RELATIVITÁSELMÉLET LOGIKUS ALAPON III

Andréka Hajnal, Madarász Judit, Németi István & Péter, Székely Gergely, Tordai Renáta.

Ez a prezentáció harmadik része. Az általános relativitáselméletről szól.

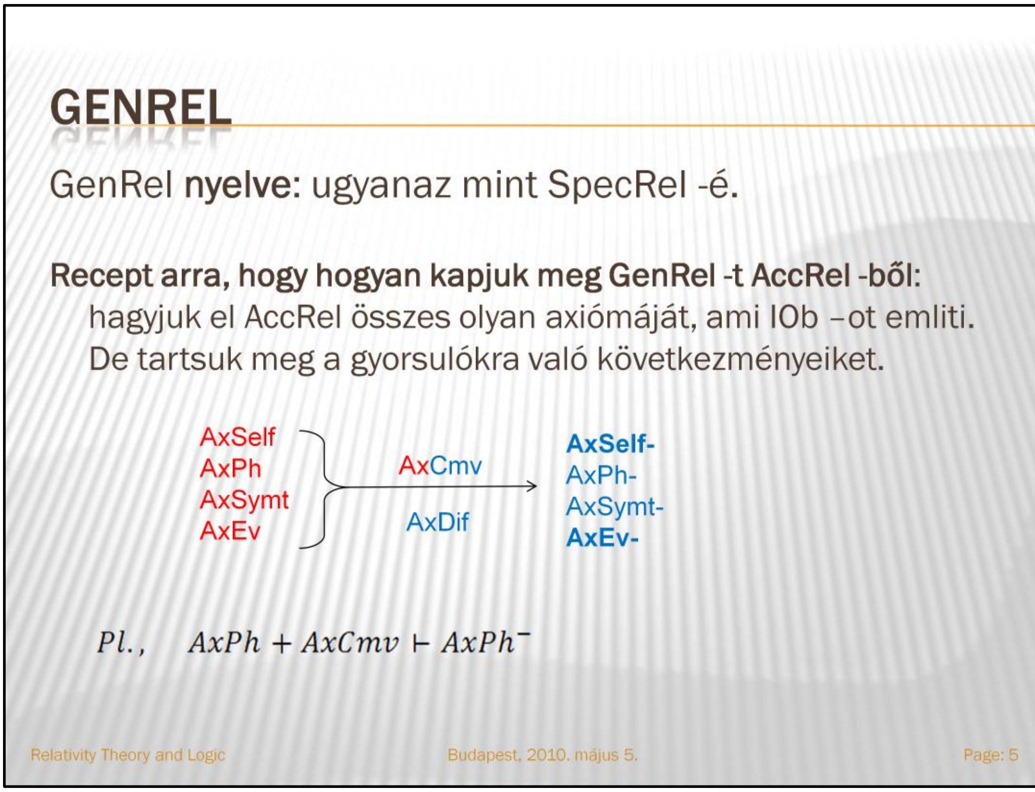
Az általános relativitáselmélet és a fekete lyukak elmélete nagyon izgalmas úttörő fejezetei a mai tudománynak.

III RÉSZ

Általános Relativitáselmélet

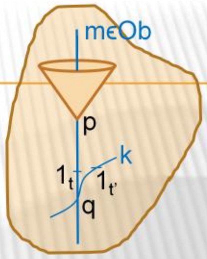
Akármilyen vad áltrel téridő akármilyen vad részében lokálisan az ott elejtett pici űrhajó egy rövid ideig SpecRel-t fog tapasztalni. Ez az AccRel elmélet Együttmozgó Axiómájának az áltrel megfelelője. Alapidea: áltrel téridő = lokálisan SpecRel téridő = lokálisan Minkowski geometria.

Demokratikus forradalom. Nemesi előjogok törlése.



Minden olyan axiómát, ami utal inerciális megfigyelőkre kicserélünk olyanra, ami nem utal inerciális megfigyelőkre, de ami kb ugyanazt mondja. AxSelf és AxEv –re már van ilyen axiómánk az AccRel-ben. Tehát SpecRel axiómái közül csak AxPh és AxSymd megfelelőjét kell megmondani. AxCmv-t egyszerűen kihagyjuk majd.

GENREL AXIÓMÁI



AxPh⁻

Azoknak a fotonoknak a sebessége, amikkel a megfigyelő találkozik a találkozás pillanatában 1, és a megfigyelő életútjának minden pontjában minden irányban ki lehet küldeni fotont. Formálisan: $\forall m \in Ob\ \forall p \in wline_m(m)\ \forall v \in Q^3$

$$|v| = 1 \leftrightarrow \exists h \in Ph\ wl_m^m(h)'(p_t) = \langle 1, v \rangle$$

AxSymt⁻

Találkozó megfigyelők egymás óráit egyformán látják lelassulni (a találkozás pillanatában). Formálisan: $\forall m, k \in Ob\ \ \forall q \in wline_m(m) \cap wline_m(k)$

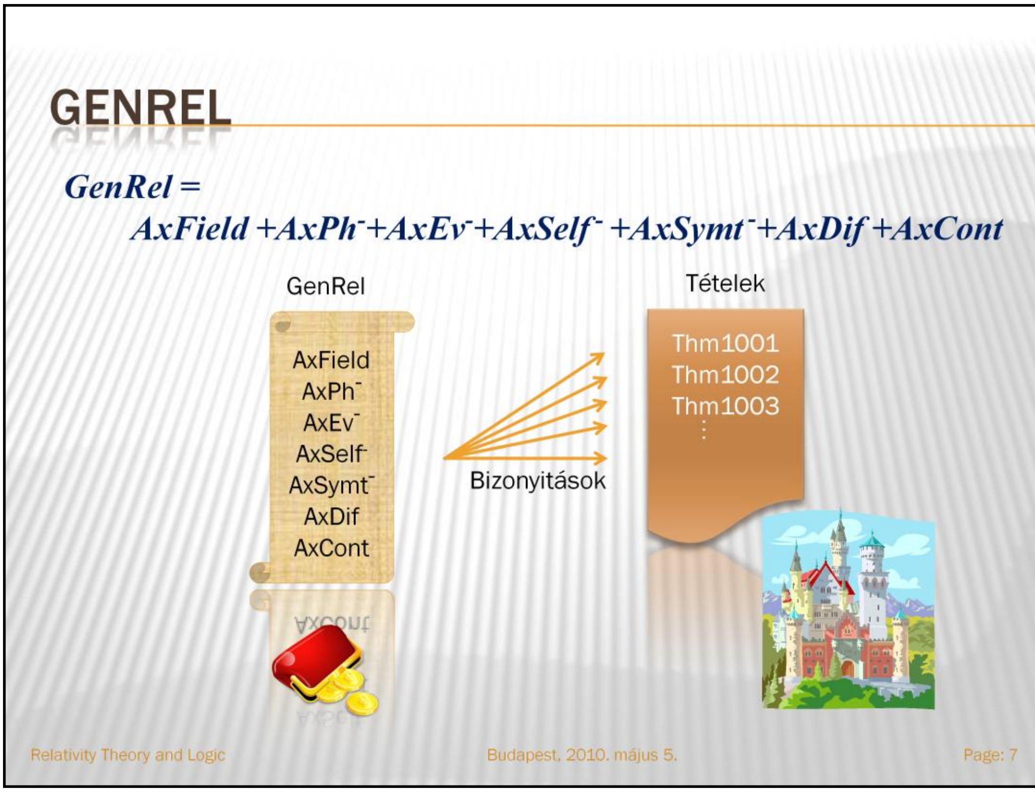
$$\left|wl_m^k(k)'(w_{mk}(q)_t)\right| = |wl_k^m(m)'(q_t)|$$

Relativity Theory and Logic Budapest, 2010. május 5. Page: 6

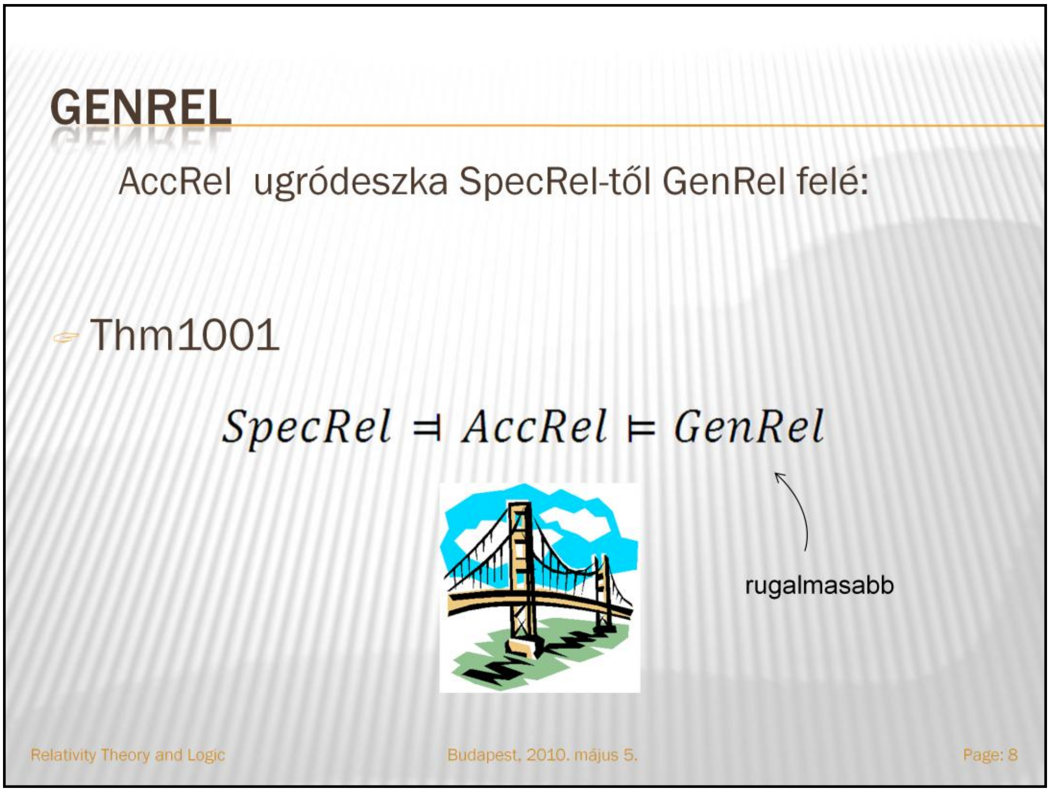
A fenti két formulában szereplő jelölésekről: $wl_m{}^m(k)$ és $wl_m{}^k(k)$ definiciója a II rész 31. és 61. oldalán található, paraméterezett g(t) gorbe g'(t) deriváltjának definiciója a II rész 62. oldalán.

Az AxSymd axióma helyett a vele ekvivalens (ld. Gyakorlat 2.11) AxSymt axiómát „lokalizáltuk”, mert annak a lokalizáltja egyszerűbb.

A formulákban a deriváltakat lehet helyettesiteni az epszilon-deltás definiciójukkal, nem lesz sokkal bonyolultabb.


GENREL
$GenRel = AxField + AxPh^{-} + AxEv^{-} + AxSelf^{-} + AxSymt^{-} + AxDif + AxCont$
GenRel
$AxField$
$AxPh^{-}$
$AxEv^{-}$
$AxSelf^{-}$
$AxSymt^{-}$
$AxDif$
$AxCont$
Bizonyitások
Tételek
Thm1001
Thm1002
Thm1003
Relativity Theory and Logic
Budapest, 2010. május 5.
Page: 7

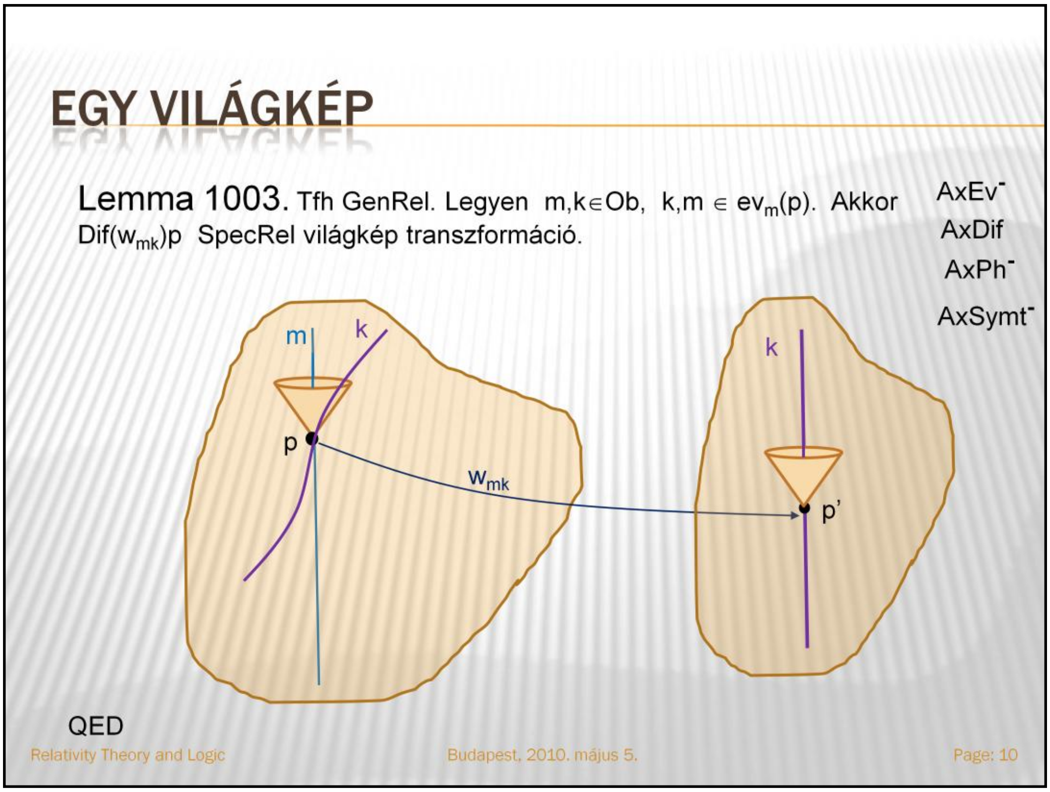
7 axióma.



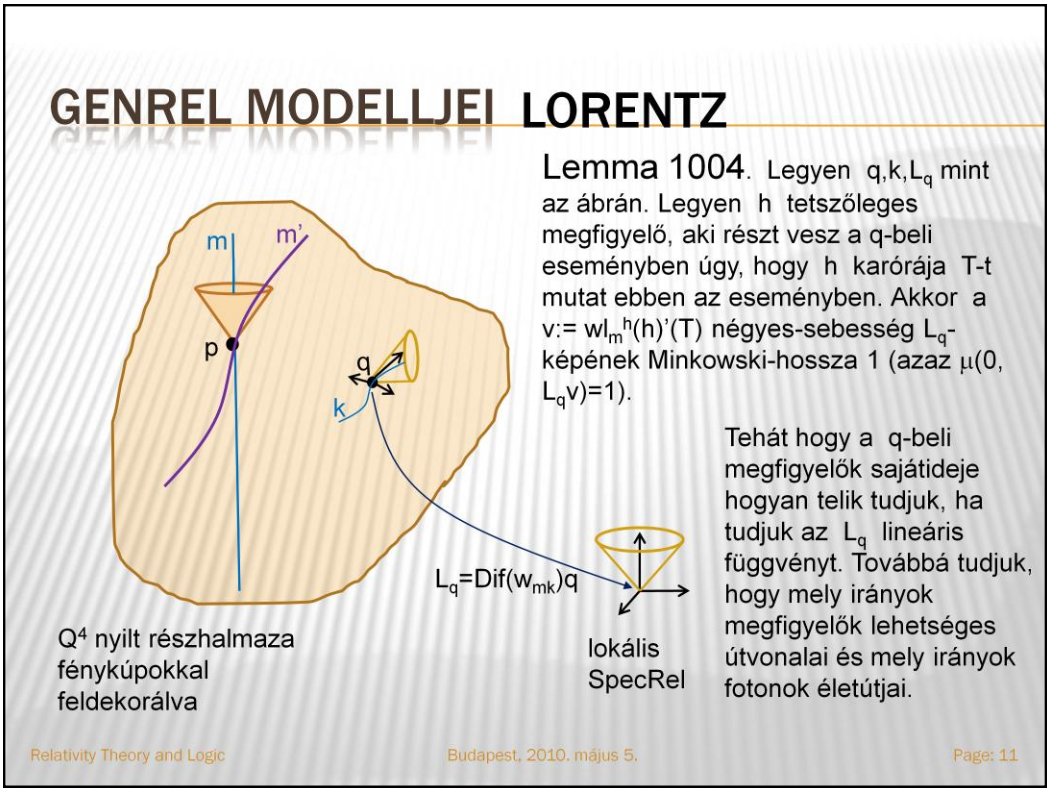
A gyorsuló megfigyelők AccRel modelljei speciális GenRel modellek. De GenRel-nek van sok más modellje is.
Örülünk, hogy GenRel rugalmasabb mint AccRel. Definiálni tudjuk GenRel-ben a geodetikusokat mint lokálisan időt maximalizáló életutakat, és ezekre kimondhatnánk a SpecRel axiómákat, ezzel visszakapnánk az AccRel elméletet. De ezt nem akarjuk, mert GenRel segitségével a gravitációt szeretnénk tanulmányozni. Azt szeretnénk, hogy egy gravitáló tömeg (pl. a Nap) térideje legyen GenRel modell úgy, hogy a gravitáció jelenlétebeli inerciálisok a téridő geodetikusai legyenek. A Nap felé eső egyszerre elejtett sugárirányban szeparált testek távolodnak egymástól, tehát nem igaz rájuk a SpecRel. Olyan GenRel téridőt is szeretnénk, ahol ezek az elejtett testek is geodetikusok.
GenRel rugalmassága („gyengesége”) azért is jó, mert több fogalom definiálható benne, pl. különböző tipusú görbületek (amik mind nullák SpecRel-ben).

SpecRel teljességi tételével analóg. Lorentz sokaság intuitiv definiciója: lokálisan Minkowski téridő. Látni fogjuk, hogy minden GenRel modell egy Lorentz sokaság. Megforditva, minden (bizonyos tulajdonságokat teljesitő) Lorentz sokaság egy GenRel modell. Pontosabban, minden GenRel modell természetes módon definiál egy Lorentz sokaságot stb. Ez dualitás tétel.
Nem fogjuk bizonyitani ezt a tételt, hanem csak motivációként használjuk a Lorentz sokaság definiálásához.

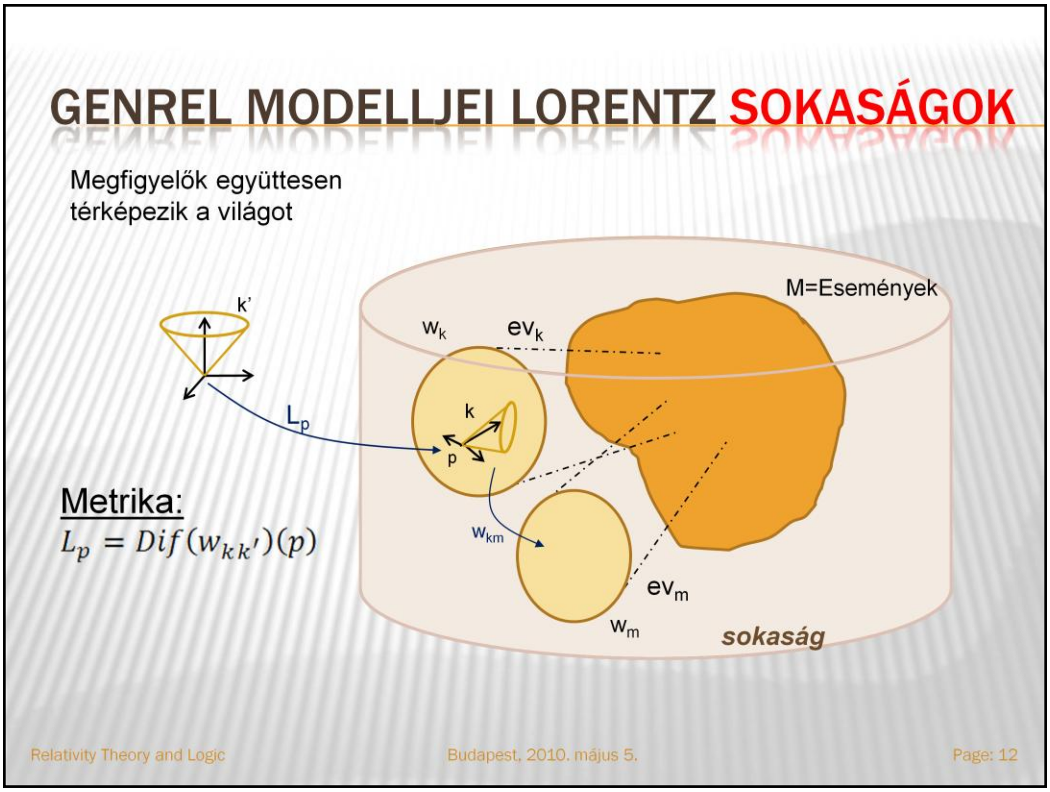
Lorentz trafoknak nevezik azokat a SpecRel világképtrafokat, amik az origót helybenhagyják. Innen a Lorentz sokaság névben a Lorentz szó.



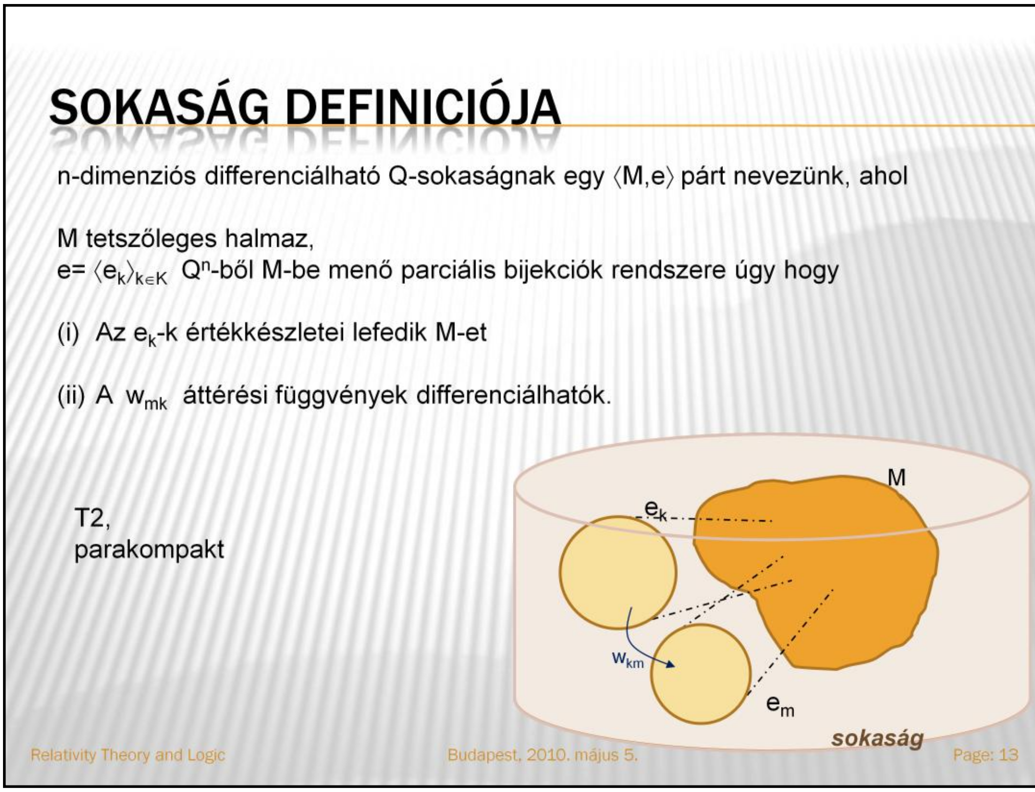
Nézzük, milyenek a GenRel modellek. Vegyünk egy tetszőleges m megfigyelő világképét.
Találkozzon k az m –el a p pontban. Nézzük k világképét. AxEv- miatt a találkozás eseményét k látja, azaz w_{mk} definiálva van p –ben. AxDif szerint létezik a w_{mk} lineáris közelitése a p –ben, ez f:= Dif(w_{mk})p. A világképtrafo definiciója szerint p-nek a w_{mk} szerinti p' képe k életútján van. Akkor AxPh- szerint a p és p' –ből kiinduló fotonok sebességeinek hossza 1. Tehát f a p-ből kiinduló 1 meredekségű egyeneseket ráképezi a p'-ből kiinduló 1 meredekségű egyenesekre. Mivel minden 1 meredekségű egyenes párhuzamos egy p-n átmenő ilyennel és lineáris trafok párhuzamosságtartók, azért tehát f az 1 meredekségű egyeneseket ráképezi az 1 meredekségű egyenesekre. Akkor f $SpecRel_0$ világképtrafo az I rész Thm.11 (101old.) (ii)⇒(iv) szerint ahol c=1. Gyakorlat 2.11 szerint AxSymd ekvivalens AxSymt+c=1 –el ha feltesszük $SpecRel_0$ –t. AxSymt- szerint az f olyan $SpecRel_0$ világképtrafo, hogy AxSymt is teljesül, tehát AxSymd is teljesül Gyak.2.11 szerint, tehát f SpecRel világképtrafo. Emlékeztetünk rá, hogy $SpecRel_0$=SpecRel – AxSymd.



Vegyünk egy eseményt az m világképéből, q. Van k megfigyelő, aki ebben részt vesz (ld. II rész 11. old.). Definiáljuk: $L_q := \mathrm{Dif}(w_{mk})q$.
Tehát 1 világképhez hozzárendelhető a Q^4 nyilt részhalmazának feldekorálása helyi lokális SpecRel modellekkel, és ebből a számunkra érdekes adatok megkaphatók: minden megfigyelő életútja e helyi fénykúpon belül van, az idő rajtuk a helyi SpecRel szerint telik, és a fotonok életútjai is a helyi fénykúp szerint indulnak ki.
Ez volt a Lorentz. Mi a sokaság?



GenRel-ben nincs (nem feltétlenül van) megfigyelő, akinek világképe az összes eseményt tartalmazza. SpecRel-ben és AccRel-ben voltak ilyenek, az inerciálisok például. A megfigyelők team-ként dolgoznak együtt a világ feltérképezésében. Igy lehetséges például, hogy azt találják, hogy a világ 4-dimenziós véges gömb. Large-scale structure of the space-time. Az Univerzum topológiája. Ez a sokaság.



Ki szokták kötni legtöbbször, hogy a sokaság topológiája T2, azaz hogy minden két M-beli pont elválasztható őket körülvevő diszjunkt valamely térképbeli nyilt halmazok képeivel. Továbbá ki szokták kötni, hogy a sokaság parakompakt, ez lényegében azt jelenti, hogy az M topológiája (amit az e_k térképekből örököl Q^4-ből) megszámlálható bázissal rendelkezik. Ez a két tulajdonság nem a fogalom lényegéhez tartozik, azért szokták kikötni, mert ezek a feltételek sokszor teljesülnek és ha feltesszük őket, akkor sok tulajdonságát lehet bizonyitani a Lorentz sokaságoknak. Emlékeztetünk rá, hogy abból, hogy w_{mk} differenciálható, következik, hogy az értelmezési tartománya nyilt. Az e_k-t értelmezési tartományai is nyiltak, mert azok a w_{kk} függvények értelmezési tartományaival megegyeznek.

ÁLTREL TÉRIDŐ DEFINICIÓJA

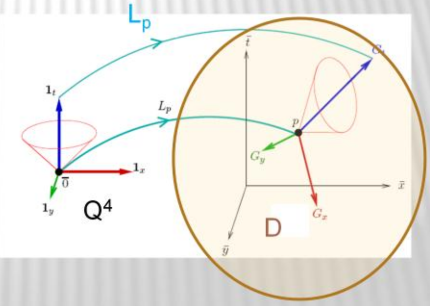
(Egyszerű) áltrel téridőnek egy $\langle D, L \rangle$ párt nevezünk, ahol

$D \subseteq Q^4$ nyilt részhalmaz,

L minden $p \in D$ –hez megad egy

$L_p : Q^4 \to Q^4$ bijektiv affin leképezést, ami az origót a p-be viszi, és

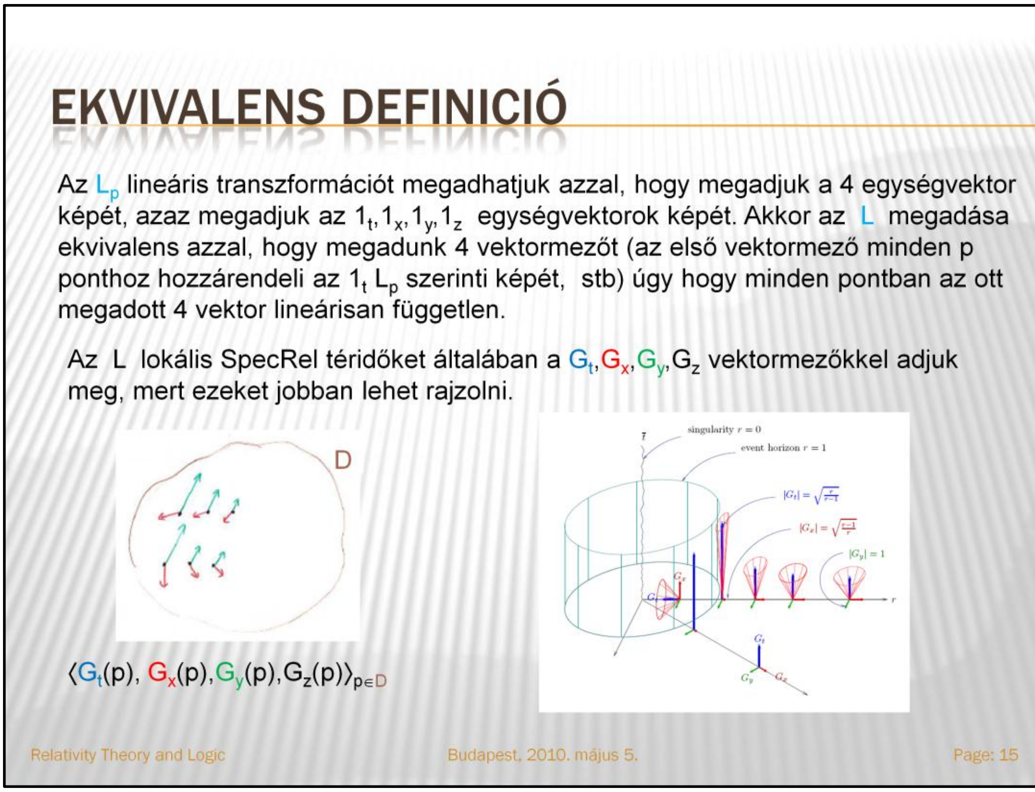
L „sima".



D: „fogas",
„nagy globális koordinata-rács",
„közös nevező".

Lokális SpecRel megfigyelők világképe

Idea: lokálisan SpecRel.



A helyi lokális SpecRel (Minkowski) téridőket az egységvektorok képeinek berajzolásával lehet jól rajzolni. Ezt tesszük majd a GenRel példáink megadásával, pl a Schwarzschild téridő a példa-rajzon. Ezek mellé be szoktuk még rajzolni a fénykúp képét is. Elég lenne a négy egységvektor képe, vagy pedig a fénykúp képe és még az egyik egységvektor képe. Néha a fénykúp képét és az idő-egységvektor képét rajzoljuk csak.

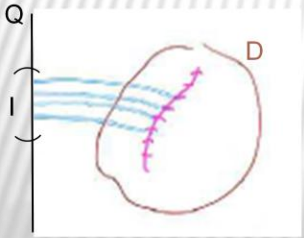
IDŐSZERŰ GÖRBE

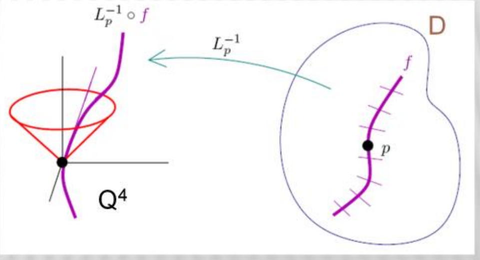
Mire, hogyan használjuk? Minden pontban az ott levő lokális SpecRel téridő mondja meg, hogy merre indulnak ki fény életutak, milyen irányokban lehet mozogni megfigyelőnek és milyen ütemben telik az arra mozgó megfigyelő saját-ideje (karóra-ideje). Adott egy (D,L) áltrel téridő.

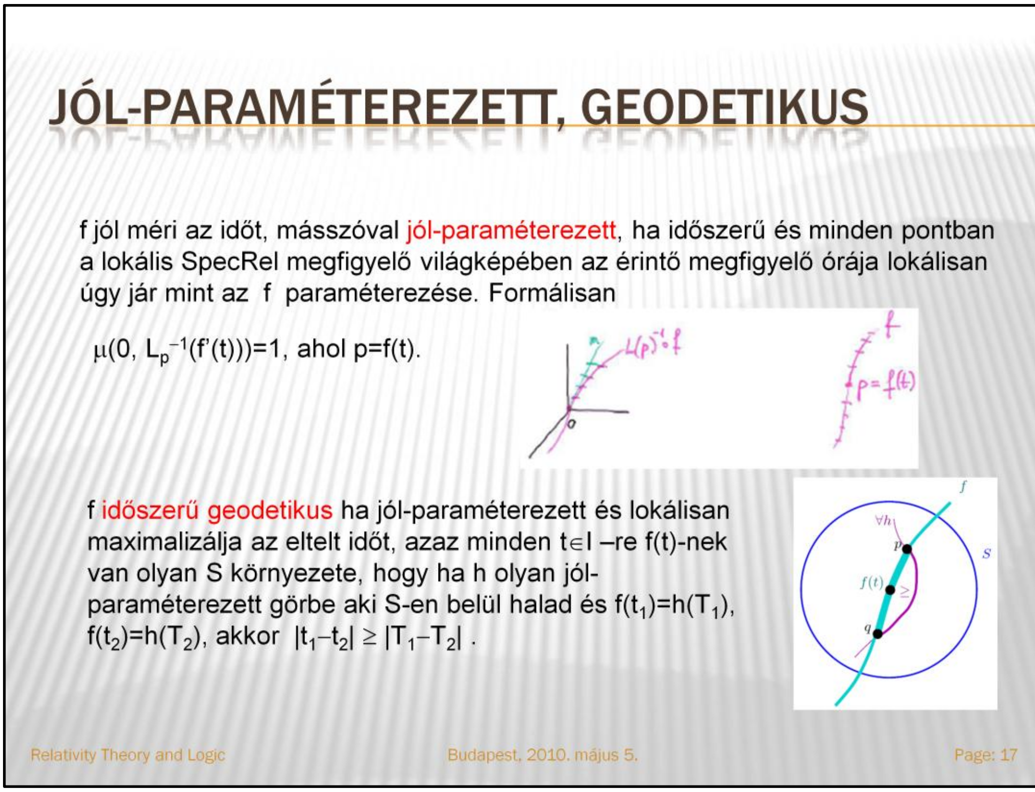
Definició.

Görbének f:I→D differenciálható függvényt hivunk, ahol I a Q intervalluma.

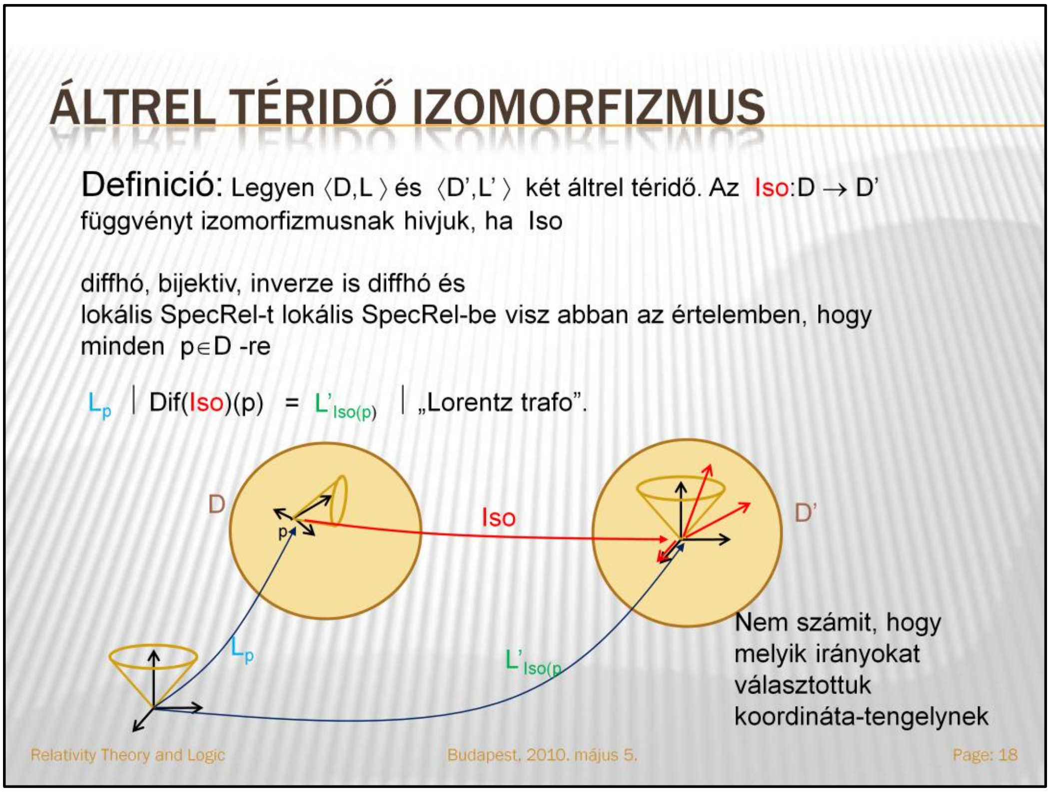
Időszerű görbe az f ha mindig a lokális fénykúpon belül halad, azaz ha minden t∈I -re $L_p^{-1}(f'(t))$ időszerű vektor, azaz $\mu(0, L_p^{-1}(f'(t)))$ pozitiv, ahol p=f(t).







Azt, hogy egy görbe jól-paraméterezett-e, az egyes lokális SpecRel téridők egymástól függetlenül „döntik el”. Az, hogy egy görbe geodetikus-e, függ az egyes lokális SpecRel téridők egymáshoz való viszonyától is (mert a pont egész környezete határozza meg a tulajdonságot, nemcsak a p pontbeli SpecRel L_p beágyazás).



El akarunk eltekinteni attól, hogy pont melyik irányokat választottuk koordinátatengelyeknek.

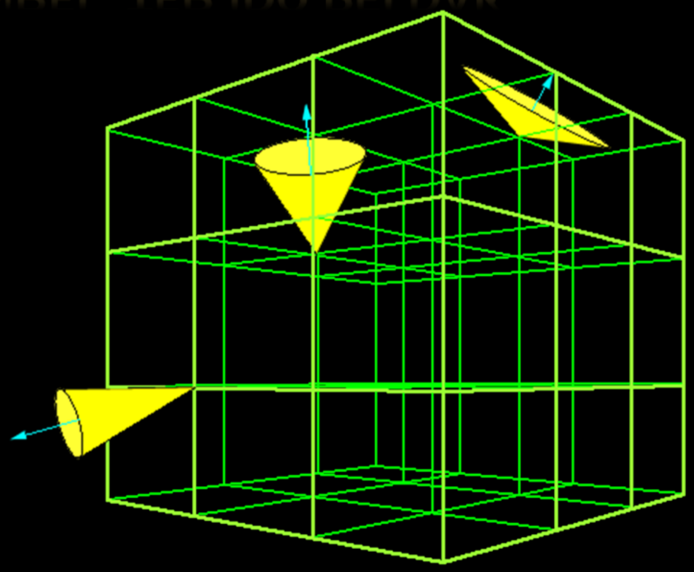
A képletben függőleges vonal függvény-kompoziciót jelent, a forditott sorrendben, tehát $(f \mid g)(x)=g(f(x))$. Azért szoktuk ezt a sorrendű kompoziciót használni, mert jobban követi a rajzolási sorrendet.

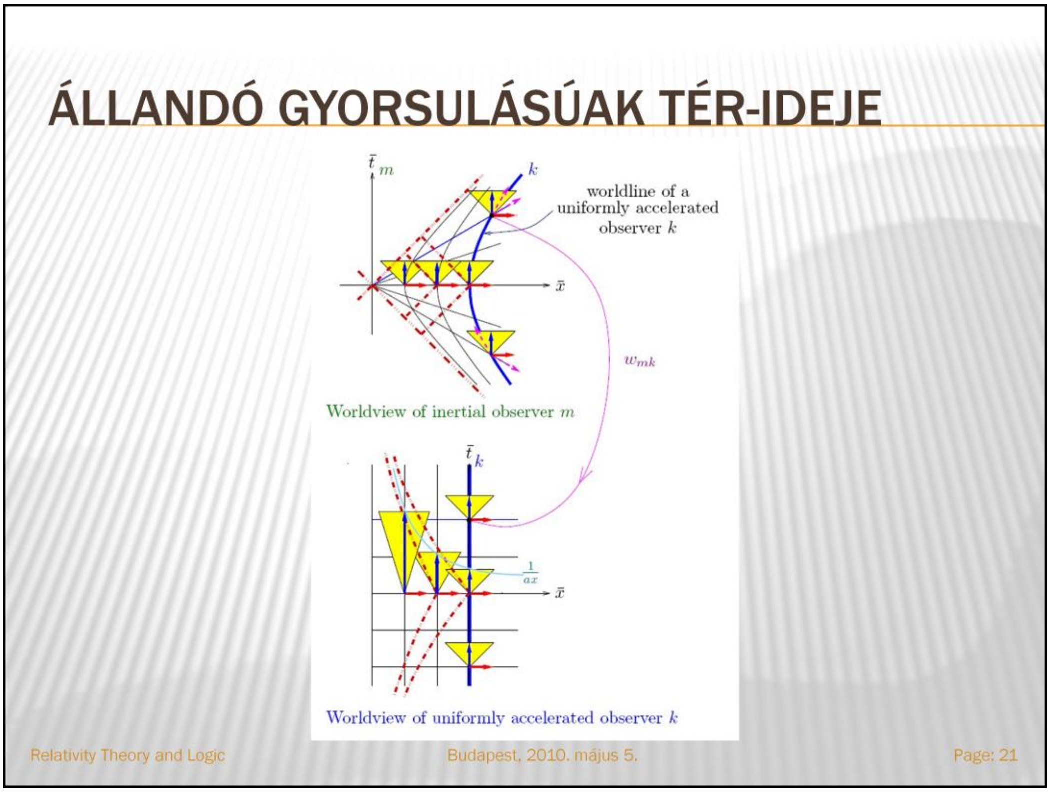
ÁLTREL IZOMORFIZMUS

- Hivják átkoordinátázásnak is.

- Izomorfizmusok megőrzik a minket érdeklő tulajdonságokat, pl. lokális fénykúp, lokális relativisztikus távolságok, időszerű görbe, jól-paraméterezett, geodetikus,.

GENREL TÉR-IDŐ PÉLDÁK





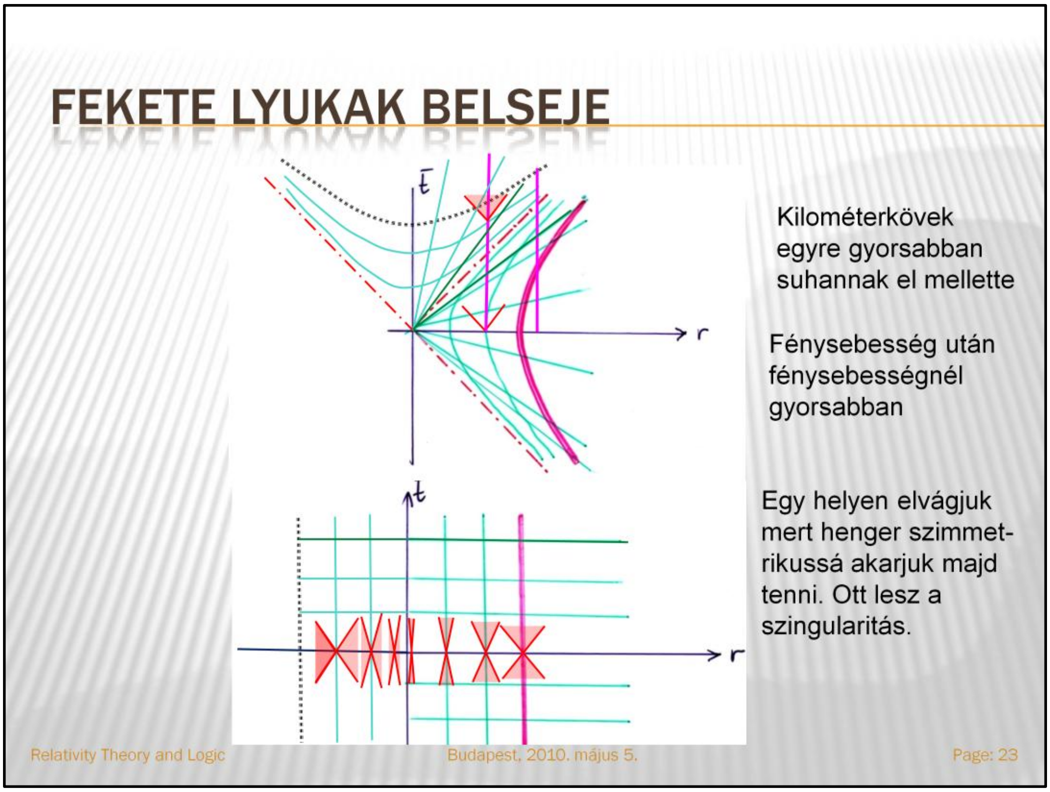
Első példa a Minkowski téridő. Egy szelete ábrázolva van a felső rajzon. Második példa a gyorsuló világképe (2 dimenzióban), ld. a kép alsó részét. Kettő közti izomorfizmus is ábrázolva van. Egy GenRel modell világképei között ható világképtranszformációk áltrel téridő izomorfizmusok (átkoordinátázások), általában parciálisok azaz izomorfizmusok az értelmezési tartományuk és az értékkészletük között.

FEKETE LYUKAK ELMÉLETE

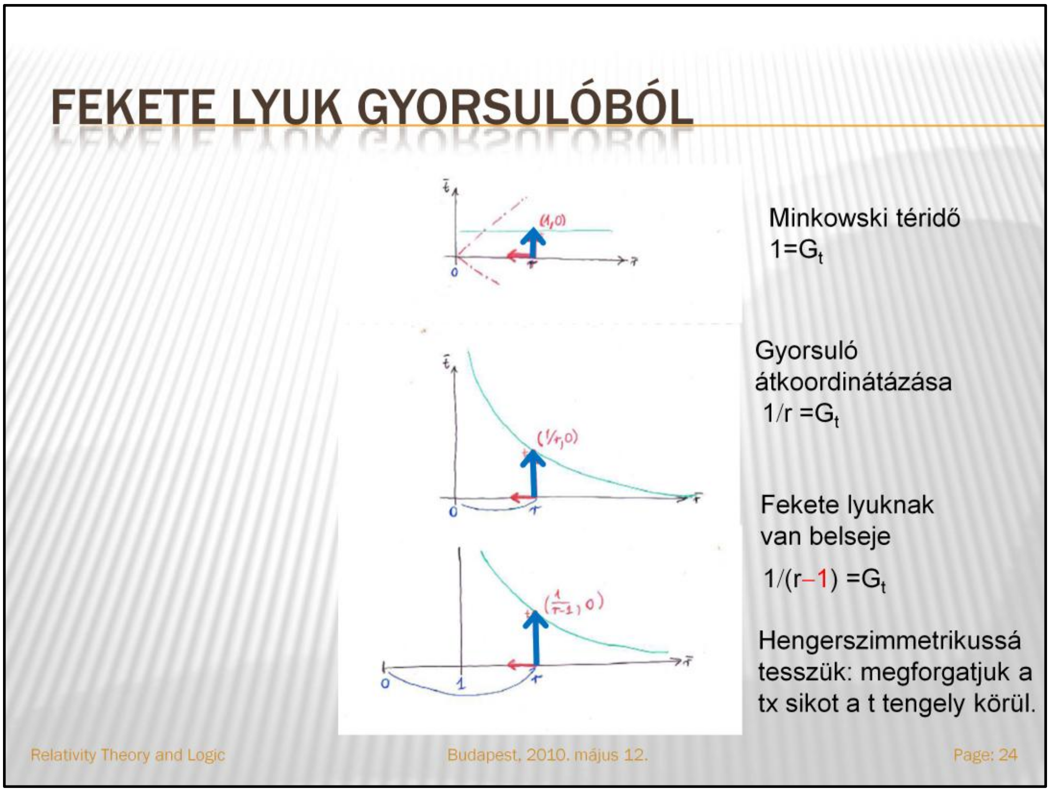
Miért fontos a fekete lyukak elmélete?

Tipikus áltrel téridő
Sok más téridő épül erre
Relativisztikus gravitáció legegyszerűbb formája (egy pontban van az összes gravitáló tömeg)
Gravitációs tere idealizációja a Napénak.

Sokféle fekete lyuk van, most a legegyszerűbbet nézzük.

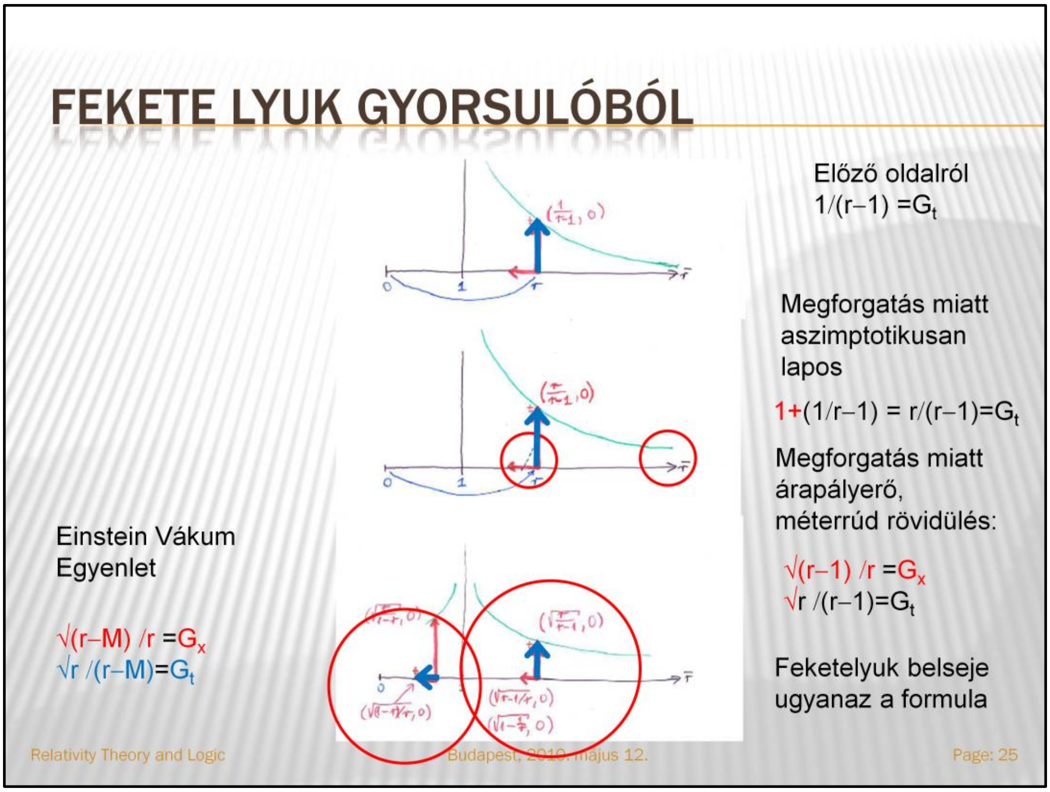


A fekete lyuk belsejének koordinátázása.



Emlékeztetünk rá, hogy a lokális SpecRel téridőket az egységvektorok képeivel adjuk meg (ld. 15. old). Az első két téridő még 2-dimenziós, a harmadik már 4-dimenziós. Az origóból kiinduló sugárirányú egyeneseket ábrázoljuk és azokon csak a G_t, G_x vektorokat akkor is mikor a téridő már 4-dimenziós. A G_y,G_z vektorok irányai olyanok, hogy merőlegesek a G_t,G_x sikjára és egymásra is, hosszuk 1. Ez azt jelenti, hogy csak sugárirányban „történik valami”, csak sugárirányban van hatás.

A „henger-szimmetrikus” szót használjuk, mert ábrázoljuk az időtengelyt is. Ha csak a teret nézzük, akkor gömbszimmetrikus, és „időben állandó”, azaz az időtengely menti eltolás nem változtat semmit.



Mivel megforgattuk a 2-dimenziós téridőt, az „origóból kiinduló hatások" gömbfelületen oszlanak el, emiatt végtelen felé haladva „lecsengenek". Ekvivalens módon tekinthetjük tapasztalati ténynek is, hogy a gravitációs hatások messziről nézve lecsengenek, nullához tartanak. „**Aszimptotikusan lapos**" azt jelenti, hogy az origótól egyre messzebb haladva a lokális SpecRel téridők egyre inkább megegyeznek a „koordináta-SpecRel téridővel", esetünkben az L_p trafok lineáris részei egyre inkább közelitenek az identitás függvényhez ahogy p egyre messzebb van az origótól. Ez azt jelenti, hogy a G_t,G_x,G_y,G_z vektorok egyre inkább ugyanazok mint a koordináta-rendszerbeliek.

Az **árapály**-erőkről a következő oldalakon lesz szó, árapály azt jelenti, hogy a sugárirányban egyszerre elejtett testek távolodnak egymástól (mert gyorsulnak az origó felé), a sugárirányra merőlegesen szeparáltan elejtett testek pedig közelednek egymáshoz (mert egyformán esnek). Newtoni Mechanika szerint egy pont körül gömb-alakban szeparáltan elejtett pici porgömb térfogata nem változik (csak az alakja változik). Az **Einstein Vákum Egyenlet** azt mondja, hogy ez ÁltRelben is igy van, ahol a térfogatot úgy mérjük, hogy az elejtett porszemek mérik az egymástól való távolságukat radarral.

Úgy érjük el, hogy az elejtett almák távolodjanak egymástól, hogy az origó felé haladva röviditjük a méterrudakat (ezáltal ugyanazt a koordináta-távolságot nagyobbnak fogják mérni a lokális SpecRel-ek, ld. a következő oldalakat). Úgy röviditünk, hogy a G_t,G_x aránya ne változzon és szorzatuk 1 legyen.

Végül, ugyanezt a formulát alkalmazzuk a fekete lyuk belsejében is, csak r–1 helyett 1–r –t irunk hogy a gyökjel alatt pozitiv szám legyen és felcseréljük a G_t G_x vektorokat.

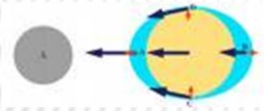
A példában 1-nek választottuk a fekete lyuk sugarát. Választhatjuk tetszőleges M nemnulla számnak, ezt hivják a fekete lyuk **tömeg**ének. Ha M=0, akkor visszakapjuk a Minkowski téridőt.

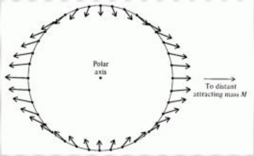
A végeredményül kapott téridőt Schwarzschild téridőnek vagy fekete lyuknak hivják, térbeli ábrázolása megtalálható a 30. oldalon.

MÉTERRÚD RÖVIDÜLÉS, ÁRAPÁLYERŐ

Newtoni gravitáció elméletben: gömbszimmetria, gravitációs gyorsulás $1/r^2$, beeső porgömb megnyúlik. Árapályerők. Einstein vákum egyenlete.

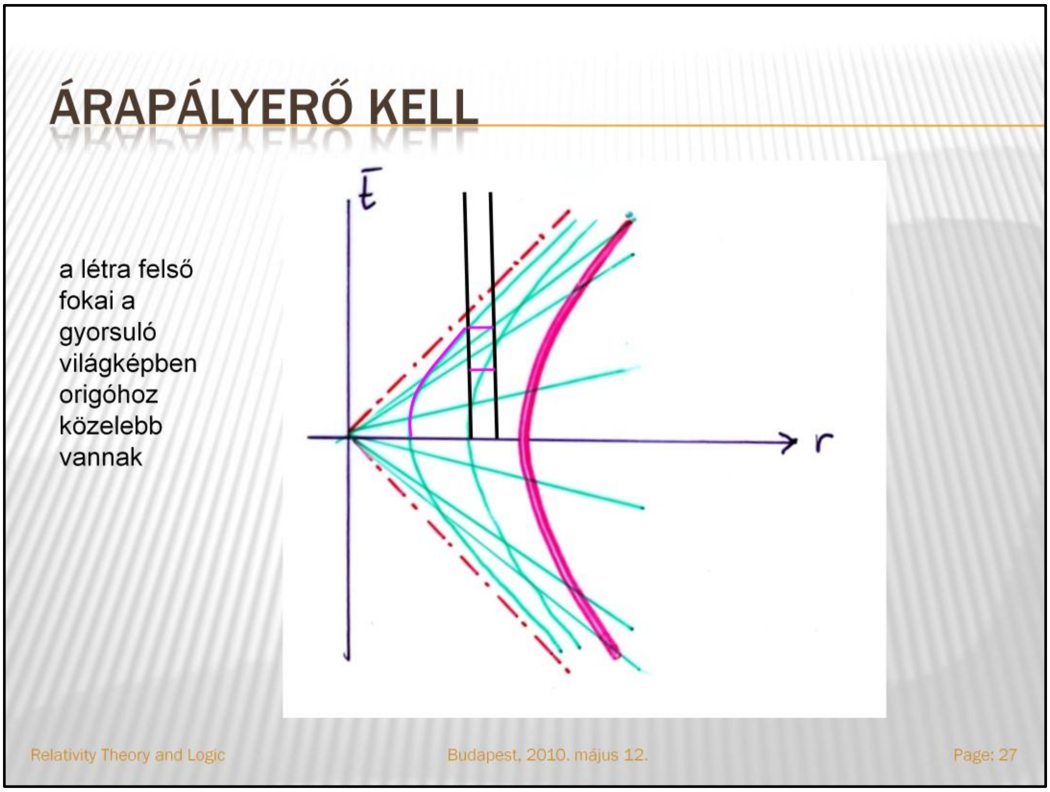
Gömbszimmetrikussá tett gyorsuló világképében még nincs.



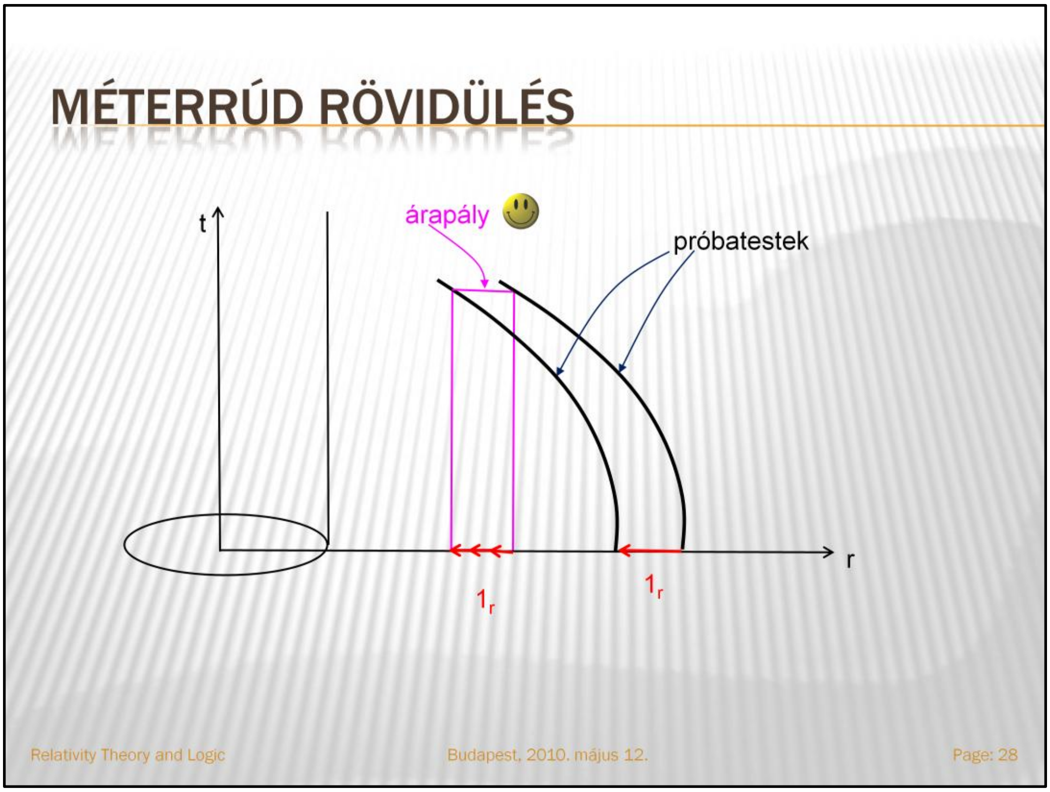


Ld az előző oldalt is.

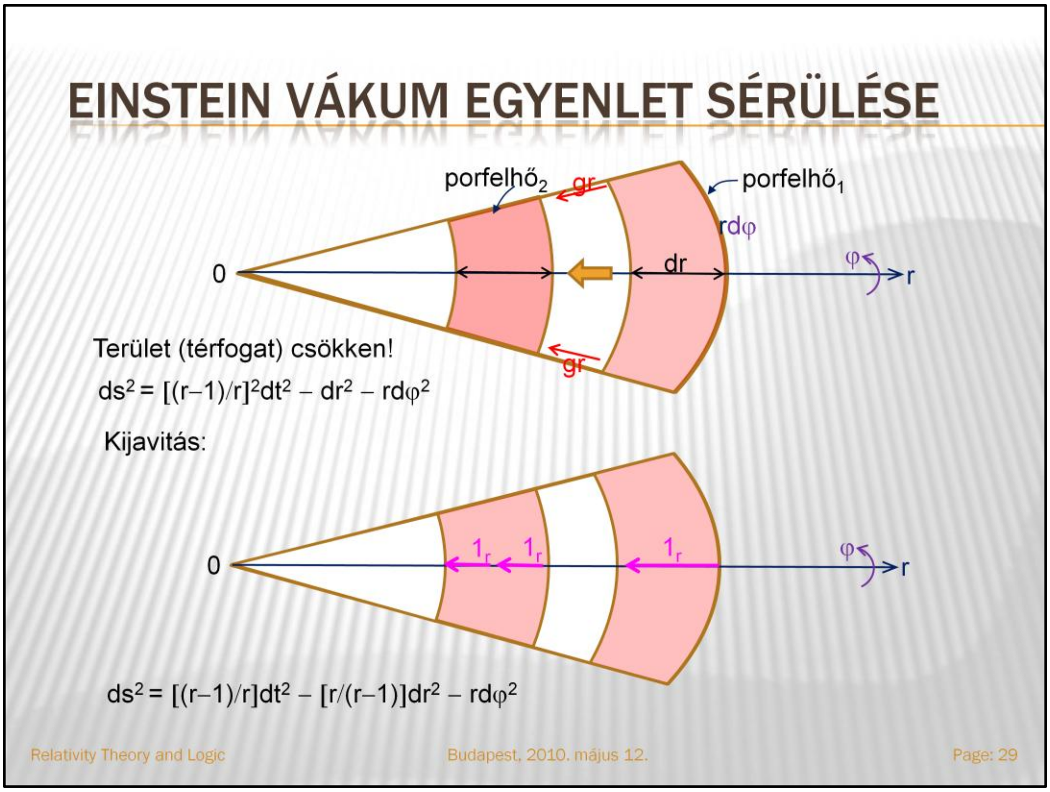
Mivel a téridő gömbszimmetrikus és csak sugárirányban van hatás, a sugárirányra merőlegesen szeparáltan elejtett porszemek mindenképpen közelitenek egymáshoz.



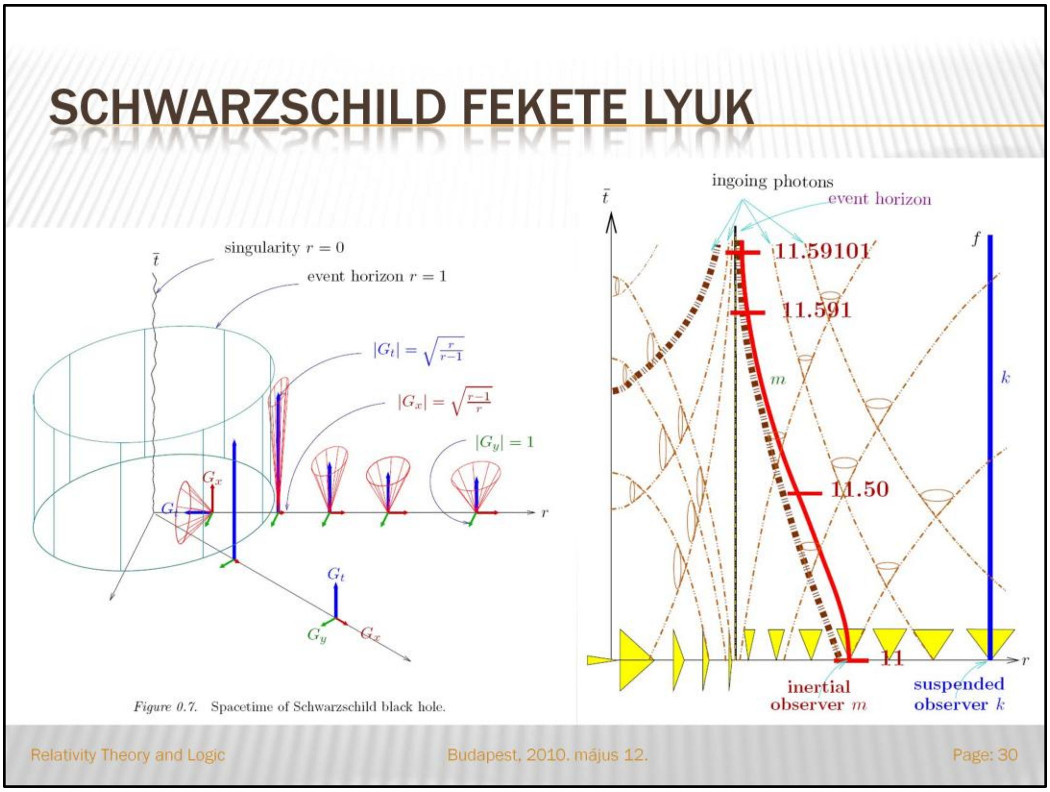
Gyorsuló világkép vissza-koordinátázása SpecRel-re, ld. 21. old. Itt láthatjuk, hogy a beeső porszemek életútjai a függőleges egyenesek, ezek egymástól állandó távolságot mérnek radarral, tehát nem távolodnak egymástól. Amikor aszimptotikusan laposssá tettük a téridőt azáltal, hogy 1-t adtunk hozzá a G_t –k hosszához (ld. 25. old), akkor az esemény-horizont közelében alig változtattunk, mert itt a G_t hossza végtelenhez tartott. Tehát igaz ugyan, hogy a G_t megváltoztatása kissé távolitja az új téridőhöz tartozó geodetiusokat, nem eléggé: a porszemek távolodása az eseményhorizont közelében kifejezettebb kéne legyen mint távolabb, viszont pont itt alig változtattunk a téridőn.



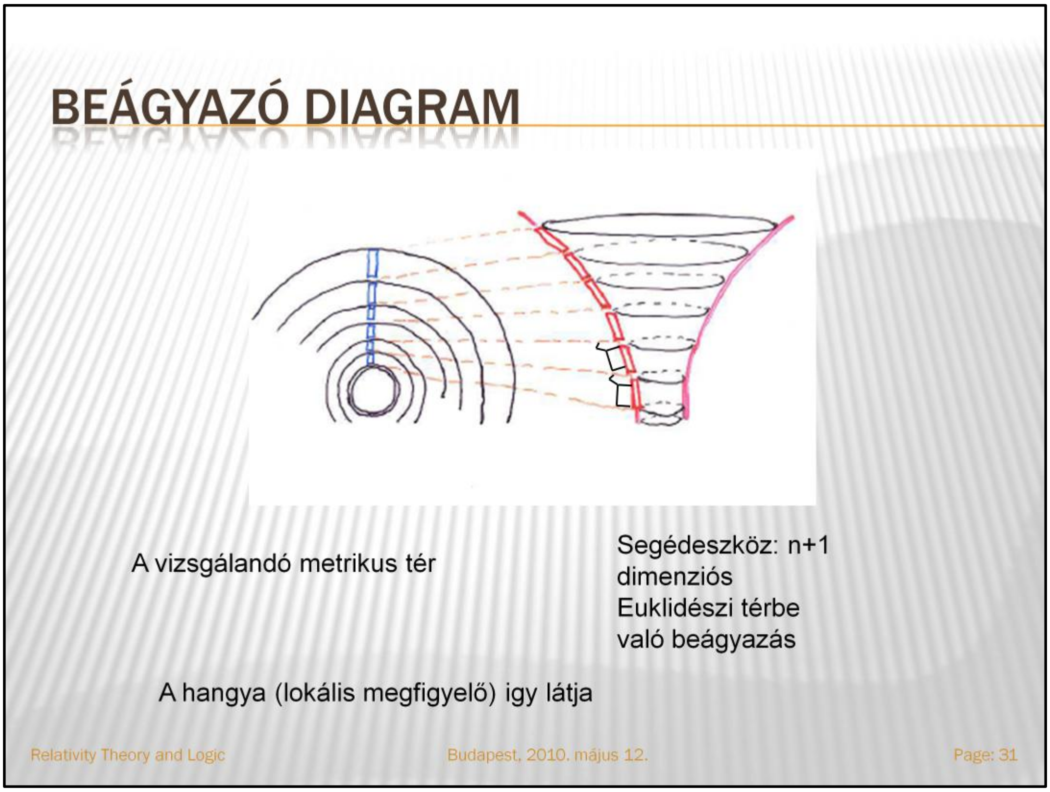
Az előző kép átkoordinátázva. Látszik, hogy a beljebb levő 1_r egységvektor (1_r ugyanaz mint eddig az 1_x egységvektor) alkalmas rövidítésével elérhető, hogy a porszemek távolodni lássák egymást.



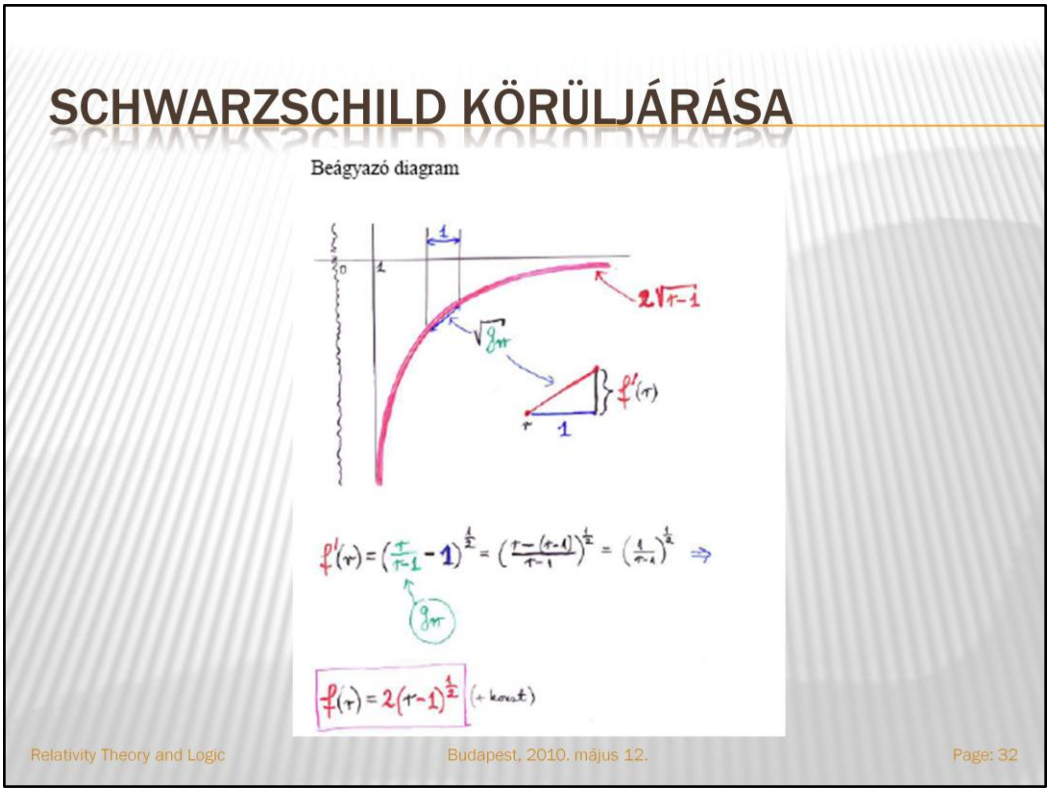
Már a newtoni gravitációelméletből következik, hogy a sugárirányban elejtett porszemek távolodnak egymástól és az elejtett porgömb térfogata nem változik csak az alakja. Áltrel téridőben az elejtett porszemek életútját a helyi SpecRel egységvektorok határozzák meg, nevezetesen az elejtett porszemek életútjai geodetikusok (ld. 17. old). Úgy akarjuk definiálni a lokális SpecRel egységvektorokat, hogy a geodetikusok távolodjanak egymástól stb. Henger-szimmetria és csak sugár-irányú hatás miatt a sugárirányra merőlegesen szeparáltan elejtett porszemek közeledni fognak egymáshoz. Einstein Vákum Egyenletének teljesüléséhez tehát el kell érni, hogy a sugárirányban szeparáltan eső porszemek távolodjanak egymástól.



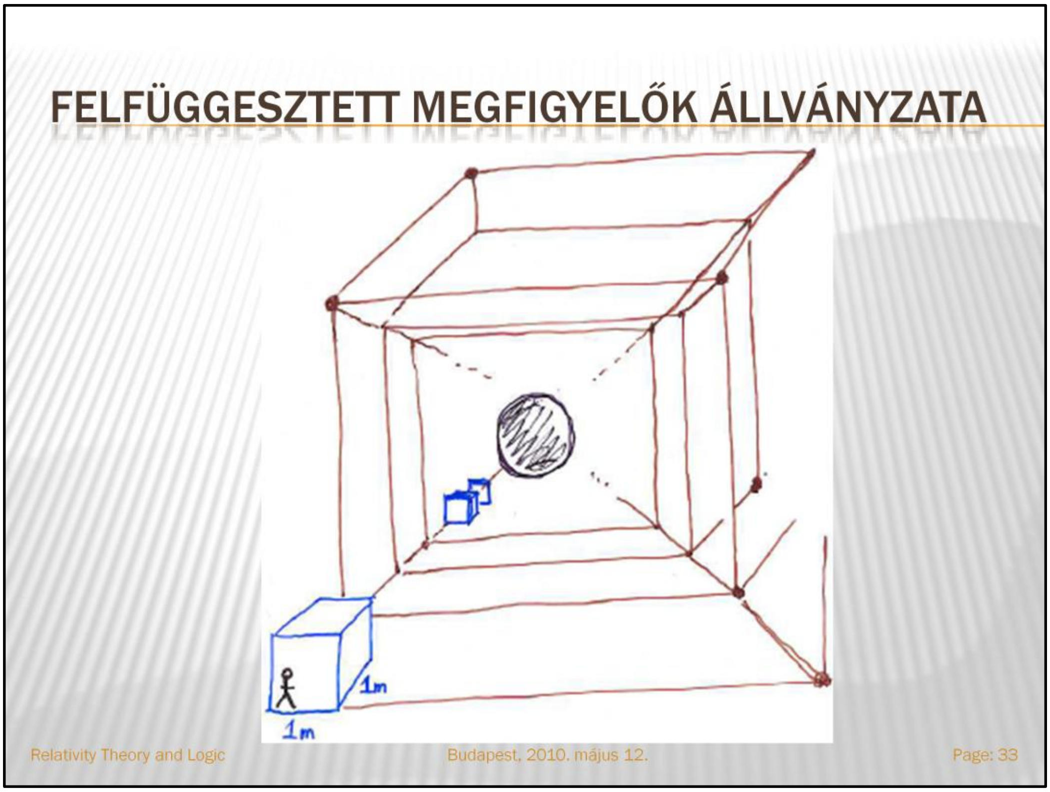
Ez lett tehát a végeredmény: Négy vektormező, megmondják hogy a lokális SpecRel-ek (Minkowski geometriák) hogyan vannak begyűrve a nagy globális koordinátarendszerbe. A fontos az, hogy egymást hogyan látják eldeformálódni.



A méterrúd rövidülést igy lehet ábrázolni (szemléltetni) plusz dimenzió felvételével. A kétdimenziós sikot, amin a metrika absztrakt, beágyazzuk egy háromdimenziós térbe úgy, hogy az absztrakt metrika átmenjen a háromdimenziós tér euklidészi metrikájába.

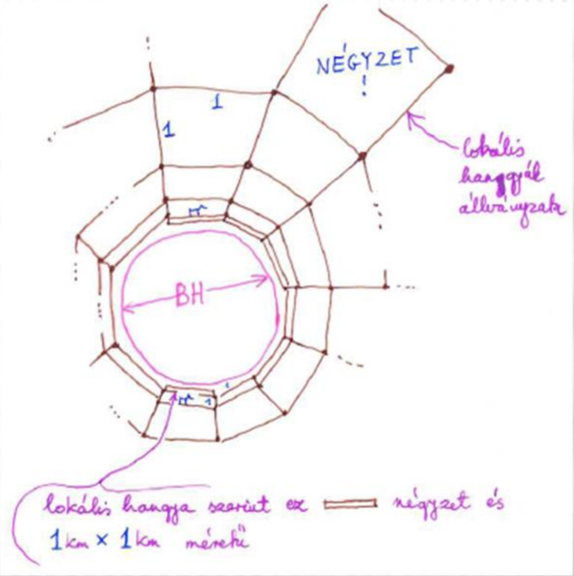


Az ábrán gyök(g_{rr}) az, amennyinek a lokális SpecRel méri az 1 koordináta-távolságot, azaz most G_x hosszának reciproka. Tehát g_{rr} itt $r/(r-1)$. Ennek alapján egyszerűen ki lehet számitani a beágyazó görbét.



A BH köré építve. „Merev” rudak tartják fenn a csomópontokat. Ez kiváltható radarozással merev rúd nélkül is. Állványzat. Űrhajó-flotta fényjelekkel és elejtett űrcsónakokkal tájékozódva és egymással kommunikálva tartják fenn a helyzetüket, mint a gyorsuló megfigyelőnél.

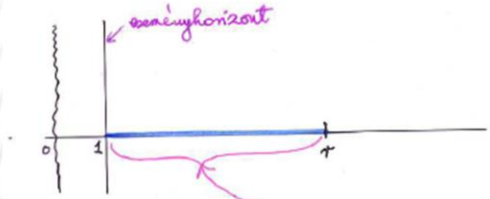
ÁLLVÁNYZAT



NÉGYZET
!
1
1
lokális hangyák állványzata
BH
lokális hangya szerint ez négyzet és
1km × 1km méretű

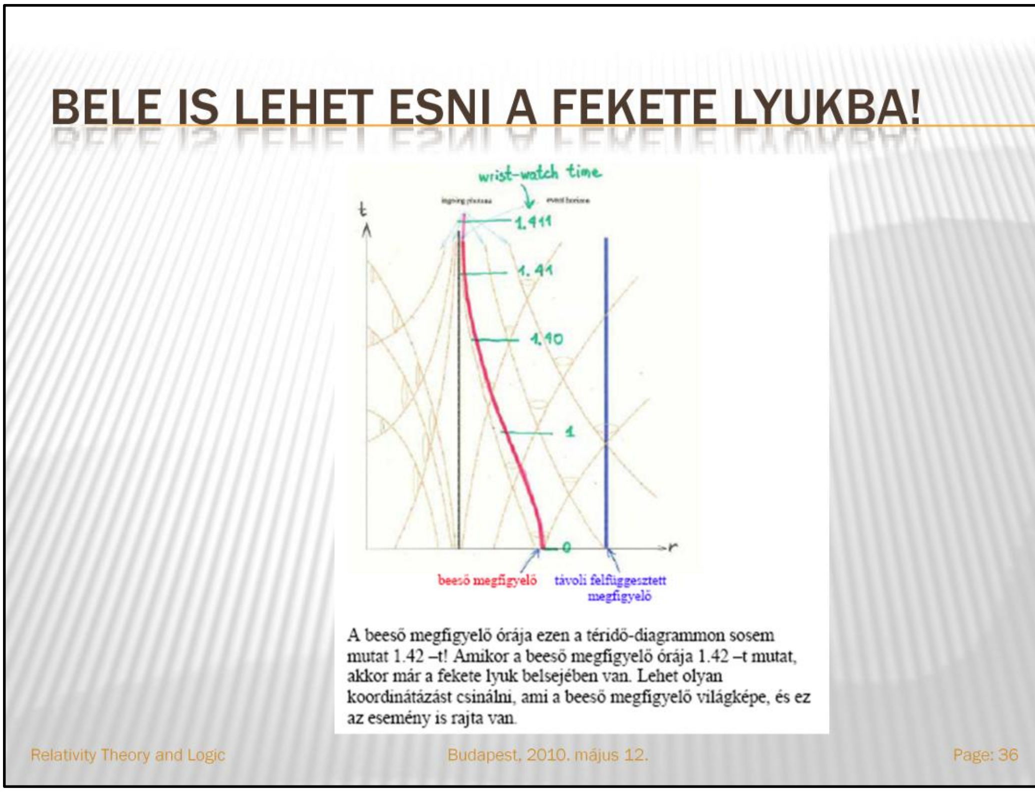
TÁVOLSÁG ESEMÉNYHORIZONTIG VÉGES

Fekete lyuk felé lelógatott kötél hossza:

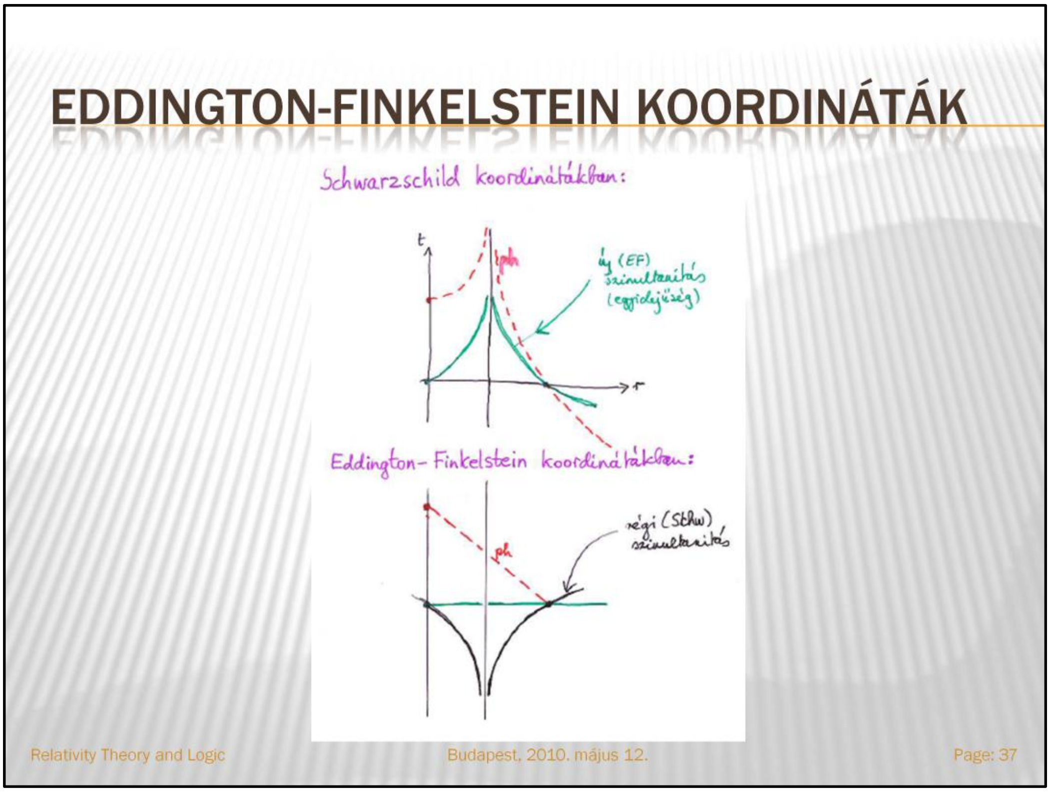


$$\int_1^r \sqrt{\frac{r}{r-1}}\,dr = \sqrt{r(r-1)} + \ln\left(\sqrt{r}+\sqrt{r-1}\right)$$

Távolság fekete lyuk eseményhorizont-jáig véges

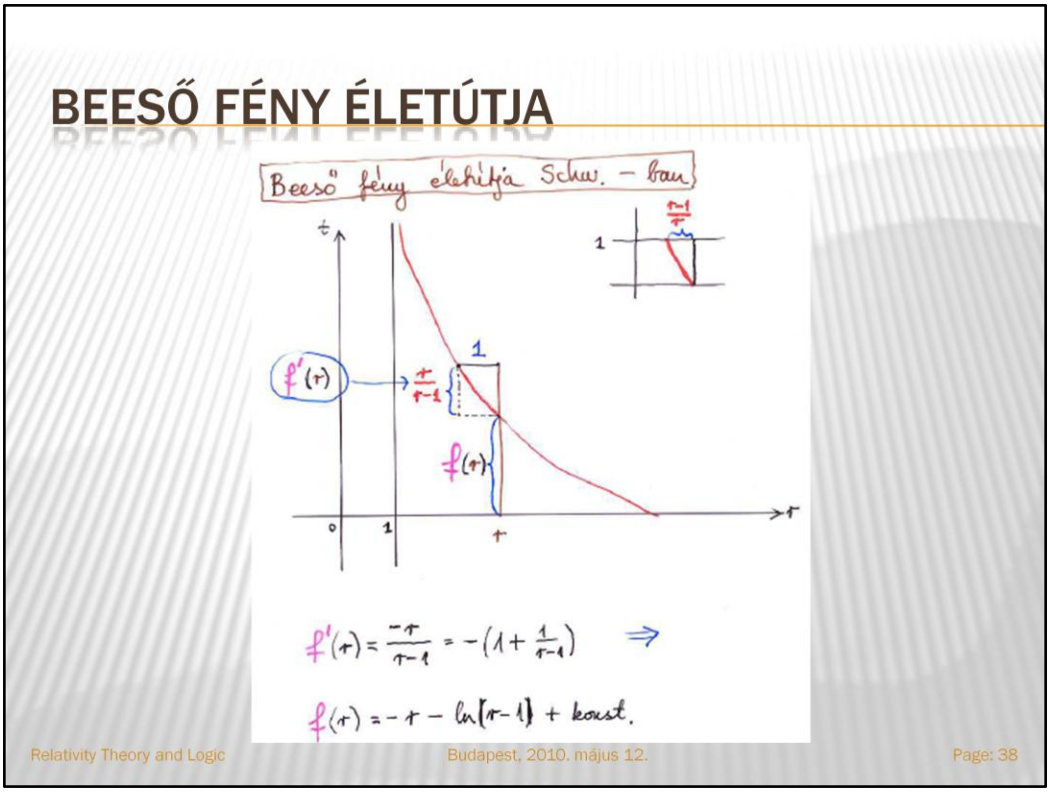


A képen az 1.42 szám szimbolikus, lényeg az, hogy véges.

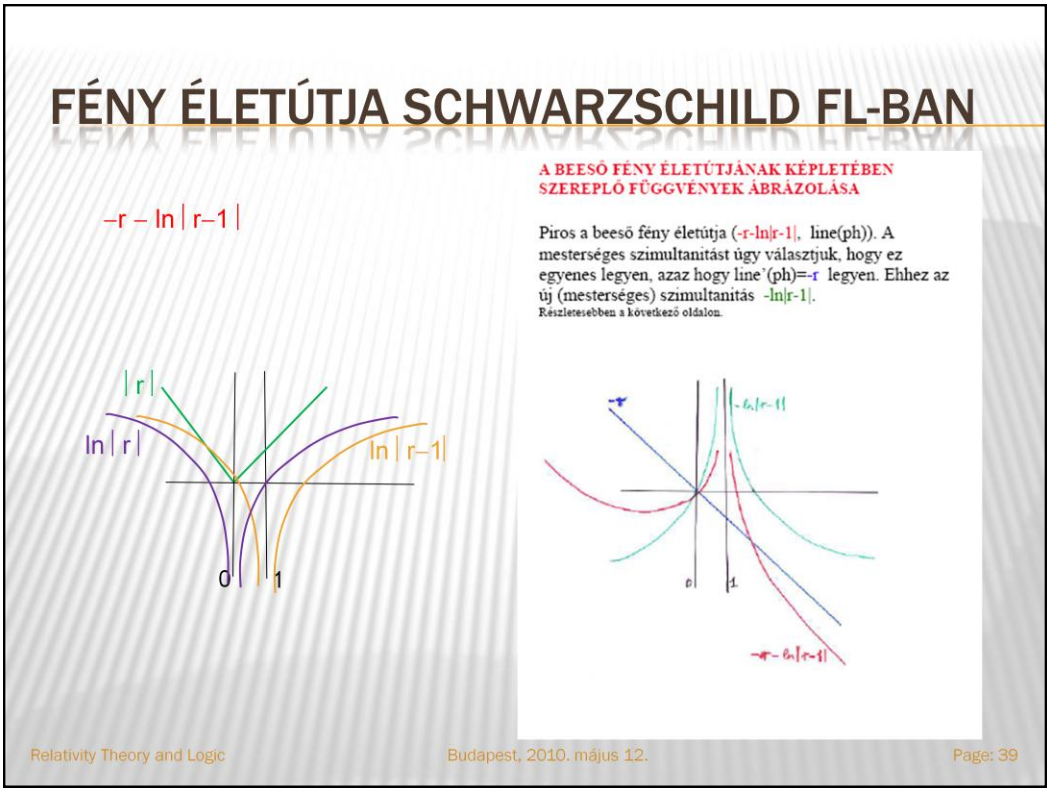


A beeső megfigyelő szemével akarjuk látni a fekete lyukat. Ahelyett, hogy az ő életútját koordinátáznánk rá a t tengelyre, úgy koordinátázunk át, hogy a beeső fotonok életútjai legyenek 45 fokos egyenesek. Úgy koordinátázunk át, hogy a t-vel párhuzamos egyeneseket alkalmasan „lehúzzuk”, azaz az átkoordinátázás egy csak r-től függő függvény hozzáadása lesz a téridőpontokhoz. Mivel a foton végtelen magasra felmegy az eseményhorizont közelében, a fekete szimultanitás-vonal lehúzás utáni képe végtelen mélyre lemegy. A felső képen levő foton életútjának kiszámitása megtalálható a következő oldalon.

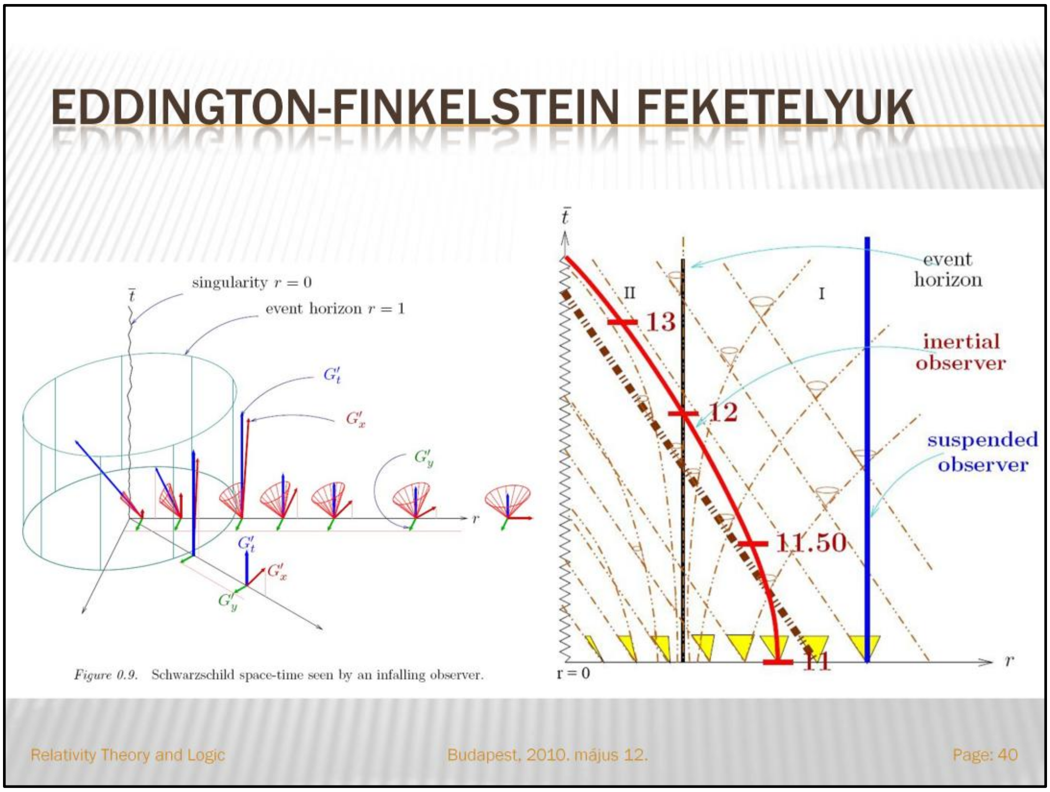
Izomorfizmus. Minden áltrel átkoordinátázás téridő-izomorfizmus lesz. Hiszen ezért vezettük be az izomorfizmus fogalmát..



A sugárirányban beeső fény marad mindig sugárirányú és sebessége (érintőjének iránya) az r helyen az r helyen levő fénykúp alkotója. Innen kiszámitható az életút.

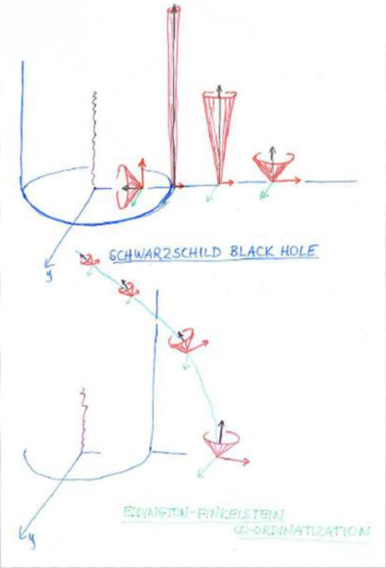


Az előző oldalon kapott függvény ábrázolása lépésekben. Először az ∣r∣ függvényt ábrázoljuk (baloldali zöld függvény), aztán az ln∣r∣ függvényt ábrázoljuk (baloldali lila függvény), stb.

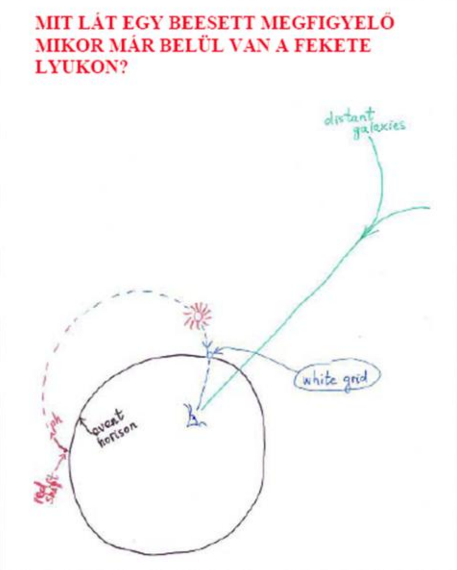


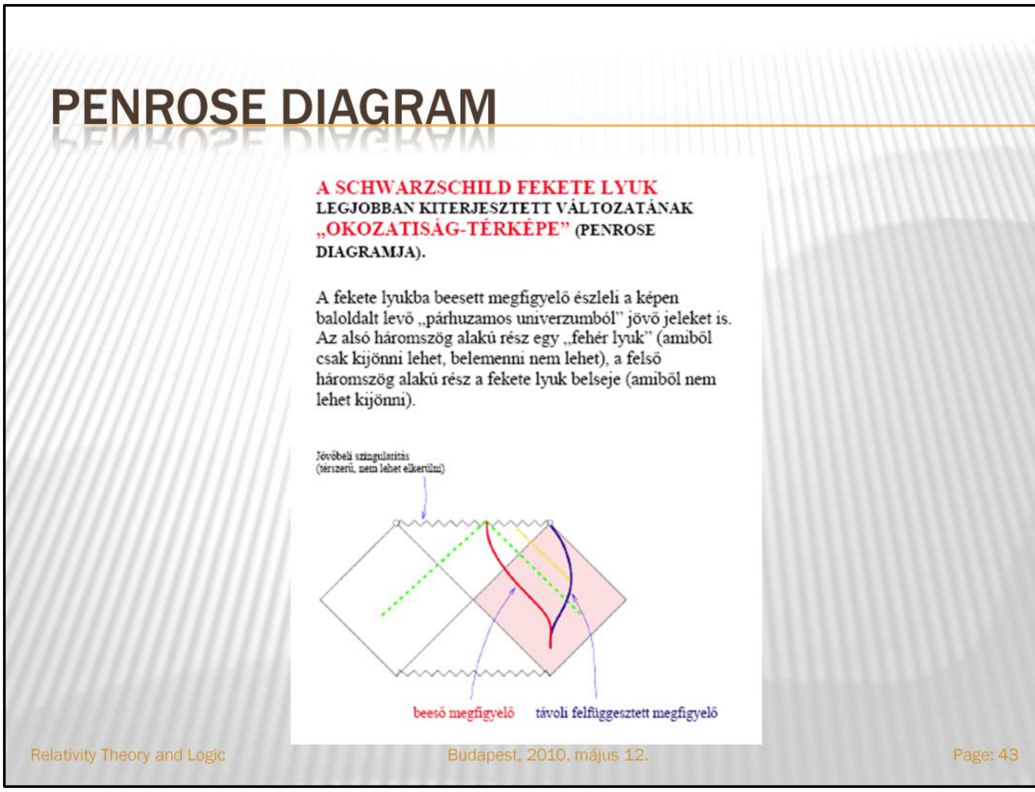
Az átkoordinátázás eredménye. Bedőlnek a fénykúpok. A piros G_x vektorok irányai a 37. oldalon az alsó képen levő fekete vonal érintői irányába mutatnak az eseményhorizonton kivül. Az eseményhorizonton belül pedig a kék G_t vektorok irányai mutatnak ebbe az irányba. A függőleges kék G_t (illetve belül a függőleges piros G_x) vektorok nem változtak.

LEGEGYSZERŰBB FEKETE LYUK

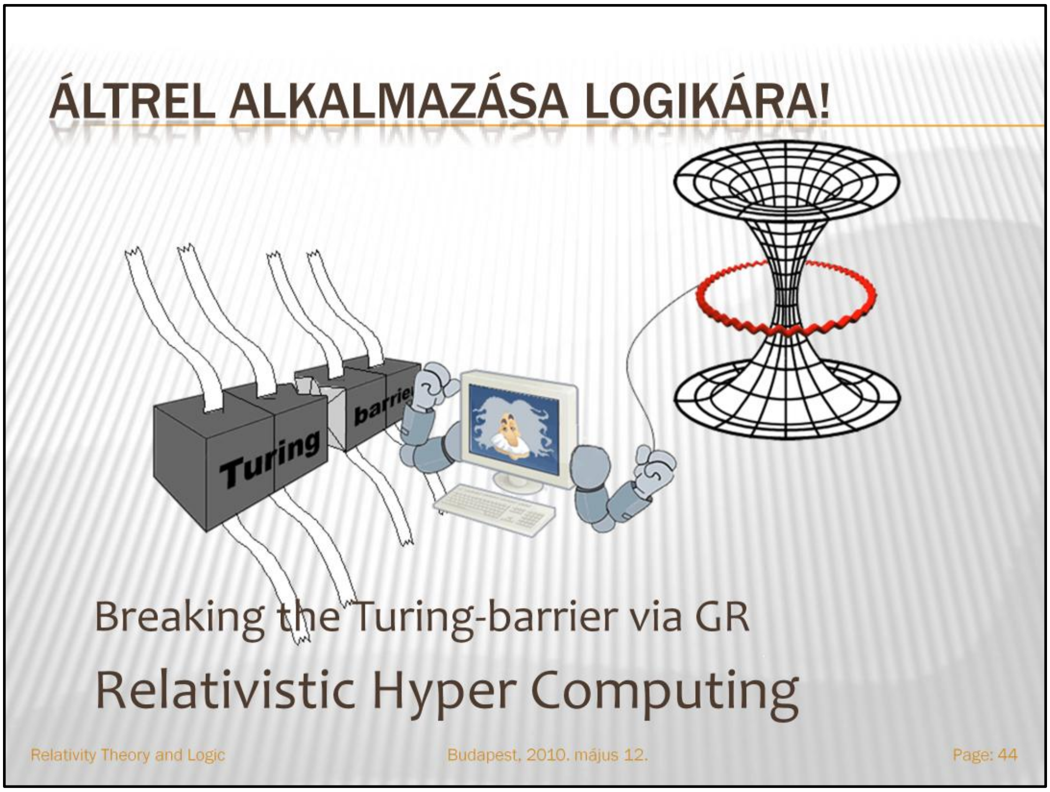


MIT LÁT BEESETT MEGFIGYELŐ





Penrose diagram: keresünk egy jellegzetes kétdimenziós tx-szeletet. Aztán úgy ábrázolunk, hogy a fotonok életútjai 45 fokosak legyenek, és a végtelen QxQ sik egy véges részbe menjen át. Eközben a metrikát nem tartjuk meg, de az időszerű, fényszerű és térszerű szeparáltságot igen! Azaz a kauzalitási relációt megőrizzük.



Ez az irány jól illeszkedik ahhot a jelenleg igen aktiv irányzathoz, ami a kiszámithatóság fogalmának kiszélesitését célozza meg.

GRAVITÁCIÓ LELASSITJA AZ IDŐT

Einstein's Ekivalencia Elve szerint

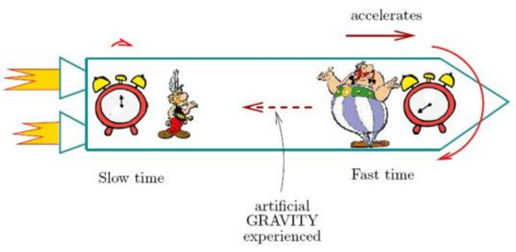


Figure 1: A THEOREM of Special Relativity (SR) (easily proved in first-order logic version of SR).

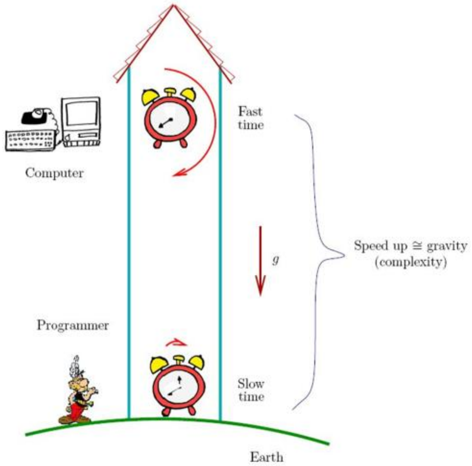


Figure 2: TIME WARP (Tower Paradox, effects of gravity on time). Clocks higher in a gravitational well tick faster.

GRAVITÁCIÓ LELASSITJA AZ IDŐT

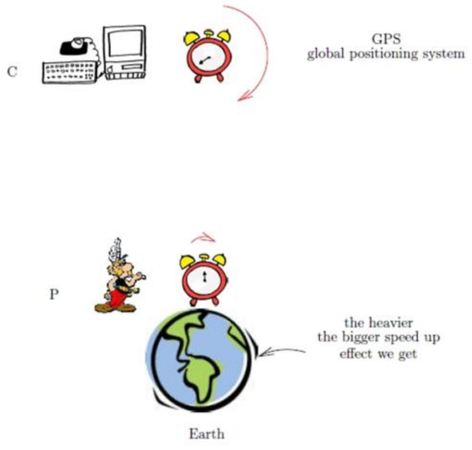


Figure 3: Thought experiment for fast computation: The programmer “throws” his slave-computer to a high orbit. Communicates via radio.

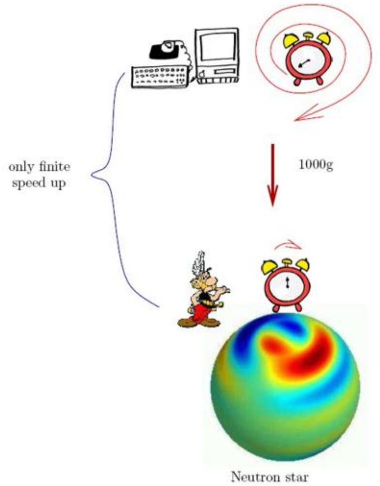
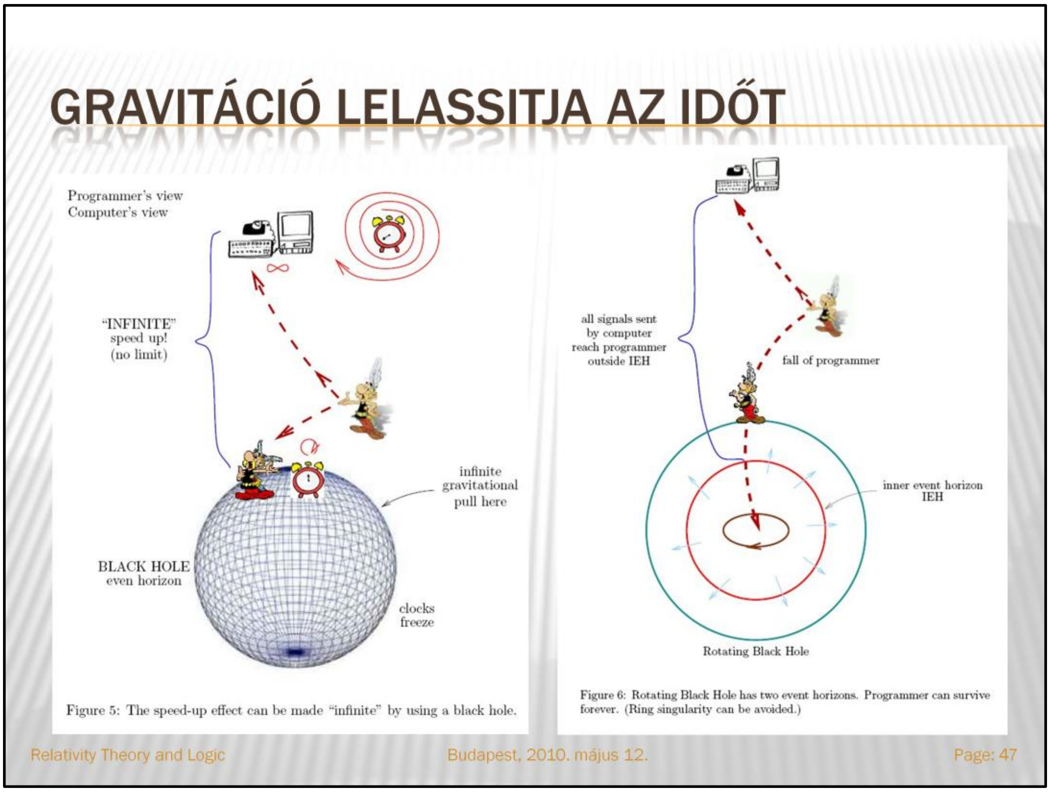
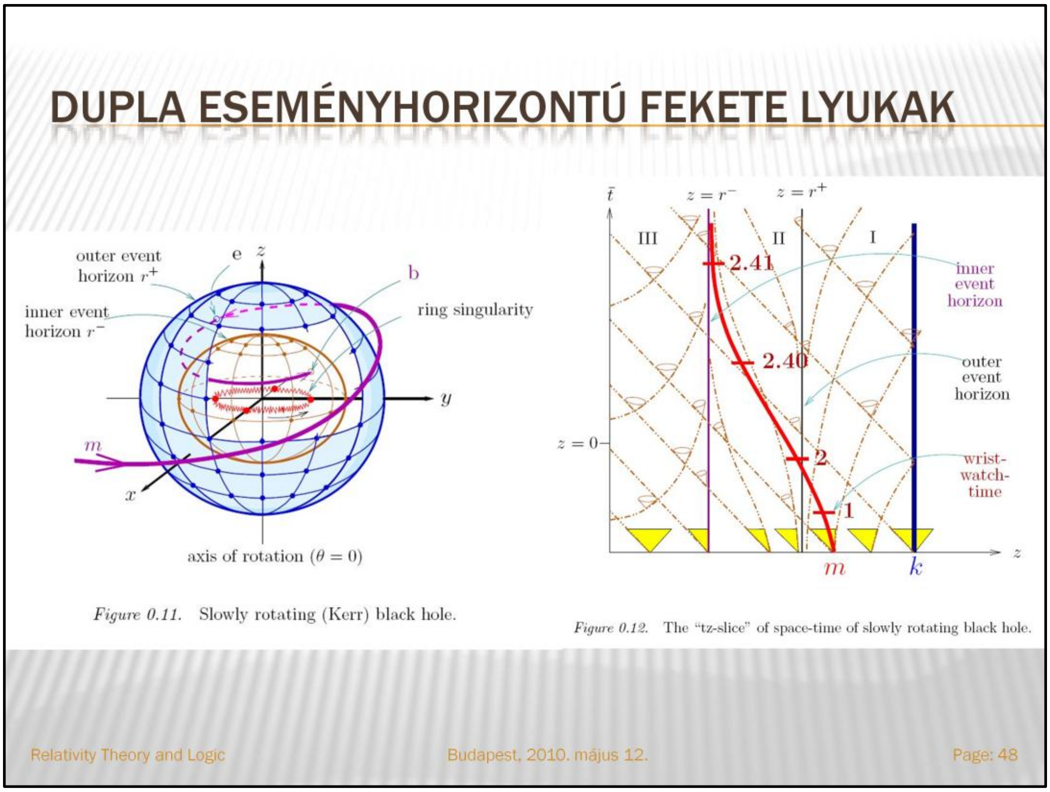


Figure 4: The speed-up effect can be increased by using a neutron star in place of the Earth, but it still remains finite.



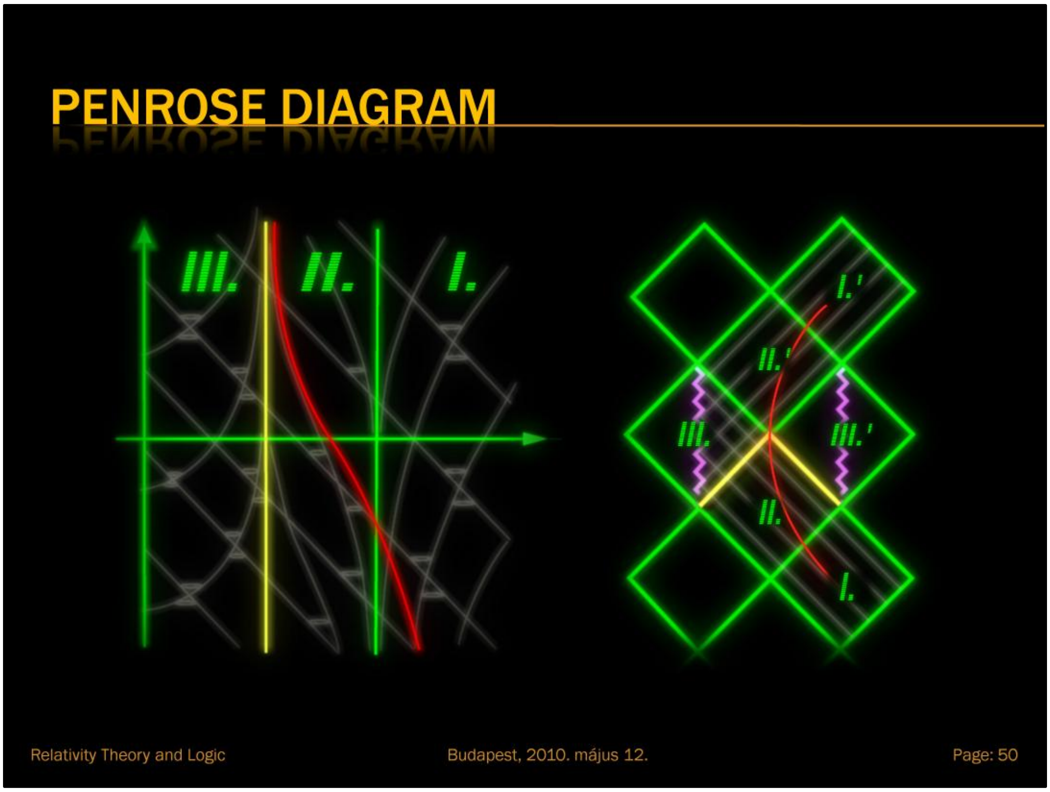
Forgó fekete lyuk segitségével el lehet dönteni, hogy a halmazelmélet konzisztens-e. Konkrét fizikai kisérlettel, nem gondolatkisérlettel.



A hiperkomputer működéséhez nem elég a legegyszerűbb Schwarzschild fekete lyuk. Olyan fekete lyuk kell, aminek két eseményhorizontja van, mint például a forgó (Kerr féle) vagy pedig az elektromosan töltött (Reissner-Nordström féle) fekete lyuk. Ezekben a gravitáció befelé húzó erején kívül van egy kifelé lökő erő is, ami az origóhoz közeledve „legyőzi” a gravitációs erőt (itt van a második eseményhorizont).

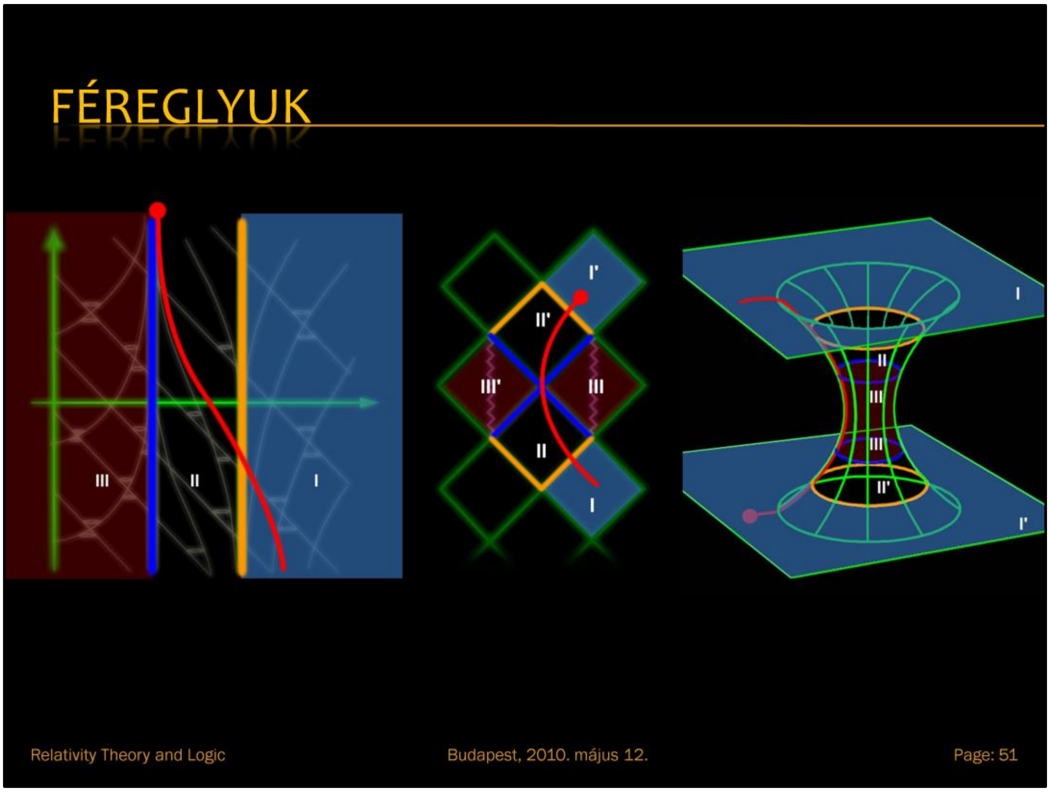
ELEKTROMOSAN TÖLTÖTT FEKETE LYUK

$$\mathrm{d}s^2 = (1 - \frac{1}{r} + \frac{e}{r^2})\mathrm{d}t^2 - (1 - \frac{1}{r} + \frac{e}{r^2})^{-1}\mathrm{d}r^2 - r^2\mathrm{d}\varphi^2$$



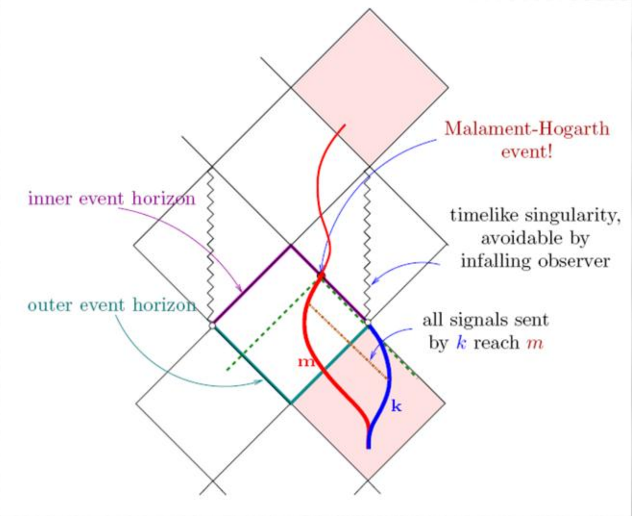
On the right side, there is the picture of the rotating Black Hole's Penrose diagram. As a diagram, it has to have some rule, in order to get some information out of it. And the rule is that the possible lifelines of photons are 45 degree.

In the Penrose diagram you can see not only the regions of the Black Hole (II., III.), but also their counterpart's, the regions of the White Hole (III'., II'.) and a universe (I'.) where the White Hole opens to. In this diagram finally we will able to draw in the whole lifeline of the programmer.

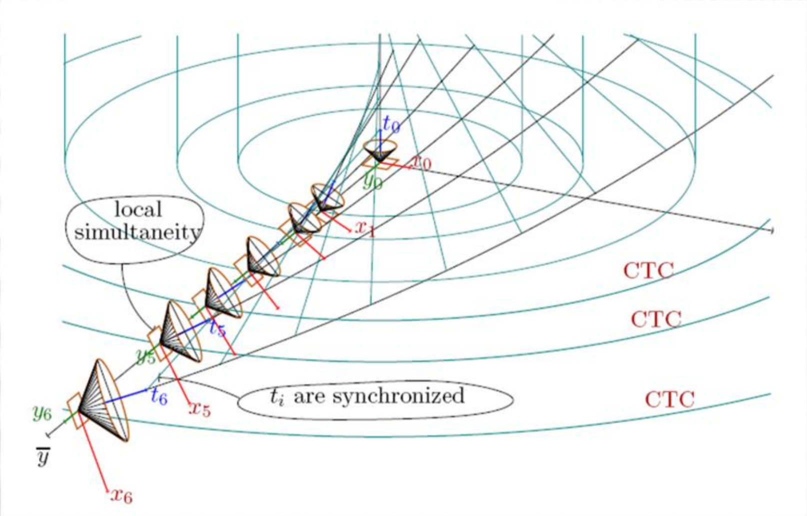


On this picture you can visualize how the Eddington-Finkelstein diagram, the Penrose diagram and the popularizer book's wormhole picture relate to each other.

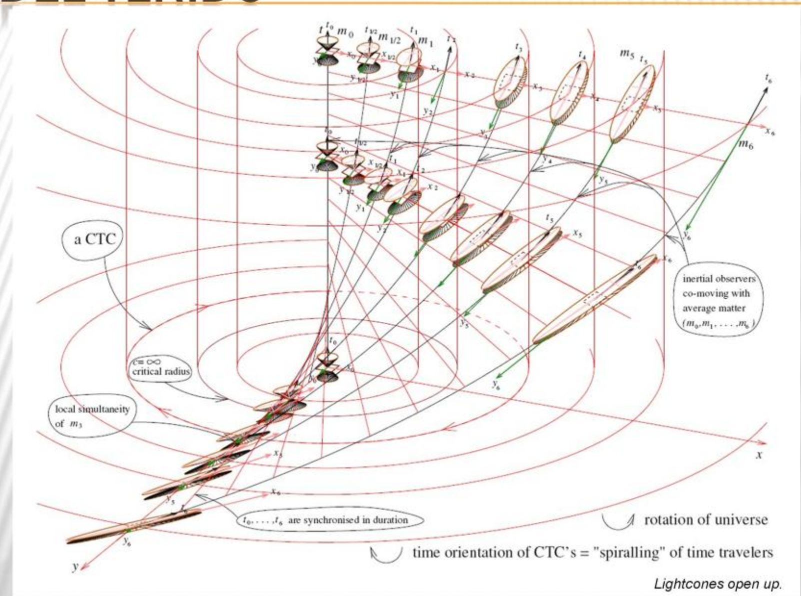
PENROSE DIAGRAM



GÖDEL TÉRIDŐ KIINDULÁS



GÖDEL TÉRIDŐ



More in our papers in **General Relativity and Gravitation** 2008 & in **arXiv.org** 2008

Timetravel is possible in the direction opposite to that of rotation of matter.

IDŐUTAZÁS GÖDEL TÉRIDŐBEN