazolása jön most.

Először is $\partial_x \beta_x = \partial_x(\sqrt{r_0/r^3} \cdot x) = \sqrt{r_0/r^7}\,(r^2 - 3/2\, x^2)$, ezzel $\text{div}\,(\underline{\beta}\, \partial_x \beta_x) =$

$= \text{div}(\sqrt{r_0/r^3}\cdot x \cdot \sqrt{r_0/r^7}\,(r^2 - 3/2\, x^2), \sqrt{r_0/r^3}\cdot y \cdot \sqrt{r_0/r^7}\,(r^2 - 3/2 x^2), \sqrt{r_0/r^3}\cdot z \cdot \sqrt{r_0/r^7}\,(r^2 - 3/2\, x^2))$

$= \text{div}\,(r_0/r^3 \cdot x, r_0/r^3 \cdot y, r_0/r^3 \cdot z) - 3/2 \cdot \text{div}\,(r_0/r^5 \cdot x^3, r_0/r^5 \cdot x^2 y, r_0/r^5 \cdot x^2 z) =$

$= r_0/r^7 \cdot ((r^4 - 3x^2 r^2) + (r^4 - 3y^2 r^2) + (r^4 - 3z^2 r^2)) -$

$- 3\, r_0/2r^{11} \cdot ((3x^2 r^6 - 5x^4 r^4) + (x^2 r^6 - 5x^2 y^2 r^4) + (3x^2 r^6 - 5x^2 z^2 r^4)) =$

$= r_0/r^5 \cdot (r^2 + r^2 + r^2 - 3x^2 - 3y^2 - 3z^2) - 3\, r_0/2r^7 \cdot x^2 \cdot (3r^2 + r^2 + r^2 - 5x^2 - 5y^2 - 5z^2) = 0!$

Szimmetriaokokból ugyanígy megy a (22) és a (33) egyenlet igazolása is.

$R_{12} = -\text{div}\,(\underline{\beta}\, \partial_x \beta_y) = 0$, ez az (12) egyenletünk. Ennek igazolása jön most.

Először is $\partial_x \beta_y = \partial_x(\sqrt{r_0/r^3} \cdot y) = -3/2\, \sqrt{r_0/r^7}\, xy$, ezzel $-\text{div}\,(\underline{\beta}\, \partial_x \beta_y) =$

$= 3/2\ \text{div}\,(\sqrt{r_0/r^3}\cdot x \cdot \sqrt{r_0/r^7}\, xy, \sqrt{r_0/r^3}\cdot y \cdot \sqrt{r_0/r^7}\, xy, \sqrt{r_0/r^3}\cdot z \cdot \sqrt{r_0/r^7}\, xy) =$

$= 3/2\ r_0\ \text{div}\,(x^2 y/r^5, x y^2/r^5, x yz/r^5) =$

$= 3/2\ r_0\ (2xy/r^5 - 5x^2 y/r^6\ x/r + 2xy/r^5 - 5x y^2/r^6\ y/r + xy/r^5 - 5xyz/r^6\ z/r) =$

$= 3/2\ r_0/r^7\, xy(2r^2 - 5x^2 + 2r^2 - 5y^2 + r^2 - 5z^2) = 0!$

Szimmetriaokokból ugyanígy megy az (13) és a (23) egyenlet igazolása is.

Igazoltuk tehát az egyenleteinket a Schwarzschild-metrikára. A Schwarzschild-metrikát tehát visszavezettük egy áramlástérre, igazoltuk hogy előáll egy alkalmasan választott sebességtérből, és ez elegendő ahhoz hogy belássuk: a tömegpont által keltett gravitációs tér a tömegpont által elnyelt éter áramlásának a folyománya. Jó lenne ugyanezt a bizonyítási eljárást a Kerr-téridőre is elvégezni, ám az a baj hogy csak $\beta^2/2$ kifejezését ismerem, magát a $\underline{\beta}$ – t nem. Ennek oka az, hogy a Kerr-metrika időbeli vegyestagja megbonyolítja a dolgot. Át kéne transzformálni Descartes-koordinátákba, de ez nem könnyű. Ezután lehet ellenőrizni a $\text{rot}\ \underline{\beta} = 0$ egyenlet teljesülését.

Most következik annak a nagyon fontos ténynek az igazolása, hogy a Kerr-metrika sebességtere kielégíti a $\text{divgrad}\ \beta^2/2 = 0$ egyenletet! Ehhez lapult szferoidális koordináták-ban kell számolni. Ez az amit nem tudtam, és ezért 18 éven át körben toporogtam! Pedig ott volt az orrom előtt, a Landau-Lifsic 2-ben, csak fel kellett volna ismerni!

A lapult szferoidális koordinátarendszer pediglen így néz ki: La Li 2, 417 o. (104,7)

$ds^2 = c^2 dt^2 - \rho^2/(r^2 + a^2) dr^2 - \rho^2\, d\theta^2 - (r^2 + a^2) \sin^2\theta\, d\varphi^2$, ahol $\rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2\theta$

Ez nem más, mint a görbületlen Galilei-metrika, belapult szferoidális koordinátákban:

$x = \sqrt{r^2 + a^2} \cdot \sin\theta \cdot \cos\varphi$, $y = \sqrt{r^2 + a^2} \cdot \sin\theta \cdot \sin\varphi$, $z = r \cdot \cos\theta$.

Az r = konst felület belapult forgási ellipszoid: $(x^2 + y^2)/(r^2 + a^2) + z^2 / r^2 = 1$.

18 éven át abban a tévhitben éltem, hogyha r, θ, φ szerepel a képletben, akkor az csak

térbeli polárkoordináta lehet, így aztán persze hogy nem jöttek ki az eredmények, csak idegesítően közel voltak az elvárthoz, de sose stimmelt pontosan! Rendíthetetlenül hittem abban, hogy márpedig ennek stimmelnie kell, csak úgy látszik, nem jól számolok! A helyes eredményhez 3 dolog kell: helyes koordinátarendszer, helyes sebességképlet és helyes módszer! Ez alatt azt értem, hogy görbült koordinátarendszerben másként néz ki a div, a grad és a divgrad operátor, valamint az $\underline{a} = (\underline{v}, \text{grad})\, \underline{v}$ képlet is. Évekig csak találgattam, mégpedig azért, mert hiányzott az ellenőrzés legfontosabb ismérve, az hogy kijön az elvárt eredmény! Makacsul ráálltam a div $\underline{a} = 0$ igazolására, pedig van egyszerűbb út is: ha

rot $\underline{v} = 0$, akkor elég ha divgrad $v^2/2 = 0$, ugyanis $\underline{a} = (\underline{v}, \text{grad})\, \underline{v} = \text{grad}\, v^2/2 - \underline{v} \times \text{rot}\, \underline{v}$,

és ha rot $\underline{v} = 0$, akkor marad csak a grad $v^2/2$. Ha az űr ρ sűrűségű anyaggal van kitöltve, akkor a képlet így módosul: div $\underline{a} = -4\pi G\rho$, azaz divgrad $v^2/2 = -4\pi G\rho$. Ez az eset, amikor az $R_{ik} = 0$ egyenlet már nem elég, a teljes Einstein-egyenlet kell, ami pedig ez:

$R_{ik} - ½ R \cdot g_{ik} = \kappa \cdot T_{ik}$. A jobboldalon álló energiaimpulzus-tenzor, vagy anyagtenzor akkor lehet fontos, ha egy bolygó vagy egy csillag belsejében nézzük a téridő szerkezetét, vagy egy galaxis téridejére vagyunk kíváncsiak, ott még az az igen ritka anyag is fontos lehet, pláne ha még nagy sebességű áramlások is vannak benne. Egy fekete lyuk körül keringő akkréciós korong metrikájához is kell az anyagtenzor. Ezek szerint adós vagyok még egy nagyon fontos esettel: amikor van valamilyen mozgó közeg, akkor vajon a közegre milyen

T_{ik} tenzort lehet felírni, és a mozgó közeg által áramoltatott éter vajon milyen egyenletet elégít ki? Ha a ρ sűrűségű közeg nem mozog, akkor a divgrad $v^2/2 = -4\pi G\rho$ egyenlet tűnik valószínűnek. Feladat tehát megoldani ezt az egyenletet, és megnézni hogy a belőle nyert Béta-metrika kielégíti-e az $R_{ik} - ½ R \cdot g_{ik} = \kappa \cdot T_{ik}$ egyenletet. Ez még a jövő zenéje.

Ugyanilyen megoldandó feladat az az eset, amikor a sebességét nem stacionáris, hanem explicite is függ az időtől. Ilyen eset az egymás körül keringő két fekete lyuk. A 3 test probléma klasszikusan megoldhatatlan. Vajon az éter bevezetése ad-e itt is kulcsot a kezünkbe? A 3 test probléma így 4 test problémává válik, a 4-ik test az éter maga. Lehet hogy ez nem nehezít, hanem könnyít! A 3 test probléma azért volt megoldhatatlan, mert 18 egyenletünk van, de csak 10 integrálunk, így a feladat nem elég meghatározott. Lehet hogy a számok mások, de a lényeg ez. Az éter bevezetése megadhatja a hiányzó 8 integrált. No, ennyi locsfecs után térjünk vissza az alapproblémára!

Hasznos jelölés: $\cos\theta = C$, ez nem tévesztendő össze a c fénysebességgel; $\sin\theta = S$.

$$ds^2 = c^2dt^2 - \rho^2/(r^2 + a^2)dr^2 - \rho^2\, d\theta^2 - (r^2 + a^2) \sin^2\theta\, d\varphi^2,$$

$ds^2 = c^2dt^2 - g_1^{\,2} \cdot dr^2 - g_2^{\,2} \cdot d\theta^2 - g_3^{\,2} \cdot d\varphi^2$, a divgrad kiszámolásának a módja pedig ez:

$$\Delta U = 1/g_1 g_2 g_3 \{ \partial/\partial r\, (g_2 g_3/g_1\, \partial U/\partial r) + \partial/\partial\theta\, (g_3 g_1/g_2\, \partial U/\partial\theta) + \partial/\partial\varphi\, (g_1 g_2/g_3\, \partial U/\partial\varphi)\} =$$

$$= 1/\rho^4 S^2 \{ \partial/\partial r((r^2 + a^2)\, S\, \partial U/\partial r) + \partial/\partial\theta(S\, \partial U/\partial\theta) + \partial/\partial\varphi\, (\rho^2/S(r^2 + a^2)\, \partial U/\partial\varphi)\}$$

Most idézzük fel a Kerr-metrika La Li 2 –beli alakját: 416. o. (104,2)

$$ds^2 = (1 - r_g r/\rho^2)c^2dt^2 - \rho^2/\Delta.dr^2 - \rho^2\, d\theta^2 - (r^2 + a^2 + r_g r a^2/\rho^2 \sin^2\theta) \sin^2\theta.d\varphi^2 +$$

$+2r_g ra/\rho^2 \sin^2\theta.d\varphi.cdt$ ahol $\Delta = r^2 - r_g r + a^2$, $\rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2\theta$, $r_g = 2Gm/c^2$

Nálunk $U = \beta^2 = r_g r/(r^2 + a^2C^2)$, ez csak r-től és θ-tól függ, φ-től nem, így $\partial/\partial\varphi = 0$.

(nyilvánvaló, hogy divgrad $\beta^2/2 = 0$ helyett elég a divgrad $\beta^2 = 0$ egyenletet igazolni!)

$\Delta \beta^2 = 1/\rho^4 S^2 \{ \partial/\partial r((r^2 + a^2) S \partial/\partial r (r_g r/(r^2 + a^2C^2))) + \partial/\partial\theta(S \partial/\partial\theta (r_g r/(r^2 + a^2C^2)))\}$

$\partial/\partial r(r_g r/(r^2+a^2C^2))=r_g(a^2C^2-r^2)/(r^2+a^2C^2)^2$

$\partial/\partial r ((r^2 + a^2) S r_g(a^2C^2 - r^2) /(r^2 + a^2C^2)^2) =$

$= r_g S ((2r a^2C^2 - 4r^3 - 2a^2r)(r^2 + a^2C^2) - (r^2 a^2C^2 - r^4 + a^4C^2 - a^2 r^2) \cdot 4r)/(r^2 + a^2C^2)^3 =$

$= 2r_g r a^2S (r^2 (1 - 3 C^2) + a^2C^2(C^2 - 3)) /(r^2 + a^2C^2)^3$ (DR)

$\partial/\partial\theta (r_g r/(r^2 + a^2C^2)) = r_g a^2 2C S /(r^2 + a^2C^2)^2$

$\partial/\partial\theta (S r_g a^2 2CS/(r^2+a^2C^2)^2) =$

$= 2r_g r a^2 ((- S^3 + 2 SC^2)(r^2 + a^2C^2) - CS^2 2 (- a^2 2SC)) =$

$= 2r_g r a^2 S (r^2 (2C^2 - S^2) + a^2C^2(3S^2 + 2 C^2)) /(r^2 + a^2C^2)^3$ (DT)

$\Delta \beta^2 = (DR) + (DT) =$

$= 2r_g r a^2 S (r^2 (1 - 3 C^2 + 2 C^2 - S^2) + a^2C^2(C^2 - 3 + 3S^2 + 2 C^2)) /(r^2 + a^2C^2)^3 = 0$!!!

Sikerült tehát igazolni, hogy a Kerr-metrika sebességtere tudja a $\Delta \beta^2 / 2= 0$ –t!

Az utolsó felvonás a rot$\underline{v}$=0 igazolása lesz a Kerr-metrikára.

Ha ez sikerül, ezt a Bizonyíték 3. fejezetében közlöm.

Megjegyzés 2006.05.29: A Kerr-metrikára rot β nem nulla, ezért nem tudtam kiszámolni eddig. Úgy tűnik, a Kerrhez a Béta-metrikánál bővebb keretre van szükség.

Végezetül néhány gondolat a TIP-teória születési körülményeiről:

Mi vezetett rá engem 1980-ban arra a gondolatra, hogy mégis van éter?

Nos, a szilárdtestfizikában van egy hihetetlenül egyszerű modell, amely egy kristályrács, és az ebben terjedő hanghullámok, azaz fononok leíró törvényei szóról szóra megegyeznek a relativitáselmélet képleteivel! Itt a kristályrács játssza az éter szerepét, és láss csodát, a fononok mégis úgy viselkednek, mintha az éter, azaz a kristályrács ott se lenne! Na ha ez így megy a kristálynál, akkor miért ne menne a vákuumnál? Isten nem talál ki két külön törvényt, ami bevált az egyiknél, beválik a másiknál is! Valóban, ha veszem a legegyszerűbb rugalmas kristályrács-modellt, és felírom rá a Newtoni képleteket, minden egyes tömegpontra F=m·a, akkor a Rugó-tömeg modellt leíró egyenlet éppen a relativisztikus Klein-Gordon egyenlet lesz!

Ez egész pontosan azt jelenti, hogy a kristályrácsban mozgó minden hullámcsomag úgy torzul, ahogy azt a Lorentz-transzformáció leírja! A kvantummechanika óta tudjuk hogy minden anyag egyúttal hullám is, és rá éppen egy relativisztikus diszperziós összefüggés vonatkozik! Megvan tehát a magyarázat arra, hogy miért éppen a relativitáselmélet képletei írják le a mozgást!

És ez csak a kezdet, ha továbbmegyünk, akkor a gravitáció legtermészetesebb magyarázata az hogy az éter áramlik! Az áramlást leíró képletből pedig röhögve kijön minden amit Einstein a sokkal bonyolultabb négydimenziós nemlineáris tenzoregyenleteiből kihozott!! Azért ez már nem semmi!! Aztán jön a következő fázis, az új jelenségek megjóslása. Az éterrel könnyedén magyarázható az elemi részecskék szerkezete, és ha még numerikusan is kijön valami, mondjuk az elektron tömege, vagy az alfa, akkor mi akadályoz még meg abban hogy elfogadjuk az étert?

A TIP-teória, az éterfizika alaptétele az, hogy a mechanika nem egyéb, mint akusztiko-hidrodinamika, azaz a görbült téridőben való mozgás nem egyéb mint hangterjedés áramló közegben! A Bizonyíték 3-ik fejezetében ezt próbálom meg élő példákkal prezentálni.

Okvetlen szót kell ejtenem arról, hogy ezzel az éterelmélettel nem vagyok egyedül.

dr. Gazdag László, és prof. László Ervin szintén kidolgozták az éter elméletét. Lehet hogy még mások is, akikről nem tudok. (Tassi Tamás, Werőczei Ernő és Dobó Andor munkássága is jelentős) dr. Gazdag László két könyve, a Beyond The Theory Of The Relativity és a Homályos Zóna (Kornétás 2001) ír az éterről, ez utóbbiból idézek:

„Ha a tehetetlen és a súlyos tömeg ilyen nagy pontossággal arányos egymással, akkor a gravitáció hidrodinamikai modellje (áramló közegekre visszavezethető modellje) nagy valószínűséggel igaz lehet. A tömeg elnyel valamilyen kvantumos szerkezetű mezőt, amely gyorsuló áramlásba jön, és kiváltja a gravitációs kölcsönhatást. Ugyanennek a közegnek az ellenállását kell legyőznünk amikor gyorsítunk egy testet, és ez utóbbi jelenség maga a tehetetlen tömeg.” (Ez volt Jánossy Lajos felfogása is!)

Amikor Einstein azt állítja, hogy a téridő szerkezetét meggörbítik maguk körül a tömeggel bíró testek, akkor ez még önmagában nem mond semmit a tehetetlenségről.

Ha viszont úgy fogalmazunk, hogy a tömeggel bíró test egy kvantumos szerkezetű kontínuumot nyel el, és ennek mozgásállapota határozza meg mindenütt a téridő szerkezetét, akkor rögtön megmagyaráztuk a tehetetlen tömeg fogalmát is. Ugyanis a testek tehetetlensége azt jelenti, hogy ha gyorsítjuk őket, akkor föllépnek a makrohatások, mert megszűnik a mező szuperfolyékonysága. A mező ellenáll, amit erőbefektetéssel kell legyőznünk.

Az Einstein-egyenletek tehát valójában a szuperfolyékony gravitonmező áramlását írják le. Ha van nyelő a tér adott pontján, vagyis a jobb oldal nem zérus, akkor a mező gyorsulva áramlik, görbült pályán. A tér nem euklideszi. A téridő szerkezetét a gravitonmező áramlási tulajdonságai határozzák meg. Ha a mező az adott inerciarendszerben nyugalomban van, vagy egyenletes sebességgel egyenesvonalú mozgást végez, akkor euklideszi a téridő.

Megjelenik az egyenletekben egy érdekes mennyiség, az ún. Christoffel-szimbólum.

Fölhívom a figyelmet arra, hogy a Christoffel-szimbólum értelmezése Hilbert szerint: a gravitációs térerősség tenzora. Dimenziója m/s^2, vagyis gyorsulás!” (A g_{ik} metrikus tenzor pedig az éter áramlási sebessége, pontosan ezt látjuk a Béta-metrika esetén!)

Látjuk tehát, hogy dr. Gazdag László ugyanazokat a fontos következtetéseket vonja le, amiket én. A tömegek nyelők, valamilyen szuperfolyékony közeget nyelnek. A gravitáció az éter gyorsuló áramlása. g_{ik} az áramlás sebességével áll kapcsolatban (nézzük meg hogy a Béta-metrikában pl. $g_{01} = \beta_x$!) A $\Gamma_{ik}^{\ l}$ Christoffel-szimbólum pedig gyorsulás, pl. $\Gamma_{01}^{\ 0} = -B_x = \beta\partial\beta/\partial x$, és ne feledjük hogy a gyorsulás az

($\underline{v}$, grad)$\underline{v}$, azaz pl. $\beta\partial\beta/\partial x$!

Homályos Zóna 19.o: „De előbb hadd idézzek László Ervinnek, a nemzetközi hírű tudósnak, a Római Klub tagjának, a Klub 5. jelentése (Célok az emberiség számára, 1977) Írójának, a Budapest Klub alapítójának Kozmikus Kapcsolatok (A harmadik évezred világképe) című művéből (Magyar Könyvklub, Budapest, 1996)

A kvantumvákuum megdöbbentő sűrűségű energiát tartalmaz. Wheeler ezt a tömörséget köbcentiméterenként 10^{94} grammra becsüli, ami annyit jelent, hogy a vákuumban rejlő energia nemcsak az anyagban megkötött összes energia mennyiségével egyenlő, hanem David Bohm számításai szerint még ennél is kb. tízszer több. Ehhez viszonyítva az atommag energiasűrűsége szinte elenyésző, mivel köbcentiméterenként csak 10^{15} gramm.

László Ervin szerint a vákuum egy hatalmas holomezővé válik szüntelen, a kozmikus hologram minden tárgyról, sőt annak mozgásáról információt közvetít. Ezt nevezi László Ervin Pszí-mezőnek, a Schrödinger-féle pszí-függvényre utalva. A Schrödinger-egyenlet a kvantummechanika (hullámmechanika) alapegyenlete, amely összefüggést teremt a részecske tömege (egész pontosan a részecske impulzusa) és a részecskének megfelelő hullám frekvenciája között. A szuperfolyékony vákuumban örvények keletkezhetnek, amelyek tömeggel bíró részecskeként viselkednek, és információt kódolnak. Ezek az örvények nem egyebek mint spinnel rendelkező elemi szolitonok, és végső soron minden ismert elemi részecske ilyen szoliton. Szerkezetüket az éter rezgése és áramlása határozza meg. A kvantumgravitáció lényegében akusztiko-hidrodinamika lesz. Erről bővebben írok a Bizonyíték 3. részében. Einstein geometrizálni akarta a fizikát. Nálunk a fizikából akusztiko-hidrodinamika lesz. Még a geometria is felépíthető rezgésekből!

Még egy pár sor a korunkban oly divatos húrelméletről:
Szerintem a húrelmélet alapgondolata nagyon is világos: rezgő rendszerekre vezeti vissza az elemi részecskéket. A legegyszerűbb rezgő rendszer a húr, ezt egzaktul meg lehet oldani. A következő egyszerű eset a rezgő membrán, ezt is meg lehet oldani. Ám az elemi részecske ezeknél bonyolultabb képződmény, háromdimenziós áramlásokból és bizonyos topológiai csűrcsavarokból tevődik össze, na ez már túl bonyolult a húrelméletnek, talán ezért szakadt öt ágra, különböző részfeladatokat próbálnak megoldani. Lehet hogy matek játék, de annyiban igenis van köze a valósághoz, hogy az elemi részecskék is rezgő rendszerek. A részecskék tömegspektrumát rezgésekre felírt sajátértékegyenletekből kell tudnunk megkapni. A rezgéseknek szimmetriái vannak, eszerint lehet osztályozni a részecskéket. Vannak virtuális rezonanciaállapotok, ezek az ultrarövid életű részecskék, rezonanciák. Ha fel tudjuk írni a pontos rezgésspektrumot akkor meg lehet jósolni új rezonanciákat, sőt bizonyos kvark-gluon-plazma-állapotokat is, ezek már bonyolult kollektív állapotok, nagyon nehéz velük mit kezdeni. Én egy olyan perspektívát látok ebben, hogy ultranagy stabil atommagok létrehozása, merőben új anyagok, hiperszilárd fémek, iszonyú nagy fajsúllyal, neutronszálak, eltéphetetlen fóliák. Intelligens, emlékező anyagok. Gyűrű alakú atommagok, amelyek egymásba láncolhatók, több millió tonna súlyt elbíró pókfonalak…

Az éterelmélet (TIP-teória) tehát nem meghaladja Einsteint, hanem igazolja, és mélyebb alapokra helyezi. Nem egy konkurrens elmélet, mert belőle egész pontosan azok az eredmények jönnek ki, amik Einstein elméletéből. Akkor mi a haszna? Ad-e valami újat?

Nos a haszna az, hogy sokkal egyszerűbbé teszi a számolást, és megoldhatóvá tesz sok olyan esetet is, amit eddig megoldhatatlannak hittek. Megteremti a közös alapot a négy kölcsönhatás egyesítésére. Az elektromágnesség ugyanígy TIP-áramlásra vezethető vissza, ezt elektroTIP-nek nevezhetjük. A magerők is kezelhetőbbé tehetők. Ott az erős spincsatolás bonyolítja meg a dolgokat. A spin a TIP örvényeként kezelhető, a spinnel rendelkező részecskék kis pörgettyűk, mini Kerr-feketelyukak. Miért van kétféle spin? Feles és egész. Talán azért, amiért egy papírszalagot is kétféleképpen lehet összeragasztani, félfordulattal (Möbius szalag) vagy egész fordulattal. Vannak csavart szolitonok, amelyek miközben előre haladnak, közben dugóhúzószerűen forognak is, ilyenek Kisfaludy György marutkinunjai is, amelyek $\pi/2$ vagy π fordulatot tesznek, előbbi a feles, utóbbi az egész spin megfelelője. A csatolt, lengő vagy más módon mozgó pörgettyűk viselkedése egymaga is elég izgalmas téma, Laithwaite ezekkel vívta ki, hogy az egész tudományos világ kiközösítette. Hiába, az úttörőknek sosem volt könnyű. Sokan próbálnak örökmozgót csinálni ezen a módon. Talán Orffyreus kerekének is ez volt a titka. De mostantól nem kell sötétben tapogatózni, mert az eredményeim után már nem lehet kétséges az éter léte, a formuláim pedig lehetővé teszik akármilyen kitekert metrikájú téridők konstruálását is. Több tengely körül forgó, kavargó, áramló TIP metrikája is számolható, ha egy lifter-ketyerébe éppen ilyen kell. Az éter-analógia átvihető az elektromágneses számításokba is. A vektorpotenciál az elektroTIP áramlási sebessége.

$H = \mathrm{rot}\, A$ miatt a mágnesség nem más, mint a TIP örvénylése, az elektrosztatikus tér pedig a TIP gyorsulása, ahogy a gravitációnál. Gravitomágnesség is létrehozható gyors forgásokkal. Nem kizárt hogy az atommagban ilyen erők működnek.

Akinek kérdése, észrevétele van, írhat nekem a kristmikl@freemail.hu címre, vagy a

kristofmiki@freemail.hu címre. Szeretettel várok minden levelet!

100 évig azt hittük, hogy a világűrt a Nagy Semmi tölti ki! Most íme, kiderült hogy ez a Semmi nagyon is eleven közeg, amely mindennek az alapja, és amelyben világok trilliói férnek el a miénken kívül! Úgyhogy elmondhatom Bolyai János híres szavait:

Semmiből egy új másvilágot teremtettem! Kristóf Miklós 2004.1.4

Utóirat 2004.1.29: A TIP nem más mint az Egyetemes Tükröző közeg.

A klasszikus fizika eddig nem számolt a dolgok önegymástükröző jellegével.

Ezért különálló diszciplinák születtek, mint a Relativitáselmélet és a Kvantum-fizika. A gravitáció más jellegű erőnek mutatkozott, mint az elektromágneses, a gyenge és az erős kölcsönhatás. Ennek oka az hogy először éppen a gravitációnál jött elő élesen ez az önegymástükröző jelleg. A tömegek a TIP szolitonjai, önfenntartó hullámcsomagjai, és a gravitáció révén éppen ezt a TIP-et nyelik el, amelynek hullámaiból ők maguk állnak. Ennek köszönhető, hogy a metrikus tulajdonságok a gravitációval állnak szoros kapcsolatban.

Az én felismerésem az, hogy a mechanikai mozgás lényegében hangterjedés áramló közegben. Az áramló közeg szerepét a TIP játssza. A részecskék pályáját leíró Hamilton-Jacobi egyenlet viszont szoros kapcsolatban áll az akusztikai hullámot leíró egyenlettel, és ez nem véletlen. Ugyanez a Hamilton-Jacobi egyenlet jön elő a kvantumfizikánál is. A kvantumfizika ismerte fel azt a tényt, hogy az anyag egyúttal hullám is. Ha ehhez hozzávesszük azt, hogy az anyaghullámok egy közegben, a TIP-ben haladnak, és a tömegek éppen ezt a TIP-et nyelik el, akkor létrejöhet végre a kvantumgravitáció egységes elmélete.

A Kvadromatika alapfelismerése az, hogy a dolgok tükrök, melyek egymást és önmagukat tükrözik. A Mandelbrot-halmaz ezt az önegymástükrözést jeleníti meg. Az elektromágneses erők ugyanúgy levezethetők egy bozontér áramlásából, mint a gravitáció. Ebből következik, hogy az anyag belsejében erősen görbült téridő van. Ha kiszámoljuk az atomban az elektron gyorsulását, kolosszális értéket kapunk. Emiatt a H atom elektronja a vákuumot 94 C^o-osnak érzékelné, és ennek mérhető következményei lennének.

A valóságban ilyen eltérések nincsenek. Másrészt a gyorsuló elektronnak sugároznia kellene, de nem teszi. Mindez arról győz meg, hogy az elektron a

TIP-hez képest nem gyorsul! A mag a TIP-et nyeli, így a TIP gyorsulva áramlik. Az elektron centripetális gyorsulása ezt kiegyenlíti, így az elektron a TIP-hez képest nem gyorsul! Vagyis ugyanaz a helyzet mint a Föld körül keringő műholdnál, ahol súlytalanság van. A gravitáció és az elektromágnesség tehát egységesen tárgyalható a TIP-teória keretében.

3. rész
Bizonyíték az éter létére 3.

Vizsgáljuk most azt az általánosabb esetet, amikor rot $\underline{\beta}$ nem nulla! Még mindig stacionáris esetet vizsgálunk, azaz $\partial/\partial t = 0$. $\beta^2 = \beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2$. Most nem alkalmazunk külön feltevést, így a $\mathrm{div\,grad}\frac{\beta^2}{2} = 0$ feltevést sem, ezt majd utólag ellenőrizzük. (Mint tudjuk, ez a feltevés a Kerr metrika esetében is igaz.)

A Béta-metrika g_{ik} és g^{ik} tenzora most is

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} \beta^2 - 1 & \beta_x & \beta_y & \beta_z \\ \beta_x & 1 & 0 & 0 \\ \beta_y & 0 & 1 & 0 \\ \beta_z & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{és} \quad g^{ik} = \begin{pmatrix} -1 & \beta_x & \beta_y & \beta_z \\ \beta_x & 1-\beta_x^2 & -\beta_x\beta_y & -\beta_x\beta_z \\ \beta_y & -\beta_y\beta_x & 1-\beta_y^2 & -\beta_y\beta_z \\ \beta_z & -\beta_z\beta_x & -\beta_z\beta_y & 1-\beta_z^2 \end{pmatrix}$$

$$\Gamma_{kij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial g_{kj}}{\partial x_i} + \frac{\partial g_{ij}}{\partial x_k} - \frac{\partial g_{ki}}{\partial x_j}\right) \quad \text{és} \quad \Gamma_{ki}{}^{j} = g^{jm}\,\Gamma_{kim}\,.$$

A következő jelöléseket alkalmazzuk:

$$B_x = \beta\partial_x\beta = \partial_x\frac{\beta^2}{2}, \quad B_y = \beta\partial_y\beta = \partial_y\frac{\beta^2}{2}, \quad B_z = \beta\partial_z\beta = \partial_z\frac{\beta^2}{2}.$$

Vektoriálisan $\underline{B} = \mathrm{grad}\,\frac{\beta^2}{2}$.

$$R_x = \frac{1}{2}(\partial_y\beta_z - \partial_z\beta_y),\ R_y = \frac{1}{2}(\partial_z\beta_x - \partial_x\beta_z),\ R_z = \frac{1}{2}(\partial_x\beta_y - \partial_y\beta_x)$$

Vektoriálisan $\underline{R} = \frac{1}{2}\,\mathrm{rot}\,\underline{\beta}$.

$$D_x = \frac{1}{2}(\partial_y\beta_z + \partial_z\beta_y),\ D_y = \frac{1}{2}(\partial_z\beta_x + \partial_x\beta_z),\ D_z = \frac{1}{2}(\partial_x\beta_y + \partial_y\beta_x)$$

$$D_x = \partial_y\beta_z - R_x = \partial_z\beta_y + R_x, \qquad D_y = \partial_z\beta_x - R_y = \partial_x\beta_z + R_y,$$

$$D_z = \partial_x\beta_y - R_z = \partial_y\beta_x + R_z$$

$$S_x = \beta_y R_z - \beta_z R_y,\ S_y = \beta_z R_x - \beta_x R_z,\ S_z = \beta_x R_y - \beta_y R_x$$

Vektoriálisan $\underline{S} = \underline{\beta} \times \underline{R} = \frac{1}{2}\,\underline{\beta} \times \mathrm{rot}\,\underline{\beta}$.

$A = \underline{\beta}\,\underline{B} = \beta_x B_x + \beta_y B_y + \beta_z B_z$.

Most jöhetnek a Γ_{kij} tényezők:

$$\Gamma_{0ij}=\begin{pmatrix} 0 & -B_x & -B_y & -B_z \\ B_x & 0 & R_z & -R_y \\ B_y & -R_z & 0 & R_x \\ B_z & R_y & -R_x & 0 \end{pmatrix} \qquad \Gamma_{1ij}=\begin{pmatrix} B_x & 0 & R_z & -R_y \\ \partial_x\beta_x & 0 & 0 & 0 \\ D_z & 0 & 0 & 0 \\ D_y & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\Gamma_{2ij}=\begin{pmatrix} B_y & -R_z & 0 & R_x \\ D_z & 0 & 0 & 0 \\ \partial_y\beta_y & 0 & 0 & 0 \\ D_x & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \qquad \Gamma_{3ij}=\begin{pmatrix} B_z & R_y & -R_x & 0 \\ D_y & 0 & 0 & 0 \\ D_x & 0 & 0 & 0 \\ \partial_z\beta_z & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Ennek megfelelően a $\Gamma_{ki}{}^{j}$ tényezők:

$$\Gamma_{0i}{}^{j}=\begin{pmatrix} -A & -B_x+\beta_x A & -B_y+\beta_y A & -B_z+\beta_z A \\ -B_x+S_x & \beta_x\left(B_x-S_x\right) & \beta_y\left(B_x-S_x\right)+R_z & \beta_z\left(B_x-S_x\right)-R_y \\ -B_y+S_y & \beta_x\left(B_y-S_y\right)-R_z & \beta_y\left(B_y-S_y\right) & \beta_z\left(B_y-S_y\right)+R_x \\ -B_z+S_z & \beta_x\left(B_z-S_z\right)+R_y & \beta_y\left(B_z-S_z\right)-R_x & \beta_z\left(B_z-S_z\right) \end{pmatrix}$$

$$\Gamma_{1i}{}^{j}=\begin{pmatrix} -B_x+S_x & \beta_x\left(B_x-S_x\right) & \beta_y\left(B_x-S_x\right)+R_z & \beta_z\left(B_x-S_x\right)-R_y \\ -\partial_x\beta_x & \beta_x\partial_x\beta_x & \beta_y\partial_x\beta_x & \beta_z\partial_x\beta_x \\ -D_z & \beta_x D_z & \beta_y D_z & \beta_z D_z \\ -D_y & \beta_x D_y & \beta_y D_y & \beta_z D_y \end{pmatrix}$$

$$\Gamma_{2i}{}^{j}=\begin{pmatrix} -B_y+S_y & \beta_x\left(B_y-S_y\right)-R_z & \beta_y\left(B_y-S_y\right) & \beta_z\left(B_y-S_y\right)+R_x \\ -D_z & \beta_x D_z & \beta_y D_z & \beta_z D_z \\ -\partial_y\beta_y & \beta_x\partial_y\beta_y & \beta_y\partial_y\beta_y & \beta_z\partial_y\beta_y \\ -D_x & \beta_x D_x & \beta_y D_x & \beta_z D_x \end{pmatrix}$$

$$\Gamma_{3i}{}^{j}=\begin{pmatrix} -B_z+S_z & \beta_x\left(B_z-S_z\right)+R_y & \beta_y\left(B_z-S_z\right)-R_x & \beta_z\left(B_z-S_z\right) \\ -D_y & \beta_x D_y & \beta_y D_y & \beta_z D_y \\ -D_x & \beta_x D_x & \beta_y D_x & \beta_z D_x \\ -\partial_z\beta_z & \beta_x\partial_z\beta_z & \beta_y\partial_z\beta_z & \beta_z\partial_z\beta_z \end{pmatrix}$$

R_{ik} kiszámolásánál még két jelölést bevezetünk:

$$L = \partial_x^2\frac{\beta^2}{2} + \partial_y^2\frac{\beta^2}{2} + \partial_z^2\frac{\beta^2}{2}.$$

$L = \mathrm{divgrad}\,\dfrac{\beta^2}{2}$.

$$T_x = \partial_y R_z - \partial_z R_y\ ,\ \ T_y = \partial_z R_x - \partial_x R_z\ ,\ \ T_z = \partial_x R_y - \partial_y R_x$$

Vektoriálisan $\underline{T} = \mathrm{rot}\,\underline{R} = \dfrac{1}{2}$ rot rot $\underline{\beta}$.

$R_{ik} = \partial_i\, \Gamma_{kj}{}^{j} - \partial_j\, \Gamma_{ik}{}^{j} + \Gamma_{im}{}^{j}\, \Gamma_{kj}{}^{m} - \Gamma_{mj}{}^{j}\, \Gamma_{ik}{}^{m}$

Ebben a felírásban szerepel a $\Gamma_{kj}{}^{j}$ tényező, ami egy négytagú összeg:

$\Gamma_{kj}{}^{j} = \Gamma_{k0}{}^{0} + \Gamma_{k1}{}^{1} + \Gamma_{k2}{}^{2} + \Gamma_{k3}{}^{3}$. Megmutatom, hogy ez nulla, így az R_{ik} felírásában két tag mindjárt nulla lesz! Ez nagyfokú egyszerűsödést jelent.

$k = 0$: $\Gamma_{0j}{}^{j} = \Gamma_{00}{}^{0} + \Gamma_{01}{}^{1} + \Gamma_{02}{}^{2} + \Gamma_{03}{}^{3}$
$= -A + \beta_x\left(B_x - S_x\right) + \beta_y\left(B_y - S_y\right) + \beta_z\left(B_z - S_z\right)$

Vegyük figyelembe hogy $A = \underline{\beta}\,\underline{B} = \beta_x B_x + \beta_y B_y + \beta_z B_z$, továbbá

$\underline{\beta}\,\underline{S} = \beta_x S_x + \beta_y S_y + \beta_z S_z = 0$ mert $\underline{S} = \dfrac{1}{2}\,\underline{\beta} \times \mathrm{rot}\,\underline{\beta}$. Tehát $\Gamma_{0j}{}^{j} = 0$.

$k = 1$: $\Gamma_{1j}{}^{j} = \Gamma_{10}{}^{0} + \Gamma_{11}{}^{1} + \Gamma_{12}{}^{2} + \Gamma_{13}{}^{3} = -B_x + S_x + \beta_x \partial_x \beta_x + \beta_y D_z + \beta_z D_y$

Most $B_x = \partial_x \dfrac{\beta^2}{2} = \partial_x \dfrac{\beta_x^2}{2} + \partial_x \dfrac{\beta_y^2}{2} + \partial_x \dfrac{\beta_z^2}{2} = \beta_x \partial_x \beta_x + \beta_y \partial_x \beta_y + \beta_z \partial_x \beta_z$ és

$D_z = \partial_x \beta_y - R_z,\ D_y = \partial_x \beta_z + R_y$, valamint $S_x = \beta_y R_z - \beta_z R_y$ figyelembevételével $\Gamma_{1j}{}^{j} = 0$.

k=2 és k=3 esetében az eljárás teljesen hasonló. Ennek megfelelően

$R_{ik} = -\partial_j\, \Gamma_{ik}{}^{j} + \Gamma_{im}{}^{j}\, \Gamma_{kj}{}^{m}$

$R_{00} = -\partial_j\, \Gamma_{00}{}^{j} + \Gamma_{0m}{}^{j}\, \Gamma_{0j}{}^{m} =$

$= -\partial_x\left(-B_x + \beta_x A\right) - \partial_y\left(-B_y + \beta_y A\right) - \partial_z\left(-B_z + \beta_z A\right) + \Gamma_{0m}{}^{j}\, \Gamma_{0j}{}^{m} =$

$= \mathrm{divgrad}\,\dfrac{\beta^2}{2} - \mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(\underline{\beta}\ \mathrm{grad}\,\dfrac{\beta^2}{2})) + \Gamma_{0m}{}^{j}\, \Gamma_{0j}{}^{m} =$

$= \mathrm{divgrad}\,\dfrac{\beta^2}{2} - \mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(\underline{\beta}\ \mathrm{grad}\,\dfrac{\beta^2}{2})) +$

$+ A^2 + (B_x - S_x)(B_x - \beta_x A) + (B_y - S_y)(B_y - \beta_y A) + (B_z - S_z)(B_z - \beta_z A) +$

$+ (B_x - \beta_x A)(B_x - S_x) + \beta_x (B_x - S_x)\, \beta_x (B_x - S_x) +$

$+ (\beta_x (B_y - S_y) - R_z)(\beta_y (B_x - S_x) + R_z) + (\beta_x (B_z - S_z) + R_y)(\beta_z (B_x - S_x) - R_y) +$

$+ (B_y - \beta_y A)(B_y - S_y) + (\beta_x (B_y - S_y) - R_z)(\beta_y (B_x - S_x) + R_z) +$

$+ \beta_y (B_y - S_y)\, \beta_y (B_y - S_y) + (\beta_y (B_z - S_z) - R_x)(\beta_z (B_y - S_y) + R_x) +$

$+ (B_z - \beta_z A)(B_z - S_z) + (\beta_x (B_z - S_z) + R_y)(\beta_z (B_x - S_x) - R_y) +$

$+ (\beta_y (B_z - S_z) - R_x)(\beta_z (B_y - S_y) + R_x) + \beta_z (B_z - S_z)\, \beta_z (B_z - S_z) =$

$= \mathrm{divgrad}\, \dfrac{\beta^2}{2} - \mathrm{div}\, (\underline{\beta}\, (\underline{\beta}\, \mathrm{grad}\, \dfrac{\beta^2}{2})) +$

$+ A^2 + B_x B_x - S_x B_x - B_x \beta_x A + S_x \beta_x A + B_y B_y - S_y B_y - B_y \beta_y A + S_y \beta_y A +$

$+ B_z B_z - S_z B_z - B_z \beta_z A + S_z \beta_z A +$

$+ B_x B_x - B_x S_x - \beta_x A B_x + \beta_x A S_x + \beta_x B_x \beta_x B_x - \beta_x B_x \beta_x S_x - \beta_x S_x \beta_x B_x + \beta_x S_x \beta_x S_x +$

$+ \beta_x B_y \beta_y B_x - \beta_x B_y \beta_y S_x + \beta_x B_y R_z - \beta_x S_y \beta_y B_x + \beta_x S_y \beta_y S_x - \beta_x S_y R_z - R_z \beta_y B_x +$

$+ R_z \beta_y S_x - R_z R_z +$

$+ \beta_x B_z \beta_z B_x - \beta_x B_z \beta_z S_x - \beta_x B_z R_y - \beta_x S_z \beta_z B_x + \beta_x S_z \beta_z S_x + \beta_x S_z R_y + R_y \beta_z B_x -$

$- R_y \beta_z S_x - R_y R_y +$

$+ B_y B_y - B_y S_y - \beta_y A B_y + \beta_y A S_y +$

$+ \beta_x B_y \beta_y B_x - \beta_x B_y \beta_y S_x + \beta_x B_y R_z - \beta_x S_y \beta_y B_x + \beta_x S_y \beta_y S_x - \beta_x S_y R_z - R_z \beta_y B_x +$

$+ R_z \beta_y S_x - R_z R_z +$

$+ \beta_y B_y \beta_y B_y - \beta_y B_y \beta_y S_y - \beta_y S_y \beta_y B_y + \beta_y S_y \beta_y S_y +$

$+ \beta_y B_z \beta_z B_y - \beta_y B_z \beta_z S_y + \beta_y B_z R_x - \beta_y S_z \beta_z B_y + \beta_y S_z \beta_z S_y - \beta_y S_z R_x - R_x \beta_z B_y +$

$+ R_x \beta_z S_y - R_x R_x +$

$+ B_z B_z - B_z S_z - \beta_z A B_z + \beta_z A S_z +$

$+ \beta_x B_z \beta_z B_x - \beta_x B_z \beta_z S_x - \beta_x B_z R_y - \beta_x S_z \beta_z B_x + \beta_x S_z \beta_z S_x + \beta_x S_z R_y + R_y \beta_z B_x -$

$- R_y \beta_z S_x - R_y R_y +$

$+ \beta_y B_z \beta_z B_y - \beta_y B_z \beta_z S_y + \beta_y B_z R_x - \beta_y S_z \beta_z B_y + \beta_y S_z \beta_z S_y - \beta_y S_z R_x - R_x \beta_z B_y +$

$+ R_x \beta_z S_y - R_x R_x +$

$+ \beta_z B_z \beta_z B_z - \beta_z B_z \beta_z S_z - \beta_z S_z \beta_z B_z + \beta_z S_z \beta_z S_z =$

A színes részek az $A = \underline{\beta}\, \underline{B} = \beta_x B_x + \beta_y B_y + \beta_z B_z$, továbbá a

$\underline{\beta}\, \underline{S} = \beta_x S_x + \beta_y S_y + \beta_z S_z = 0$ figyelembevételével nullák, a maradék:

$R_{00} = \mathrm{divgrad}\, \dfrac{\beta^2}{2} - \mathrm{div}\, (\underline{\beta}\, (\underline{\beta}\, \mathrm{grad}\, \dfrac{\beta^2}{2})) +$

$+ 2(B_x B_x + B_y B_y + B_z B_z + B_x S_x + B_y S_y + B_z S_z - R_x R_x - R_y R_y - R_z R_z -$

$- \beta_x S_y R_z + R_z \beta_y S_x + \beta_x S_z R_y - R_y \beta_z S_x - \beta_y S_z R_x + R_x \beta_z S_y + \beta_x B_y R_z - R_z \beta_y B_x -$

$- \beta_x B_z R_y + R_y \beta_z B_x + \beta_y B_z R_x - R_x \beta_z B_y)$

$\underline{S} = \underline{\beta} \times \underline{R}$ figyelembevételével a végeredmény: (a színes rész S^2és $\underline{B}\ \underline{S}$)

$R_{00} = \text{divgrad}\ \frac{\beta^2}{2} - \text{div}\ (\underline{\beta}\ (\underline{\beta}\ \text{grad}\ \frac{\beta^2}{2})) + 2\ (B^2 - R^2 + S^2 - 2\ \underline{B}\ \underline{S})$ azaz

$R_{00} = \text{divgrad}\ \frac{\beta^2}{2} - \text{div}\ (\underline{\beta}\ (\underline{\beta}\ \text{grad}\ \frac{\beta^2}{2})) + 2\ ((\underline{B} - \underline{S})^2 - R^2)$.

Láttuk hogy a Schwarzschild és a Kerr metrika esetén divgrad $\frac{\beta^2}{2}$ =0 teljesül.

Itt értelemszerűen bevezettük a $B^2 = B_xB_x + B_yB_y + B_zB_z$, az $R^2 = R_xR_x + R_yR_y + R_zR_z$ valamint az $S^2 = S_xS_x + S_yS_y + S_zS_z$ és a $\underline{B}\ \underline{S} = B_xS_x + B_yS_y + B_zS_z$ jelöléseket.

$R_{01} = -\partial_j\ \Gamma_{01}{}^j + \Gamma_{0m}{}^j\ \Gamma_{1j}{}^m =$

$= -\partial_x\left(\beta_x\left(B_x - S_x\right)\right) - \partial_y\left(\beta_y\left(B_x - S_x\right) + R_z\right) - \partial_z\left(\beta_z\left(B_x - S_x\right) - R_y\right) + \Gamma_{0m}{}^j$
$\Gamma_{1j}{}^m =$

$= -\ \text{div}\ (\underline{\beta}\ (B_x - S_x)) - T_x +$

$+\ (B_x - S_x)A + (\partial_x \beta_x)\ (B_x - \beta_xA) + D_z\ (B_y - \beta_yA) + D_y\ (B_z - \beta_zA) -$

$-\ \beta_x\ (B_x - S_x)\ (B_x - S_x) + \beta_x\ (\partial_x \beta_x)\ \beta_x\ (B_x - S_x) +$

$+\ \beta_x\ D_z\ (\beta_y\ (B_x - S_x) + R_z) + \beta_x\ D_y\ (\beta_z\ (B_x - S_x) - R_y) -$

$-\ (\beta_y\ (B_x - S_x) + R_z)\ (B_y - S_y) + \beta_y\ (\partial_x \beta_x)\ (\beta_x\ (B_y - S_y) - R_z) +$

$+\ \beta_y\ D_z\ \beta_y\ (B_y - S_y) + \beta_y\ D_y\ (\beta_z\ (B_y - S_y) + R_x) -$

$-\ (\beta_z\ (B_x - S_x) - R_y)\ (B_z - S_z) + \beta_z\ (\partial_x \beta_x)\ (\beta_x\ (B_z - S_z) + R_y) +$

$+\ \beta_z\ D_z\ (\beta_y\ (B_z - S_z) - R_x) + \beta_z\ D_y\ \beta_z\ (B_z - S_z) =$

$= -\ \text{div}\ (\underline{\beta}\ (B_x - S_x)) - T_x +$

$+ B_x A - S_xA + (\partial_x \beta_x)B_x - (\partial_x \beta_x)\beta_xA +$

$+\ D_z B_y - D_z \beta_yA + D_y B_z - D_y\beta_zA -$

$-\ \beta_x B_x B_x + \beta_x B_x S_x + \beta_x S_xB_x - \beta_x S_xS_x +$

$+ \beta_x (\partial_x \beta_x)\ \beta_x B_x - \beta_x (\partial_x \beta_x)\ \beta_x S_x +$

$+ \beta_x D_z \beta_y B_x - \beta_x D_z \beta_y S_x + \beta_x D_z R_z +$

$+ \beta_x D_y \beta_z B_x - \beta_x D_y \beta_z S_x - \beta_x D_y R_y -$

$$- \beta_y B_x B_y + \beta_y B_x S_y + \beta_y S_x B_y - \beta_y S_x S_y - R_z B_y + R_z S_y +$$

$$+ \beta_y (\partial_x \beta_x) \beta_x B_y - \beta_y (\partial_x \beta_x) \beta_x S_y - \beta_y (\partial_x \beta_x) R_z +$$

$$+ \beta_y D_z \beta_y B_y - \beta_y D_z \beta_y S_y +$$

$$+ \beta_y D_y \beta_z B_y - \beta_y D_y \beta_z S_y + \beta_y D_y R_x -$$

$$- \beta_z B_x B_z + \beta_z B_x S_z + \beta_z S_x B_z - \beta_z S_x S_z + R_y B_z - R_y S_z +$$

$$+ \beta_z (\partial_x \beta_x) \beta_x B_z - \beta_z (\partial_x \beta_x) \beta_x S_z + \beta_z (\partial_x \beta_x) R_y +$$

$$+ \beta_z D_z \beta_y B_z - \beta_z D_z \beta_y S_z - \beta_z D_z R_x +$$

$$+ \beta_z D_y \beta_z B_z - \beta_z D_y \beta_z S_z =$$

$$= - \operatorname{div} (\underline{\beta} (B_x - S_x)) - T_x +$$
$$+ B_x A - S_x A + (\partial_x \beta_x) B_x - (\partial_x \beta_x) \beta_x A +$$
$$+ (\partial_x \beta_y - R_z) B_y - (\partial_x \beta_y - R_z) \beta_y A + (\partial_x \beta_z + R_y) B_z - (\partial_x \beta_z + R_y) \beta_z A -$$
$$- \beta_x B_x B_x + \beta_x B_x S_x + \beta_x S_x B_x - \beta_x S_x S_x +$$
$$+ \beta_x (\partial_x \beta_x) \beta_x B_x - \beta_x (\partial_x \beta_x) \beta_x S_x +$$
$$+ \beta_x (\partial_x \beta_y - R_z) \beta_y B_x - \beta_x (\partial_x \beta_y - R_z) \beta_y S_x + \beta_x (\partial_x \beta_y - R_z) R_z +$$
$$+ \beta_x (\partial_x \beta_z + R_y) \beta_z B_x - \beta_x (\partial_x \beta_z + R_y) \beta_z S_x - \beta_x (\partial_x \beta_z + R_y) R_y -$$
$$- \beta_y B_x B_y + \beta_y B_x S_y + \beta_y S_x B_y - \beta_y S_x S_y - R_z B_y + R_z S_y +$$
$$+ \beta_y (\partial_x \beta_x) \beta_x B_y - \beta_y (\partial_x \beta_x) \beta_x S_y - \beta_y (\partial_x \beta_x) R_z +$$
$$+ \beta_y (\partial_x \beta_y - R_z) \beta_y B_y - \beta_y (\partial_x \beta_y - R_z) \beta_y S_y +$$
$$+ \beta_y (\partial_x \beta_z + R_y) \beta_z B_y - \beta_y (\partial_x \beta_z + R_y) \beta_z S_y + \beta_y (\partial_x \beta_z + R_y) R_x -$$
$$- \beta_z B_x B_z + \beta_z B_x S_z + \beta_z S_x B_z - \beta_z S_x S_z + R_y B_z - R_y S_z +$$
$$+ \beta_z (\partial_x \beta_x) \beta_x B_z - \beta_z (\partial_x \beta_x) \beta_x S_z + \beta_z (\partial_x \beta_x) R_y +$$
$$+ \beta_z (\partial_x \beta_y - R_z) \beta_y B_z - \beta_z (\partial_x \beta_y - R_z) \beta_y S_z - \beta_z (\partial_x \beta_y - R_z) R_x +$$
$$+ \beta_z (\partial_x \beta_z + R_y) \beta_z B_z - \beta_z (\partial_x \beta_z + R_y) \beta_z S_z$$

A színessel kiemeltek nullák, az A, az S_x és a B_x definícióját felhasználva.

A maradék rész így alakul:

$R_{01} = -\ \mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(B_x - S_x)) \ \ - T_x \ \ +$

$+(\partial_x \beta_x)B_x \ +(\partial_y\beta_x+R_z)B_y \ +(\partial_z\beta_x-R_y)B_z - \ \beta_x S_xS_x +$

$+\ \beta_x R_z \beta_y S_x +\beta_x(\partial_y\beta_x+R_z)R_z - \beta_x R_y \beta_z S_x - \beta_x(\partial_z\beta_x-R_y)R_y -$

$-\beta_y S_xS_y - R_zB_y + R_zS_y - \beta_y(\partial_x \beta_x) R_z + \beta_yR_z\beta_y S_y -$

$-\beta_y R_y \beta_z S_y +\beta_y(\partial_z\beta_x-R_y)R_x - \beta_z S_xS_z + R_yB_z - R_yS_z +$

$+\ \beta_z(\partial_x \beta_x)R_y + \beta_z R_z \beta_y S_z -\beta_z(\partial_y\beta_x+R_z)R_x - \beta_z R_y \beta_z S_z$

A pirossal kiemelt részben átalakítást végeztünk a D_z és a D_y kétféle felírása szerint.

$D_z=(\partial_x\beta_y-R_z) =(\partial_y\beta_x+R_z)$ és $D_y=(\partial_x\beta_z+R_y) =(\partial_z\beta_x-R_y)$

$R_{01} = -\ \mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(B_x - S_x)) \ \ - T_x \ \ +$

$+(\partial_x\beta_x)B_x \ + (\partial_y\beta_x + R_z)B_y \ + (\partial_z\beta_x - R_y)\,B_z - \ \beta_x S_xS_x +$

$+\ \beta_x R_z \beta_y S_x + \beta_x(\partial_y \beta_x + R_z)R_z - \beta_x R_y \beta_z S_x - \beta_x(\partial_z \beta_x - R_y)\,R_y -$

$-\beta_y S_xS_y - R_zB_y + R_zS_y - \beta_y(\partial_x \beta_x) R_z + \beta_yR_z\beta_y S_y -$

$-\beta_y R_y \beta_z S_y + \beta_y(\partial_z \beta_x - R_y)\,R_x - \beta_z S_xS_z + R_yB_z - R_yS_z +$

$+\ \beta_z(\partial_x \beta_x)R_y + \beta_z R_z \beta_y S_z - \beta_z(\partial_y \beta_x + R_z)\,R_x - \beta_z R_y \beta_z S_z \ =$

= A piros rész $\underline{B}\mathrm{grad}\ \beta_x$, a kék rész $-\underline{S}$ grad β_x .

A zöldek, a narancssárgák és a barnák nullák.

Marad tehát végül:

$R_{01} = -\ \mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(B_x - S_x)) \ \ - T_x \ \ + (\underline{B} - \underline{S})\ \mathrm{grad}\ \beta_x$

Szimmetriaokokból

$R_{02} = -\ \mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(B_y - S_y)) \ \ - T_y \ \ + (\underline{B} - \underline{S})\ \mathrm{grad}\ \beta_y$

$R_{03} = -\ \mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(B_z - S_z)) \ \ - T_z \ \ + (\underline{B} - \underline{S})\ \mathrm{grad}\ \beta_z$

A három egyenlet egy képletbe is összefoglalható, ha figyelembevesszük hogy

$\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(B_x - S_x)) = (B_x - S_x)\ \mathrm{div}\ \underline{\beta} + \underline{\beta}\ \ \mathrm{grad}\,(B_x - S_x)$. Ekkor

$R_{01} = -\ (B_x - S_x)\ \mathrm{div}\ \underline{\beta} - \underline{\beta}\ \ \mathrm{grad}\,(B_x - S_x) \ - T_x \ \ + (\underline{B} - \underline{S})\ \mathrm{grad}\ \beta_x$.

Ekkor a következő vektoranalitikai összefüggésre ismerhetünk rá:

$\mathrm{rot}\,(\underline{\beta} \times (\underline{B} - \underline{S})) = ((\underline{B} - \underline{S}), \mathrm{grad})\ \underline{\beta} - (\underline{\beta}, \mathrm{grad})(B_x - S_x) - (\underline{B} - \underline{S})\ \mathrm{div}\ \underline{\beta} +$

$+\ \underline{\beta}\ \mathrm{div}\ \ (\underline{B} - \underline{S})$. Ám ez az utóbbi tag éppen hiányzik. Így tehát

$\underline{R}_0 = \mathrm{rot}\,(\underline{\beta} \times (\underline{B} - \underline{S})) - \ \underline{\beta}\ \mathrm{div}\ \ (\underline{B} - \underline{S}) \ - \underline{T}$.

$\underline{R}_0$ a vektorrá összefogott R_{01} , R_{02} , R_{03} -t jelenti.

R_{11} következik:

$R_{11} = \ \ -\partial_j\, \Gamma_{11}{}^{j} + \Gamma_{1m}{}^{j}\, \Gamma_{1j}{}^{m} =$

$$= -\partial_x\left(\beta_x\partial_x\beta_x\right) -\partial_y\left(\beta_y\partial_x\beta_x\right) -\partial_z\left(\beta_z\partial_x\beta_x\right) + \Gamma_{1m}{}^{j}\,\Gamma_{1j}{}^{m} =$$

$= -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_x\,\beta_{x)} +$

$+ (B_x - S_x)\,(B_x - S_x) - (\partial_x\,\beta_{x)}\beta_x\,(B_x - S_x) - D_z\,(\beta_y\,(B_x - S_x) + R_z)$

$- D_y\,(\beta_z\,(B_x - S_x) - R_y) -$

$- (\partial_x\,\beta_{x)}\beta_x(B_x - S_x) + \beta_x(\partial_x\,\beta_{x)}\beta_x\,(\partial_x\,\beta_{x)} + \beta_y(\partial_x\,\beta_{x)}\,\beta_x\,D_z + \beta_z(\partial_x\,\beta_{x)}\beta_x\,D_y -$

$- D_z\,(\beta_y\,(B_x - S_x) + R_z) + \beta_x\,D_z\,\beta_y\,(\partial_x\,\beta_{x)} + \beta_y\,D_z\,\beta_y\,D_z + \beta_z\,D_z\beta_y\,D_y -$

$- D_y\,(\beta_z\,(B_x - S_x) - R_y) + \beta_x\,D_y\,\beta_z\,(\partial_x\,\beta_{x)} + \beta_y\,D_y\,\beta_z\,D_z + \beta_z\,D_y\beta_z\,D_y =$

$= -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_x\,\beta_{x)} +$

$+ B_x\,B_x - B_x\,S_x - S_x\,B_x + S_x\,S_x - (\partial_x\,\beta_{x)}\beta_x\,B_x + (\partial_x\,\beta_{x)}\beta_x\,S_x - D_z\,\beta_y\,B_x + D_z\,\beta_y\,S_x -$

$- D_z\,R_z - D_y\,\beta_z\,B_x + D_y\,\beta_z\,S_x + D_y\,R_y -$

$- (\partial_x\,\beta_{x)}\beta_x B_x + (\partial_x\,\beta_{x)}\beta_x S_x + \beta_x(\partial_x\,\beta_{x)}\beta_x\,(\partial_x\,\beta_{x)} + \beta_y(\partial_x\,\beta_{x)}\,\beta_x\,D_z +$

$+ \beta_z(\partial_x\,\beta_{x)}\beta_x\,D_y -$

$- D_z\,\beta_y\,B_x + D_z\,\beta_y\,S_x - D_z\,R_z + \beta_x\,D_z\,\beta_y\,(\partial_x\,\beta_{x)} + \beta_y\,D_z\,\beta_y\,D_z + \beta_z\,D_z\beta_y\,D_y -$

$- D_y\,\beta_z\,B_x + D_y\,\beta_z\,S_x + D_y\,R_y + \beta_x\,D_y\,\beta_z\,(\partial_x\,\beta_{x)} + \beta_y\,D_y\,\beta_z\,D_z + \beta_z\,D_y\beta_z\,D_y =$

$= -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_x\,\beta_{x)} +$

$+ B_xB_x - B_xS_x - S_x\,B_x + S_x\,S_x - (\partial_x\beta_x)\beta_xB_x + (\partial_x\beta_x)\beta_xS_x -$

$-(\partial_x\beta_y)\beta_yB_x + R_z\,\beta_y\,B_x + (\partial_x\beta_y)\beta_yS_x - R_z\,\beta_y\,S_x -$

$- (\partial_x\,\beta_y)\,R_z + R_z\,R_z - (\partial_x\beta_z)\beta_zB_x - R_y\,\beta_z\,B_x + (\partial_x\beta_z)\beta_zS_x + R_y\,\beta_z\,S_x +$

$+ (\partial_x\,\beta_z)\,R_y + R_y\,R_y - (\partial_x\,\beta_{x)}\beta_x B_x + (\partial_x\,\beta_{x)}\beta_x S_x + \beta_x(\partial_x\,\beta_{x)}\beta_x\,(\partial_x\,\beta_{x)} +$

$+ \beta_y(\partial_x\,\beta_{x)}\,\beta_x\,(\partial_x\,\beta_y) - \beta_y(\partial_x\,\beta_{x)}\,\beta_x\,R_z +$

$+ \beta_z(\partial_x\,\beta_{x)}\beta_x\,(\partial_x\,\beta_z) + \beta_z(\partial_x\,\beta_{x)}\beta_x\,R_y - (\partial_x\,\beta_y)\,\beta_y\,B_x + R_z\,\beta_y\,B_x$

$+ (\partial_x\,\beta_y)\,\beta_y\,S_x - R_z\,\beta_yS_x - (\partial_x\,\beta_y)\,R_z + R_z\,R_z + \beta_x\,(\partial_x\,\beta_y)\,\beta_y\,(\partial_x\,\beta_{x)} -$

$- \beta_x\,R_z\,\beta_y\,(\partial_x\,\beta_{x)} + \beta_y\,(\partial_x\,\beta_y)\,\beta_y\,(\partial_x\,\beta_y) - \beta_y\,(\partial_x\,\beta_y)\,\beta_y\,R_z -$

$- \beta_y\,R_z\,\beta_y\,(\partial_x\,\beta_y) + \beta_yR_z\beta_yR_z +$

$+ \beta_z\,(\partial_x\,\beta_y)\beta_y\,(\partial_x\,\beta_z) + \beta_z\,(\partial_x\,\beta_y)\beta_y\,R_y - \beta_z\,R_z\beta_y\,(\partial_x\,\beta_z) - \beta_zR_z\beta_yR_y -$

$- (\partial_x\,\beta_z)\,\beta_z\,B_x - R_y\,\beta_z\,B_x + (\partial_x\,\beta_z)\,\beta_z\,S_x + R_y\,\beta_z\,S_x + (\partial_x\,\beta_z)\,R_y + R_y\,R_y +$

$+ \beta_x\,(\partial_x\,\beta_z)\,\beta_z\,(\partial_x\,\beta_{x)} + \beta_x\,R_y\,\beta_z\,(\partial_x\,\beta_{x)} +$

$+ \beta_y\,(\partial_x\,\beta_z)\,\beta_z\,(\partial_x\,\beta_y) - \beta_y\,(\partial_x\,\beta_z)\,\beta_z\,R_z + \beta_y\,R_y\,\beta_z\,(\partial_x\,\beta_y) - \beta_y\,R_y\,\beta_z\,R_z +$

$+\ \beta_z(\partial_x\beta_z)\beta_z(\partial_x\beta_z) + \beta_z(\partial_x\beta_z)\beta_z R_y + \beta_z R_y\beta_z(\partial_x\beta_z) + \beta_z R_y\beta_z R_y =$

= A színes részek nullák, a maradék pedig így írható:

$R_{11} = -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_x\beta_{x)} + 2\,(D_y R_y - D_z R_{z)}$

A második tag így alakítható:

$2\,(D_y R_y - D_z R_{z)} =$

$= 1/2\,(\partial_z\beta_x + \partial_x\beta_{z)}\,(\partial_z\beta_x - \partial_x\beta_{z)} - 1/2\,(\partial_x\beta_y + \partial_y\beta_{x)}\,(\partial_x\beta_y - \partial_y\beta_{x)} =$

$= 1/2\,((\partial_z\beta_{x)}^2 - (\partial_x\beta_{z)}^2 - (\partial_x\beta_{y)}^2 + (\partial_y\beta_{x)}^{2}) =$

$= 1/2\,((\partial_x\beta_{x)}^2 + (\partial_y\beta_{x)}^2 + (\partial_z\beta_x)^2 - (\partial_x\beta_{x)}^2 - (\partial_x\beta_{y)}^2 - (\partial_x\beta_{z)}^{2}) =$

$= 1/2\,((\mathrm{grad}\,\beta_{x)}^2 - (\partial_x\underline{\beta}_{)}^{2)}$ tehát

$R_{11} = -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_x\beta_{x)} + 1/2\,((\mathrm{grad}\,\beta_{x)}^2 - (\partial_x\underline{\beta}_{)}^{2)}$ a végeredmény.

Szimmetriaokokból

$R_{22} = -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_y\beta_{y)} + 1/2\,((\mathrm{grad}\,\beta_{y)}^2 - (\partial_y\underline{\beta}_{)}^{2)}$

$R_{33} = -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_z\beta_{z)} + 1/2\,((\mathrm{grad}\,\beta_{z)}^2 - (\partial_z\underline{\beta}_{)}^{2)}$

Adjuk össze a három tagot:

$R_{11} + R_{22} + R_{33} = -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\mathrm{div}\,\underline{\beta})$ lesz, a többi tag összege nulla lesz!

Kaptunk tehát egy egyenletet: $\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\mathrm{div}\,\underline{\beta}) = 0$. Ezt a Kerre is ki lehet számolni.

A továbbiakhoz még R_{12} –t kell kiszámolni, utána elemezzük a kapott eredményt.

$R_{12} = -\,\partial_j\,\Gamma_{12}{}^{j} + \Gamma_{1m}{}^{j}\,\Gamma_{2j}{}^{m} =$

$$= -\partial_x\left(\beta_x D_z\right) - \partial_y\left(\beta_y D_z\right) - \partial_z\left(\beta_z D_z\right) + \Gamma_{1m}{}^{j}\,\Gamma_{12j}{}^{m} =$$

$= -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,D_{z)} +$

$+\ (B_x - S_x)\,(B_y - S_y) - D_z\,\beta_x\,(B_x - S_x) - (\partial_y\beta_{y)}\,(\beta_y\,(B_x - S_x) + R_z) -$

$-\,D_x\,(\beta_z\,(B_x - S_x) - R_y) -$

$-\,(\partial_x\beta_{x)}(\beta_x(B_y - S_y) - R_z) + \beta_x(\partial_x\beta_{x)}\beta_x D_z + \beta_y(\partial_x\beta_{x)}\,\beta_x\,(\partial_y\beta_{y)} +$

$+\,\beta_z(\partial_x\beta_{x)}\beta_x D_x -$

$-\,D_z\,\beta_y\,(B_y - S_y) + \beta_x D_z\beta_y D_z + \beta_y D_z\beta_y\,(\partial_y\beta_{y)} + \beta_z D_z\beta_y D_x -$

$-\ D_y\,(\beta_z\,(B_y - S_y) + R_x) + \beta_x D_y\beta_z D_z + \beta_y D_y\beta_z\,(\partial_y\beta_{y)} + \beta_z D_y\beta_z D_x =$

$= -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,D_{z)} +$

$+\,B_xB_y - B_x S_y - S_xB_y + S_x S_y - (\partial_y\beta_x)\beta_xB_x + (\partial_y\beta_x)\beta_xS_x - R_z\beta_x B_x + R_z\beta_x S_x -$

$-\,(\partial_y\beta_y)\beta_yB_x + (\partial_y\beta_y)\beta_yS_x - (\partial_y\beta_{y)}R_z - (\partial_y\beta_z)\beta_zB_x + (\partial_y\beta_z)\beta_zS_x +$

$+\,(\partial_y\beta_{z)}R_y + R_x\beta_z B_x - R_x\beta_z S_x - R_x R_y - (\partial_x\beta_{x)}\beta_x B_y + (\partial_x\beta_{x)}\beta_x S_y +$

$$+ (\partial_x \beta_{x)} R_z + \beta_x(\partial_x \beta_{x)}\beta_x (\partial_y \beta_x) + \beta_x(\partial_x \beta_{x)} \beta_x R_z + \beta_y(\partial_x \beta_{x)} \beta_x (\partial_y \beta_{y)} +$$

$$+ \beta_z(\partial_x \beta_{x)}\beta_x (\partial_y \beta_z) - \beta_z(\partial_x \beta_{x)}\beta_x R_x - (\partial_x \beta_y) \beta_y B_y + (\partial_x \beta_y) \beta_y S_y + R_z \beta_y B_y -$$
$$- R_z \beta_y S_y + \beta_x (\partial_y \beta_x) \beta_y (\partial_x \beta_y) + \beta_x R_z \beta_y (\partial_x \beta_y) - \beta_x (\partial_y \beta_x) \beta_y R_z - \beta_x R_z\beta_y R_z +$$
$$+ \beta_y (\partial_x \beta_y)\beta_y (\partial_y \beta_{y)} - \beta_y R_z \beta_y (\partial_y \beta_{y)} + \beta_z (\partial_x \beta_y) \beta_y (\partial_y \beta_z) - \beta_z R_z \beta_y (\partial_y \beta_z) -$$
$$- \beta_z (\partial_x \beta_y) \beta_y R_x + \beta_z R_z\beta_y R_x - (\partial_x \beta_z) \beta_z B_y + (\partial_x \beta_z) \beta_z S_y - (\partial_x \beta_z) R_x +$$

$$- R_y \beta_z B_y + R_y \beta_z S_y - R_y R_x +$$
$$+ \beta_x (\partial_x \beta_z) \beta_z (\partial_y \beta_x) + \beta_x R_y \beta_z (\partial_y \beta_x) + \beta_x (\partial_x \beta_z) \beta_z R_z + \beta_x R_y\beta_z R_z +$$
$$+ \beta_y (\partial_x \beta_z) \beta_z (\partial_y \beta_{y)} + \beta_y R_y\beta_z (\partial_y \beta_{y)} +$$
$$+ \beta_z (\partial_x \beta_z) \beta_z (\partial_y \beta_z) + \beta_z R_y \beta_z (\partial_y \beta_z) - \beta_z (\partial_x \beta_z) \beta_z R_x - \beta_z R_y\beta_z R_x$$

Két lépésben végezzük el a színezést, az áttekinthetőség kedvéért: A színessel kiemeltek nullák!

$$R_{12} = - \operatorname{div} (\underline{\beta} D_{z)} -$$
$$-R_z\beta_x B_x - (\partial_y \beta_{y)} R_z + (\partial_y \beta_z) R_y + R_x \beta_z B_x - R_x R_y - (\partial_x \beta_{x)}\beta_x B_y +$$
$$+ (\partial_x \beta_{x)} R_z + \beta_x(\partial_x \beta_{x)}\beta_x (\partial_y \beta_x) +\beta_x(\partial_x\beta_x) \beta_x R_z + \beta_y(\partial_x \beta_{x)} \beta_x (\partial_y \beta_{y)} +$$

$$+ \beta_z(\partial_x \beta_{x)}\beta_x (\partial_y \beta_z) - \beta_z(\partial_x \beta_{x)}\beta_x R_x - (\partial_x \beta_y) \beta_y B_y +R_z\beta_y B_y +$$
$$+ \beta_x (\partial_y \beta_x) \beta_y (\partial_x \beta_y) + \beta_x R_z\beta_y(\partial_x\beta_y) - \beta_x(\partial_y\beta_x) \beta_y R_z + \beta_y (\partial_x \beta_y)\beta_y (\partial_y \beta_{y)} -$$
$$- \beta_y R_z\beta_y(\partial_y\beta_y) + \beta_z (\partial_x \beta_y) \beta_y (\partial_y \beta_z) - \beta_z R_z\beta_y(\partial_y\beta_z) -$$
$$- \beta_z (\partial_x \beta_y) \beta_y R_x - (\partial_x \beta_z) \beta_z B_y - (\partial_x \beta_z) R_x - R_y \beta_z B_y - R_y R_x +$$
$$+ \beta_x (\partial_x \beta_z) \beta_z (\partial_y \beta_x) + \beta_x R_y \beta_z (\partial_y \beta_x) + \beta_x(\partial_x\beta_z) \beta_z R_z +$$

$$+ \beta_y (\partial_x \beta_z) \beta_z (\partial_y \beta_{y)} + \beta_y R_y\beta_z (\partial_y \beta_{y)} +$$
$$+ \beta_z (\partial_x \beta_z) \beta_z (\partial_y \beta_z) + \beta_z R_y \beta_z (\partial_y \beta_z) - \beta_z (\partial_x \beta_z) \beta_z R_x =$$
$$= - \operatorname{div} (\underline{\beta} D_{z)} -$$
$$- (\partial_y \beta_{y)} R_z + (\partial_y \beta_z) R_y - R_x R_y + (\partial_x \beta_{x)} R_z - (\partial_x \beta_z) R_x - R_y R_x =$$
$$= - \operatorname{div} (\underline{\beta} D_{z)} +$$
$$+ 1/2 (- (\partial_y \beta_{y)} (\partial_x \beta_{y)} + (\partial_y\beta_y)(\partial_y\beta_x) + (\partial_y \beta_z) (\partial_z \beta_x) -$$
$$- (\partial_y \beta_z) (\partial_x \beta_z) - (\partial_y \beta_{z)} (\partial_z \beta_{x)} + (\partial_y \beta_{z)} (\partial_x \beta_{z)} + (\partial_z\beta_y)(\partial_z\beta_x) -$$
$$- (\partial_z \beta_y) (\partial_x \beta_z) + (\partial_x\beta_x)(\partial_x\beta_y) - (\partial_x \beta_{x)} (\partial_y \beta_{x)} - (\partial_x \beta_z) (\partial_y \beta_z) +$$

$+ (\partial_x \beta_z) (\partial_z \beta_y))$ =A zöldek nullák, marad a piros és a kék:

$R_{12} = -\operatorname{div}(\underline{\beta}\, D_z) - 1/2\,(\,(\operatorname{grad}\beta_x)\,(\operatorname{grad}\beta_y) - (\partial_x \underline{\beta})\,(\partial_y \underline{\beta})).$

Szimmetriaokokból

$R_{12} = -\operatorname{div}(\underline{\beta}\, D_z) - 1/2\,(\,(\operatorname{grad}\beta_x)\,(\operatorname{grad}\beta_y) - (\partial_x \underline{\beta})\,(\partial_y \underline{\beta})).$

$R_{23} = -\operatorname{div}(\underline{\beta}\, D_x) - 1/2\,(\,(\operatorname{grad}\beta_y)\,(\operatorname{grad}\beta_z) - (\partial_y \underline{\beta})\,(\partial_z \underline{\beta})).$

$R_{31} = -\operatorname{div}(\underline{\beta}\, D_y) - 1/2\,(\,(\operatorname{grad}\beta_z)\,(\operatorname{grad}\beta_x) - (\partial_z \underline{\beta})\,(\partial_x \underline{\beta})).$

Most már elemezhetjük az eredményt.

Először az R_{00} és az R_{01}, R_{02}, R_{03} egyenleteket egyeztetjük össze:

$$R_{00} = \operatorname{divgrad}\frac{\beta^2}{2} - \operatorname{div}(\underline{\beta}\,(\underline{\beta}\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2})) + 2\,(B^2 - R^2 + S^2 - 2\,\underline{B}\,\underline{S})$$

$$\underline{R}_0 = \operatorname{rot}(\underline{\beta} \times (\underline{B} - \underline{S})) - \underline{\beta}\operatorname{div}(\underline{B} - \underline{S}) - \underline{T}\,.$$

Mint tudjuk, az $\underline{R}_0$ az R_{01}, R_{02}, R_{03} egyenleteket sűríti egy képletbe.

Most némi vektoranalitikai ismeret következik:

(V1) $\operatorname{div}(\underline{a} \times \underline{b}) = \underline{b}\operatorname{rot}\underline{a} - \underline{a}\operatorname{rot}\underline{b}$

(V2) $\operatorname{rot}(\underline{a} \times \underline{b}) = (\underline{b}, \operatorname{grad})\,\underline{a} - (\underline{a}, \operatorname{grad})\,\underline{b} + \underline{a}\operatorname{div}\underline{b} - \underline{b}\operatorname{div}\underline{a}$

(V3) $\operatorname{div}(f\,\underline{a}) = f\operatorname{div}\underline{a} + \underline{a}\operatorname{grad} f$

(V4) $\operatorname{rot}(f\,\underline{a}) = f\operatorname{rot}\underline{a} + \operatorname{grad} f \times \underline{a}\,.$

(V5) $\underline{a} \times (\underline{b} \times \underline{c}) = \underline{b}\,(\underline{a}, \underline{c}) - \underline{c}\,(\underline{a}, \underline{b})$

Eme ismeretek birtokában elkezdhetjük átalakítani az egyenleteinket.

$\operatorname{div}(\underline{\beta} \times (\underline{\beta} \times (\underline{B} - \underline{S}))) = (\underline{\beta} \times (\underline{B} - \underline{S}))\operatorname{rot}\underline{\beta} - \underline{\beta}\operatorname{rot}(\underline{\beta} \times (\underline{B} - \underline{S}))$ a (V1) miatt,

$\underline{\beta}\operatorname{rot}(\underline{\beta} \times (\underline{B} - \underline{S})) = \underline{\beta}\,(\,\underline{\beta}\operatorname{div}(\underline{B} - \underline{S}) + \underline{T}) = \beta^2\operatorname{div}(\underline{B} - \underline{S}) + \underline{\beta}\,\underline{T}$

mert $\underline{R}_0 = 0$, továbbá $\operatorname{div}(\underline{B} - \underline{S}) = \operatorname{div}\underline{B} - \operatorname{div}\underline{S} = \operatorname{divgrad}\dfrac{\beta^2}{2} - \operatorname{div}\underline{S}$.

$\operatorname{div}\underline{S} = \operatorname{div}(\underline{\beta} \times \underline{R}) = \underline{R}\operatorname{rot}\underline{\beta} - \underline{\beta}\operatorname{rot}\underline{R} = 2\,R^2 - \underline{\beta}\,\underline{T}$ a (V1) miatt,

végül $\underline{\beta} \times (\underline{\beta} \times (\underline{B} - \underline{S})) = \underline{\beta}\,(\underline{\beta}\,(\underline{B} - \underline{S})) - \beta^2\,(\underline{B} - \underline{S})$.

A vektorok vegyesszorzási szabálya is kell:

(V5) $\underline{a}\,(\underline{b} \times \underline{c}) = \underline{c}\,(\underline{a} \times \underline{b}) = \underline{b}\,(\underline{c} \times \underline{a})\,.$

$\operatorname{div}(\underline{\beta} \times (\underline{\beta} \times (\underline{B} - \underline{S}))) = (\underline{\beta} \times (\underline{B} - \underline{S}))\,2\,\underline{R} - \beta^2\operatorname{div}(\underline{B} - \underline{S}) - \underline{\beta}\,\underline{T} =$

$= \operatorname{div}(\underline{\beta}\,(\underline{\beta}\,(\underline{B} - \underline{S})) - \beta^2\,(\underline{B} - \underline{S})) = \operatorname{div}(\underline{\beta}\,(\underline{\beta}\operatorname{grad}\dfrac{\beta^2}{2})) - \operatorname{div}(\underline{\beta}\,(\underline{\beta}\,\underline{S})) -$

$-\operatorname{div}(\beta^2\,\underline{B}) + \operatorname{div}(\beta^2\,\underline{S})$. A második tag nulla mert $(\underline{\beta}\,\underline{S}) = 0$.

$\operatorname{div}(\beta^2\,\underline{B}) = \beta^2\operatorname{div}\underline{B} + \underline{B}\operatorname{grad}\beta^2 = \beta^2\operatorname{divgrad}\dfrac{\beta^2}{2} + 2\,B^2$ mert $B = \operatorname{grad}\dfrac{\beta^2}{2}$.

$\mathrm{div}\,(\beta^2\,\underline{S}) = \beta^2\,\mathrm{div}\,\underline{S} + \underline{S}\,\mathrm{grad}\,\beta^2 = \beta^2\,\mathrm{div}\,\underline{S} + 2\,\underline{B}\,\underline{S}.$

$\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(\underline{\beta}\,\mathrm{grad}\,\frac{\beta^2}{2})) = \mathrm{divgrad}\,\frac{\beta^2}{2} + 2\,(\,B^2 - R^2 + S^2 - 2\,\underline{B}\,\underline{S})$ mert $R_{00} = 0$.

A fentieket egybevetve:

$(\underline{\beta} \times (\underline{B} - \underline{S}))2\underline{R} - \beta^2\,\mathrm{div}\,\,(\underline{B} - \underline{S})\; - \;\underline{\beta}\,\underline{T} = \mathrm{divgrad}\,\frac{\beta^2}{2} + 2\,(\,B^2 - R^2 + S^2 - 2\,\underline{B}\,\underline{S}) -$

$- \beta^2\,\mathrm{divgrad}\,\frac{\beta^2}{2} - 2\,B^2 + \beta^2\,\mathrm{div}\,\underline{S} + 2\,\underline{B}\,\underline{S}$. A baloldal továbbalakítható:

$2\underline{R}\,(\underline{\beta} \times \underline{B}) - 2\underline{R}\,(\underline{\beta} \times \underline{S}) = -\,2\underline{B}\,(\underline{\beta} \times \underline{R}) + 2\underline{S}\,(\underline{\beta} \times \underline{R})$ a (V6) miatt, $= 2S^2 - 2\underline{B}\,\underline{S}$

$- \beta^2\,\mathrm{div}\,\,(\underline{B} - \underline{S})\; = -\,\beta^2\,\mathrm{divgrad}\,\frac{\beta^2}{2} + \beta^2\,\mathrm{div}\,\underline{S}$. Ezekkel az egyenlet:

$2S^2 - 2\underline{B}\,\underline{S} - \beta^2\,\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\frac{\beta^2}{2} + \beta^2\,\mathrm{div}\,\underline{S}\; - \;\underline{\beta}\,\underline{T} =$

$= \mathrm{divgrad}\,\frac{\beta^2}{2} + 2\,(\,B^2 - R^2 + S^2 - 2\,\underline{B}\,\underline{S}) -$

$- \beta^2\,\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\frac{\beta^2}{2} - 2\,B^2 + \beta^2\,\mathrm{div}\,\underline{S} + 2\,\underline{B}\,\underline{S}.$ A színesek kiesnek!

Maradt: $\mathrm{divgrad}\,\frac{\beta^2}{2} - 2R^2 + \;\underline{\beta}\,\underline{T} = 0$, azaz $\mathrm{divgrad}\,\frac{\beta^2}{2} - \mathrm{div}\,S = 0$.

Látni fogjuk, hogy külön $\mathrm{divgrad}\,\frac{\beta^2}{2} = 0$ és külön $\mathrm{div}\,\underline{S} = 0$ is teljesül,

akkor pedig $\mathrm{div}\,(\mathrm{grad}\,\frac{\beta^2}{2} - 2\,\underline{S}) = 0$ is is igaz, vagyis végül is $\mathrm{div}\,\underline{a} = 0$!!

$\underline{a}$ = gyorsulás $= \partial v/\partial t + (\underline{v}, \mathrm{grad})\underline{v} = \mathrm{grad}\,\frac{v^2}{2} - \underline{v} \times \mathrm{rot}\,\underline{v}$ mert stacionáris.

Tehát beláttuk hogy $\mathrm{div}\,\underline{a} = 0$.Ezért az egyenletért tettük meg ezt a nagy utat!

Most pedig az utolsó felvonás következik!

Megmutatjuk, hogy az $R_{01}, R_{02}, R_{03}, R_{11}, R_{12}, R_{13}, R_{22}, R_{23}, R_{33}$ egyenletekből le lehet vezetni a rot $\underline{\beta} = 0$ feltételünket! Ehhez az R_{01}, R_{02}, R_{03} egyenletek eredeti alakját használjuk: $R_{ik} = 0$ értelmében mindegyik kifejezés értéke nulla!

$R_{01} = -\;\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(B_x - S_x))\; - T_x\; + (\underline{B} - \underline{S})\,\mathrm{grad}\;\beta_x$

$R_{02} = -\;\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(B_y - S_y))\; - T_y\; + (\underline{B} - \underline{S})\,\mathrm{grad}\;\beta_y$

$R_{03} = -\;\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(B_z - S_z))\; - T_z\; + (\underline{B} - \underline{S})\,\mathrm{grad}\;\beta_z$

$R_{11} = -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_x \beta_{x)} + 1/2\,((\mathrm{grad}\,\beta_{x)}^2 - (\partial_x \underline{\beta}_{)}^{2)}$ a végeredmény.

$R_{22} = -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_y \beta_{y)} + 1/2\,((\mathrm{grad}\,\beta_{y)}^2 - (\partial_y \underline{\beta}_{)}^{2)}$

$R_{33} = -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,\partial_z \beta_{z)} + 1/2\,((\mathrm{grad}\,\beta_{z)}^2 - (\partial_z \underline{\beta}_{)}^{2)}$

$R_{12} = -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,D_{z)} - 1/2\,(\,(\mathrm{grad}\,\beta_x)\,(\mathrm{grad}\,\beta_y) - (\partial_x \underline{\beta}_)\,(\partial_y \underline{\beta}_)).$

$R_{23} = -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,D_{x)} - 1/2\,(\,(\mathrm{grad}\,\beta_y)\,(\mathrm{grad}\,\beta_z) - (\partial_y \underline{\beta}_)\,(\partial_z \underline{\beta}_)).$

$R_{31} = -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,D_{y)} - 1/2\,(\,(\mathrm{grad}\,\beta_z)\,(\mathrm{grad}\,\beta_x) - (\partial_z \underline{\beta}_)\,(\partial_x \underline{\beta}_)).$

Az átalakítást R_{01} esetében mutatom meg, a többi hasonlóan megy.

$R_{01} = -\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(B_x - S_x)) \;\; - T_x \;\; + (\underline{B} - \underline{S})\,\mathrm{grad}\;\beta_x$

$\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(B_x - S_x)) \;= \mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(\beta_x\partial_x \beta_x + \beta_y\partial_x \beta_y + \beta_z\partial_x \beta_z - \beta_y R_z + \beta_z R_y)) \;=$

$= \mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(\beta_x\partial_x \beta_x + \beta_y D_z + \beta_z D_y)) \;=$

$= \mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(\beta_x\partial_x \beta_{x)}) + \mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(\beta_y D_{z)}) + \mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(\beta_z D_y)) \;=$

$= \beta_x\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(\partial_x \beta_{x)}) + \underline{\beta}\,(\partial_x \beta_{x)}\mathrm{grad}\,\beta_x + \beta_y\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,D_z) + \underline{\beta}\,D_z\,\mathrm{grad}\,\beta_y +$

$+ \beta_z\,\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,D_y) + \underline{\beta}\,D_y\,\mathrm{grad}\,\beta_z$ = most alkalmazzuk az R_{11}, R_{12} és R_{31} képleteket:

$=1/2\;\{\beta_x((\mathrm{grad}\,\beta_{x)}^2 - (\partial_x \underline{\beta}_{)}^{2)} + \beta_y((\mathrm{grad}\,\beta_x)\,(\mathrm{grad}\,\beta_y) - (\partial_x \underline{\beta}_)\,(\partial_y \underline{\beta}_)) +$

$+ \beta_z\;((\mathrm{grad}\,\beta_z)\,(\mathrm{grad}\,\beta_x) - (\partial_z \underline{\beta}_)\,(\partial_x \underline{\beta}_))\;\} + \underline{\beta}\,(\partial_x \beta_{x)}\mathrm{grad}\,\beta_x + \underline{\beta}\,D_z\,\mathrm{grad}\,\beta_y +$

$+ \underline{\beta}\,D_y\,\mathrm{grad}\,\beta_z \;=$

$= 1/2\;\{\beta_x((\mathrm{grad}\,\beta_{x)}^2 - (\partial_x \underline{\beta}_{)}^{2)} + \beta_y((\mathrm{grad}\,\beta_x)\,(\mathrm{grad}\,\beta_y) - (\partial_x \underline{\beta}_)\,(\partial_y \underline{\beta}_)) +$

$+ \beta_z\;((\mathrm{grad}\,\beta_z)\,(\mathrm{grad}\,\beta_x) - (\partial_z \underline{\beta}_)\,(\partial_x \underline{\beta}_))\;\} + \underline{\beta}\;\mathrm{grad}\;\beta_x\,(\partial_x \beta_{x)} +$

$+ \underline{\beta}\;\mathrm{grad}\;\beta_y\,(\partial_y \beta_x + R_z) + \underline{\beta}\;\mathrm{grad}\;\beta_z\,(\partial_z \beta_x - R_y).$

$(\underline{B} - \underline{S})\;\mathrm{grad}\;\;\beta_x =$

$= (\beta_x(\partial_x \beta_x) + \beta_y(\partial_x\beta_y) + \beta_z(\partial_x\beta_z) - 1/2\beta_y(\partial_x\beta_y) + 1/2\beta_y(\partial_y \beta_x) +$

$+ 1/2\beta_z(\partial_z \beta_x) - 1/2\beta_z(\partial_x\beta_z)))\,(\partial_x \beta_x) +$

$+ (\beta_x(\partial_y\beta_x) + \beta_y(\partial_y \beta_y) + \beta_z(\partial_y\beta_z) - 1/2\beta_z(\partial_y\beta_z) + 1/2\beta_z(\partial_z \beta_y) +$

$+ 1/2\beta_x(\partial_x \beta_y) - 1/2\beta_x(\partial_y\beta_x))\,(\partial_y \beta_x) +$

$+ (\beta_x(\partial_z\beta_x) + \beta_y(\partial_z\beta_y) + \beta_z(\partial_z \beta_z) - 1/2\beta_x(\partial_z\beta_x) + 1/2\beta_x(\partial_x \beta_z) +$

$+ 1/2\beta_y(\partial_y \beta_z) - 1/2\beta_y(\partial_z\beta_y))\,(\partial_z \beta_x)$ a piros és narancs részek összevonhatók,

a feketék pedig $1/2\beta_x(\partial_x \beta_z) = \beta_x(\partial_x \beta_z) - 1/2\beta_x(\partial_x \beta_z)$ módon kettévehetők:

$(\underline{B} - \underline{S})\;\mathrm{grad}\;\;\beta_x = (\beta_x(\partial_x \beta_x) + \beta_y(\partial_y \beta_x) + \beta_z(\partial_z \beta_x))\,(\partial_x \beta_x) +$

$+ (\beta_y(\partial_y \beta_y) + \beta_z(\partial_z \beta_y) + \beta_x(\partial_x \beta_y))\,(\partial_y \beta_x) +$

$+ (\beta_z(\partial_z \beta_z) + \beta_x(\partial_x \beta_z) + \beta_y(\partial_y \beta_z))\,(\partial_z \beta_x) +$

$+ 1/2\;\{\beta_y(\partial_x \beta_y)(\partial_x \beta_x) + \beta_z(\partial_x \beta_z)(\partial_x \beta_x) - \beta_y(\partial_y \beta_x)(\partial_x \beta_x) - \beta_z(\partial_z \beta_x)(\partial_x \beta_x) +$

$+ \beta_z(\partial_y \beta_z)(\partial_y \beta_x) + \beta_x(\partial_y \beta_x)(\partial_y \beta_x) - \beta_z(\partial_z \beta_y)(\partial_y \beta_x) - \beta_x(\partial_x \beta_y)(\partial_y \beta_x) +$

$+ \beta_x(\partial_z\beta_x)(\partial_z\beta_x) + \beta_y(\partial_z\beta_y)(\partial_z\beta_x) - \beta_x(\partial_x\beta_z)(\partial_z\beta_x) - \beta_y(\partial_y\beta_z)(\partial_z\beta_x)\} =$

$= \underline{\beta}\,\mathrm{grad}\,\beta_x(\partial_x\beta_x) + \underline{\beta}\,\mathrm{grad}\,\beta_y(\partial_y\beta_x) + \underline{\beta}\,\mathrm{grad}\,\beta_z(\partial_z\beta_x) +$

$+ 1/2\ \{\beta_y(\partial_x\beta_y)(\partial_x\beta_x) + \beta_z(\partial_x\beta_z)(\partial_x\beta_x) - \beta_y(\partial_y\beta_x)(\partial_x\beta_x) - \beta_z(\partial_z\beta_x)(\partial_x\beta_x) +$

$+ \beta_z(\partial_y\beta_z)(\partial_y\beta_x) + \beta_x(\partial_y\beta_x)(\partial_y\beta_x) - \beta_z(\partial_z\beta_y)(\partial_y\beta_x) - \beta_x(\partial_x\beta_y)(\partial_y\beta_x) +$

$+ \beta_x(\partial_z\beta_x)(\partial_z\beta_x) + \beta_y(\partial_z\beta_y)(\partial_z\beta_x) - \beta_x(\partial_x\beta_z)(\partial_z\beta_x) - \beta_y(\partial_y\beta_z)(\partial_z\beta_x)\}$

A sötétkék és a zöld kifejezés akkor egyenlő, ha

$1/2\ \{\beta_x((\mathrm{grad}\,\beta_x)^2 - (\partial_x\underline{\beta})^{2)} + \beta_y((\mathrm{grad}\,\beta_x)(\mathrm{grad}\,\beta_y) - (\partial_x\underline{\beta})(\partial_y\underline{\beta})) +$

$+ \beta_z\ ((\mathrm{grad}\,\beta_z)(\mathrm{grad}\,\beta_x) - (\partial_z\underline{\beta})(\partial_x\underline{\beta}))\} + \underline{\beta}\,\mathrm{grad}\,\beta_y R_z - \underline{\beta}\,\mathrm{grad}\,\beta_z\ R_y =$

$=1/2\ \{\beta_y(\partial_x\beta_y)(\partial_x\beta_x) + \beta_z(\partial_x\beta_z)(\partial_x\beta_x) - \beta_y(\partial_y\beta_x)(\partial_x\beta_x) - \beta_z(\partial_z\beta_x)(\partial_x\beta_x) +$

$+ \beta_z(\partial_y\beta_z)(\partial_y\beta_x) + \beta_x(\partial_y\beta_x)(\partial_y\beta_x) - \beta_z(\partial_z\beta_y)(\partial_y\beta_x) - \beta_x(\partial_x\beta_y)(\partial_y\beta_x) +$

$+ \beta_x(\partial_z\beta_x)(\partial_z\beta_x) + \beta_y(\partial_z\beta_y)(\partial_z\beta_x) - \beta_x(\partial_x\beta_z)(\partial_z\beta_x) - \beta_y(\partial_y\beta_z)(\partial_z\beta_x)\}$

Tehát: (szorozzuk mindkét oldalt kettővel)

$\beta_x(\partial_x\beta_x)(\partial_x\beta_x) + \beta_x(\partial_y\beta_x)(\partial_y\beta_x) + \beta_x(\partial_z\beta_x)(\partial_z\beta_x) - \beta_x(\partial_x\beta_x)(\partial_x\beta_x) -$

$- \ \beta_x(\partial_x\beta_y)(\partial_x\beta_y)\ - \ \beta_x(\partial_x\beta_z)(\partial_x\beta_z) +$

$+ \beta_y(\partial_x\beta_x)(\partial_x\beta_y) + \beta_y(\partial_y\beta_x)(\partial_y\beta_y) + \beta_y(\partial_z\beta_x)(\partial_z\beta_y) - \ \beta_y(\partial_x\beta_x)(\partial_y\beta_x) -$

$- \beta_y(\partial_x\beta_y)(\partial_y\beta_y)\ - \ \beta_y(\partial_x\beta_z)(\partial_y\beta_z) +$

$+\beta_z(\partial_x\beta_x)(\partial_x\beta_z) + \beta_z(\partial_y\beta_x)(\partial_y\beta_z) + \beta_z(\partial_z\beta_x)(\partial_z\beta_z) - \ \beta_z(\partial_x\beta_x)(\partial_z\beta_x) -$

$- \ \beta_z(\partial_x\beta_y)(\partial_z\beta_y)\ - \ \beta_z(\partial_x\beta_z)(\partial_z\beta_z) -$

$+ \ (\beta_x(\partial_x\beta_y) + \beta_y(\partial_y\beta_y) + \beta_z(\partial_z\beta_y))((\partial_x\beta_y) - (\partial_y\beta_x)) +$

$- (\beta_x(\partial_x\beta_z) + \beta_y(\partial_y\beta_z) + \beta_z(\partial_z\beta_z))((\partial_z\beta_x) - (\partial_x\beta_z)) -$

$- \{\beta_y(\partial_x\beta_y)(\partial_x\beta_x) + \beta_z(\partial_x\beta_z)(\partial_x\beta_x) - \beta_y(\partial_y\beta_x)(\partial_x\beta_x) - \beta_z(\partial_z\beta_x)(\partial_x\beta_x) +$

$+ \beta_z(\partial_y\beta_z)(\partial_y\beta_x) + \beta_x(\partial_y\beta_x)(\partial_y\beta_x) - \beta_z(\partial_z\beta_y)(\partial_y\beta_x) - \beta_x(\partial_x\beta_y)(\partial_y\beta_x) +$

$+ \beta_x(\partial_z\beta_x)(\partial_z\beta_x) + \beta_y(\partial_z\beta_y)(\partial_z\beta_x) - \beta_x(\partial_x\beta_z)(\partial_z\beta_x) - \beta_y(\partial_y\beta_z)(\partial_z\beta_x\ \} = 0$

A színek szerinti egyeztetés stimmel, tehát ez a kifejezés valóban nulla!

Tehát $\mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(B_x - S_x)) \ = \ (\underline{B} - \underline{S})\ \mathrm{grad}\ \beta_x$, és akkor

$R_{01} \ = - \ \mathrm{div}\,(\underline{\beta}\,(B_x - S_x)) \ \ - T_x \ \ + (\underline{B} - \underline{S})\ \mathrm{grad}\ \beta_x \ \ = - T_x$ mindössze, és akkor

$R_{01} = 0$ – ból következik $T_x = 0$, azaz végül is $\underline{T} = 0$!

A div $\underline{S} = 0$ – ból $2\,R^2 = \underline{\beta}\,\underline{T}$ adódik, és mivel $\underline{T} = 0$, így végül is $\underline{R} = 0$ azaz rot $\underline{\beta} = 0$!

Ezzel utunk végére értünk. Beláttuk hogy az általános esetben is rot $\underline{\beta} = 0$ teljesül. Nem kell külön feltételként kikötni. Az egyetlen probléma az, hogy ezt az egyenletet még nem sikerült a Kerr - metrikára igazolni. Ha majd sikerül, az lesz a végső igazolása teóriánknak.

A későbbiekben azt fogom leírni, hogyan adódik ki egyszerűen a kvantumfizika a rugalmas éter elméletéből, és hogyan lehet összekapcsolni a Hamilton formalizmust az áramló éter modelljével, a Hangterjedéssel Áramló Közegben, amelynek leíró formalizmusa hasonló lesz az Általános Relativitáselmélet eszközeihez, itt is kovariáns egyenleteket kapunk.

Elemezni kell még a nemstacionáris esetet is, és azt, amikor a T_{ik} se nulla. Végül a szuperfolyékony éter hidrodinamikai modelljével igazolni kell azt is, hogy az éter tényleg így viselkedik, valóban a rot $\underline{\beta} = 0$ és a divgrad $\frac{\beta^2}{2} = 0$ egyenletek írják le. Ha mindez megvan, akkor mondhatjuk hogy megvan az éter konzisztens elmélete. Remélem, még az idén elkészülök vele. És akkor semmi akadálya, hogy hivatalosan is elismerjék az éter létét. 2004.7.25

Utóirat 2006.05.29:

A rot $\underline{\beta} = 0$ a Kerr – metrikára nem teljesül. Emiatt a Béta – metrika módszere sem alkalmazható rá. Úgy tűnik, itt még sok elvégzetlen munka van hátra.