Kristóf Miklós

Rezgések, áramlások
Újmaxwell egyenletek

Rezgések és áramlások

(Elmélkedések a hidromechanikáról)

Évek, évtizedek óta próbálom bebizonyítani, hogy a fizika az nem más, mint az éter rezgése és áramlása. Részeredményeket értem el, de eddig nem állt össze egységes, ellentmondás-mentes képpé az egész. Valami nagy felismerés hiányzik. A Hamilton-Lagrange formalizmusról szinte ordít, hogy az lényegében hangtan! Van az $\omega(\vec{k})$ diszperziós reláció, és abból határozunk meg mindent: $\dot{\vec{k}} = \frac{d\vec{k}}{dt} = -\frac{\partial\omega}{\partial\vec{r}}$, és $\dot{\vec{r}} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v} = \frac{\partial\omega}{\partial\vec{k}}$.

Most vegyük figyelembe, hogy E = $\hbar\cdot\omega$ az energia, ami a H Hamilton függvény jelentése, és

$\vec{p} = \hbar\cdot\vec{k}$ az impulzus, és nézzük meg mit mond a Hamilton-Lagrange formalizmus!

$\dot{\vec{p}} = \frac{d\vec{p}}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial\vec{r}}$, és $\dot{\vec{r}} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v} = \frac{\partial H}{\partial\vec{p}}$!

Hát vaknak kell lennünk hogy ne lássuk, hogy a kettő ugyanaz!

A hangterjedés áramló közegben témáról a Landau Lifsic VI-ban találtam egy kurta részt, majd azt is idemásolom. De még duzzogok egy kicsit. Ha mozgó közegről van szó, akkor maximum a Doppler effektus jön szóba, az optikában pedig a fénytörést elemzik. Erre való az eikonál egyenlet, meg a Hamilton Jacobi egyenlet. Ezt úgy mondják, hogy geometriai optika.

Einstein se volt buta gyerek, felismerte hogy a gravitációs térben a fénysebesség változik, rögtön arra gondolt, hogy akkor a gravitációs fényelhajlást fénytöréssel magyarázza meg. A fénysebesség a gravitációs térben c' = $c\cdot\left(1-\frac{G\cdot m}{r\cdot c^2}\right) = c\cdot\left(1-\frac{r_0}{2\cdot r}\right)$, és ezt kiintegrálta.

Az eredmény az elvárt $\delta\varphi = \frac{2\cdot r_0}{r}$ helyett csak a fele lett.

Most kiszámolta a tisztán newtoni tömegvonzásból is a fényelhajlást, és az is csak a fele lett! De most akkor ez két független mechanizmus, a kettő együtt már kiadja a teljes fényelhajlást! Ha felteszem, hogy az éter a Nap felé $v = -\sqrt{\frac{2\cdot G\cdot m}{r}}$ sebességgel áramlik, akkor a Nap mellett elhaladó fénysugárra $c'^2 + v^2 = c^2$ kell teljesüljön, mert a fény az éterhez képest mozog c sebességgel. Akkor $c'^2 = c^2 - v^2 = c^2\cdot\left(1-\frac{2\cdot G\cdot m}{r}\right) = c^2\cdot\left(1-\frac{r_0}{r}\right)$, azaz

$c' = c\cdot\sqrt{1-\frac{r_0}{r}}$. Ugye milyen szép relativisztikus képletet kaptunk tisztán éteráramlással számolva? Kukuljak meg ha nem ez szerepel a Schwarzschild-metrikában!

Tudniillik ott $ds^2 = \left(1 - \frac{r_0}{r}\right) \cdot c^2 \cdot dt^2 - \frac{dr^2}{1 - \frac{r_0}{r}} - r^2 \cdot \left(d\theta^2 - \sin^2\theta \cdot d\varphi^2\right)$

Hát nem gyönyörű, ahogy összepasszolnak a dolgok?

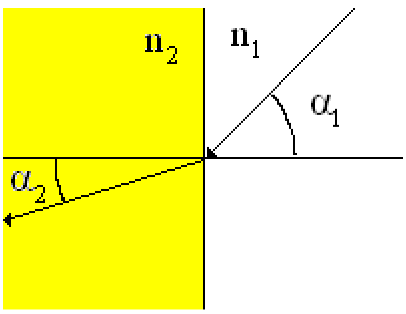
A törésmutató: $n = \frac{c}{c'} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_0}{r}}} \approx 1 + \frac{r_0}{2 \cdot r} = 1 + \frac{G \cdot m}{r \cdot c^2}$.

Na ezt integrálta ki Einstein, és ebből kapott fele akkora szögeltérülést.

Az egzakt éterelméletből ki kellene adódnia a teljesnek.

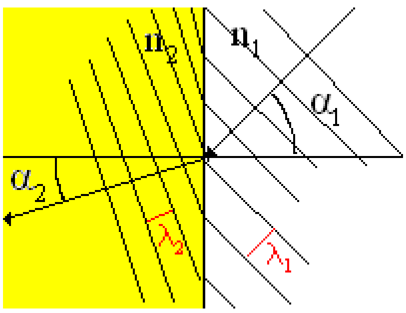
A Bizonyíték az éter létére című írásomban kimutattam, hogy az áramló éterre felírt Galilei transzformációval nyerhető Béta metrika tökéletesen visszaadja a Schwarzschild metrikát. Így a belőle származtatható fényelhajlás és perihélium elforgás is kiadódik, ugyanazzal a számítással, amit Einstein csinált. Ezzel azonban nem érzem véglegesen elintézettnek a kérdést. Tökéletes formai azonosságot akarok kapni, azaz legyen egy éterelméleti áramlás-egyenlet, és annak sajátegyenlet-megoldásai legyenek azonosak az általános relativitás és a kvantummechanika egyenleteivel! Jöjjön ki a második kvantálás és a kvantumelektro-dinamika is egy az egyben! Ez lenne a hőn keresett nagy egyesítés!

Most elemezzük a fénytörést!



A Snellius-Descartes törvény: $\frac{\sin\alpha_1}{\sin\alpha_2} = \frac{n_2}{n_1}$.

Hogy jön ez ki a hullámelméletből?

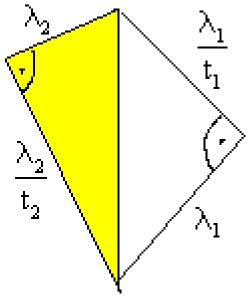


Berajzoltuk a hullámfrontokat.

Mint látjuk, a hullámfrontok folytonosak, csak megtörnek de nem ugranak.

Adott α_1 , α_2 és λ_1, ebből kell mindent meghatározni.

Legyen $s_1 = \sin\alpha_1$, $c_1 = \cos\alpha_1$, $t_1 = \mathrm{tg}\alpha_1$, $s_2 = \sin\alpha_2$, $c_2 = \cos\alpha_2$, $t_2 = \mathrm{tg}\alpha_2$.



Két, átfogójával illeszkedő derékszögű háromszög.

$$\left(\frac{\lambda_1}{t_1}\right)^2 + \lambda_1^2 = \left(\frac{\lambda_2}{t_2}\right)^2 + \lambda_2^2, \text{ azaz } \lambda_1^2 \cdot \left(\frac{c_1^2}{s_1^2} + 1\right) = \lambda_2^2 \cdot \left(\frac{c_2^2}{s_2^2} + 1\right),$$

$\lambda_1^2 \cdot \frac{c_1^2 + s_1^2}{s_1^2} = \lambda_2^2 \cdot \frac{c_2^2 + s_2^2}{s_2^2}$. No de $c_1^2 + s_1^2 = 1$ és $c_2^2 + s_2^2 = 1$, így végül $\frac{\lambda_1}{s_1} = \frac{\lambda_2}{s_2}$.

$k_1 = \frac{2\cdot\pi}{\lambda_1}$ és $k_2 = \frac{2\cdot\pi}{\lambda_2}$ a hullámszám. $k_1 \cdot s_1 = k_2 \cdot s_2$.

A fénytörés során az ω fényfrekvencia nem változik, a fény színe ugyanaz marad.

$\frac{\omega}{k_1} = v_1$ és $\frac{\omega}{k_2} = v_2$ a fény terjedési sebessége a közegben.

$\frac{c}{v_1} = n_1$ és $\frac{c}{v_2} = n_2$ a közeg törésmutatója.

$n_1 = \frac{c \cdot k_1}{\omega}$ és $n_2 = \frac{c \cdot k_2}{\omega}$, $k_2 = \frac{k_1 \cdot s_1}{s_2}$, így $n_2 = \frac{c}{\omega} \cdot \frac{k_1 \cdot s_1}{s_2} = \frac{n_1 \cdot s_1}{s_2}$, azaz $n_1 \cdot s_1 = n_2 \cdot s_2$.

Sikerült tehát levezetni a Snellius-Descartes törvényt.

A hullámszám vektorok komponensei:

$k_{1x} = k_1 \cdot c_1$, $k_{1y} = k_1 \cdot s_1$, $k_{2x} = k_2 \cdot c_2$, $k_{2y} = k_2 \cdot s_2$.

$k_1 \cdot s_1 = k_2 \cdot s_2$ miatt $k_{1y} = k_{2y}$.

$k_{2x} = k_2 \cdot c_2 = k_2 \cdot s_2 \cdot \frac{c_2}{s_2} = k_1 \cdot s_1 \cdot \frac{c_2}{s_2} = k_1 \cdot c_1 \cdot \frac{s_1}{c_1} \cdot \frac{c_2}{s_2} = k_{1x} \cdot \frac{t_1}{t_2}$, így $t_1 \cdot k_{1x} = t_2 \cdot k_{2x}$.

Na, ennyit a fénytörésről.

A fénytörésen alapul az eikonál egyenlet és a geometriai optika, ami szerintem csak fele az igazságnak, mert nem számol az éter áramlásával, csak a sebességváltozás miatti fénytöréssel.

Ezért jött ki Einsteinnek csak a fele fénytörés.

A Galilei transzformációval számoló Béta metrika viszont kiadja a helyes Schwarzschild metrikát, amiből kijön a teljes fényelhajlás.

Valahol itt kell tehát az igazságot megragadni.

Most idemásolok egy angol textet, ami nagyon is idevág:

One-Dimensional Non-Relativistic Case

Louis de Broglie[9.1] made an analogy between matter waves and light waves, pointing out that wave packets of light change their velocity as the result of spatial variations in the index of refraction of the medium in which they are travelling. This behavior comes about because the dispersion relation for light traveling through a medium with index of refraction n is $\omega = kc/n$, so that the group velocity, $u_g = d\omega/dk = c/n$. Thus, when n increases, u_g decreases, and vice versa.[9.2]

The problem for matter waves is to determine how analogous modifications can be made to the free particle dispersion relation so as to produce accelerations of wave packets consistent with Newtonian dynamics in the geometrical optics limit. In this section we make a simple guess as to how to modify the free particle dispersion relation for matter waves, limiting consideration initially to the one-dimensional, non-relativistic case. As in many situations in physics, the simple guess turns out to be correct! This leads to a connection between wave dynamics and Newtonian mechanics.

The dispersion relation for free matter waves is $\omega = (k^2c^2 + \mu^2)^{1/2}$. In the non-relativistic limit $k^2c^2 \ll \mu^2$ and this equation can be approximated as

$$\omega = \mu(1 + k^2c^2/\mu^2)^{1/2} \approx \mu + k^2c^2/(2\mu). \tag{9.2}$$

Let us modify this equation by adding a term S' which depends on x, and which plays a role analogous to the index of refraction for light:

$$\omega = S'(x) + \mu + k^2c^2/(2\mu) = S(x) + k^2c^2/(2\mu). \tag{9.3}$$

The rest frequency has been made to disappear on the right side of the above equation by defining $S = S' + \mu$. This is done to simplify the notation.

Let us now imagine that all parts of the wave governed by this dispersion relation oscillate in phase. The only way this can happen is if ω is constant, i. e., it takes on the same value in all parts of the wave. It turns out we can do this if S is not a function of time. (The reasons for this will be discussed in chapter 10.)

If ω is constant, the only way S can vary with x in equation (8.3) is if the wavenumber varies in a compensating way. Thus, constant frequency and spatially varying S together imply that $k = k(x)$. Solving equation (8.3) for k yields

$$k(x) = \left[\frac{2\mu[\omega - S(x)]}{c^2}\right]^{1/2}. \tag{9.4}$$

Since ω is constant, the wavenumber becomes smaller and the wavelength larger as the wave moves into a region of increased S.

In the geometrical optics limit, we assume that S doesn't change much over one wavelength so that the wave remains reasonably sinusoidal in shape with approximately constant wavenumber over a few wavelengths. However, over distances of many wavelengths the wavenumber and amplitude of the wave are allowed to vary considerably.

As yet we have no idea what causes S or where it comes from. For now we simply explore the consequences of its presence, especially in the geometric optics limit in which quantum dynamics gives way to Newtonian dynamics.

The group velocity calculated from the dispersion relation given by equation (8.3) is

$$u_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{kc^2}{\mu} = \left(\frac{2c^2(\omega - S)}{\mu}\right)^{1/2} \tag{9.5}$$

where k is eliminated in the last step with the help of equation (8.4). The resulting equation tells us how the group velocity varies as a matter wave traverses a region of slowly varying S. Thus, as S increases, u_g decreases and vice versa.

We can now calculate the acceleration of a wave packet resulting from the spatial variation in S. We assume that $x(t)$ represents the position of the wave packet, so that $u_g = dx/dt$. Using the chain rule $du_g/dt = (du_g/dx)(dx/dt) = (du_g/dx)u_g$, we find

$$a = \frac{du_g}{dt} = \frac{du_g}{dx}u_g = \frac{du_g^2/2}{dx} = -\frac{c^2}{\mu}\frac{dS}{dx} = -\frac{\hbar}{m}\frac{dS}{dx}. \tag{9.6}$$

The group velocity is eliminated in favor of S by squaring equation ([8.5]) and substituting the result into equation ([8.6]).

Using Newton's second law to infer the force from the acceleration, we find

$$F = ma = -\frac{dU}{dx} \quad \text{(force from potential energy)}, \tag{9.7}$$

where we have defined $U \equiv \hbar S$. The quantity U is called the *potential energy*. We have thus established a relationship between quantum mechanical and Newtonian dynamics, in that $U = \hbar S$ dictates the form of the force in Newton's second law, while S governs the refraction of matter waves. A force which equals minus the derivative of some potential energy $U(x)$ is called *conservative*. Certain forces such as friction are not conservative. At present we will deal mainly with conservative forces.

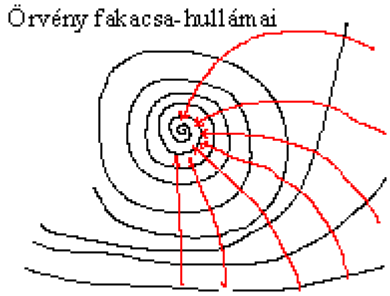
D. J. Raymond 2003-05-14

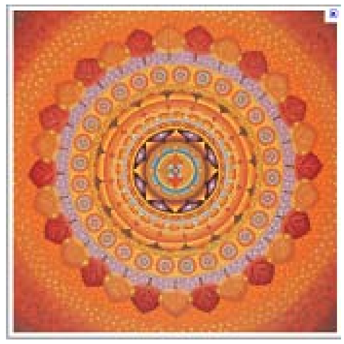
Jé, nahát, te Gigííí! Hogy mit találtam! Lehet hogy ebből megtudom, mit csinál a gyorsuló hullámcsomag? F = m·a, ebből annak kell kisülnie! Mi a pongó ez az S? Honnan akasztották le? Csak úgy? Variációszámítás? Mi mindent nem tudok! Az éterelméletben ez az S egy áramlás eredménye kell hogy legyen.

Véleményem szerint ebből a játszadozásból a Schrödinger egyenletnek kell kijönnie, vagy annak a geometriai optikai közelítésének. De én a Dirac egyenletet is az éterből akarom kihozni. Spin = örvénylés, rotáció. Shipov varázslásait is meg akarom érteni, meg az Einstein-Cartan-Evans bulit! A4 tér, torzió, formamezők. Valamit konyítok hozzájuk, kemény szorgalommal képes vagyok megérteni. Mindent agyonkódolnak.

A Srődibődi az így néz ki: $-\frac{\hbar}{i}\cdot\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2\cdot m}\cdot\Delta\psi + V(x)\cdot\psi$.

Mély meggyőződésem, hogy a V(x) potenciálfüggvény az nem más, mint $m\cdot\frac{v_T^2}{2}$, ahol v_T az a TIP áramlási sebessége, és a Srődi egyenlet éppen az áramló közegben terjedő hanghullámot írja le! A geometriai optikai közelítésben a törésmutató: $n = \sqrt{E - V(x)}$, vagy hasonló. Ez persze így nem frankó, mert az n az egy dimenziótlan arányszám, ez meg nem az. Na mindegy, a lényeg az hogy a változó törésmutatójú közegben a részecskepályák görbék, akkor pedig ide is be lehet vezetni a Riemann geometriát, lehet képezni az R_{ik}-t!
Óm Ram Ramaya. A tudatplazma metrikája milyen? Transzlonnar, azaz közel és távol egyaránt összeér minden, minden szinten.



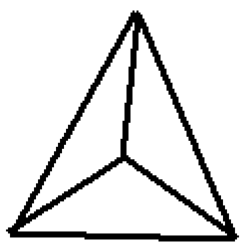


Az örvénylefolyónál keletkező fakacsa-örvények mutatják, hogy a hullámok trajektóriái az örvény felé hajlanak, tehát a Nap is vonzó hatást fejt ki a fénysugárra. Azt hittem, fordítva görbül, a Nappal ellentétes irányba. Ha a törésmutató a Naphoz közeledve nő, akkor az egy gyűjtőlencséhez lesz hasonlatos. Mint egy üveggömb. Hari Óm Shiva Óm. Deva Premal.

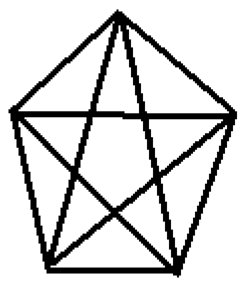
3:05 hajnalban, éppen 24 órája vagyok fent. Muszáj csinálni a Tant mert sose érek a végére!

2010-12-05 Mért éppen fakacsa-hullámnak hívom? Mert ha a vízen cérnával húzok egy fakacsát, akkor az éppen ilyen hullámokat kelt. Amikor a kétrés-kísérletben az elektron átmegy az egyik résen, akkor az általa keltett fakacsa-hullám átmegy a másik résen is, íme ezért van interferencia egy elektron esetén is! Vízben pancsolással sok hullámtani törvényt meg lehet ismerni, és állítom hogy minden fizikai jelenség mögött hullámtan és áramlástan húzódik meg! A sokaságok elmélete, a formamezők és a topológia az mind kontinuitáselmélet, és végső soron áramlástan! Áramlástopológia és rezgéstopológia!

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)

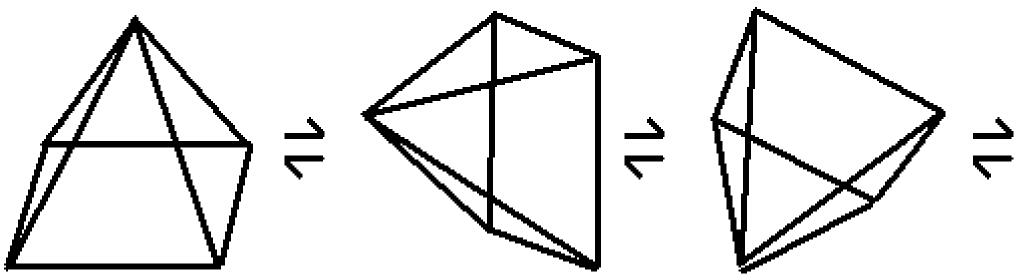


9. ábra



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 ez másolás volt a Gazdag-Kristóf könyvből.

Még egy érdekes részt idemásolok: (ha már megírtam, használjam is!)

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

$$\frac{\partial S}{\partial t}+\frac{1}{2\mu}(\text{grad}S)^2+V(x,y,z)=0$$ 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 $(\text{grad}\sigma)^2=2\mu\left[E-V(x,y,z)\right]$ 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 $(\text{grad}\sigma')^2=n(x,y,z)^2$ *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!

$F = -G \cdot \frac{M \cdot m}{r^2} = m \cdot \underline{a}$, 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.

Vannak itt fejezetek a vízzel pancsolásról is, meg a Lorentz-erőről, jöjjön most ez!

Most következzen egy rész arról, hogyan lehet az elektrodinamikában ismert Lorentz – erőt levezetni az éter áramlásából! Ez egyike a sok Mintha – elméletnek: a világ úgy működik, mintha lenne éter! Tanulmányaim során rengeteg ilyen mintha – dolgot találtam, az igazság azonban az, hogy a valódi, teljes, konzisztens elmélet híján ezeket a minthákat nem sikerült egzaktul igazolni. Mintha a természet incselkedne velünk! Pl. az elektron az atomban úgy mozog, mintha nem is gyorsulna! világos hogy az éterhez képest! Ez azért van, mert az atommag nyeli az étert, méghozzá gyorsulva, és ehhez az elnyelt éterhez képest nem gyorsul az elektron! Így hát érthető, hogy akkor nem is sugároz!

A Lorentz – erő levezetése az áramló éterből

dr. Marx György Kvantummechanika könyvében (Műszaki könyvkiadó 1964) a 378. oldalon szerepel a Lorentz –erő:

$F = e\cdot E + \frac{e}{c} v\times H$, ahol e az elektron töltése, c a fénysebesség, E az elektromos és H a mágneses térerősség.

Az elektromágnesség elméletéből ismeretes, hogy az E elektromos és a H mágneses térerősség mindig egy U skaláris és egy A vektoriális potenciálból származtatható:

$$E = -\,\text{grad}\, U - \frac{1}{c}\frac{\partial A}{\partial t},\quad H = \text{rot}\, A.$$

A Newton – féle mozgásegyenlet a következő lesz:

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -e\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{e}{c}\left[-\frac{\partial A_x}{\partial t} + \frac{dy}{dt}\left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}\right) - \frac{dz}{dt}\left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x}\right)\right].$$

Az y –ra és z – re vonatkozó egyenlet ebből x, y, z ciklikus felcserélésével nyerhető.

E mozgás Lagrange – függvénye:

$$L = \frac{1}{2}mv^2 - eU + \frac{e}{c}vA = \frac{1}{2}m\left(v_x{}^2 + v_y{}^2 + v_z{}^2\right) - eU + \frac{e}{c}\left(v_xA_x + v_yA_y + v_zA_z\right).$$

Ismerjük fel, hogy az A vektorpotenciál az éter, az elektroTIP áramlási sebességével arányos kifejezés! Tehát $\frac{e}{mc}A = v_T$, ahol v_T a TIP sebessége!

Ha most azt mondjuk, hogy $-eU = \frac{1}{2}mv_T{}^2$, akkor ezt kapjuk:

$$L = \frac{1}{2}m\left(v - v_T\right)^2 ,$$

ami pontosan azt fejezi ki, hogy a mozgás az éterhez, a TIP–hez képest történik! A mágneses tér tehát H = rot A nem más, mint az éter örvénylése!

Ez egy tipikus mintha – elmélet. Valójában az U skaláris potenciál és az A vektorpotenciál együtt egy négyesvektort alkot, és nem igaz a $-eU = \frac{1}{2}mv_T{}^2$ képlet. De . . . majdnem igaz!

Igazából a mágneses tér nem hat a nyugvó töltésre, csak a mozgó töltésre. Az elektrosztatikus teret az úgynevezett longitudinális fotonok közvetítik, míg a mágneses teret a transzverzális fotonok, tehát úgy tűnik, kétféle bozontérről van szó. Valójában ezeknek egylényegűeknek kell lenniük, de még nem tudom, hogyan lehet őket közös nevezőre hozni. Ehhez kéne az áramlásmechanika pontos ismerete!

Na ennyit a másolásról. A piros résszel kiemelt mondatot ma nem vallom. Éppenhogy a $-eU = \frac{1}{2} m v_T^2$ képlet fejezi ki a potenciál lényegét, és a vektorpotenciál négyesvektor jellege vált inkább kérdésessé! Szóval most úgy vagyok a RE-vel mint Schrödinger, sutba dobom ha kell, hogy továbbléphessek, és majd egy magasabb szinten visszatérek hozzá!

Ja de a pancsolást még idemásolom!

Egyszerű kísérletek a hidromechanikával

A „fakacsa – modell”

Töltsünk meg egy lavórt vagy egy kádat vízzel! A víz magassága legalább 10 centiméter legyen! Most kössünk cérnára egy kis darab parafát, ez lesz a „fakacsa”. Helyezzük ezt a kád vagy lavór közepére. Amíg mozdulatlan, addig semmi szokatlant nem tapasztalunk. De amikor elkezdjük a cérnával húzni, a víz a „fakacsa” körül elkezd hullámzani, és egy, a „fakacsával” együtt haladó hullámfront jelenik meg. Ez a hullám annál sűrűbb, minél gyorsabban húzzuk a „fakacsát”. Nem nehéz a jelenségben felismerni az elektronhoz rendelt hullám analógiáját. Ott a képlet: $p = \hbar \cdot k$, ahol k = $\frac{2\pi}{\lambda}$ és λ a hullámhossz. Akkor $m \cdot v = \frac{h}{\lambda}$ azaz $\lambda = \frac{h}{m \cdot v}$, tehát a hullámhossz a sebességgel fordítottan arányos.
Most tegyünk a kádba egy elválasztó falat, amin két akkora lyuk van, amin a „fakacsa” átfér. Húzzuk át a fakacsát az egyik lyukon! Láthatjuk, hogy a „fakacsa” által keltett hullám mindkét lyukon átmegy, és interferál! Íme az egyszerű modell arra, hogyan tud az elektron egyszerre mindkét lyukon átmenni! Nem maga az elektron megy át, csak a hulláma. Maga az elektron csak az egyik lyukon megy át, de a mindkét lyukon áthaladó hullám interferálni tud! Ez a klasszikus kétrés-kísérlet hidromechanikai megfelelője.

A rezgő tálca modell

Vegyünk egy olyan fémtálcát, aminek legalább 2 cm széles pereme van! Töltsük meg ezt félmagasságban olyan vízzel, amiben folyékony mosogatószert oldottunk fel. Stílszerűen lehet ez épp a TIP nevű mosogatószer is, ha még lehet olyat kapni! Ha jól eltaláljuk a feloldandó mosogatószer arányát, érdekes jelenséget produkálhatunk vele. Tartsuk a tálcát egyik kezünkkel vízszintesen, hogy az oldat ne folyjék ki, majd a másik kezünkkel ritmikusan doboljunk a tálca alján! A tálca rezgésbe jön, és a vízen sűrű hullámok jelennek meg. a hullámokon táncolva kis golyócskák raja jelenik meg, amely vízcseppekből áll, és amikor a dobolást abbahagyjuk, még 1 – 2 másodpercig is fentmaradnak, kis kolóniákba gyűlnek, majd eltűnnek. Ez a kísérlet azt reprezentálja, hogyan lehet az elektron egyszerre részecske és hullám! Itt a saját szemünkkel láthatjuk a hullámokból születő, majd azokban újra eltűnő részecskéket! Aki azt állítja hogy a kvantummechanika nem lehet szemléletes, az végezze el ezt az egyszerű kísérletet! És rögtön látni fogja, hogy hullámok és részecskék igenis létezhetnek egyidejűleg!

Áramló víz által keltett hullámok

A Nyugati térnél voltak sok évvel ezelőtt olyan szökőkutak, ahol a víz egy henger alakú edényből kifolyt, és a henger oldalán lefolyt. Amikor az ujjam az áramló vízbe tettem, a

„fakacsa” modellhez hasonlóan az ujjam körül egy állóhullám – minta jelent meg, csak míg a „fakacsa” modellnél a „fakacsa” mozgott és a víz állt, addig itt a víz mozog és az ujjam áll! Tehát az áramló víz a benne nyugvó tárgyak körül hullámokat hoz létre. Ehhez hasonlóan, az atommag által elnyelt ElektroTIP áramlásában az elektronok hullámmintái tudnak létrejönni és tartósan fennmaradni. Maga az elektron sem egyéb, mint egy elektroTIP – nyelés által létrehozott állóhullámminta, egy szoliton, azaz önfenntartó hullámcsomag!

Csurgó víz által létrehozott kétdimenziós „fekete lyuk”

Vegyünk egy fehér színű síklapot, és tartsuk a csap alá! A csapból egyenletes sugárban folyjék a víz. Azt látjuk, hogy a vízsugár érintkezési pontja körül egy határozott kör jelenik meg, a kör belsejében a víz gyorsabban áramlik, mint a felületi vízhullámok terjedési sebessége, a körön kívül pedig az áramlási sebesség kisebb mint a terjedési sebesség (ami kb. 10 centi per másodperc). Világos hogy ebben a modellben a felületi hullám sebessége felel meg a fénysebességnek, és a kör amit látunk, nem egyéb mint a „fekete lyuk” eseményhorizontja! Az egyetlen különbség csak az, hogy a fekete lyukak nyelők, ez a modell pedig forrás, tehát inkább „fehér lyuk” ! Ha az eseményhorizont – kört jobban megfigyeljük, látjuk hogy hullámzik, rezeg, és belőle felületi hullámok jönnek ki. Ez pedig nem egyéb, mint a fekete lyukak Stephen Hawking által felfedezett hőmérsékleti sugárzása! Tehát a fekete lyukak a valóságban sugároznak! Ha az ujjunkat a víz útjába tesszük, akkor a körön belülre téve azt látjuk hogy a vízhullám egy kúpot képez, tehát az áramlási sebesség valóban nagyobb mint a felületi terjedési sebesség, míg az ujjunkat a körön kívülre téve, az ujjunk körül a már ismert „fakacsa” – hullámok jönnek létre. Tehát a fekete lyuk terében álló test hullámokat kelt. Ha a test kering is, még érdekesebb hullámminták jönnek létre. Mikor van ez a hullám fázisban önmagával? csak bizonyos kitüntetett pályák esetén! Íme ezért kvantáltak az atomi pályák! Ez az alfa titka is. Alfa = 1/137.03604…

Lefolyó körüli örvény

Húzzuk ki a kádból a dugót, és figyeljük meg a kifolyó víz által létrehozott örvénymintát! Ha a vízbe kis tárgyakat, papírfecniket teszünk, azok a lefolyó örvénye körül elkezdenek keringeni, és csak sokára esnek bele az örvénybe. Ez a modell a forgó fekete lyuk által létrehozott Kerr–metrikát szemlélteti. Az örvény közepén egy lyuk van, amiben nincs víz, ez a zóna felel meg a forgó fekete lyuk ergoszférájának. innen lehet energiát kitermelni.

Analógiák a Lorentz–erő, a Coriolis–erő, a gravitációs erő és az áramló közegben történő hangterjedés közt:

A Lorentz – erő képlete ez: $F = e\cdot E + \frac{e}{c} v\times H$, ahol e az elektron töltése, c a fénysebesség, E az elektromos és H a mágneses térerősség. H = rot A,
$E = -\,\mathrm{grad}\,U - \frac{1}{c}\frac{\partial A}{\partial t}$, $\frac{e}{mc}A = v_T$, ahol v_T a TIP sebessége! $-eU = \frac{1}{2} m v_T^{\,2}$.
A Newton – képlet szerint F = m·a, ahol a a gyorsulás. A gyorsulás pedig:

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + (v,\mathrm{grad})v = \frac{\partial v}{\partial t} + \mathrm{grad}\frac{v^2}{2} - v\times \mathrm{rot}\,v\,.$$

A $\frac{\partial v}{\partial t}$ tagban felismerhetjük a $-\frac{1}{c}\frac{\partial A}{\partial t}$ tagot, a $\mathrm{grad}\frac{v^2}{2}$ tagban a – grad U tagot, és a v×rot v tagban az $\frac{e}{c}v\times H$ tagra ismerhetünk rá.
A Landau Lifsic VI a 333. oldalon tárgyalja a hangterjedést áramló közegben.
Itt szerepel a közeg u sebességének időderiváltja, azaz a közeg gyorsulása:
$\frac{du}{dt}=\frac{\partial u}{\partial t}+(v,\mathrm{grad})u=\frac{\partial u}{\partial t}+\mathrm{grad}\frac{u^2}{2}-v\times \mathrm{rot} u$. Itt u = v_T –nek felel meg.
A v sebesség pedig az áramló közegben terjedő hanghullám csoportsebessége.
Ha a részecskét hanghullámokból álló hullámcsomagnak tekintjük, akkor a v a részecske sebessége lesz. Tehát a részecske úgy mozog, mint a hanghullám az áramló közegben.

A Vizgin: A modern gravitációelmélet kialakulása című könyv 304. oldalán a geodetikus vonal egyenlete az alábbi módon szerepel:
$\frac{d^2r}{dt^2}=-\frac{1}{2}\mathrm{grad}g_{44}+\frac{dg}{dt}-\frac{dr}{dt}\times \mathrm{rot}g$, ahol r a helyvektor, g a (g_{01}, g_{02}, g_{03}) vektor, $\frac{dr}{dt}=v$ a sebesség, $\frac{d^2r}{dt^2}=a$ a gyorsulás, rot g –ben pedig ráismerhetünk a rot u tagra. A g vektor tehát nem egyéb mint a közeg áramlási sebessége, és a Béta – metrikában valóban a (g_{01}, g_{02}, g_{03}) vektor alkotta a közeg sebességét!
$g_{01}=\beta_x$, $g_{02}=\beta_y$, $g_{03}=\beta_z$ szereposztásban. Ha a g vektor a közeg áramlási sebessége, akkor a $\frac{dg}{dt}$ tag megfelel az $\frac{1}{c}\frac{\partial A}{\partial t}$ tagnak. Ezzel az analógiát teljessé tettük. Végezetül jöjjön a Coriolis–erő:

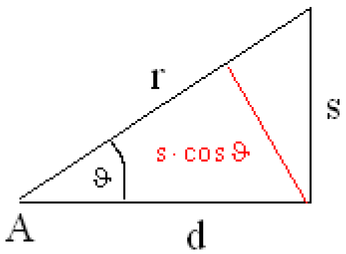
Ha egy forgó koordinátarendszerben egy tömegpont v sebességgel mozog, akkor rá
$F_{cor} = 2m\cdot v\times\omega$ erő hat, ahol m a pont tömege, v a sebessége, ω a forgó koordinátarendszer szögsebessége, és a × a vektoriális szorzás jele.

Egy helyről – helyre változó sebességgel áramló közeg olyan koordinátarendszernek tekinthető, amely lokálisan az $\omega = \frac{1}{2}\mathrm{rot}\, u$ szögsebességgel forog. Ha ezt betesszük a Coriolis – erő képletébe, akkor az $F_{cor} = m\cdot v \times \mathrm{rot}\, u$, és ebben nem nehéz felismerni az $F = m\cdot a$ kifejezés rotációs
tagját! Tehát a Coriolis – erő teljesen azonos egy forgó, áramló közegben fellépő erővel! A Lorentz – erő pedig nem egyéb, mint az örvénylő elektroTIP által keltett mágneses mezőben fellépő Coriolis – erő! A gravitációs térben való mozgás, azaz a görbült téridőbeli geodetikus vonal egyenletében is ezt a Coriolis – erőt ismerhetjük fel. Tehát a görbült téridőbeli mozgás nem egyéb, mint az áramló közegben való mozgás. Ne feledjük, a tömegpontok nem úsznak a közegben mint halak a vízben, hanem a közeg hullámaiból összetevődő hullámcsomagok, melyek a közegre jellemző diszperziós összefüggés szerint mozognak. Ahogy azt a RUT modellnél megállapítottuk, ezek a diszperziós összefüggések éppen a relativitáselmélet képleteit adják ki. Ezzel igazoltuk, hogy a relativitáselmélet nem azért igaz, mert nincs éter, hanem ellenkezőleg, **azért igaz mert van éter**, és az egy rugalmas közegként viselkedik! A rugalmas közegben terjedő hanghullámok teljesen a Relativitáselméletnek megfelelően viselkednek. Ha a közeg még áramlik is, akkor lépnek fel az Általános Relativitáselmélet jelenségei, a fényelhajlás, a perihéliumelforgás, a gravitációs vöröseltolódás, és a kozmológiai vöröseltolódás, amit tévesen Doppler – eltolódásként értelmeztek, pedig valójában nem más

mint az Univerzumot kitöltő sűrű anyag által keltett gravitációs vöröseltolódás. Tehát az Univerzum nem tágul, nem volt Big Bang sem, minden Big Bangre utaló jelenség levezethető az áramló éter tulajdonságaiból. Hogy a Hidrogén – Hélium arány, meg a mikrohullámú háttérsugárzás hogy jön ki, azt még nem tudom, ez a jövő titka. De az tény, hogy a gyorsuló éter a gyorsulással arányosan magasabb hőmérsékletűnek látszik, ez volt Stephen Hawking nagy felismerése, ezért van az, hogy a fekete lyuk hőmérsékleti sugárzást bocsát ki. Ha az univerzum nem más mint egy nagy fekete lyuk, aminek a belsejében élünk, akkor neki is van eseményhorizontja, amely sugároz, és azt belülről nézve éppen 2.7 Kelvin fokosnak észleljük. Ha ezt sikerül bebizonyítani, az nagy pofon lesz a Big Bang elméletnek, és még szebben fogja igazolni az éterelméletet.

Na, ezzel tényleg end of másolás.

Valami nem tetszik nekem. Ha $n(x,y,z)=\sqrt{1-\frac{V(x,y,z)}{E}}$ a változó törésmutató, akkor az frekvenciafüggő, mert E = $\hbar\cdot\omega$. Ám a gravitációs fényelhajlás nem frekvenciafüggő, minden frekire ugyanannyi. Akkor ott nem ez a törésmutató, hanem $n=\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v_T{}^2}{c^2}}}$, ahol v_T az áramló TIP helyről-helyre változó sebessége. És láttuk, hogy a fénytörés a fényelhajlásnak csak a felét adja ki! Tényleg, akkor prezentálom Einstein idevágó levezetését is, ami a Vizgin könyvben található meg! Nekem meg a BOT-ba van beírva (BOT = Bézix Ojla TIP = az éterelmélet alapösszefüggései) 2004.9.17, Vizgin 173. oldal:



$c' = c\cdot\left(1+\frac{\Phi}{c^2}\right)=c\cdot\left(1-\frac{G\cdot m}{r^2\cdot c^2}\right)$ és Huygens-elv: fényelhajlás:

s a fény útja: $\alpha=\frac{1}{c^2}\cdot\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}}\frac{G\cdot m}{r^2}\cdot\cos\vartheta\cdot ds=\frac{2\cdot G\cdot m}{c^2\cdot d}=\frac{r_0}{d}$.

Huygens-elv in Simonyi: Fénytörés! Tehát Einstein is kiszámolta a fénytörést, és abból is csak a fele jött ki! A Newtoni gyorsulás is a felét adja, a kettő együtt alkot teljeset!

Az integrál elemzése: $s = d\cdot \mathrm{tg}\vartheta$, $ds = d\cdot\frac{1}{\cos^2\vartheta}\cdot d\vartheta$, mert $\mathrm{tg}\vartheta'=\frac{1}{\cos^2\vartheta}$, $r=\frac{d}{\cos\vartheta}$

ezeket betéve:

$$\alpha = \frac{1}{c^2}\cdot\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}}\frac{G\cdot m}{d^2}\cdot\cos^2\vartheta\cdot\cos\vartheta\cdot d\cdot\frac{1}{\cos^2\vartheta}\cdot d\vartheta = \frac{G\cdot m}{c^2\cdot d}\cdot\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}}\cos\vartheta\cdot d\vartheta =$$

$$= \frac{G\cdot m}{c^2\cdot d}\cdot[\sin\vartheta]_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} = \frac{2\cdot G\cdot m}{c^2\cdot d}.$$ Csodálatos.

Na, ez volt Einstein levezetése a fényelhajlásra, fénytörésből.

Éjjel 00:50 Most jöjjön a LaLi VI beli hangterjedés áramló közegben!

Ezt is a BOTból másolom ki, mint annyi mindent, amit sikerült ide kimenteni.

Úgy tűnik, a premisszák ezek: $\omega = \omega\left(\vec{r}(t), \vec{k}(t), t\right)$, ahol $\vec{r}$ és $\vec{k}$ egymástól független változók, az idő függvényei. $\vec{r}$ a helyvektor, $\vec{k}$ pedig a hullámszám vektor. φ a frekvencia.

$$\dot{\vec{k}} = \frac{d\vec{k}}{dt} = -\frac{\partial\omega}{\partial\vec{r}},\ \text{és}\ \dot{\vec{r}} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v} = \frac{\partial\omega}{\partial\vec{k}}.$$

Homogén, izotróp közegben $\omega = c\cdot k$, $\dot{\vec{k}} = 0$, $\dot{\vec{r}} = c\cdot\vec{n}$, ahol $\vec{n}$ egységvektor.

A frekvencia természetesen egy sugár mentén sohasem változik, ha a hangterjedés stacionáris feltételek mellett megy végbe, vagyis a közeg tulajdonságai egy rögzített pontban változatlanok.

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\partial\omega}{\partial t} + \frac{\partial\omega}{\partial\vec{r}}\cdot\dot{\vec{r}} + \frac{\partial\omega}{\partial\vec{k}}\cdot\dot{\vec{k}} = \frac{\partial\omega}{\partial t} + \frac{\partial\omega}{\partial\vec{r}}\cdot\frac{\partial\omega}{\partial\vec{k}} - \frac{\partial\omega}{\partial\vec{k}}\cdot\frac{\partial\omega}{\partial\vec{r}} = \frac{\partial\omega}{\partial t}.$$

Stacionáris: $\frac{\partial\omega}{\partial t} = 0 \;\to\; \frac{d\omega}{dt} = 0$.

Bevallom, sokáig idegenkedtem a Lagrange-Hamilton formalizmustól, mert azt hittem hogy ez arra lett kitalálva hogy az energiamegmaradást már az alapszinten garantálja. Valójában az energia csak akkor marad meg, ha a H Hamilton függvény az időtől független, azaz $\frac{\partial H}{\partial t} = 0$.
Ez azonban nem egy kötelező előírás! Egely György a szimmetriák szerepéről beszél. Minden szimmetria egy megmaradó mennyiséget definiál. Az időbeli eltolás szimmetriája implikálja az energiamegmaradást. Ha egy rendszer az időben aszimmetrikus, akkor az energia nem marad meg. Többnyire disszipálódik, de mi olyan rendszert keresünk, ahol az energia termelődik.

Hangterjedés mozgó közegben:

$\omega = c\cdot k$ csak nyugvó közegben igaz. $\vec{u}$ sebességű homogén áramlás: együttmozgó koordinátarendszer. Ebben a rendszerben a folyadék áll. Monokromatikus síkhullám:

$\varphi = \varphi_0 \cdot e^{i\left(\vec{k}\cdot\vec{r} - k\cdot c\cdot t\right)}$. $\vec{r}' = \vec{r} - \vec{u}\cdot t$. A nyugvó rendszerben $\varphi = \varphi_0 \cdot e^{i\left(\vec{k}\cdot\vec{r} - \left(k\cdot c + \vec{k}\cdot\vec{u}\right)t\right)}$.

Innen $\omega = c\cdot k + \vec{u}\cdot\vec{k}$. A terjedési sebesség: $\vec{v} = \dfrac{\partial\omega}{\partial\vec{k}} = c\cdot\dfrac{\vec{k}}{k} + \vec{u}$.

Az áramlás sodorja a hangot. Doppler-effektus.

Nyugvó közeg és forrás: $\vec{u}$ sebességgel mozgó megfigyelő:

$\omega = c\cdot k + \vec{u}\cdot\vec{k} = c\cdot k - u\cdot k\cdot\cos\theta$, $k = \dfrac{\omega_0}{c}$, $\omega = \omega_0\cdot\left(1 - \dfrac{u}{c}\cdot\cos\theta\right)$.

Nyugvó közeg és megfigyelő, mozgó forrás:

K’ – ben a forrás áll, a közeg $-\vec{u}$ sebességgel mozog.

A forrás frekvenciája ω_0 , $\omega_0 = c\cdot k\cdot\left(1 - \dfrac{u}{c}\cdot\cos\theta\right)$,

A kezdeti rögzített K rendszerben $\omega = c\cdot k$, így $\omega = \dfrac{\omega_0}{1 - \dfrac{u}{c}\cdot\cos\theta}$.

(Relativitás: $\omega = \dfrac{\omega_0}{\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}}$ lenne?)

Na most jön a lényeg!

Stacionáris mozgást végző homogén közeg: $\vec{u}(x,y,z)$ a közeg helyről helyre változó sebességeloszlása, $u \ll c$ feltétel mellett. $\vec{u}$ csak a hang hullámhosszánál nagyobb távolságokban változik számottevően. A klasszikus RE esetében jogos ez a közelítés.

$\omega = c\cdot k + \vec{u}\cdot\vec{k}$ -t tegyük a $\dot{\vec{k}} = \dfrac{d\vec{k}}{dt} = -\dfrac{\partial\omega}{\partial\vec{r}}$, és $\dot{\vec{r}} = \dfrac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v} = \dfrac{\partial\omega}{\partial\vec{k}}$ egyenletekbe:

A sugár terjedésére vonatkozó egyenlet a következő lesz:

$\dot{\vec{k}} = -\left(\vec{k}\cdot\nabla\right)\vec{u} - \vec{k}\times\mathrm{rot}\,\vec{u}$, $\dot{\vec{r}} = \vec{v} = c\cdot\dfrac{\vec{k}}{k} + \vec{u}$.

Mielőtt továbbmegyünk, emésszük meg ezt!

$$\dot{\vec{k}} = -\nabla\left(c\cdot k + \vec{u}\cdot\vec{k}\right) = -\nabla\left(\vec{u}\cdot\vec{k}\right) = -\left(\left(\vec{k}\cdot\nabla\right)\vec{u} + \left(\vec{u}\cdot\nabla\right)\vec{k} + \vec{k}\times\operatorname{rot}\vec{u} + \vec{u}\times\operatorname{rot}\vec{k}\right),$$

A második és a negyedik tag azonosan nulla, mert $\vec{r}$ és $\vec{k}$ egymástól független változók,

marad: $\dot{\vec{k}} = -\left(\vec{k}\cdot\nabla\right)\vec{u} - \vec{k}\times\operatorname{rot}\vec{u}$. A másik összefüggés egyszerűen adódik.

Most jön a varázslás:

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = \frac{\partial\vec{u}}{\partial t} + \left(\vec{v}\cdot\nabla\right)\vec{u} = \left(\left(c\cdot\frac{\vec{k}}{k} + \vec{u}\right)\cdot\nabla\right)\vec{u} \approx \frac{c}{k}\cdot\left(\vec{k}\cdot\nabla\right)\vec{u}.$$

Itt a megjegyzés az, hogy az $\vec{u}$-ban másodrendű tagokat már elhanyagoljuk.

Nekem meg az a megjegyzésem, hogy a fényelhajlásnál meg a perihéliumelforgásnál meg éppen ezek a tagok lesznek lényegesek!

$\dot{\vec{r}} = \vec{v} = c\cdot\frac{\vec{k}}{k} + \vec{u}$ -ból k-val való szorzás után: $k\cdot\vec{v} = c\cdot\vec{k} + \vec{u}\cdot k$,

$$\frac{d}{dt}\left(k\cdot\vec{v}\right) = c\cdot\frac{d\vec{k}}{dt} + k\cdot\frac{d\vec{u}}{dt} + \vec{u}\cdot\frac{dk}{dt} \approx c\cdot\left(-\left(\vec{k}\cdot\nabla\right)\vec{u} - \vec{k}\times\operatorname{rot}\vec{u}\right) + k\cdot\left(\frac{c}{k}\cdot\left(\vec{k}\cdot\nabla\right)\vec{u}\right) =$$

$$= -c\cdot\vec{k}\times\operatorname{rot}\vec{u} = -\left(k\cdot\vec{v} - \vec{u}\cdot k\right)\times\operatorname{rot}\vec{u} \approx -k\cdot\vec{v}\times\operatorname{rot}\vec{u}.$$

$\vec{v} = v\cdot\vec{n}$; $\quad \frac{d}{dt}\left(k\cdot\vec{v}\right) = -k\cdot v\cdot\left(\vec{n}\times\operatorname{rot}\vec{u}\right)$. Nna.

$$\frac{d}{dt}\left(k\cdot\vec{v}\right) = \vec{n}\cdot\frac{d}{dt}(k\cdot v) + k\cdot v\cdot\frac{d\vec{n}}{dt}. \quad \vec{n}\perp\frac{d\vec{n}}{dt}, \quad n^2 = 1, \quad \vec{n}\cdot\dot{\vec{n}} = 0.$$

$$\vec{n}\cdot\frac{d}{dt}(k\cdot v) + k\cdot v\cdot\frac{d\vec{n}}{dt} = -k\cdot v\cdot\left(\vec{n}\times\operatorname{rot}\vec{u}\right)$$

A jobboldal merőleges $\vec{n}$ - re, ezért a baloldal első tagja nulla kell hogy legyen.

Marad: $\dot{\vec{n}} = -\vec{n} \times \text{rot}\,\vec{u}$.

A sugár mentén mért távolságelem: ds = c·dt: $\frac{d\vec{n}}{ds} = -\frac{1}{c} \cdot \left(\vec{n} \times \text{rot}\,\vec{u} \right)$.

Ez az egyenlet meghatározza a sugarak alakját.

$\vec{n}$ az érintő egységvektor, ami már nem mutat okvetlen $\vec{k}$ irányába.

Ha $\text{rot}\,\vec{u} = 0$, akkor a sugár nem görbül, hanem egyenes.

Görbülő sugarak . . . hiszen erről szól az Áltre!

Az Áltre formalizmusát kell itt is alkalmazni! Metrikus tenzor: Galilei transzformáció, Christoffel szimbólumok, kovariáns deriválás és görbületi tenzor! Mi a T_{ik} megfelelője a hangnál?

A Schwarzschildnál a fénysugár görbül, pedig rot $\vec{u}$ =0. Tehát a lényeg az elhanyagolt másodrendű tagokban van. Meg kell nézni azokat is.

Volt itt valahol valami görbület és görbületi sugár is emlegetve. Hejhó-halihó, alakulgat!

Ezzel végetért a LaLi VI idevágó érdemi fejezete.

A g_{ik}-ból kihámozható Hamilton-Jacobi egyenlet milyen pályákat határoz meg, és hogy hozható ez kapcsolatba a hangsugarak mozgásával? Többcsatornás támadás a téma ellen!

Mindez volt 2000. aug 8-án. Úristen, 10 év!!!

Legközelebb leírom, én mit piszmogtam ezzel az egyenlettel, és kihoztam ezt:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \text{grad}\frac{u^2}{2} - \vec{v} \times \text{rot}\,\vec{u}.$$

A második tag továbbra is nulla, az első tag pedig $-\frac{G \cdot m}{r^2}$.

Na ebből már egy ellipszispálya és egy fél fényelhajlás kinéz!

2010.12.10 éjfél után. Elemezzük tovább a fényelhajlás kérdéskörét!
Most az jutott eszembe, hogy a Schwarzschild metrika az

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_0}{r}\right) \cdot c^2 \cdot dt^2 - \frac{dr^2}{1 - \frac{r_0}{r}} - r^2 \cdot \left(d\theta^2 + \sin^2\theta \cdot d\varphi^2\right)$$

A görbületlen metrika pedig $ds^2 = c^2 \cdot dt^2 - dr^2 - r^2 \cdot \left(d\theta^2 + \sin^2\theta \cdot d\varphi^2\right)$.

Használjuk az $\frac{1}{1-\frac{r_0}{r}} \approx 1 + \frac{r_0}{r}$ közelítést, és vonjuk ki a másodikat az elsőből!

Az eredmény: $-\frac{r_0}{r} - \frac{r_0}{r} = -2 \cdot \frac{r_0}{r}$! Éppen a kétszeres, azaz teljes fényelhajlás jön ki belőle!!

A kékkel kiemelt rész a fénysebességváltozásból van, tudniillik $\left(1-\frac{r_0}{r}\right) \cdot c^2 \cdot dt^2$, ez éppen

a megváltozott fénysebesség képlete, a piros rész pedig a Newtoni járulék, tudniillik

a fény szabadesése, ha az időt változatlannak tekintjük. Látjuk, a két fél éppen kiadja az

egészet. Nem kell ide hókuszpókusz integrál, meg aszimptota, kijön ez ilyen mezeien is!

A Béta metrika g_{ik} –ja olyan, hogy a determinánsában már nem szerepel a béta, sőt a

determináns megegyezik a görbületlen eset determinánsával, azaz formálisan ha

$\vec{\beta} = \left(\beta_x, \beta_y, \beta_z\right) = (0,0,0)$ -t rakok bele, akkor a determinánsa nem változik!

Ez volt az egyik nagyon fontos vezérelv, ami vezetett engem a Béta metrika megalkotásánál.

Megadtam a g_{ik} –t, és kétféleképpen számoltam ki R_{ik} –t, egyszer az Einsteini módszerrel,

ezt a Maple 7 magától tudta, másszor pedig az én háromdimenziós vektoros módszeremmel.

Ha a kettő egyezett, akkor jártam jó úton! Fehér bottal tapogattam ki az utat!

A gép egy másodperc alatt számolta ki nekem azt, amit én egy éva . . . év alatt se tudnék!

Így a sok próba és hiba során tanultam meg, mit kell csinálni! Többszáz programot írtam!

Olyan voltam, mint egy szíj, hogy ezt kibírtam, heteken át napi 4 óra alvás, és nonsztop

pörgés! Addig le nem szálltam róla, míg célt nem értem! Így lényegében 3 hónap alatt

elvégeztem azt, amit előtte 20 év alatt se tudtam! Naná, gép nélkül, Maple 7 nélkül!

éjjel 1:45 Most leteszteltem ezt a *bezbétana* teóriát, azaz a determináns bétától független

voltát, stimmel! Isteni kegyelem segített 2008 januárjában, hogy erre rájöttem!

Itt bizony nem segített se a Novobátzky, se a Landau Lifsic 2, se a Hraskó Péter, se a

Perjés Zoltán . . . szegény, elment 2004-ben, hová sietett annyira? Hát gyerekek, így megy ez.

Jajszívem annyi mindenről szeretnék még írni! De már ragad le a szemem, fordulok le a székről. Mindegy, ki kell bírni. Itt van a hidrínó téma, avagy korunk új porhintése. Legalábbis amit ez a derék Mills csinál, az kész katasztrófa. Meg akarja cáfolni a régi jó Bohr-féle atommodellt, szerinte még a Coulomb-erő se stimmel, kemény matek levezetéssel igazolja hogy az r az nem n^2 –tel arányos, hanem csak n –nel. De hát akkor rossz minden atomméret, hogyhogy ez nem tűnt fel senkinek? Egész más akkor minden!

Zanzásított hidrogén, ami ráadásul nem is sugároz . . . Black Light Power . . .

és rohadtnagy energiákat lehet kinyerni belőle! $p^2 \cdot 13.6$ eV, ahol p egész szám.

A Schrödinger-féle peremfeltétel rossz, nem azt kell kikötni hogy a ψ az a végtelenben tűnjön el, hanem azt hogy az atom ne sugározzon. Erre kihoznak egy képletet, ami szerint a Maxwell egyenletből kihámozható $\vec{E}$ és $\vec{H}$ az tényleg eltűnik, ha bizonyos kvantum-feltétel teljesül. Az agyam meg elsül! Orbitsphere, az elektron egy kétdimenziós gömbfelület, és az ilyen elkent töltésnek már nem kell sugároznia, akkor se ha gyorsul.

Én meg azt hoztam erre ki, hogy azért nem sugároz, mert nem is gyorsul!

Ugyanolyan súlytalanságot érez, mint a Föld körül keringő űrhajó!

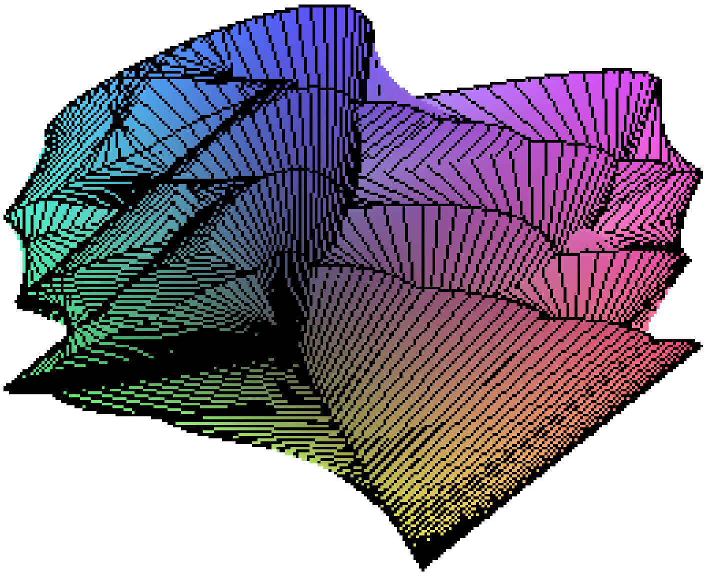
Ami meg a levezetést illeti . . . nos itt is elhangzott a hókuszpókusz, és kirepült a galambból a nyúl, de megintcsak semmi kapcsolat a két mozzanat közt! [12] így utalnak a forrásra, aki nem hiszi nézzen utána . . .

Na jó, egyenlőre ennyit a hidrínóról. Ami lehet hogy létezik, csak nem jól tálalják.

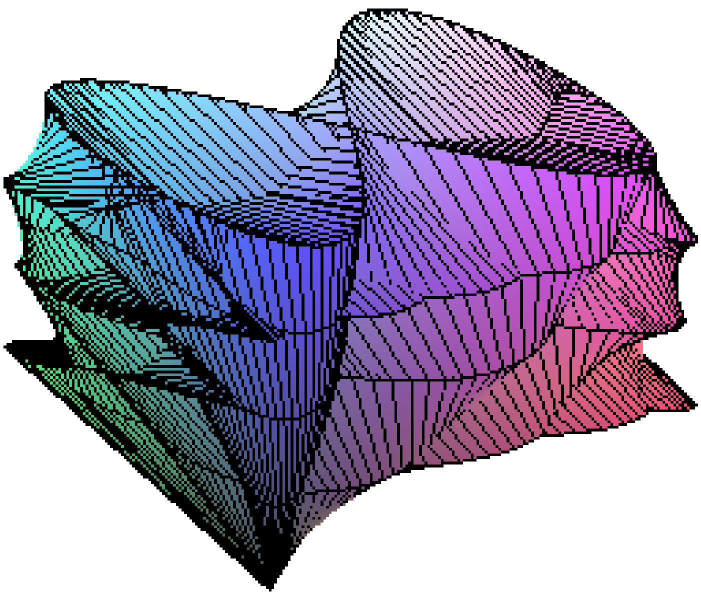
Szóval az is lehet, hogy megint a nablás rablás egy szép példájával állunk szemben.

Szándékos dezinformálás. Ezek a derék nablók nem közlik a részleteket, az már szabadalom, azért már fizetni kell. Naná, majd ingyér, mi? Aki bedől, az fizet mint a katonatiszt.

Ja, és a bezbétana, az nem működik, ha az a_{ik} aszimmetrikus. Tehát az a_{ik} szimmetrikus kell legyen, na ez sincs benne a nagykönyvben! Ott az aszimmetrikus a_{ik} –ból is szimmetrikus g_{ik} jön ki, tehát náluk az a_{ik} az *a**ik szimmetrikus lenni, nem törődnek vele.

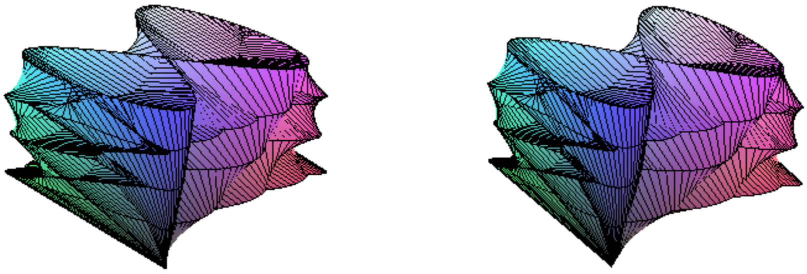


Na ez nagyon babadzsiszim dolog, egy 72-es kvadron, az eredeti Maple 7-ben ezt egérrel lehet forgatni! Kár hogy a bemásolt változatot nem lehet! Animáre necessze eszt! Hát ezt!



Egy másik nézete ennek a jószágnak. Már 72-ben felismertem a fraktálokat!

Hiába, én is az Égi Csöcsből szívtam a tejet magamba, mint Mandelbrot!



Sztereó képpár, kancsalítva kell nézni, bár ez nem festett egek . . .

Most visszatérek a hangterjedésre áramló közegben!

$\vec{n}\cdot\frac{d}{dt}(k\cdot v)+k\cdot v\cdot\frac{d\vec{n}}{dt}=-k\cdot v\cdot\left(\vec{n}\times\mathrm{rot}\,\vec{u}\right)$ ez jött ki eredetileg.

$\frac{d\vec{u}}{dt}=\frac{\partial\vec{u}}{\partial t}+\left(\vec{v}\cdot\nabla\right)\vec{u}=\left(\left(c\cdot\frac{\vec{k}}{k}+\vec{u}\right)\cdot\nabla\right)\vec{u}\approx\frac{c}{k}\cdot\left(\vec{k}\cdot\nabla\right)\vec{u}$ Ebből a közelítésből.

$$\dot{\vec{k}}=-\left(\vec{k}\cdot\nabla\right)\vec{u}-\vec{k}\times\mathrm{rot}\,\vec{u}$$

$$\frac{d}{dt}\left(k\cdot\vec{v}\right)=c\cdot\frac{d\vec{k}}{dt}+k\cdot\frac{d\vec{u}}{dt}+\vec{u}\cdot\frac{dk}{dt}=(c+u)\cdot\left(-\left(\vec{k}\cdot\nabla\right)\vec{u}\right)+k\cdot\left(\frac{c}{k}\cdot\left(\vec{k}\cdot\nabla\right)\vec{u}+\left(\vec{u}\cdot\nabla\right)\vec{u}\right)=$$

$=\vec{u}\cdot\left(-\left(\vec{k}\cdot\nabla\right)\vec{u}\right)+k\cdot\left(\vec{u}\cdot\nabla\right)\vec{u}=\vec{n}\cdot\frac{d}{dt}(k\cdot v)+k\cdot v\cdot\frac{d\vec{n}}{dt}$, ez az új verzió.

Most a rotációs tagot hanyagoltuk el, mert a Schwarzschildnál $\mathrm{rot}\,\vec{u}=0$.

$\vec{n}\cdot\frac{d}{dt}(k\cdot v)$-t most is nullának vesszük, mert . . . miért is? $k\cdot v=$ állandó, mert $\lambda=\frac{h}{m\cdot v}$?

$v=\frac{\omega}{k}$? Mindegy, kissé megzavarodtam.

$\vec{n}$ mondjuk $\vec{e}_\varphi$ irányú, $\frac{d\vec{n}}{dt}$ meg rá merőleges, $\vec{e}_r$ irányú. Az $\vec{u}$ $\vec{e}_r$ irányú.

Radiálisan számolunk. A gradból ∂_r lesz, a $-\vec{u}\cdot\left(\vec{k}\cdot\nabla\right)\vec{u}$ -ból $-u\cdot k\cdot\frac{\partial u}{\partial r}$ lesz,

a $k\cdot\left(\vec{u}\cdot\nabla\right)\vec{u}$ - ból pedig $k\cdot u\cdot\frac{\partial u}{\partial r}$ . . . Bzamed, akkor azok megint kiejtik egymást!

Nulla fényelhajlás, hát ez nem túl fényes jóslat! Sznarce ér az egész számolgatás!

A $\vec{k}$ nem is $\vec{e}_r$ irányú! Első közelítésben $\vec{e}_\varphi$ irányú, de egy kicsit eltér tőle.

Az a kis eltérés elhanyagolható, tehát $-\vec{u}\cdot\left(\vec{k}\cdot\nabla\right)\vec{u}$ = 0-nak vehető.

Marad $k\cdot u\cdot\frac{\partial u}{\partial r}=k\cdot\frac{\partial u^2}{2\cdot\partial r}=k\cdot\frac{\partial}{\partial r}\frac{G\cdot m}{r}=-k\cdot\frac{G\cdot m}{r^2}=k\cdot v\cdot\frac{d\vec{n}}{dt}$.

k-val lehet egyszerűsíteni, marad: $-\frac{G\cdot m}{r^2}=v\cdot\frac{d\vec{n}}{dt}$.

Na most itt megint nem értek valamit. A baloldal csak r-től függ, a jobboldalon meg idő szerinti teljes differenciál szerepel. Hogy a pongóba kell ezzel számolni?

Nekem pályaegyenletet kell kapnom.

Dimenziósan stimmel a dolog, mert mindkét oldalon gyorsulás szerepel.

Mivel fényről van szó, (psszt! Hangról!), ezért gyanítható, hogy v = c, és akkor már csak egy másik c-t kell keríteni, és akkor lehet nyeríteni, mert . . . miért is?

A skorpiónak két ollója van, a hiperbolának meg két aszimptotája, így a szögeltérés kétszeres, $-\frac{2\cdot G\cdot m}{r^2\cdot c^2}=-\frac{r_0}{r^2}=\frac{d\vec{n}}{c\cdot dt}$, valami azt súgja hogy c·dt = dr, és akkor $\vec{n}=\frac{r_0}{r}\cdot\vec{e}_r$.

(közben megfeledkeztem arról, hogy a jobboldalon vektor van, a baloldalon meg skalár)…

Szóval a nagy bűvészkedéssel kihoztuk a fele fényelhajlást. Na legalább a Newton kijött!

Mi kell vajon ahhoz, hogy a teljes kijöjjön?

Csak a Béta metrikához kell visszanyúlni! Abból kijött a teljes ds^2 !

Szerintem ez a hangterjedés-kalkulus a fénytöréssel nem számol. Tehát az egyenletünk nem tutibon. Még jobban el kell mélyedni benne! Addig kell csiszolni, míg minden ténnyel összhangba nem kerül! Úristen, hajnali 4 óra! Hát ezért nem alszom én mostanában!

Egy kis lazítás jön.

Míg a szép Bluberry Hilli virágokban gyönyörködünk, elelmélkedhetünk azon, hogyan lehetne továbblépni. Asszem erre aludnom kell.

Van egy olyan sejtésem, hogy az évtizedekig mellőzött Lagrange-Hamilton formalizmust kell alaposan tanulmányoznom és megértenem. Kell a LaLi I, nem gond, spuri be az ELTE könyvtárába! Megvolt nekem minden, csakhát a költözés . . .

És holnap szombat! Energitech összejövetel! Már ideje megint előadást tartanom ott!

04:18 ÓM TANNI . . . na jól van kedveseim, a túlzásnak is van határa, spuri degleni!

2010-12-11 20:56 Valamivel kipihentebben, bár egy-egy órát aludtam csak.

Hogy jöttem rá a bezbétanára, azaz a determináns bétától független voltára?
Úgy hogy észrevettem, hogy a Schwarzschild és a Kerr metrika is olyan, hogy a determináns megegyezik az ugyanabban a koordinátarendszerben felírt görbületlen metrika determinánsával. A g_{00} az a $\beta^2 - 1$, úgy a Schwarzschildnál mint a Kerrnél, így ezt érvényesnek vettem minden esetre. Na mert a Descartes Bétametrikánál is így van. Ott a determináns bétától függetlenül -1. Egyszerű metrikákat vettem fel, ilyeneket:

$$g_{ik} = \begin{matrix} x^2-1 & x & 0 & 0 \\ x & z^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{matrix},$$ és néztem hogy mi lesz az R_{ik} egyszer az Einsteini módszerrel,

egyszer pedig az enyémmel. Ordítóan más jött ki, így sejtettem meg, hol rontom el. Felbukkant egy rejtélyes nevező, amit sehogyan se tudtam azonosítani. $N = x^2 \cdot z^2 - x^2 - z^2$. Aztán valahogy felismertem, hogy ez a determinánssal azonos, és akkor tűnik el, ha

$g_{0i} = \beta_i \cdot \sqrt{g_{ii}}$ -t teszek be a metrikus tenzorba. Itt még csak g_{11}, g_{22}, és g_{33} különbözött 0-tól.

Ha általánost nézem, akkor $g_{0i} = \beta_k \cdot a_{ik}$, persze szumma k = 1, 2, 3.

$$g_{ik} = \begin{matrix} x^2-1 & x\cdot z & 0 & 0 \\ x\cdot z & z^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{matrix} \text{ esetén determináns} = \left(x^2-1\right)\cdot z^2 - x^2\cdot z^2 = -z^2$$

független x –től, azaz bétától, és a rejtélyes nevező eltűnik.

Még arra is rá kellett jönnöm, hogy hogyan kell kovariáns módon deriválni a három-dimenziós vektorokat, tenzorokat. Ebből lett a Dalla, ami Da11a, azaz déaegyegya, de úgy olvastam mindig hogy Dalla. Itt már sokat segítettek a könyvek, főleg a Bíró-Szabados féle vektoranalízis, a Novobátzky, és a Lánczos Kornél. Szóval hősies munka volt ez. Többszáz verziót kipróbáltam, mire rájöttem a helyes kombinációra. Mintha az Univerzum széfjének kódját törném fel! 10 független g_{ik} van, mindig amikor rájöttem egyre, azt mondtam hogy újabb lakatot pattintottam le a kincsesládáról! Akkoriban volt a Jucuska és Péter féle angyaltanfolyam is. Úgy rakosgattam ki a megoldást, mint valami puzzlét. Az volt a feltétel, hogy mindent háromdimenziós vektorműveletekből kellett kirakni. Fel kellett ismerni a részletekből, hogy az milyen vektorművelet. Akkor volt jó, ha minden tagot le tudtam fedni, és nem maradt ki semmi.

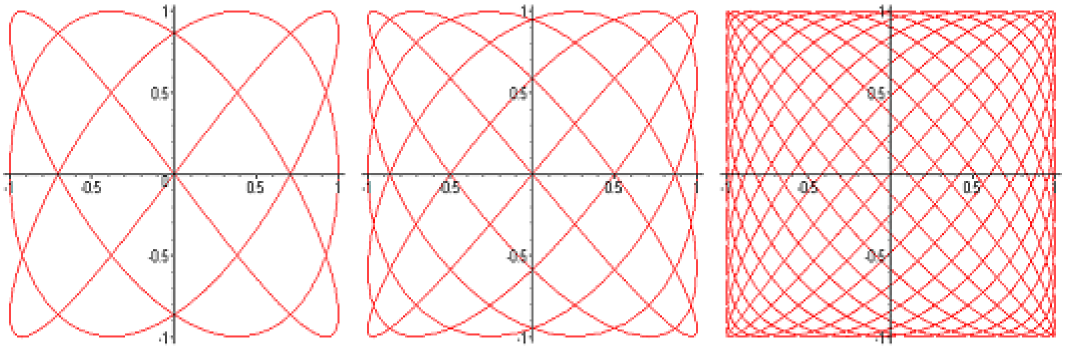
$-\dfrac{2\cdot G\cdot m}{r^2\cdot c^2} = -\dfrac{r_0}{r^2} = \dfrac{d\vec{n}}{c\cdot dt}$, valami azt súgja hogy c·dt = dr, és akkor $\vec{n} = \dfrac{r_0}{r}\cdot \vec{e}_r$

Nos itt ha $c\cdot dt\cdot\left(1-\dfrac{r_0}{r}\right) = dr$, akkor kijöhet a kétszeres fényelhajlás.

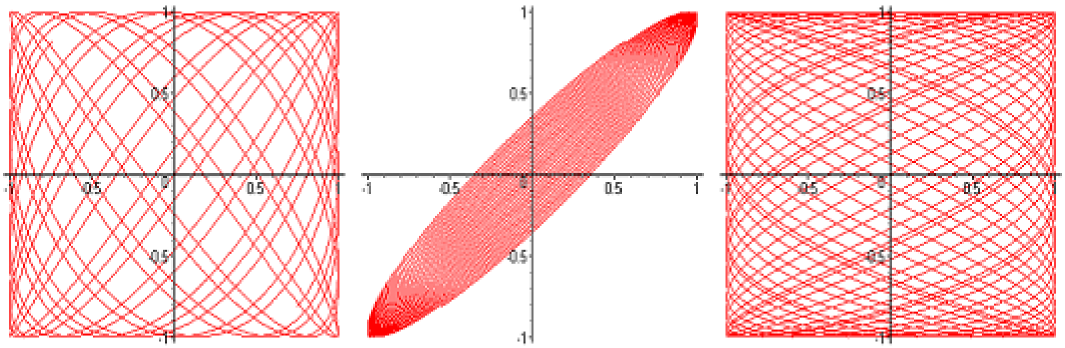
Nagyon mintha-dolgok ezek, és jó lenne már ismerni a tutit.

A Lagrange-Hamilton formalizmusban L = T – V, és H = T + V, ahol T a kinetikus energia, és V a potenciális energia. De mi van ha az erő nem potenciálos? Van rotáció, forgás. Minden valamirevaló energiakicsatoló rendszer a forgáson alapszik. Ha a forgás gyorsul, akkor antigravitációs hatások is felléphetnek. A forgó testek közelében az éter is forgásba jön. Ennek egyik fele a drag, ami kicsi, a másik fele az, amire rot $\beta = 0$, mégis forog. Ez felel meg a Hafele Keating kísérletnek, és a forgó fekete lyuk jetjének. A jet olyan nyaláb, amelyben a TIP fénysebességgel áramlik körbe-körbe. Tornádóhatás. Tippi. Az egy lány, aki Afrikában nőtt fel, állatok közt, most 20 éves, és iskolába nyomorították, míg rá nem jöttek hogy ez nem működik, és inkább magán úton tanították. Maugli. Bizonyára az a küldetése, hogy megmentse az állatokat, a természetet, közvetítő legyen a természet és az emberek közt. TIP, Pí.

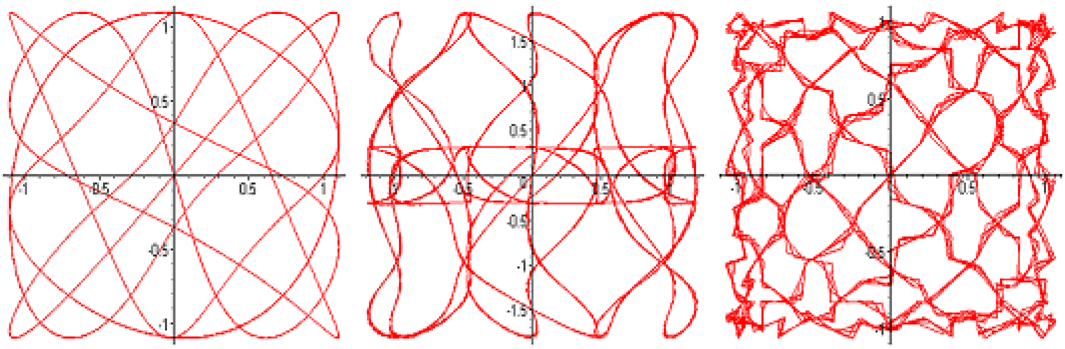
2010-12-12 9:44. Rezgések és Lissayoux (Lisszazsu) görbék. 72-ben ezeket neveztem kvadronoknak. x = sin(3·t), y = sin(4·t) és társai. Ha az arány racionális, akkor a görbe záródik, egyébként bejárja az egész négyzetet, mint a Peano-görbe, az első fraktál amit megismertem. Sierpinski-szőnyeg, kocka és társai. Wada-vonalak. Káoszelmélet.



Ezek a zárt görbék. Ha a két freki aránya irracionális, akkor a görbe sose záródik:



Több szinusz is keverhető, na ez már Fourier-analízis!



A kristályok belseje bonyolult hullámterekből áll.

Itt a téridő erősen görbült, mert az elektromágneses kappa az 47 nagyságrenddel több, mint a gravitációs kappa.

$$\kappa = -\frac{8\cdot\pi\cdot G}{c^4} = 2.075931819\cdot 10^{-43}\cdot\frac{1}{N},$$

$$\kappa_{el} = -\frac{8\cdot\pi\cdot G}{c^4}\cdot\left(\frac{m_{el}}{m_e}\right)^2\cdot\frac{1}{\alpha^2} = -\frac{8\cdot\pi\cdot G}{c^4}\cdot\frac{e^2}{G\cdot m_e{}^2}\cdot\frac{\hbar^2\cdot c^2}{e^4} = \frac{8\cdot\pi\cdot\hbar^2}{e^2\cdot c^2\cdot m_e{}^2} =$$

$$= 1.624439456\cdot 10^4\cdot\frac{1}{N}\approx 16244\cdot\frac{1}{N}.$$ (Shipovnál hiányzik az $\frac{1}{\alpha^2}$ szorzó)

Ezért az anyag belsejében óriási téridőgörbületek vannak! Ennek köszönhető, hogy a szilárd testek áthatolhatatlanok, hogy ütközni tudnak, és egyáltalán ezért látjuk a tárgyakat! A görbült téridőn a fény elhajlik, szóródik, így jut el a szemünkbe. A szilárd testek belsejében is áramlik a TIP, ezek az áramlások tartják egyben a dolgokat. Amikor két áramló vízsugár ütközik, akkor le is pattanhatnak egymásról, ezért két megtört vízsugarat látunk. Kilukasztott zacskóból nagy erővel kiáramló kakaó alakja sajátos, és szilárd testként viselkedik, benyomható a víz alá és kihúzható, mintha egy szilárd rúd lenne. A kagylók, csigák alakja: megdermedt áramlás! Az üveg is folyadék, csak nagyon lassan folyik! Ha bitumen darabot helyezünk üveglapra és magára hagyjuk, fél év múlva kigömbölyödik, mint egy vízcsepp. Lehet hogy a kavicsok is ezért gömbölyűek? Van felületi feszültségük! Amikor két szilárd test találkozik, akkor valójában áramlások ütköznek! Csőkör Csaba úgy mondja, hogy erőterek ütköznek. Dr. Korom Gyula is erőtereket emleget. Az atomok alakját is áramlások formálják ki. A formamezők a morfogenetikus mezők. Két egyforma alakú tárgy a morfogenetikus térben közel van akkor is, ha a térbeli távolságuk nagy, több fényév is lehet! A Fourier-térbeli közelség más mint a térbeli. Két hasonló processz, folyamat is közel van egymáshoz. Ezért két élőlény össze van kapcsolva egymással, főleg ha azonos fajúak, pláne rokonok. Láthatatlan ideonszálak kötik össze őket. Az Akasa Krónika és a kollektív tudat is morfogenetikus mező, afféle Égi Internet, amire minden lény fel van kapcsolódva. Ez a telepátia, az érzéken kívüli érzékelés alapja is. Ahogy a nagyon lassú folyamatok számára a szilárd test is folyadékszerű, úgy a nagyon gyors folyamatok számára a folyadék, sőt a gáz is szilárd testként viselkedik. Íme ezért terjedhet folyadékban, gázban is transzverzális hullám! A szilárd testekben kváziészecskék terjedhetnek, ezek ugyanolyan világokat építenek fel, ahogy az atomok a mi világunkat. Így a vízben is vannak élőlények, és nem a halakra gondolok. Vízalakzatok, rezgésélőlények! A régiek ismerték ezeket és elementáloknak hívták őket. Vízszellemek, szilfek, szalamanderek, a tűz szellemei, gnómok, a föld szellemei, és a levegő szellemei. A természeti népek mindmáig kapcsolatban vannak velük, és minden valamirevaló mágia alapja ezen lények megnyerése, megszelídítése.

Az élet áramló hiány. A hiány betöltetlenség, telítetlenség. Mota annak idején kitalálta a Gogankót. A Gogankó az Öt Lényeg: Obj, Niv, Stream, Fill, Elm, azaz Objektum, Szint, Áramlás, Betöltöttség és Elemiség. A LON a Szintek Logikája. Minden lény a helyén van. A LON sértő kölcsönhatás az, amikor az ember belebabrál a természet rendjébe, és durván felborítja az egyensúlyt. A természeti népek tudtak a LONhoz alkalmazkodni. Mindig kikérték a szellemek véleményét. A Sámán feladata a szellemekkel tartani a kapcsolatot. Ma is divat ez nálunk, csak sajnos a bizniszvilág mocsarába süllyedt az egész, már nem a szent egység megteremtése a cél, hanem a pénz, a harácsolás. Ezért ellenzi annyira az egyház és a tudomány is az ezotériát. Ezért kell nekünk megteremteni a bizniszmentes, tiszta ezotériát, amelynek célja a lények, az emberek szolgálata, és újra összekapcsolása Istennel.

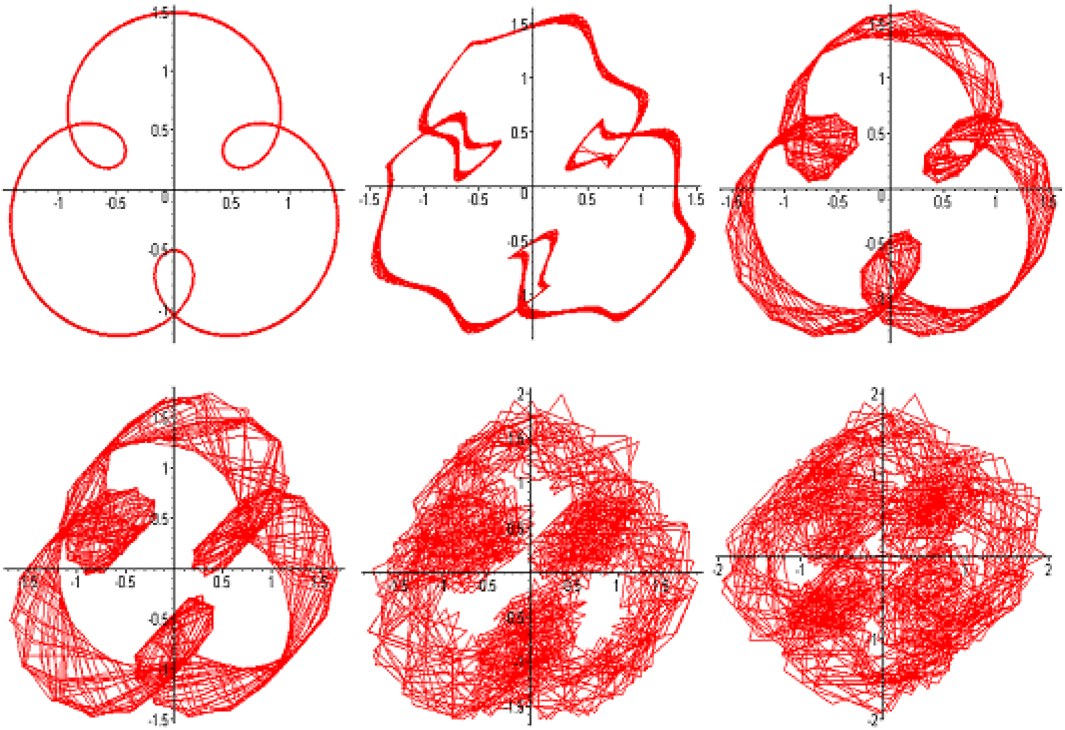
Minden betegség oka az, hogy kiestünk az isteni rendből, elfelejtettük a célunkat, miért jöttünk a Földre. A cél a szeretet és a részvét elsajátítása. Ennek megvalósításán küszködik mindenki, akinek párkapcsolati problémája van, vagy családi gondja. Az elengedés és az elfogadás, a megbocsátás és az irgalom a kulcsa mindennek. Ha ezt nem tartjuk be, megbetegszünk. A testi tünet már csak a végső stádium. Mert az ember mindig kap jeleket és figyelmeztetéseket. Csak oda kell figyelni rájuk! Az angyalok is figyelmeztetnek. Na, kissé messze kanyarodtunk a rezgésektől és a fizikától, de hát ez a Kvadromatika! Legyen már egy matekmentes fejezet is, amit mindenki megért.

Két lény akkor van a legjobban összekapcsolva, ha rezonanciában vannak, egymásra vannak hangolva. Tudjuk, hogy a rádión is van hullámhossz-hangoló, ezzel állítjuk be, melyik adót szeretnénk hallgatni. Az egyik adón Isten üzen, a másikon a Sátán. Mi választunk, melyikük nótája a kedvesebb nekünk. A belső hullámsávváltónkat a vágyaink hangolják be. Az

Agykontroll révén megtanuljuk tudatosan behangolni az állomásainkat. Így bevonzhatjuk életünkbe a sikert, a boldogságot, az örömet, a pénzt, a párkapcsolatot és mindent, amire vágyunk. Mert rájövünk, hogy a legnagyobb akadály mi magunk vagyunk, anefatív mintáinkkal, berögzött elvárásainkkal, rossz emlékeinkkel és a sok meg nem bocsátással. Mindezt le kell rendezni magunkban! Erre való a gondolatnagytakarítás. Ez egyfajta meditáció, amikor alaposan átrostálunk mindent ami a fejünkben van, és ami nem szolgálja az életünket, az egészségünket, azt könyörtelenül kirostáljuk. Félelmeink a betegségektől mágnesek, melyek bevonzzák azt a bajt, amitől a legjobban féltünk! A félelem ellentéte a szeretet, és a szeretet alapja a kommunikáció, a kapcsolat, a tudás, és a megismerés. Amit ismerünk, amit tudunk kezelni, attól nem félünk. Ezért kell az emberekkel beszélgetni, megismerni őket, mert akkor könnyebben megszeretjük őket. Akit nem ismerek, azt szeretni se tudom. A kapcsolat: együtt töltött idő, amikor a Téridő-plazma kölcsönösen átáramlik egymáson, és megteremti a kapcsolatteremtő ideonszálakat. Befonjuk egymást idegeinkkel. Gyökeret verünk a másikban. Gyökértelenül nem lehet élni. Még a sasnak is le kell szállnia a fészkére, vagy hogy prédát ejtsen. Ennek fordítottja, amikor egy megromlott kapcsolatot meg kell szüntetni. Ennek helyes módja az, hogy a kötéseket megszüntetjük, a horgonyokat felszedjük. Nem kitépni kell a gyökereket, nem szakítani kell, hanem elengedni. Minden adósságot megfizetni, minden sérelmet megbocsátani. Elválni csak szeretetben szabad, különben a kapcsolat a megszállónk lesz, és nem szűnik meg, akármilyen messze vagyunk egymástól, mert az ideonszálak megmaradtak, amelyen keresztül folytonosan kivérzünk.

A démonok is érző lények. Megszabadulni tőlük csak úgy lehet, ha megadjuk nekik amire vágynak, és ez a szeretet, a feloldozás. Még az se megoldás, ha Jézus nevében elűzzük őket, mert akkor elmennek és mást gyötörnek. Az igazi megoldás az, ha a démon eltávozhat a Fénybe, és egy magasabb létsíkon újjászülethet. Erre csak a szeretetmágia képes. Véleményem szerint ez az egyetlen megengedhető mágia. Minden más befolyásolás, LON sértés, beavatkozás. Hallottam arról, hogy van vörös mágia, a szerelmi mágia. Ez is beavatkozás egy másik ember életébe, oldás és kötés az engedélye nélkül. Az agykontroll nem az, mert ha egy gyógyítás nem megengedett, akkor a távgyógyítás nem is sikerül, a gyógyító megérzi hogy most tilos területre tévedt.

Ha két rendszer rezonanciában van, akkor nagyon kicsi hatás is elegendő az eredmény kiváltásához. Az örökmozgók a tér hullámhosszára vannak behangolva, így a téridőből merítenek energiát. Nem a semmiből jön az energia, hanem az éterből. Két ember úgy tud szinkronba kerülni, ha egy ideig együtt él, megismerik egymást. Persze ehhez is kell a szeretet. Az alkalmazkodás. Ehhez kell alázat, lemondás, ráhangolódás is. Szinkron = egyidejűség. Két rendszer akkor van szinkronban, ha egyforma sebességgel mozognak az éterhez képest, vagy ha mindketten együttmozognak az éterrel. Együtt kell haladni az áramlattal. Aki bízik Istenben, az rá tud hagyatkozni a sorsa folyására, mert bármit is hoz a sors, az csak jó lehet, és a javát szolgálja. Az ilyen ember nem fél a jövőtől sem. Nincs szüksége jósokra, jövőbelátókra, mert a jelenben él, mindent a maga teljességében él meg. Így képes arra is, hogy beteljesítse a sorsát, törlessze a karmáját. Így nem visz a következő életébe elvégzetlen dolgokat, elvarratlan szálakat. Az is lehet hogy nem kell újjászületnie, vagy ha igen, akkor ez önként vállalt misszió, bódhiszattva lesz, aki a lények segítője. Segíteni meg az tud, aki már önmagán is segített, megélt tapasztalatai vannak, amiket tovább is tud adni. A tudatunk teremti a világunkat. Ezért aki tudatosan teremt, az olyan világot rendez be magának, amilyet akar. A tudatos teremtéshez uralni kell a szavainkat, a gondolatainkat. Ezt kitartó gyakorlással lehet elérni. A vonzás törvénye szerint azt vonzzuk be magunknak, amire kitartóan gondolunk. Ezért kell mindig a jóra, a szépre gondolni.
A média erőszakfilmjeit, negatív híreit kerülni kell. Istennel kell együtt élni.



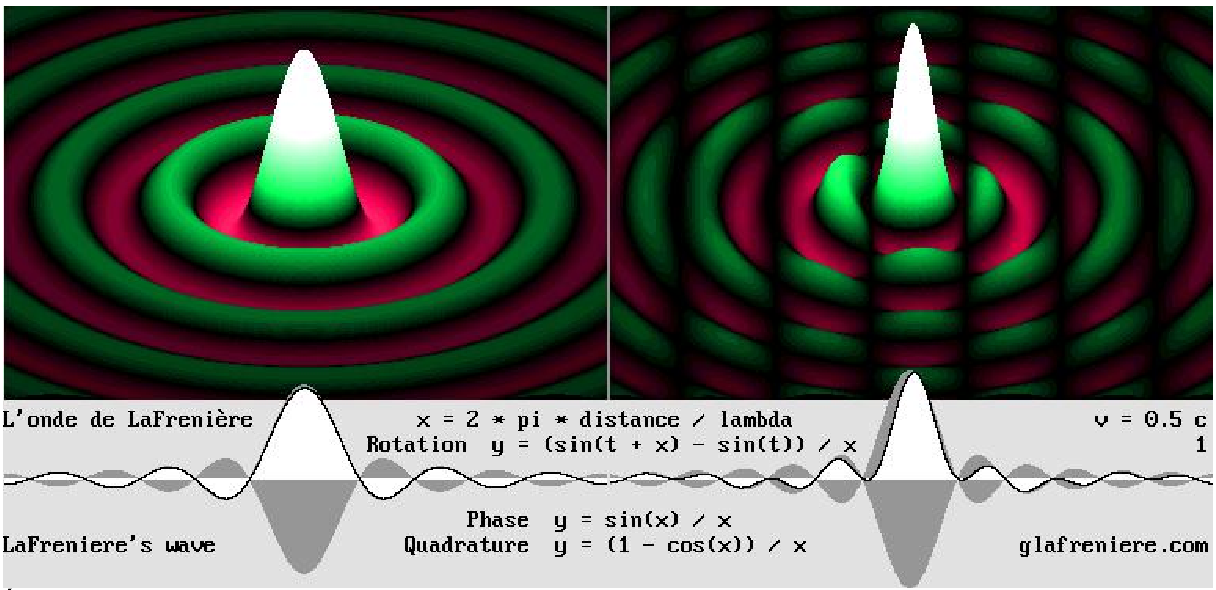
Egy rezgés és felharmónikusai.

Íme így jönnek létre a bonyolult atomi elektronpályák is. Az elektron fraktálpályán mozog!

Ilyenek a bonyolult fehérjemolekula gubancok is. A DNS is így tekeredik.

A fehérjemolekulákban erős spinterek lehetnek. Háromtengelyű forgások jönnek létre.

19:11 Végre ki tudtam menteni az elektronhullámok képeket.

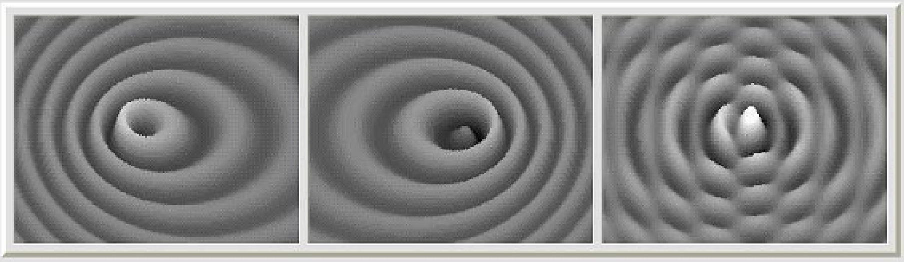


Íme így interferál egy mozgó elektron hulláma önmagával, így jön létre a De Broglie hullám.

The Doppler effect.

If the hoop is slowly moved forward while producing such standing waves, they become compressed forward and dilated ba
This is the Doppler effect, which acts in the same way on ingoing and outgoing waves.

This produces the very special wave shown below. Let's call it a "moving standing wave", because this wave system truly m



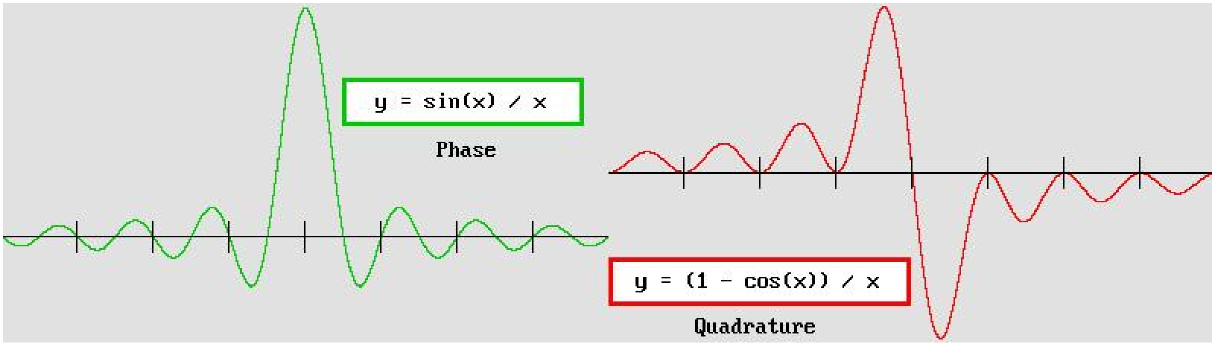
The spherical non concentric Doppler system.

Here, it seems immobile as seen from inside its frame of reference; but actually it is ***moving to the right***.

Please note that the correct device should also undergo the Lorentz Transformations.

That is, the circular hoop should transform to a squashed ellipse and it should undulate vertically along the displacement axis.

The movie clip below shows the accurate process in a 2-D space:



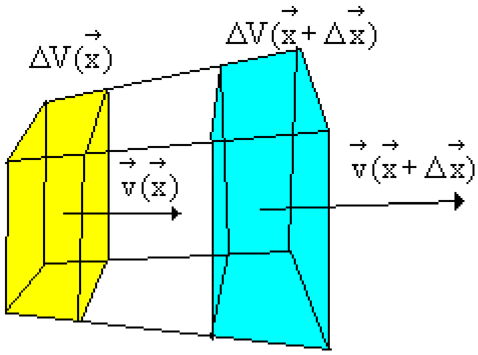
Ezeket egy weblapról szedtem le, ahol a hullámokról elmélkednek.

www.glafreniere.com/matter.htm

Tippi

Na ha már emlegettem a drága Tippikét, idemásoltam a képét is.

Szuperpozíció elve: rezgéshullám és áramláshullám összerakható.
Nyomáshullám és áramlás együtt létezhet.
Ha van nyomáshullám, akkor az mikro-áramláshullámot is csinál?



Egy térfogatelem mozgása.

A térfogatelemre ható erők és a gyorsulás egyensúlyban vannak.

Rezgés: a térfogatelem csúcsai egymáshoz képest elmozdulnak.
Azt hiszem, ezt egy tenzor írja le.
Rotáció és nyíró feszültségek.
Gyors hullámokra a gáz szilárd testként viselkedik.
Kis távon kis elmozdulás.
Rugóerők, RUT modell (Rugó-Tömeg modell)
A gáz lokálisan nem keveredik (nem turbulens az áramlás)

Na ebből kéne tudnom kiszámolni a hidrodinamikai egyenleteket.
A Budó III-ban benne van. Legalábbis elég sok.
De az engem érdeklő dolgok nincsenek benne.

Az éter önnyelő gáz. Tehát különleges tulajdonságú. Nem olyan mint a levegő, a víz.

Azt hiszem, ezt a munkát még nem tudom elvégezni.
A tények tükrében kell elemezni mindent.

$L = T - V$, $H = T + V$. T = kinetikus energia, V = potenciális energia.

A V –ben van jelen az áramlás, méghozzá úgy, hogy $V(x) = m \cdot \frac{v_T(x)^2}{2}$, ahol $v_T(x)$ a TIP áramlási sebessége.

A TIP áramlása hatással van a terjedő hanghullám trajektóriáira, erre a Hamilton-Jacobi egyenletet kell megkapni. A pálya görbületére az $R_{ik} - \frac{1}{2} \cdot R \cdot g_{ik} = \kappa \cdot T_{ik}$ egyenletet kell kapni.
A hanghullám is hatással van az áramlásra, a hullám energia-impulzus tenzora szerepel mint az áramlás forrása, azaz a T_{ik} -t a hullámból kell megkapni. Szép program . . .

Egyszer majd megvalósítom, ez lesz a Nagy Egyesítés . . . Kristóf Miklós 2010-12-12 este

2010-12-13 20:07 Azt hittem, itt végetér a buli, de nem, még nem!

Találtam a BOT-ban (Bézix Ojla TIP, Braucsila Olla Tienda, Magábaölel A Végtelen Mindenség) egy nagyon is ideillő fejezetet, és akkor már a Novobátyó levezetése is ide kívánkozik, az Einstein-egyenlet hatáselvből való levezetése.

Budó III, optika, RE, kv. mecha, jó dolgok vannak benne.

$$L=\int n\cdot ds=\text{Lagrange}-\text{függvény}:\ L=\sum n_i\cdot s_i=\sum \frac{c}{v_i}\cdot s_i=\sum c\cdot t_i=\text{legrövidebb idő!}$$

A teret rétegekre bontom, n_i az i-dik réteg törésmutatója, s_i a rétegben megtett út,

v_i a fény sebessége a rétegben, t_i a rétegben eltöltött idő, c a vákuumbeli fénysebesség.

Ha most relativisztikusan gondolkodunk, akkor t_i helyett a τ_i sajátidőt kell venni, az

pedig a ds_i-vel arányos, ahol $ds_i\sqrt{ds_i^2}=\sqrt{c^2\cdot dt_i^2-dx_i^2-dy_i^2-dz_i^2}=\sqrt{g_{ik}\cdot dx^i\cdot dx^k}$,

és akkor máris helyben vagyunk.

Hatáselv, geodetikusok, Hamilton-Jacobi egyenlet.

$$c'^2+v_T^2=c^2,\ c'=\sqrt{c^2-v_T^2}=\sqrt{c^2-c^2\cdot\frac{r_0}{r}}=c\cdot\sqrt{1-\frac{r_0}{r}},\ n=\frac{c}{c'}=\frac{1}{\sqrt{1-\frac{r_0}{r}}}.$$

Csodálatos, tisztán optikai meggondolásokból kijött a Schwarzschild egyik fele.

Tudniillik, az $\left(1-\frac{r_0}{r}\right)\cdot c^2\cdot dt^2$ tag. Ez a fényelhajlás egyik fele, a fénytöréses.

A $\dfrac{dr^2}{1-\frac{r_0}{r}}$ a másik fele, a newtoni szabadeséses tag.

A kettő együtt kiadja a teljes fényelhajlást, ami $2\cdot\frac{r_0}{r}$. Ne feledjük: $r_0=\dfrac{2\cdot G\cdot m}{c^2}$.

De hogy kapcsolódik mindez a hullámelmélethez?

Kell egy hullámegyenlet, melyből levezethető a RE, az ÁRE, a kvantummechanika, a kvantumelektrodinamika, a Dirac és a Heisenberg egyenlet mint afféle sajátegyenlet, sajátparadigma megoldás. Mindenféle tenzoros meg operátoros hókuszpókusz nélkül, elemi úton. A jó eredményeket át kell menteni az új rendszerbe is!

A Hamilton-Jacobi egyenlet: $\frac{d^2x^j}{d\tau^2}+\Gamma_{ik}{}^j\cdot\frac{dx^i}{d\tau}\cdot\frac{dx^k}{d\tau}=0$.

$\delta\int ds=0$, vagy $\delta\int\sqrt{g_{ik}\cdot dx^i\cdot dx^k}=0$, na pontosan erre céloztam az előbb.

$\delta\int\sqrt{g_{ik}\cdot\dot{x}^i\cdot\dot{x}^k}\cdot d\tau=0$, ahol $\dot{x}^i=\frac{dx^i}{d\tau}$. Novobátzky 149. oldal.

Mintánk a $\delta\int f(x^i,\dot{x}^i)d\tau=0$ variációs probléma, és a belőle eredő Euler-egyenletek:

$$\frac{\partial f}{\partial x^i}-\frac{d}{d\tau}\frac{\partial f}{\partial\dot{x}^i}=0.$$

Legyen $\frac{ds}{d\tau}=\sqrt{g_{ik}\cdot\dot{x}^i\cdot\dot{x}^k}=T$, ekkor

$$\frac{1}{2\cdot T}\cdot\frac{\partial g_{ik}}{\partial x^j}\cdot\dot{x}^i\cdot\dot{x}^k-\frac{1}{2}\cdot\frac{d}{d\tau}\frac{1}{T}\cdot\left(g_{jk}\cdot\dot{x}^k+g_{ij}\cdot\dot{x}^i\right)=0.$$

Legyen most τ olyan paraméter, mely a ds ívhosszal arányos. Ilyen pl. a vonalon végigmozgó pont sajátideje, mert $-c^2\cdot d\tau^2=ds^2$. Ebben az esetben $\frac{ds}{d\tau}=T=\mathrm{konstans}$.

T kiesik az Euler-egyenletből, g_{jk} és g_{ij} csak a bennük előforduló koordináták révén függnek τ-tól, amit a jelzett differenciálásnál figyelembeveszünk. Lesz:

$$\frac{1}{2}\cdot\frac{\partial g_{ik}}{\partial x^j}\cdot\dot{x}^i\cdot\dot{x}^k-\frac{1}{2}\cdot\frac{\partial g_{ik}}{\partial x^i}\cdot\dot{x}^i\cdot\dot{x}^k-\frac{1}{2}\cdot\frac{\partial g_{ij}}{\partial x^k}\cdot\dot{x}^i\cdot\dot{x}^k-\frac{1}{2}\cdot\left(g_{jk}\cdot\ddot{x}^k+g_{ij}\cdot\ddot{x}^i\right)=0.$$

A zárójel két tagja egyenlő, mindkettő $\ddot{x}_j$-t jelenti.

Kiemelve a három első tagból $\dot{x}^i\cdot\dot{x}^k$-t, nyerjük: $-\Gamma_{ikj}\cdot\dot{x}^i\cdot\dot{x}^k-\ddot{x}_j=0$.

j index felhúzása után: $\frac{d^2x^j}{d\tau^2}+\Gamma_{ik}{}^j\cdot\frac{dx^i}{d\tau}\cdot\frac{dx^k}{d\tau}=0$

Sie Sahen: A Hamilton-Jacobi egyenlet levezetése a Novobátzkyból.

A magára hagyott tömegpont geodetikus mozgást végez. Helyes értelmezés céljából vegyük tekintetbe, hogy a mi négyes terünk tulajdonképpen téridőt jelent, a geodetikus vonalak tehát a mozgás téridőbeli grafikonjai. Nemcsak a mozgás pályáit határozzák meg, hanem időbeli lefolyását is. (Ez egy közeg áramlása! 2003.5.17) Az erőmentesen mozgó pont világvonalai geodetikus vonalak. A Minkowski-féle térben a tehetetlenségi mozgás világvonalai egyenesek, melyek egyenesvonalú, egyenletes mozgást jellemeznek.

Novobátzky 153: $I = \int R \cdot \sqrt{g} \cdot dx^1 \cdot dx^2 \cdot dx^3 \cdot dx^4$ integrálnak a g^{ik} szerinti variációja adja

az Einsteini $R_{ik} - \frac{1}{2} \cdot R \cdot g_{ik} = \kappa \cdot T_{ik}$ egyenletet.

Ezt nem másolom ide, csak kiemelem, hogy az R skalárgörbület játssza itt a főszerepet.

Tehát R-nek fontos hullámtani jelentése van! Én meg hogy mellőztem . . .

Külön hangsúlyozom, hogy a geometriai optika egyenletét is Hamilton-Jacobi egyenletnek nevezik, ami a két dolog lényegi azonosságára utal!

Sehogyse értem, hogy nem vették ezt észre, miért olyan problémás az ÁRE és a kvantumfizika egyesítése! Hiszen csak a vak nem látja, hogy itt lényegi azonosság van!

A Wikipédiából másoltam ki a Hamilton-Jacobi egyenletet.

$$S(q_1...q_n, t), \ H(q_1...q_n, \frac{\partial S}{\partial q_1} ... \frac{\partial S}{\partial q_n}, t) + \frac{\partial S}{\partial t} = 0, \ H(q_1...q_n, p_1...p_n, t), \ p_k = \frac{\partial S}{\partial q_k},$$

$$\delta S = \sum_{k=1}^{N} \left[\frac{\partial L}{\partial \dot{q}^k} \cdot \delta q_k \right]_{t_1}^{t_2} + \sum_{k=1}^{N} \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{\partial L}{\partial q_k} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}^k} \right) \cdot \delta q_k \cdot dt . \quad \delta S = \sum_{k=1}^{N} p_k \cdot \delta q_k ,$$

$$G_2(q, p, t), \ \frac{\partial G_2}{\partial q} = P, \ \frac{\partial G_2}{\partial p} = Q, \ K = H + \frac{\partial G_2}{\partial K}, \ S(Q, P, t), \ \frac{dP}{dt} = \frac{dQ}{dt} = 0,$$

$$K(Q, P, t) = H(q, p, t) + \frac{\partial S}{\partial t} = 0, \ H(q, \frac{\partial S}{\partial q}, t) + \frac{\partial S}{\partial t} = 0 .$$

$\psi = \psi_0 \cdot e^{\frac{i}{\hbar} \cdot S}, \ \frac{\hbar^2}{2 \cdot m} \cdot \Delta\psi - V \cdot \psi = \frac{\hbar}{i} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial t}$ Schrödinger egyenlet, beletéve ψ-t:

$\frac{1}{2 \cdot m} \cdot (\nabla S)^2 + V + \frac{\partial S}{\partial t} = \frac{i \cdot \hbar}{2 \cdot m} \cdot \Delta S$, elvégezve a $\hbar \to 0$ határátmenetet:

$\frac{1}{2 \cdot m} \cdot (\nabla S)^2 + V + \frac{\partial S}{\partial t} = 0$. Ez *is* Hamilton-Jacobi egyenlet.

$g_{ik} \cdot \frac{\partial S}{\partial x^i} \cdot \frac{\partial S}{\partial x^k} - m^2 \cdot c^2 = 0$, ez asszem a Klein-Gordon egyenlet görbült téridőben.

Harmónikus oszcillátor: $\frac{1}{2 \cdot m} \cdot \left(\frac{\partial S}{\partial q}\right)^2 + \frac{k \cdot q^2}{2} + \frac{\partial S}{\partial t} = 0$.

A Harmoszci már nagyon közel áll a RUT témához.

Na ennyit a Wikipédiából.

Próbálkoztam a Dirac egyenlet visszakvantálásával is. Visszakvantálás = a klasszikus megfelelő megkeresése. Arra vagyok kíváncsi, mit mond a Dirac egyenlet a forgó testekről.

$E = c \cdot \sqrt{p^2 + m_0{}^2 \cdot c^2}$. Dirac féle gyökvonás: $E = c \cdot \left(\rho_1 \cdot \left(\sigma_x \cdot p_x + \sigma_y \cdot p_y + \sigma_z \cdot p_z\right) + \rho_3 \cdot m_0 \cdot c\right)$

$\rho_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\rho_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$, $\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$.

Potenciálokkal:

$$E + e \cdot U = c \cdot \left(\rho_1 \cdot \left(\sigma_x \cdot (p_x + \frac{e}{c} \cdot A_x) + \sigma_y \cdot (p_y + \frac{e}{c} \cdot A_y) + \sigma_z \cdot (p_z + \frac{e}{c} \cdot A_z)\right) + \rho_3 \cdot m_0 \cdot c\right).$$

A kvantumfizikában a $p_k = \frac{\hbar}{i} \cdot \partial_k$ operátor a szokásos.

Mi azonban klasszikus megfelelőt keresünk, így $p_k = m_0 \cdot v_k$ választással élünk.

Ekkor $v_{Tx} = -\frac{e}{m_0 \cdot c} \cdot A_x$, $v_{Ty} = -\frac{e}{m_0 \cdot c} \cdot A_y$, $v_{Tz} = -\frac{e}{m_0 \cdot c} \cdot A_z$ helyettesítéssel:

$$E + e \cdot U = m_0 \cdot c \cdot \left(\rho_1 \cdot \left(\sigma_x \cdot (v_x - v_{Tx}) + \sigma_y \cdot (v_y - v_{Ty}) + \sigma_z \cdot (v_z - v_{Tz})\right) + \rho_3 \cdot c\right)$$

Legyen $e \cdot U = -m_0 \cdot \frac{v_T{}^2}{2}$, és $E = m_0 \cdot \frac{v^2}{2}$. Ez persze nemrelativisztikus közelítés.

Ekkor

$$\frac{v^2 - v_T{}^2}{2} = c \cdot \left(\rho_1 \cdot \left(\sigma_x \cdot (v_x - v_{Tx}) + \sigma_y \cdot (v_y - v_{Ty}) + \sigma_z \cdot (v_z - v_{Tz})\right) + \rho_3 \cdot c\right).$$

Ennek megoldása $\vec{v} = \vec{v}_T$. Nem ezt vártuk, tehát valamit nem jól csináltunk.

Túl sokat akartunk. Nem jó a p = $m_0 \cdot v$ közelítés.

Igazából nem tudom, mit kéne kapni, teljesen tanácstalan vagyok.

Lehet hogy itt is a $\psi = \psi_0 \cdot e^{\frac{i}{\hbar} \cdot S}$ helyettesítés kell. Barom módjára végeztük el a vissza-kvantálást. Ökörré züllöttem?

Most a Gazdag-Kristóf könyvből ollózok:

A Lorentz – erő levezetése az áramló éterből

dr. Marx György Kvantummechanika könyvében (Műszaki könyvkiadó 1964) a 378. oldalon szerepel a Lorentz –erő:

$F = e \cdot E + \frac{e}{c} v \times H$, ahol e az elektron töltése, c a fénysebesség, E az elektromos és H a mágneses térerősség.

Az elektromágnesség elméletéből ismeretes, hogy az E elektromos és a H mágneses térerősség mindig egy U skaláris és egy A vektoriális potenciálból származtatható:

$$E = -\,\mathrm{grad}\, U - \frac{1}{c}\frac{\partial A}{\partial t},\quad H = \mathrm{rot}\, A.$$

A Newton – féle mozgásegyenlet a következő lesz:

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -e\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{e}{c}\left[-\frac{\partial A_x}{\partial t} + \frac{dy}{dt}\left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}\right) - \frac{dz}{dt}\left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x}\right)\right].$$

Az y –ra és z – re vonatkozó egyenlet ebből x, y, z ciklikus felcserélésével nyerhető. E mozgás Lagrange – függvénye:

$$L = \frac{1}{2}mv^2 - eU + \frac{e}{c}vA = \frac{1}{2}m\left(v_x{}^2 + v_y{}^2 + v_z{}^2\right) - eU + \frac{e}{c}\left(v_xA_x + v_yA_y + v_zA_z\right).$$

Ismerjük fel, hogy az A vektorpotenciál az éter, az elektroTIP áramlási sebességével arányos kifejezés! Tehát $\frac{e}{mc}A = v_T$, ahol v_T a TIP sebessége!

Ha most azt mondjuk, hogy $-eU = \frac{1}{2}mv_T{}^2$, akkor ezt kapjuk:

$$L = \frac{1}{2}m\left(v - v_T\right)^2 ,$$

ami pontosan azt fejezi ki, hogy a mozgás az éterhez, a TIP–hez képest történik! A mágneses tér tehát H = rot A nem más, mint az éter örvénylése!

Ez egy tipikus mintha – elmélet. Valójában az U skaláris potenciál és az A vektorpotenciál együtt egy négyesvektort alkot, és nem igaz a $-eU = \frac{1}{2}mv_T{}^2$ képlet. De . . . majdnem igaz!

Igazából a mágneses tér nem hat a nyugvó töltésre, csak a mozgó töltésre. Az elektrosztatikus teret az úgynevezett longitudinális fotonok közvetítik, míg a mágneses teret a transzverzális fotonok, tehát úgy tűnik, kétféle bozontérről van szó. Valójában ezeknek egylényegűeknek kell lenniük, de még nem tudom, hogyan lehet őket közös nevezőre hozni. Ehhez kéne az áramlásmechanika pontos ismerete!

Na, valami ilyesmit várok a Dirac egyenlet visszakvantálásától!

Szerintem a visszakvantálás helyes módja a $\psi = \psi_0 \cdot e^{\frac{i}{\hbar} \cdot S}$ helyettesítés, csak most nem a Schrödinger egyenletbe tesszük ezt be, hanem a Dirac egyenletbe!

Csak most gondban vagyok, mert nem tudom, hogy mi a helyzet a ψ - vel, ugyanis ez most egy négykomponensű jószág: $\psi = (\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4)$, és ez most még csak nem is négyesvektor, hanem bispinor! Lehet hogy most $\psi = (\psi_1 \cdot e^{\frac{i}{\hbar} \cdot S_1}, \psi_2 \cdot e^{\frac{i}{\hbar} \cdot S_2}, \psi_3 \cdot e^{\frac{i}{\hbar} \cdot S_3}, \psi_4 \cdot e^{\frac{i}{\hbar} \cdot S_4})$, de az is lehet, hogy $\psi = (\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4) \cdot e^{\frac{i}{\hbar} \cdot S}$, egy közös S-sel.

Jó lenne megnézni a Kismarx Dirac egyenlet megoldását síkhullámra, hogyan oldotta meg a négy komponenst. Energiaelőjel-sajátállapot. Síkhülye vagyok ezekhez a dolgokhoz, pedig 1980-ban már megoldogattam ilyeneket, a Telefongyár számítógépén. Slumberzsé…

Ma Baker. Sztár Efem. Régi szép dalok. Lassan befejezem, már így is sokszorosan túlteljesítettem a tervet. De még nincs vége, sőt a tánc még csak most kezdődik!
De az már egy következő mese témája . . .

Mik tehát a hidromechanika axiómái?

1.) A Világmindenséget kitölti egy rugalmas közeg, az éter, amely olyan mint a gázok, ha fele akkorára összenyomom, kétszer akkora lesz a nyomása.
2.) Ez a közeg minden hullámjelenség hordozója. Nemcsak a fényhullámé, hanem minden más elemi részecske, atom, molekula, és a belőlük felépülő anyag is hullámként terjed benne.
3.) A fizikai testek, tárgyak az éter hullámaiból álló hullámcsomagok.
4.) A gravitáció az éter gyorsuló áramlása. A tömegpontok az éter nyelői.
5.) A helyről helyre változó sebességgel áramló éter megfelel egy görbült metrikájú térnek. Ebben a térben a tárgyak úgy mozognak, mint az akusztikus hullámcsomagok az áramló közegben.
6.) Egy pontban az idő múlásának ütemét kizárólag az éternek e pontban mért sebessége határozza meg. Két olyan pontban, melyek mindegyike nyugalomban van az éterhez képest, az idő tökéletesen szinkronban telik.
7.) Az éterhez képest nyugvó rendszer lokális inerciarendszer.

Ezzel a hét axiómával épül fel az én világom. A Bizonyíték 1-4 már közel vitt a megoldáshoz, de maradtak fehér foltok, pl. a Kerr téridő nem illett bele a képbe. Igaz viszont, hogy a Kerr nem írja le a forgó fekete lyuk jetjét. Ez súlyos hiba! A megoldás valahol máshol van.
Hiszek abban, hogy egyszer egy szép napon meglelem ezt a megoldást.

Kristóf Miklós 2010-12-13, Szent Luca napján elkészült a Luca-széke! 23:04

Az Újmaxwell egyenletek

Az új Maxwell egyenletek, vagy általam kreált szóval: az Újmaxwell egyenletek alapja az éter áramlása, és az éterben terjedő hanghullámok és áramláshullámok viselkedése.

Az áramláshullám úgy jön létre, hogy az éter áramlási sebessége időben és térben periodikus.

Megmutatom, hogy a fény az éterben éppen ilyen áramláshullám.

Így lehetséges a gáznemű éterben terjedő transzverzális hullám, ahol a hullámszám vektor, az éter gyorsulása (ez felel meg az elektromos térnek) és az étersebesség rotációja (ez felel meg a mágneses térnek) egymásra merőleges. Megdőlt az a hiedelem, hogy a gáznemű éterben nem terjedhet transzverzális hullám! Van viszont longitudinális hullám is, amivel Tesla dolgozott, ez tényleg olyan, mint a gázokban terjedő hanghullámok! Ez már nem áramláshullám.

Az Újmaxwell egyenletek kiindulópontja az éter áramlási sebessége, ami egy $\vec{v}(x, y, z, t)$ vektorfüggvény. Ez a hely és az idő függvénye. Stacionáris esetben csak a hely függvénye.

A gyorsulás a sebesség idő szerinti teljes deriváltja, azaz $\vec{a} = \dfrac{d\vec{v}}{dt}$.
Mivel az x, y, z helykoordináták maguk is az idő függvényei, azaz x(t), y(t), z(t), ezért az idő szerinti teljes deriváltat így kell kiszámolni: (közvetett függvény deriválás szabály)

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{v}}{\partial x}\cdot\frac{dx}{dt} + \frac{\partial \vec{v}}{\partial y}\cdot\frac{dy}{dt} + \frac{\partial \vec{v}}{\partial z}\cdot\frac{dz}{dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{v}}{\partial x}\cdot v_x + \frac{\partial \vec{v}}{\partial y}\cdot v_y + \frac{\partial \vec{v}}{\partial z}\cdot v_z .$$

Ez másképpen így is írható:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + v_x\cdot\frac{\partial \vec{v}}{\partial x} + v_y\cdot\frac{\partial \vec{v}}{\partial y} + v_z\cdot\frac{\partial \vec{v}}{\partial z} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}, \mathrm{grad})\,\vec{v} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \mathrm{grad}\frac{v^2}{2} - \vec{v}\times \mathrm{rot}\,\vec{v} .$$

Ezek elemi számítások, csak a differenciálszámítást kell tudni hozzá.

$$((\vec{v}, \mathrm{grad})\,\vec{v})_j = v_i\cdot\partial_i v_j = v_x\cdot\partial_x v_j + v_y\cdot\partial_y v_j + v_z\cdot\partial_z v_j .$$

Itt a vektorok indexes írásmódját használtuk, és a kétszer szereplő i indexre összegezni kell.

Példaként nézzük meg a j = x indexre a számolást:

$$((\vec{v}, \mathrm{grad})\,\vec{v})_x = v_i\cdot\partial_i v_x = v_x\cdot\partial_x v_x + v_y\cdot\partial_y v_x + v_z\cdot\partial_z v_x$$

$(\mathrm{grad}\dfrac{v^2}{2})_x = \partial_x \dfrac{v^2}{2} = v_x\cdot\partial_x v_x + v_y\cdot\partial_x v_y + v_z\cdot\partial_x v_z$, mert $v^2 = v_x{}^2 + v_y{}^2 + v_z{}^2$, és

$\partial_x {v_x}^2 = 2 \cdot v_x \cdot \partial_x v_x$. Megintcsak közvetett függvény deriválás!

$$(\vec{v} \times \mathrm{rot}\,\vec{v})_x = v_y \cdot (\partial_x v_y - \partial_y v_x) - v_z \cdot (\partial_z v_x - \partial_x v_z).$$

Ehhez meg azt kell tudni, hogy $(\vec{a} \times \vec{b})_x = a_y \cdot b_z - a_z \cdot b_y$, és a többit az x, y, z ciklikus felcserélésével kapjuk meg. $(\mathrm{rot}\,\vec{v})_x = (\nabla \times \vec{v})_x = \partial_y v_z - \partial_z v_y$, ugyanaz a szisztéma.

$$(\mathrm{grad}\frac{v^2}{2})_x - (\vec{v} \times \mathrm{rot}\,\vec{v})_x = v_x \cdot \partial_x v_x + v_y \cdot \partial_x v_y + v_z \cdot \partial_x v_z - v_y \cdot (\partial_x v_y - \partial_y v_x) + v_z \cdot (\partial_z v_x - \partial_x v_z)$$

Ez kifejtve:

$$v_x \cdot \partial_x v_x + v_y \cdot \partial_x v_y + v_z \cdot \partial_x v_z - v_y \cdot \partial_x v_y + v_y \cdot \partial_y v_x + v_z \cdot \partial_z v_x - v_z \cdot \partial_x v_z$$

A színessel kiemeltek kiesnek, marad:

$$v_x \cdot \partial_x v_x + v_y \cdot \partial_y v_x + v_z \cdot \partial_z v_x = v_i \cdot \partial_i v_x = ((\vec{v}, \mathrm{grad})\,\vec{v})_x.$$

Igazoltuk tehát a formulát x-re. y-ra és z-re a számolás ugyanígy megy.

Tehát $\vec{a} = \dfrac{d\vec{v}}{dt} = \dfrac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \mathrm{grad}\dfrac{v^2}{2} - \vec{v} \times \mathrm{rot}\,\vec{v}$.

Azonosítsuk az $\vec{a}$ gyorsulást az $\vec{E}$ elektromos térrel!

Pontosabban $\vec{F} = e \cdot \vec{E} = m \cdot \vec{a}$ miatt $\vec{E} = \dfrac{m}{e} \cdot \vec{a}$, ahol $\vec{F}$ az erő.

Tehát $\vec{E} = \dfrac{m}{e} \cdot \left(\dfrac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \mathrm{grad}\dfrac{v^2}{2} - \vec{v} \times \mathrm{rot}\,\vec{v} \right)$.

Vessük ezt össze az elektromos tér potenciálokkal megadott alakjával:

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \mathrm{grad}\phi.$$

Innen 3 dolog derül ki:

$\vec{A} = -\dfrac{m \cdot c}{e} \cdot \vec{v}$, $\quad \phi = -\dfrac{m}{e} \cdot \dfrac{v^2}{2}$, és van egy harmadik tag is, ami Maxwellnél hiányzik.

Tulajdonképpen emiatt a harmadik tag miatt hívom ezeket Újmaxwell egyenleteknek!

Most ejtsünk szót a mértékegységekről! Ez sokaknak problémát jelent.

Én a Maxwell egyenleteket a KMS mértékrendszerben írom fel.

Ez a Kilogramm – Méter – Szekundum mértékrendszer, ami a Gauss féle CGS mértékrendszer átfogalmazása, gramm helyett kilogramm és centiméter helyett méter. Ha valaki a monogrammomra vél ráismerni, az nem a véletlen műve, ugyanis a nevem Kristóf Miklós Sándor . . .

A Maxwell egyenletek a KMS mértékrendszerben:

(I) $\operatorname{div}\vec{D} = 4\cdot\pi\cdot\rho$

(II) $\operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{1}{c}\cdot\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}$

(III) $\operatorname{div}\vec{B} = 0$

(IV) $\operatorname{rot}\vec{H} = \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} + \frac{4\cdot\pi}{c}\cdot\vec{j}$

(V) $\vec{D} = \vec{E} + 4\cdot\pi\cdot\vec{P} = \varepsilon\cdot\vec{E}$

(VI) $\vec{P} = \chi\cdot\vec{E}$

(VII) $\vec{B} = \vec{H} + 4\cdot\pi\cdot\vec{M} = \mu\cdot\vec{H}$

(VIII) $\vec{M} = \chi_m\cdot\vec{H}$

A mértékrendszer kiindulópontja a Coulomb – féle erőtörvény: $\vec{F} = \frac{Q_1\cdot Q_2}{r^2}$.

Az erő mértékegysége a $\text{Newton} = N = \frac{kg\cdot m}{s^2} = kg\cdot m\cdot s^{-2}$.

$\left[r^2\right] = m^2$, így $[Q]^2 = N\cdot m^2$, tehát $[Q] = \sqrt{N}\cdot m = kg^{\frac{1}{2}}\cdot m^{\frac{3}{2}}\cdot s^{-1}$.

Feles dimenziókat kaptunk. Mint látni fogjuk, az egyetlen független feles dimenziójú

mértékegység a négyzetgyök Newton = $\sqrt{N} = kg^{\frac{1}{2}}\cdot m^{\frac{1}{2}}\cdot s^{-1}$.

Minden más feles mértékegység felírható a $\sqrt{N}$ és egész dimenziók szorzataként.

Ez a kis kényelmetlenség nagyfokú egyszerűséget jelent valójában.

Azonos dimenziójú lesz $\vec{E}$ és $\vec{D}$, valamint $\vec{H}$ és $\vec{B}$, valamennyiük dimenziója $\frac{\sqrt{N}}{m}$, ezzel kihangsúlyozzuk az erőterek lényegi azonosságát.

Könnyebben felismerhetők a fizikai összefüggések a dimenzióanalízis segítségével.

Az elemi töltés értéke: $e\ (KMS) = 1.5189183 \cdot 10^{-14} \sqrt{N} \cdot m$, ennek ismertebb értéke

$e\ (MKSA) = 1.6021892 \cdot 10^{-19}\, As$.

$e\ (KMS) = \frac{1}{\sqrt{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0}} \cdot e\ (MKSA)$, ahol $\varepsilon_0 = 8.85418782 \cdot 10^{-12} m^{-3} \cdot kg^{-1} \cdot s^4 \cdot A^2 = \left(\mu_0 \cdot c^2\right)^{-1}$

és $\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} Hm^{-1} = 1.25663706 \cdot 10^{-6} m \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot A^{-2}$

Már ebből látható, hogy az MKSA mértékegységek sokkal bonyolultabbak, ráadásul 4 alapmennyiséget használ, amikor 3 is elegendő, és ez nem más, mint a lényeg elfedése!

Véleményem szerint az ε_0 és a μ_0 nem egyéb, mint a fénysebességnek a minden fizikai jelentést nélkülöző szétszakítása, hogy még kevésbé lássuk át a helyzetet!

$c = 299792458\ m \cdot s^{-1}$, durva közelítéssel $3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$.

$$\rho = \frac{\text{töltés}}{\text{térfogat}} = \frac{\sqrt{N} \cdot m}{m^3} = \frac{\sqrt{N}}{m^2}.$$

Az (I) Maxwell egyenletből $\frac{D}{m} = \frac{\sqrt{N}}{m^2}$, így $D = \frac{\sqrt{N}}{m}$.

Ugyanez a mértékegysége E-nek, H-nak, B-nek, P-nek és M-nek is.

Ez nagyfokú egyszerűséget jelent és segít felismerni ezen mennyiségek lényegi összetartozását. Az MKSA mértékrendszerben ehhez képest a mértékegységek valóságos káosza uralkodik! Volt per méter, amper per méter, Tesla, Weber, és még ki tudja mi minden.

A gravitációelméletből ismert, hogy $\operatorname{div} \vec{a} = -4 \cdot \pi \cdot G \cdot \rho$, ahol most a ρ a tömegsűrűséget jelenti. Ez teljesen analóg az (I) Maxwell egyenlettel, így írhatom:

(ÚI) $\operatorname{div} \vec{D} = 4 \cdot \pi \cdot \rho$.

A (III) Maxwell egyenlet megfelelőjéhez képezzük a $\vec{B} = \mathrm{rot}\,\vec{A}$ mennyiséget.

Ekkor $\mathrm{div}\,\vec{B}$ azonosan nulla lesz.

$$(\text{Ú0}) \quad \vec{E} = \frac{m}{e} \cdot \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \mathrm{grad}\frac{v^2}{2} - \vec{v} \times \mathrm{rot}\,\vec{v} \right) = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \frac{e}{m \cdot c^2} \cdot \left(\mathrm{grad}\frac{A^2}{2} - \vec{A} \times \vec{B} \right).$$

Képezzük ennek rotációját, és vegyük figyelembe hogy rot grad azonosan nulla!

$$(\text{ÚII}) \quad \mathrm{rot}\,\vec{E} = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \frac{e}{m \cdot c^2} \cdot \mathrm{rot}\left(\vec{A} \times \vec{B} \right) = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \frac{4 \cdot \pi}{c} \cdot \vec{j}_m$$

ahol $\vec{j}_m$ nem más, mint a mágnesáram.

$$\vec{j}_m = \frac{e}{4 \cdot \pi \cdot m \cdot c} \cdot \mathrm{rot}\left(\vec{A} \times \vec{B} \right).$$

Ha ρ_m a mágneses töltéssűrűség, akkor a kontinuitás egyenlet szerint $\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \mathrm{div}\,\vec{j}_m = 0$.

Igen, de $\vec{j}_m$ egy rotáció, aminek a divergenciája azonosan nulla, így $\frac{\partial \rho_m}{\partial t} = 0$,

és akkor most vagy Isten teremtett mágneses monopólusokat és azok öröktől fogva megmaradnak, vagy nincsenek monopólusok, azaz $\rho_m \equiv 0$.

Látjuk tehát, hogy a mi teóriánkban van mágnesáram, de nincs mágneses töltés.

Akkor miért vannak mágneses monopólusként viselkedő vasporrészecskék?

$$(\text{ÚIII}) \quad \vec{B} = \mathrm{rot}\,\vec{A}$$

$$(\text{ÚIV}) \quad \mathrm{rot}\,\vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4 \cdot \pi}{c} \cdot \vec{j}$$

$$(\text{ÚV}) \quad \vec{D} = \vec{E} + 4 \cdot \pi \cdot \vec{P} = \varepsilon \cdot \vec{E}$$

$$(\text{ÚVI}) \quad \vec{P} = \chi \cdot \vec{E}$$

$$(\text{ÚVII}) \quad \vec{B} = \vec{H} + 4 \cdot \pi \cdot \vec{M} = \mu \cdot \vec{H}$$

(ÚVIII) $\vec{M} = \chi_m \cdot \vec{H}$

Az (Ú0) – (ÚVIII) egyenletek az Újmaxwell egyenletek.

Az (Ú0) egy definíció, és ebből vezetem le a többit.

Látjuk, hogy lényegesen csak (ÚII) változott meg.

Az Újmaxwell egyenleteknek megvan a mechanikai megfelelőjük is.

Ekkor az erőterek helyett a sebességet, a sebesség rotációját és a gyorsulást használjuk.

Tekintsük most át a fizikai mértékegységeket és a konstansokat!

Legyen C = 2.99792458, ezzel fénysebesség = c = $C \cdot 10^8 \ \dfrac{m}{s}$.

$C \cdot \sqrt{10} = 9.480269926$, $\dfrac{1}{C \cdot \sqrt{10}} = 0.105482228$.

A = Amper = $C \cdot 10^9 cm^{\frac{3}{2}} \cdot g^{\frac{1}{2}} \cdot s^{-2}$, KMS: $C \cdot \sqrt{10} \cdot 10^4 \cdot kg^{\frac{1}{2}} \cdot m^{\frac{3}{2}} \cdot s^{-2} = C \cdot \sqrt{10} \cdot 10^4 \cdot \dfrac{\sqrt{N} \cdot m}{s}$

Cb = A·s = $C \cdot 10^9 cm^{\frac{3}{2}} \cdot g^{\frac{1}{2}} \cdot s^{-1}$, KMS: $C \cdot \sqrt{10} \cdot 10^4 \cdot kg^{\frac{1}{2}} \cdot m^{\frac{3}{2}} \cdot s^{-1} = C \cdot \sqrt{10} \cdot 10^4 \cdot \sqrt{N} \cdot m$

V = Volt = $m^2 \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot A^{-1} = \dfrac{1}{C} \cdot 10^{-2} \cdot cm^{\frac{1}{2}} \cdot g^{\frac{1}{2}} \cdot s^{-1}$, KMS: $\dfrac{1}{C \cdot \sqrt{10}} \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt{N}$

$E = \dfrac{V}{m} = m \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot A^{-1} = \dfrac{1}{C} \cdot 10^{-4} \cdot cm^{-\frac{1}{2}} \cdot g^{\frac{1}{2}} \cdot s^{-1}$, KMS: $\dfrac{1}{C \cdot \sqrt{10}} \cdot 10^{-6} \cdot \dfrac{\sqrt{N}}{m}$

$\Omega = \dfrac{V}{A} = m^2 \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot A^{-2} = \dfrac{1}{C^2} \cdot 10^{-11} \cdot cm^{-1} \cdot s$, KMS: $\dfrac{1}{C^2} \cdot 10^{-9} \cdot m^{-1} \cdot s = \dfrac{1}{c^2 \cdot 10^{-7}}$

$F = \dfrac{A \cdot s}{V} = m^{-2} \cdot kg^{-1} \cdot s^4 \cdot A^2 = C^2 \cdot 10^{11} \cdot cm$, KMS: $C^2 \cdot 10^9 \cdot m$

$D = \dfrac{Cb}{m^2} = \dfrac{A \cdot s}{m^2} = m^{-2} \cdot s \cdot A = 4 \cdot \pi \cdot C \cdot 10^5 \cdot cm^{-\frac{1}{2}} \cdot g^{\frac{1}{2}} \cdot s^{-1}$, KMS: $4 \cdot \pi \cdot C \cdot \sqrt{10} \cdot 10^4 \cdot \dfrac{\sqrt{N}}{m}$

$H = \dfrac{A}{m} = m^{-1} \cdot A = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-3} \cdot cm^{-\frac{1}{2}} \cdot g^{\frac{1}{2}} \cdot s^{-1} = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-3}$oersted, KMS: $4 \cdot \pi \cdot \sqrt{10} \cdot 10^{-4} \cdot \dfrac{\sqrt{N}}{m}$

$B = T = \dfrac{V \cdot s}{m^2} = kg \cdot s^{-2} \cdot A^{-1} = 10^4 \cdot cm^{-\frac{1}{2}} \cdot g^{\frac{1}{2}} \cdot s^{-1} = 10^4$gauss, KMS: $\sqrt{10} \cdot 10^3 \cdot \dfrac{\sqrt{N}}{m}$

$$\Phi = \text{weber} = V\cdot s = m^2\cdot kg\cdot s^{-2}\cdot A^{-1} = 10^8\cdot cm^{\frac{3}{2}}\cdot g^{\frac{1}{2}}\cdot s^{-1} = 10^8 \text{ max well},$$

KMS: $\sqrt{10}\cdot 10^3\cdot\sqrt{N}\cdot m$

$$L = \text{henry} = \frac{V\cdot s}{A} = m^2\cdot kg\cdot s^{-2}\cdot A^{-2} = \frac{1}{C^2}\cdot 10^{-11}\cdot cm^{-1}\cdot s^2,\ \text{KMS: } \frac{1}{C^2}\cdot 10^{-9}\cdot m^{-1}\cdot s^2$$

Most pedig következzenek a fizikai állandók!

$J = \text{joule} = N\cdot m = kg\cdot m\cdot s^{-2}$.

$c = \text{fénysebesség} = 299792458\ (\pm 1.2) m\cdot s^{-1}$

$\mu_0 = 4\cdot\pi\cdot 10^{-7} Hm^{-1} = 1.25663706\cdot 10^{-6}\cdot m\cdot kg\cdot s^{-2}\cdot A^{-2}$

$\varepsilon_0 = \left(\mu_0\cdot c^2\right)^{-1} = 8.85418782(\pm 7)\cdot 10^{-12} m^{-3}\cdot kg^{-1}\cdot s^4\cdot A^2$

$h = 6.626176\ (\pm 36)\cdot 10^{-34} Js$

$\hbar = \dfrac{h}{2\cdot\pi} = 1.0545887(\pm 57)\cdot 10^{-34} Js$

$e\ (MKSA) = 1.6021892\ (\pm 46)\cdot 10^{-19} As$

$e\ (KMS) = \dfrac{e(MKSA)}{\sqrt{4\cdot\pi\cdot\varepsilon_0}} = c\cdot\sqrt{10}\cdot 10^{-4}\cdot e(MKSA) = 1.5189183\cdot 10^{-14}\cdot\sqrt{N}\cdot m$

$\alpha^{-1} = 4\cdot\pi\cdot\varepsilon_0\cdot\dfrac{\hbar\cdot c}{e^2} = 137.03604(\pm 11)$ finomszerkezeti állandó

$G = 6.6720\ (\pm 41)\cdot 10^{-11} kg^{-1}\cdot m^3\cdot s^{-2}$ gravitációs állandó

$g_n = 9.80665\cdot m\cdot s^{-2}$ gravitációs gyorsulás

$k = 1.380662\ (\pm 44)\cdot 10^{-23}\cdot J\cdot K^{-1}$ Boltzmann állandó

$N_A = 6.022045(\pm 31)\cdot 10^{23}$ Avogadro szám

$R = N_A\cdot k = 8.31441(\pm 26)\cdot J\cdot K^{-1}$ gázállandó

$u = 10^{-3}\cdot kg\cdot N_A{}^{-1} = 1.6605655(\pm 86)\cdot 10^{-27}\cdot kg$

$F = N_A\cdot e = 96484.56(\pm 27)\cdot A\cdot s$ Faraday állandó

$V_m = 22.41383(\pm 70)\cdot 10^{-3}\cdot m^3$

$m_e = 0.9109534(\pm 47)\cdot 10^{-30}\cdot kg$ elektron tömege

$m_p = 1.6726485(\pm 86)\cdot 10^{-27}\cdot kg$ proton tömege $= 1836.151\cdot m_e$

$m_n = 1.6749534(\pm 94)\cdot 10^{-27}\cdot kg$ neutron tömege $= 1838.681\cdot m_e$

$r_B = 4\cdot\pi\cdot\varepsilon_0\cdot\dfrac{\hbar^2}{m_e\cdot e^2} = 0.52917706(\pm 44)\cdot 10^{-10}\cdot m$ Bohr rádiusz

$$a = \frac{\hbar}{m_e\cdot c} = 3.861590549\cdot 10^{-13}\cdot m = 2\cdot\pi\cdot\lambda_c$$

$$r_0 = \frac{e^2}{4\cdot\pi\cdot\varepsilon_0\cdot m_e\cdot c^2} = 2.8179380(\pm 70)\cdot 10^{-15}\cdot m$$

Az Újmaxwell egyenletek megoldása fényhullámra.

[62] Kristóf Miklós 2

A transzverzális elektromágneses hullám

$\overrightarrow{v} = (v_x \cdot S, v_y \cdot S, v_z \cdot S)$ = az áramló éter sebessége.

$S=sin(k \cdot x-\omega \cdot t)$

$C=cos(k \cdot x-\omega \cdot t)$

v_x, v_y, v_z, k, ω tetszőleges állandók, c = fénysebesség.

$\overrightarrow{k} = (k, 0, 0)$ a hullámszámvektor, x irányban terjed.

$$rot\overrightarrow{v} = (0, -k \cdot v_z \cdot C, k \cdot v_y \cdot C)$$

$$\frac{d\overrightarrow{v}}{dt} = -\omega \cdot (v_x \cdot C, v_y \cdot C, v_z \cdot C)$$

$$v^2=(v_x{}^2+v_y{}^2+v_z{}^2) \cdot S^2$$

$$grad\frac{v^2}{2} = k \cdot (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \cdot (S \cdot C, 0, 0)$$

$$\overrightarrow{v} X rot\overrightarrow{v} = k \cdot ((v_y^2 + v_z^2) \cdot S \cdot C, -v_x \cdot v_y \cdot S \cdot C, -v_x \cdot v_z \cdot S \cdot C)$$

$$\overrightarrow{a} = -\omega \cdot C \cdot (v_x, v_y, v_z) + k \cdot v_x \cdot S \cdot C \cdot (v_x, v_y, v_z)$$

$$div\overrightarrow{a} = \omega \cdot k \cdot v_x \cdot S + \cdot k^2 \cdot v_x^2 \cdot (C^2 - S^2)$$

Az újmaxwell egyenlet szerint $div\overrightarrow{a} = 0$, mert üres vákuumban nincs töltés.

Mivel sem ω , sem k, S, sem C nem nulla, marad az, hogy v_x=0 .

Tehát $\overrightarrow{v} = (0, v_y \cdot S, v_z \cdot S)$,

$rot\overrightarrow{v} = (0, -k \cdot v_z \cdot C, k \cdot v_y \cdot C)$,

$\vec{a} = -\omega \cdot C \cdot (0, v_y, v_z)$

$\vec{k} = (k, 0, 0)$

Jól látható, hogy $\vec{k}$, $\vec{a}$ és $rot\vec{v}$ egymásra merőlegesek.

Íme, tehát megkaptuk a transzverzális elektromágneses hullámot!

Gyerekek, semmit ne higgyetek el nekem, számoljatok utána!

A másik újmaxwell egyenlet szerint $rotrot\vec{v} = -\frac{1}{c^2} \cdot \frac{d\vec{a}}{dt}$ kell legyen.

$rotrot\vec{v} = (0, k^2 \cdot v_y \cdot S, k^2 \cdot v_z \cdot S) = k^2 \cdot \vec{v}$

$\frac{d\vec{a}}{dt} = -\omega^2 \cdot (0, v_y \cdot S, v_z \cdot S) = -\omega^2 \cdot \vec{v}$

$k^2 \cdot \vec{v} = -\frac{1}{c^2} \cdot (-\omega^2 \cdot \vec{v})$

$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$

$k = \pm\frac{\omega}{c}$

Tehát a hullám fénysebességgel terjed.

Mindenben a tapasztalattal egyező eredményt kaptunk.

Tehát az újmaxwell egyenletek nem vezetnek ellentmondásra.

Kommentárok:

$\vec{A}$ helyett a vele arányos $\vec{v}$, $\vec{B}$ helyett rot $\vec{v}$, $\vec{E}$ helyett pedig $\vec{a}$ szerepel.

Ezzel kifejezem azt a tényt, hogy a vektorpotenciál az lényegében az elektrotip sebessége, a mágneses tér az lényegében az elektrotip sebességének a rotációja, az elektromos tér pedig lényegében az elektrotip gyorsulása.

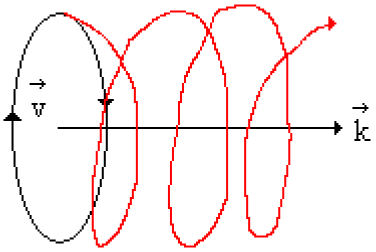
Megkaptuk a transzverzális elektromágneses hullámot, pedig az éter az gáz!

Megdőlt az a tévhit, hogy gázban nem terjedhet transzverzális hullám!

A fenti megoldás a síkpolarizált fényt adja meg.

Most induljunk ki egy $\vec{v} = (0, v_y \cdot \sin(k \cdot x - \omega \cdot t), v_z \cdot \cos(k \cdot x - \omega \cdot t))$ sebességből!

Az eredmény teljesen hasonló lesz. Ez a cirkulárisan polarizált fény.



A sebességvektor egy kör mentén körbe-körbe áramlik.

Dehiszen akkor ez nem más, mint a foton! Minden foton ilyen spirális éteráramlásból áll!

A cirkumpoláris fényre $\mathrm{rot}\,\vec{v} = k \cdot (0, v_z \cdot S, v_y \cdot C)$, $\vec{v} \times \mathrm{rot}\,\vec{v} = k \cdot S \cdot C \cdot (v_y{}^2 - v_z{}^2, 0, 0)$

és ebből $\mathrm{rot}(\vec{v} \times \mathrm{rot}\,\vec{v}) = (0,0,0) = 0$.

Tehát a közönséges fényben nincs mágnesáram.

Ez összhangban van a tapasztalattal.

Az is belátható, hogy nincs longitudinális áramláshullám.

A longitudinális hullám az rezgéshullám, a nyomás periodikus változásának terjedése,

és mivel $p = c^2 \cdot \rho$, a sűrűség periodikus változásának terjedése.

2010-12-02 Tanulmányoztam a hidrodinamikát, és ott az van, hogy a hangsebesség lehet izotermikus és lehet adiabatikus. Ha izotermikus, akkor lesz $p = c^2 \cdot \rho$.

Ha adiabatikus, akkor $p = c^2 \cdot \rho^\kappa$, ahol $\kappa = \frac{c_p}{c_V}$, az állandó nyomáson vett fajhő és az állandó térfogaton vett fajhő hányadosa. Bevallom, nekem ez az utóbbi verzió nem annyira tetszik. Mindenesetre tény, hogy a konzisztens TIP teóriában termodinamikai meggondolások is kellenek. Na ez az amihez viszont hótt nem értek.

Az Újmaxwell egyenletek akkor válnak érdekessé, amikor a mágnesáram nem nulla. Kérdés, hogy ez mikor van. Lehet hogy a mágnesáram ritka dolog, csak különleges körülmények közt lép fel. Egely György sejtése az, hogy az élő rendszerekben jelentős mágnesáram van. A DNS kettős spirálja és a fehérjék szerkezete implikálja a 3 tengelyű forgást, és ott merőben új jelenségek léphetnek fel.

Ehrenhaft is mágneses monopólusra emlékeztető részecskéket figyelt meg.

Lehet hogy a longitudinális éterhullám, amivel Tesla is dolgozott, szintén tartalmaz mágnesáramot.

Felvetették, hogy az Újmaxwell egyenlet relativisztikusan nem konzisztens. Nos, lehet. Schrödinger Nobel díjat kapott, mert nem vette figyelembe a RE-t. Tudniillik a Klein-Gordon egyenletet már ő is felfedezte, meg is oldotta hidrogénatomra, és fájdalom de nem a várt finomszerkezet jött ki, ehhez ugyanis a feles spinű részecskékre igaz Dirac egyenlet kell. Schrödinger akkor sutba dobta a relativitáselméletet, és felírta a híressé vált egyenletét!

A Sródibődi az így néz ki: $-\frac{\hbar}{i}\cdot\frac{\partial\psi}{\partial t}=-\frac{\hbar^2}{2\cdot m}\cdot\Delta\psi+V(x)\cdot\psi$.

Látjuk hogy ez relativisztikusan nem invariáns, az időben csak egyszeres derivált van, míg a térben kétszeres derivált. Nos, így vagyok én is. Üsse kő a relativitást, majd valaki rájön, hogyan kell kikerekíteni hogy annak is megfeleljen. Én boldog vagyok ha idáig eljutok!

Lehet hogy van egy matematikai megfogalmazás, hogy mikor nulla a mágnesáram. Valami bizonyításféle, hogy a műszaki életben jelenleg használt megoldásoknál a mágnesáram mindig nulla. Lehet hogy a dielektromos állandóhoz hasonló anyagállandó van, amellyel spin-tér hozható létre, vagy valami prizmaféle, amellyel longitudinális fényt lehet kiszűrni. A spin-tér az az $\frac{e}{m\cdot c^2}\cdot\left(\vec{A}\times\vec{B}\right)$, ami így is írható: $\vec{\beta}\times\vec{B}$, ahol

$\vec{\beta}=\frac{\vec{v}}{c}$ az éter bétája, sebessége osztva a fénysebességgel.

Látjuk, hogy a béta dimenziótlan, így a spin-tér dimenziója megegyezik az elektromos és mágneses terek dimenziójával, azaz négyzetgyök Newton per méter, $\frac{\sqrt{N}}{m}$.

Ha a spin-térnek van rotációja, azaz van mágnesáram, akkor jönnek forgásba a tárgyak.
Jó példa erre az Egely-kerék, amit a kezünkkel tudunk forgásba hozni.
Sokat elemeztem ezt a jószágot, a magam készítette egyszerű modellel – egy radír, tű és egy sztaniol vagy papír félgömb segítségével bárki 5 perc alatt elkészítheti – és arra a megállapításra jutottam, hogy nem a meleg és nem a huzat mozgatja. Persze ezek is hatással vannak rá, de egyszerű megfigyeléssel kizárhatók ezek az okok. Amikor olyan egyenletesen forog, mintha óramű hajtaná, nem libeg, nem billeg, akkor a mágnesáram mozgatja.
Nekem az asztalomon volt egy, és órákon keresztül forgott egy irányba, tökéletesen egyenletesen. Ilyet se a huzat, se a meleg nem csinál (az ám, miféle meleg? semmi hőforrás nem volt a közelében!) Gyanúm, hogy a légköri mágnesáram mozgatta.
Ki kéne számolni, a $\mathrm{rot}\,\vec{E} = -\frac{4 \cdot \pi}{c} \cdot j_m$ képletből, hogy mekkora mágnesáram kell hogy a kis papírfélgömb mozgásba jöjjön. Ugyanakkor $\mathrm{rot}\,\vec{E} = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ képlet tanúsága szerint forgó elektromos teret gyorsan egyirányban változó mágneses térrel is létre tudunk hozni.
Ezt ki kéne próbálni, nem kell hozzá csak egy jó vasmagos tekercs és egy egyenáramforrás.
Jó mágnesáramforrásokat nanotechnológiával lehetne előállítani. Valamilyen anyagot tenni a tekercsbe. Pl. famagos tekercs, vagy sodrott fűből készíteni a „vasmagot”. Na ez ám a fából vaskarika! A fa, a fű királis közegek, lehet hogy ez kell. Mágnesárammal lehet kanalat hajlítani, fémet puhítani. Nem kéne esztergálni, gyúrni lehetne az acélt. Na, megjött a vasgyúró! Két reprezentatív példa jön a spin-tér fontosságára: egyik az áramjárta vezető, a másik a mágneses diólus, ami szerintem nem létezik.

Az áramjárta egyenes vezető:

Legyen a vezető a z tengely mentén, végtelen hosszú. Dolgozzunk hengerkoordinátákban!

Ekkor a koordináták az r, a φ szög és a z. A g_1, g_2, g_3 metrikus faktorok rendre 1, r, 1.

A metrika alakja $ds^2 = dr^2 + r^2 \cdot d\varphi^2 + dz^2$.

Egy vektor alakja: $\vec{v} = (v_r, v_\varphi, v_z)$,

a rotációt így képezzük: $\mathrm{rot}\,\vec{v} = \left(\frac{1}{r}\cdot\left(\frac{\partial v_z}{\partial \varphi} - r\cdot\frac{\partial v_\varphi}{\partial z}\right), \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r}\right), \frac{1}{r}\cdot\left(\frac{\partial (r\cdot v_\varphi)}{\partial r} - \frac{\partial v_r}{\partial \varphi}\right)\right)$.

Legyen most $\vec{A} = \left(0, 0, \ln\frac{r_0}{r}\right)$!

Ekkor $\vec{B} = \mathrm{rot}\,\vec{A} = \left(0, \frac{1}{r}, 0\right)$, $\vec{A}\times\vec{B} = \left(-\frac{1}{r}\cdot\ln\frac{r_0}{r}, 0, 0\right)$,

$$\mathrm{grad}\frac{A^2}{2} = \left(\frac{\partial}{\partial r}\frac{1}{2}\cdot\left(\ln\frac{r_0}{r}\right)^2, 0, 0\right) = \left(-\frac{1}{r}\cdot\ln\frac{r_0}{r}, 0, 0\right),$$

$$\vec{E} = \frac{e}{m\cdot c^2}\cdot\left(\mathrm{grad}\frac{A^2}{2} - \vec{A}\times\vec{B}\right) = (0,0,0) = 0$$

$$\vec{j}_m = \frac{e}{4\cdot\pi\cdot m\cdot c}\cdot\mathrm{rot}\left(\vec{A}\times\vec{B}\right) = (0,0,0) = 0.$$

Látjuk, hogy az áramjárta vezetőnek nincs elektromos tere, ezért nem hat a nyugvó töltésre a mágneses tér! Gyanúm, hogy minden gyakorlatban előforduló mágneses teret áramok hoznak létre, és az itt megállapított szabály az görbe vonalú áramokra is igaz. (igazolandó!)

Látjuk azt is, hogy az $\vec{E}$ azért nulla, mert a gradienses tagot a spin-tér éppen kompenzálja! Tehát van spin-tér! Ilyen egyszerű esetekben már jelentős szerepe van! Csakhát a rotációja nulla, így nem forgat. Asszem helyesebb az olyan $\vec{A}\times\vec{B}$ teret spintérnek hívni, aminek van forgató hatása, tehát a rotációja nem nulla. Érdekelne, hogy az Evans-Cartan-Shipov féle torzióval hogy függ ez össze.

$$\frac{e}{m\cdot c^2}=0.18552261\cdot\frac{1}{\sqrt{N}}\text{, ennek reciproka }\frac{m\cdot c^2}{e}=5.390178562\cdot\sqrt{N}\,.$$

$1\cdot\sqrt{N}=C\cdot\sqrt{10}\cdot 10^4\,V=9.480269926\cdot 10^4\,V$ miatt

$$\frac{m\cdot c^2}{e}=5.390178562\cdot 9.480269926\cdot 10^4\,V=5.110034772\cdot 10^5\,V\,.$$

Ez a szám nevezetes, az elektron nyugalmi energiája $m\cdot c^2=5.110034772\cdot 10^5\cdot eV$

elektronvoltban kifejezve.

$\frac{m\cdot c^2}{e}=A_0$ jelöléssel $\vec{A}=A_0\cdot\vec{\beta}=A_0\cdot\frac{\vec{v}}{c}$, ahol $\vec{v}$ az elektrotip sebessége.

A mágneses dipólus tere:

$A=\left(0,0,\frac{p\cdot\sin\theta}{r^2}\right)$, gömbkoordinátákban, ahol koord = (r,θ,φ), $g_i=(1,r,r\cdot\sin\theta)$.

$p=m\cdot a$, ahol m = mágneses póluserősség, dimenziója $\sqrt{N}\cdot m$, a = pólustávolság méterben.

A mágneses erő: $F=\frac{m_1\cdot m_2}{r^2}$. Ha $m_1=m_2=1\cdot\sqrt{N}$, akkor egy méter távolságról éppen

1 Newton erővel vonzzák egymást. Egy közönséges mágnes pólusereje kb. 0.01 $\sqrt{N}\cdot m$.

Ugye nem zavar, hogy az m egyszer mágneses póluserősség, másszor méter?

Ha a = 1 cm = 0.01 m, akkor p = $10^{-4}\cdot\sqrt{N}\cdot m^2$.

Vákuumban $\vec{B}=\vec{H}$. $\vec{H}=\operatorname{rot}\vec{A}=\left(H_r,H_\theta,H_\varphi\right)$.

$$H_r=\frac{1}{r^2\cdot\sin\theta}\cdot\partial_\theta\left(r\cdot\sin\theta\cdot\frac{p\cdot\sin\theta}{r^2}\right)=\frac{p}{r^3\cdot\sin\theta}\cdot 2\cdot\sin\theta\cdot\cos\theta=\frac{p}{r^3}\cdot 2\cdot\cos\theta\,,$$

$$H_\theta=-\frac{1}{r\cdot\sin\theta}\cdot\partial_r\left(r\cdot\sin\theta\cdot\frac{p\cdot\sin\theta}{r^2}\right)=-\frac{1}{r\cdot\sin\theta}\cdot\partial_r\left(\frac{p\cdot\sin^2\theta}{r}\right)=$$

$$=-\frac{1}{r\cdot\sin\theta}\cdot\left(-\frac{p\cdot\sin^2\theta}{r^2}\right)=\frac{p}{r^3}\cdot\sin\theta\,,$$

$$H_\varphi=0\,,$$

$$\vec{H} = \frac{p}{r^3}\cdot(2\cdot\cos\theta, \sin\theta, 0).\ \text{Dimenziója}\ \frac{\sqrt{N}\cdot m^2}{m^3} = \frac{\sqrt{N}}{m}.$$

$$\operatorname{rot}\vec{H} = \left(0,0,\frac{1}{r}\cdot\left(\partial_r\left(r\cdot\frac{p\cdot\sin\theta}{r^3}\right) - \partial_\theta\frac{2\cdot p\cdot\cos\theta}{r^3}\right)\right) = \left(0,0,\frac{1}{r}\cdot\left(-\frac{2\cdot p\cdot\sin\theta}{r^3} + \frac{2\cdot p\cdot\sin\theta}{r^3}\right)\right) = 0.$$

Tehát nincs elektromos áramsűrűség.

$$\vec{E} = \frac{1}{A_0}\cdot\left(\operatorname{grad}\frac{A^2}{2} - \vec{A}\times\vec{H}\right): \qquad \frac{A^2}{2} = \frac{p^2\cdot\sin^2\theta}{2\cdot r^4},$$

$$\operatorname{grad}\frac{A^2}{2} = \left(-\frac{4\cdot p^2\cdot\sin^2\theta}{2\cdot r^5}, \frac{1}{r}\cdot\frac{p^2\cdot 2\cdot\sin\theta\cdot\cos\theta}{2\cdot r^4}, 0\right) = \frac{p^2\cdot\sin\theta}{r^5}\cdot(-2\cdot\sin\theta, \cos\theta, 0),$$

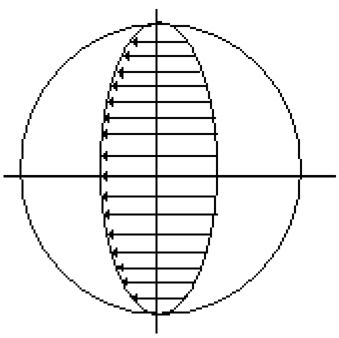
$$\vec{A}\times\vec{H} = \left(-\frac{p\cdot\sin\theta}{r^2}\cdot\frac{p\cdot\sin\theta}{r^3}, \frac{p\cdot\sin\theta}{r^2}\cdot\frac{p\cdot 2\cdot\cos\theta}{r^3}, 0\right) = \frac{p^2\cdot\sin\theta}{r^5}(-\sin\theta, 2\cdot\cos\theta, 0),$$

$$\vec{E} = -\frac{1}{A_0}\cdot\frac{p^2\cdot\sin\theta}{r^5}\cdot(\sin\theta, \cos\theta, 0).$$

Nézzük meg, milyen irányú ez az elektromos tér!

$\vec{e}_r\cdot\sin\theta + \vec{e}_\theta\cdot\cos\theta = \vec{e}_\rho$, ez merőleges a z tengelyre, azaz vízszintes irányú.

Tehát az elektromos tér ilyen:



A póluserősség vektor a z tengely irányába mutat.

Most saccoljuk meg a térerősség nagyságát!

$p = 0.0001\ \sqrt{N}\cdot m^2$, $r = 0.01$ m, $A_0 \approx 5.39\cdot\sqrt{N}$, ezzel $E =$

$$\frac{10^{-8}}{5.39\cdot 10^{-10}} = 0.18\cdot 10^2\cdot\frac{\sqrt{N}}{m} \approx 1.8\cdot 10^6\cdot\frac{V}{m} = 1.8\cdot 10^4\cdot\frac{V}{cm}\ !$$

Hát ez eszméletlen nagy! Ne feledjük, egy közönséges kis mágnes terét saccoltuk meg!

Mivel az eredményünk ordítóan ellentmond a tapasztalatnak, azt kell mondanom, hogy az állandó mágnes valójában nem dipólus, hanem más.

Egy köráram mágneses terét szokták dipólussal közelíteni, de ez a közelítés csak a pólustávolságnál jóval nagyobb távolságokban érvényes. A köráram mágneses tere pedig olyan, hogy az elektromos tere éppen nulla! Ezt láttuk az egyenes vezető esetén.

Bizonyítandó, hogy tetszőleges görbe pályájú áram esetén is igaz ez.

Az állandó mágnesek mágneses terének forrása az atomi köráramok, így ezek mágneses terére is igaz ez a megállapítás.

Akkor pedig mágneses dipólus nem létezik! Már láttuk, hogy monopólus se létezik.

Ha létezne monopólus, akkor két monopólusból kirakható lenne dipólus.

Ugyanakkor Ehrenhaft mégis talált valamit, ami nagyon emlékeztet a monopólusra . . .

Ha van monopólus, akkor abból kolosszális energiákat lehet kivenni!

Nézzük meg a mágnesáramot!

$$\mathrm{rot}\,\vec{E} = -\frac{p}{A_0}\cdot \mathrm{rot}\left(\frac{\sin^2\theta}{r^5}, \frac{\sin\theta\cdot\cos\theta}{r^5}, 0\right) = -\frac{p}{A_0}\cdot\left(0, 0, \frac{4\cdot\sin\theta\cdot\cos\theta}{r^6} - \frac{2\cdot\sin\theta\cdot\cos\theta}{r^6}\right) =$$

$$= \frac{3\cdot p^2\cdot\sin(2\cdot\theta)}{r^6}\cdot(0,0,1) = \frac{4\cdot\pi}{c}\cdot j_m = \text{mágnesáram.}$$

Saccolt mágnesáram:

$$j_m = \frac{c}{4\cdot\pi}\cdot\frac{3\cdot p^2\cdot\sin(2\cdot\theta)}{r^6} = \frac{3\cdot 10^8}{12.56}\cdot\frac{3\cdot 10^{-8}}{10^{-12}} = 1.3\cdot 10^{11}\frac{\sqrt{N}}{m\cdot s} \approx 1.3\cdot 10^6\frac{A}{m^2} = 1.3\cdot\frac{A}{mm^2}\,!$$

Hát ez iszonyú nagy! Dejó is lenne ha ilyen egyszerű lenne áramot termelni!

Abból indultunk ki, hogy $A = \left(0, 0, \frac{p\cdot\sin\theta}{r^2}\right)$.

Nem látom be, hogy milyen természeti törvény tiltaná hogy ez legyen a vektorpotenciál!

Saccoljuk meg az A értékét! $A = \frac{10^{-2}\cdot\sqrt{N}\cdot m^2}{10^{-4}\cdot m^2} = 100\sqrt{N} \approx 10^7\cdot V\,!$ (hibás saccolás!)

$\beta = \frac{A}{A_0} = \frac{100}{5.39} = 18.55 \gg 1$!! Itt lenne a baj?

De hát a számolt mágnesnél sokkal erősebb mágnesek is vannak!

Az elektrotip esetén $\sqrt{1+\beta^2} = \sqrt{1+\frac{v^2}{c^2}}$ a Lorentz-faktor, így nincs akadálya a $\beta \gg 1$-nek sem.

De azért ez még nyitott kérdés!

Most látom, elrontottam, $p = 10^{-4} \cdot \sqrt{N} \cdot m^2$, nem pedig 0.01! Akkor

A= $\frac{10^{-4} \cdot \sqrt{N} \cdot m^2}{10^{-4} \cdot m^2} = 1 \cdot \sqrt{N} \approx 10^5 \cdot V$, $\beta = \frac{A}{A_0} = \frac{1}{5.39} = 0.1855 < 1$, még éppen nincs baj.

Szándékosan benne hagyom ezt a hibát, mert továbbra is érvényes, hogy vannak sokkal erősebb mágnesek is, amelyeknél a béta meghaladhatja az egységet!

Mekkora mágnesáram kell, hogy a kis papír félgömböt megforgassa?

Ehhez először azt kell tudni, hogy egy $\vec{E}$ elektromos tér milyen erővel vonzza a papírt.

Egyáltalán, miért vonzza? Azt mondják, azért, mert az elektromos tér töltésmegosztást hoz létre a papíron, és a keletkezett töltéseket vonzza valójában az elektromos tér. De hát ez a mechanizmus csak fémeknél működik, mert ott tudnak szétválni a töltések. A vékony papírnál a töltések olyan kis mértékben távolodnak el, hogy majdnem ugyanakkora taszítóerő lép fel, mint amekkora vonzóerő!

A gravitációnál az éter (TIP, gravitip) áramlásával magyaráztuk a vonzóerőt.

Ekkor $F = m \cdot a$, ahol F az erő, m a tömeg, a a gyorsulás.

Mennyi az elektrotip gyorsulása? $e \cdot E = m \cdot a$, tehát $a = \frac{e}{m} \cdot E = \frac{1.518 \cdot 10^{-14}}{0.91 \cdot 10^{-30}} \cdot E = 1.66 \cdot 10^{16} \cdot E$

Hát ez kolosszálisan nagy! Így ez a mechanizmus nem jön szóba, hacsak . . .

lehet hogy m nem az elektron tömege, hanem a papír tömege kell hogy legyen!

e pedig a papíron keltett töltések nagysága, ami mondjuk $Q = 10^8 \cdot e = 1.5 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt{N} \cdot m$.

Ha m = 1 gramm, akkor a = 0.15·E. Ha E = 1 $\frac{\sqrt{N}}{m}$, akkor a = 0.15 $\frac{m}{s^2}$.

Na ez már egy hétköznapi dimenzió!

Az Egely-kerék forgatásához ennek kis hányada elegendő, mondjuk $a = 0.0015\ \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}^2}$.

Ehhez $0.01\ \frac{\sqrt{\mathrm{N}}}{\mathrm{m}}$ térerő kell, ami kb. $5000\ \frac{\mathrm{V}}{\mathrm{m}}$ azaz $50\ \frac{\mathrm{V}}{\mathrm{cm}}$.

Lehet hogy még ezt is túlsaccoltam, elegendő mondjuk $5\ \frac{\mathrm{V}}{\mathrm{cm}}$. Ez már elképzelhető, mint légköri elektromosság. Tehát amikor a kis félgömböm órákon át forgott egyirányba, akkor a légköri elektromosság forgatta. Vajon a kanálhajlításhoz mekkora mágnesáram kell? Kézzel is létre lehet hozni, hiszen vannak ilyen parafenomének, pl. Uri Geller! Elég, ha valakit körberepül egy gömbvillám, máris ilyen képességre tesz szert! Vagy ha túlél egy villámcsapást, áramütést. Most az a kérdés, hogyha a légköri elektromosság $5\ \frac{\mathrm{V}}{\mathrm{cm}}$, akkor ezt egy dróthurokban érezni kellene! Tehát ha a kezemmel én papírkorongot tudok forgatni, akkor tudni kell egy dróthurokban feszültséget indukálni! És akkor tüstént megértjük, miért tudnak egyes emberek vasalókat megtartani a mellükön! Mert az indukált örvényáram olyan erőt kelt, ami megtartja!

Ha az elektrotip bétája 0.18, akkor annak már van relativisztikus hatása is, az órákat gyorsítja.

$t = \frac{t_0}{\sqrt{1+\beta^2}} = 0.98 \cdot t_0$. Ha $t_0 = 1$ óra, akkor az óra 72 másodpercet siet.

Hát én ennél sokkal kevesebbet mértem ki mágnessel és kvarcórával. 48 óra alatt egy mp-et.

Akkor valamit nem jól saccolok meg.

Lehet hogy az A_0 esetében nem az elektron adatait kell használni, hanem makroszkópikus adatokat. Ahogy a gravitációnál sem a TIP m_0 –ját tesszük a képletbe, hanem a makroszkópikus tömeget. Ezek még nyitott kérdések. Mindegy, ezt az írást elsősorban gondolatébresztőnek szánom, nem egy kész, kidolgozott teóriának. Egy új Simonyit kéne írnom!!!!

Lehet, hogyha a helyes saccolással dolgozom, akkor a mágneses dipólusra, és a mágnesáramra sokkal kisebb értékeket kapok. Akkor lehetséges hogy a mágneses dipólus mégiscsak létezik, és egy kész lehetőséget kínál mágnesáram termelésre!

De hát az A értékében nem is szerepel az A_0 ! Nem saccoltunk rosszul!

A kérdés tehát erre van kihegyezve:

Van-e olyan mágneses tér, amit nem köráramok hoznak létre?

Hogyan lehet technikailag ilyen mágneses teret létrehozni? Nanotechnológiával?

Mit kell csinálni az árammal ahhoz, hogy spintere legyen? Csavarni kell?

Torzió és Gennady Shipov, Einstein, Cartan, Evans elmélet?

Evans szerint a gravitáció a téridő görbülete, az elektromágnesség pedig a téridő torziója.

Érdekes, csak egy kukkot nem értek belőle.

Most próbálom megfejteni a hieroglifákat . . .

Rotational metric and torsion

Rotational coordinates: $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$.
Rotational metric: $d\tau^2 = d\chi^b{}_a d\chi^a{}_b = T^a{}_{bi} T^b{}_{aj} dx^i dx^j$,
$d\chi_{ab} = -d\chi_{ab}$.
The torsion of A_4 geometry: $\Omega_{jk}{}^{\cdot\cdot i} = e^i{}_a e^a{}_{[k,j]} = \frac{1}{2} e^i{}_a (e^a{}_{k,j} - e^a{}_{j,k})$.
The contorsion tensor of A_4 geometry (the rotational Ricci coefficients):

$$T^i_{jk} = -\Omega_{jk}^{\cdot\cdot i} + g^{im}(g_{js}\Omega_{mk}^{\cdot\cdot s} + g_{ks}\Omega_{mj}^{\cdot\cdot s}) = e^i{}_a \nabla_k e^a{}_j.$$

1-form of contorsion: $T^a_b = T^a{}_{bk} dx^k = T^a{}_{bc} e^c$, $T_{(ab)} = 0$.
The structural equations of a rotational group (the matrix indices are discarded): $\nabla_{[k}\nabla_{m]} e^i = \frac{1}{2} R_{km} e^i$, where $R_{km} = 2\nabla_{[m} T_{k]} + [T_m, T_k]$.

Connection and curvature of A_4 geometry

Connection: $\Delta^i{}_{jk} = \Gamma^i{}_{jk} + T^i{}_{jk} = e^i{}_a e^a{}_{j,k}$;
$\Delta^i_{[jk]} = T^i_{[jk]} = -\Omega_{jk}^{\cdot\cdot i}$; $\Delta^i_{(jk)} = \Gamma^i{}_{jk} + g^{im}(g_{js}\Omega_{mk}^{\cdot\cdot s} + g_{ks}\Omega_{mj}^{\cdot\cdot s})$.
Curvature:

$$\begin{aligned} S^i_{jkm} &= 2\Delta^i_{j[m,k]} + 2\Delta^i_{s[k}\Delta^s_{|j|m]} = \\ &= R^i_{jkm} + 2\nabla_{[k} T^i_{|j|m]} + 2T^i_{c[k} T^c_{|j|m]} = 0 \end{aligned}$$

where $R^i_{jkm} = 2\Gamma^i_{j[m,k]} + 2\Gamma^i_{s[k}\Gamma^s_{|j|m]}$ — the Riemann tensor.

Na kedveseim, ezt osszátok el!

Ehhez képest én gügyögő csecsemőnyelven írok, úgyhogy semmi nyafogás!

2010-12-09, hajnali 4:41, naná hogy már pörgök ezerrel. Háromkor keltem!

Most írnom kell a szoliton megoldásomról, ami egy longitudinális hullám. Ha létezik.

Legyen $\vec{A} = A_0 \cdot (f(u), g(u), h(u))$, ahol $u = k \cdot x - \omega \cdot t$, és f, g, h valamilyen függvények.

Legyen $\vec{k} = (k, 0, 0)$ a hullámszám vektor, amely tehát x irányba mutat.

Legyen $f' = \dfrac{df(u)}{du}$, $g' = \dfrac{dg(u)}{du}$, $h' = \dfrac{dh(u)}{du}$.

Vákuummegoldást keresünk, ekkor $\vec{B}=\vec{H}$, és $\vec{D}=\vec{E}$.

$$\vec{E}=\frac{1}{c}\cdot A_0\cdot(f',g',h')+\frac{1}{A_0}\cdot\frac{A_0^2}{2}\cdot(2\cdot f\cdot f'+2\cdot g\cdot g'+2\cdot h\cdot h')\cdot(k,0,0)-$$
$$-\frac{1}{A_0}\cdot A_0^2\cdot k\cdot(g\cdot g'+h\cdot h',-f\cdot g',-f\cdot h'),$$

$$\vec{H}=k\cdot A_0\cdot(0,-h',-g'),$$

$$\vec{E}=\frac{\omega}{c}\cdot A_0\cdot(f',g',h')+A_0\cdot k\cdot f\cdot(f',g',h')=A_0\cdot\left(\frac{\omega}{c}+k\cdot f\right)\cdot(f',g',h'),$$

Vákuumban a töltéssűrűség nulla, ezért az (I) Maxwell egyenletből $\operatorname{div}\vec{E}=0$ következik:

$$\operatorname{div}\vec{E}=A_0\cdot\partial_x\left[\left(\frac{\omega}{c}+k\cdot f\right)\cdot f'\right]+A_0\cdot\partial_y\left[\left(\frac{\omega}{c}+k\cdot f\right)\cdot g'\right]+A_0\cdot\partial_z\left[\left(\frac{\omega}{c}+k\cdot f\right)\cdot h'\right]=0,$$

Mivel y-tól és z-től semmi nem függ, a két utolsó tag nulla:

$$\operatorname{div}\vec{E}=A_0\cdot\partial_x\left[\left(\frac{\omega}{c}+k\cdot f\right)\cdot f'\right]=A_0\cdot\left[k^2\cdot f'\cdot f'+\left(\frac{\omega}{c}+k\cdot f\right)\cdot k\cdot f''\right]=0,$$

Osztok $A_0\cdot k$ - val:

$k\cdot f'\cdot f'+\left(\frac{\omega}{c}+k\cdot f\right)\cdot f''=0$. Ez lesz a szolitonunk alapegyenlete.

A transzverzális hullámnál egyszerűen f=0 –t vettünk.

Most nem ezt tesszük, hanem megpróbáljuk megoldani ezt a diffegyenletet.

$A_0\cdot\partial_x\left[\left(\frac{\omega}{c}+k\cdot f\right)\cdot f'\right]=0$, ebben az alakban egyszerűbb megoldani.

Ha valaminek a deriváltja nulla, akkor az a valami állandó:

$$A_0\cdot\left[\left(\frac{\omega}{c}+k\cdot f\right)\cdot f'\right]=K,\ f'=\frac{K}{A_0\cdot\left(\frac{\omega}{c}+k\cdot f\right)}=\frac{df}{du},\ \frac{K}{A_0}\cdot du=\left(\frac{\omega}{c}+k\cdot f\right)\cdot df.$$

Ennek megoldása: $\frac{K}{A_0}\cdot u=\frac{\omega}{c}\cdot f+k\cdot\frac{f^2}{2}+L$. K és L tetszőleges állandók.

Most ezt az f – ben másodfokú egyenletet kell megoldani f –re:

$$f=\frac{\pm\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}-4\cdot\frac{k}{2}\cdot\left(L-\frac{K}{A_0}\cdot u\right)}-\frac{\omega}{c}}{2\cdot\frac{k}{2}}.$$ Nadecsecse!

Ha mondjuk $K=A_0\cdot k$ és $L=-k$ választással élünk, akkor

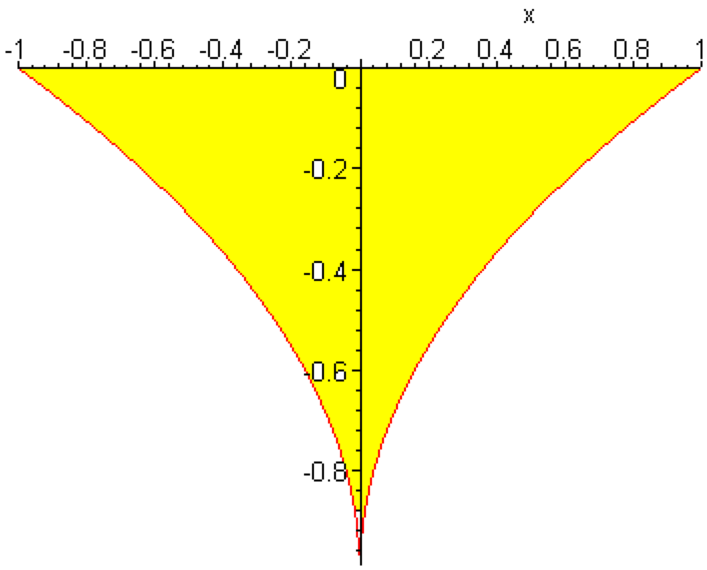
$$f=\frac{\pm\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}+2\cdot k^2\cdot(1+u)}-\frac{\omega}{c}}{k}=\pm\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2\cdot k^2}+2\cdot(1+u)}-\frac{\omega}{c\cdot k}.$$

Ha feltesszük, hogy $\omega=c\cdot k$, azaz a hullám fénysebességgel terjed, akkor még egyszerűbb:

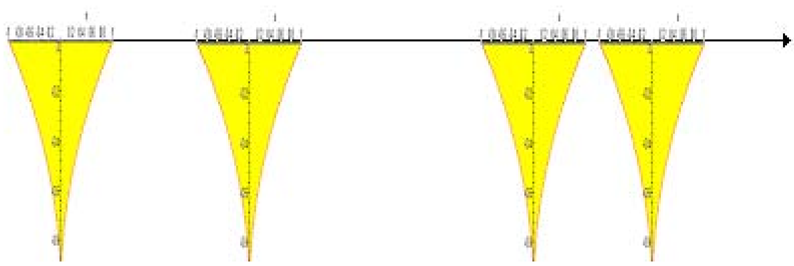
$$f=\sqrt{3+2\cdot u}-1.$$

Ez a függvény nem korlátos, ha u nő, akkor f a végtelenségig nő.

Ebből a négyzetgyök függvényből az alábbi hullámformát lehet kirakni:



Ez egy nagyon hegyes szoliton. Ilyenekből impulzussorozatot is lehet csinálni:



Nézzük meg, hogy a g-re és a h-ra milyen egyenlet adódik!

$$\operatorname{rot}\vec{H} = k^2 \cdot A_0 \cdot (0,-g'',-h'') = \frac{1}{c}\cdot\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{c}\cdot\partial_t\left[A_0\cdot\left(\frac{\omega}{c}+k\cdot f\right)\cdot(f',g',h')\right] =$$

$$= \frac{1}{c}\cdot A_0\cdot(-k\cdot\omega\cdot f'\cdot(f',g',h')) + \frac{1}{c}\cdot A_0\cdot\left(\frac{\omega}{c}+k\cdot f\right)\cdot(-\omega)\cdot(f''+g''+h'') =$$

$$= -\frac{\omega}{c}\cdot A_0\cdot\left(k\cdot f'\cdot f' + \left(\frac{\omega}{c}+k\cdot f\right)\cdot f'', k\cdot f'\cdot g' + \left(\frac{\omega}{c}+k\cdot f\right)\cdot g'', k\cdot f'\cdot h' + \left(\frac{\omega}{c}+k\cdot f\right)\cdot h''\right).$$

Az első tag éppen a szolitonunk diffegyenlete, így az nulla. Marad:

$$k^2\cdot(0,g'',h'') = \frac{\omega}{c}\cdot\left(0, k\cdot f'\cdot g' + \left(\frac{\omega}{c}+k\cdot f\right)\cdot g'', k\cdot f'\cdot h' + \left(\frac{\omega}{c}+k\cdot f\right)\cdot h''\right).$$

$$k^2\cdot g'' = \frac{\omega}{c}\cdot\left(k\cdot f'\cdot g' + \left(\frac{\omega}{c}+k\cdot f\right)\cdot g''\right),$$

$$\frac{\omega}{c}\cdot k\cdot f'\cdot g' + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 + k\cdot\frac{\omega}{c}\cdot f\right)\cdot g'' = 0,$$

$$k = \frac{\omega}{c} \text{ esetén } \; f'\cdot g' + f\cdot g'' = 0,\; (f\cdot g')' = 0,\; f\cdot g' = \text{állandó},\; g' = \frac{dg}{du} = \frac{1}{f} = \frac{1}{1-\sqrt{|u|}},$$

A Maple 7 ezt adja ki eredményül:

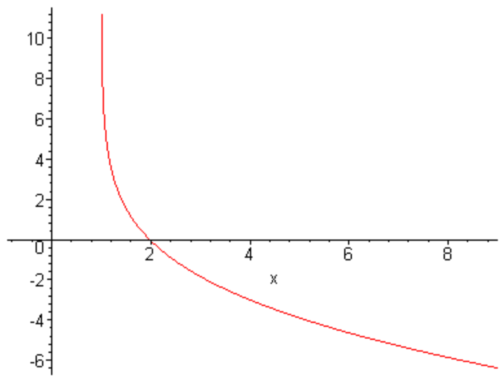
```
> ode1:=diff(y(x),x)-1/(1-sqrt(x));
```

$$ode1 := \left(\frac{\partial}{\partial x}y(x)\right) - \frac{1}{1-\sqrt{x}}$$

```
> dsolve(ode1);
```

$$y(x) = -\ln(x-1) - 2\sqrt{x} - \ln(-1+\sqrt{x}) + \ln(1+\sqrt{x}) + \_C1$$

```
> plot(-ln(x-1)-2*sqrt(x)-ln(-1+sqrt(x))+ln(1+sqrt(x))+1,x=-.9...9);
```



Szemmel láthatóan ez sem korlátos függvény.

Megjegyzés: A $k = \frac{\omega}{c}$ választás egyáltalán nem kötelező most, tehát a szoliton akármilyen sebességgel is terjedhet! A v > c –t sem tiltja semmi!

Tesla fénysebességnél gyorsabb szolitonokat észlelt…

h –ra ugyanez a diffegyenlet, tehát a megoldás is lehet ugyanez.

Mivel a megoldások nem korlátosak, lehet hogy fizikailag irreálisak.
Akkor az áramláshullám csak transzverzális lehet.
A longitudinális hullám nem áramláshullám, hanem rezgéshullám, azaz sűrűséghullám, mint a hanghullám.

Érdekes, hogy az éterben csak a transzverzális fényhullám ismert, a gázokban meg csak a longitudinális hanghullám. Pedig a másik párja is biztos megvan mind a kettőnek!
A gázokban terjedő transzverzális áramláshullámot is meg kell találni.

A g –re és h –ra vonatkozó diffegyenleteknek megoldása a g=0, h=0 is.
Ekkor a szolitonnak csak longitudinális komponense van, és a mágneses tere nulla.
Tehát a szoliton tisztán elektromos természetű.
Mintha hallottam volna arról, hogy találtak ilyeneket . . .

Szóbajött az, hogy az Újmaxwell egyenletek nem relativisztikusan kovariánsak.

A Lorentz transzformációnál az $\vec{E}$ és a $\vec{H}$ úgy transzformálódnak, mint egy F_{ik} tenzor megfelelő elemei. Vajon hogy jelenik ez meg az Újmaxwell egyenleteknél?

Van az elektromágneses térnek energia-impulzus tenzora is. Az nálunk micsoda?

Az energiaáramlást a Poynting vektor írja le: $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$, ennek dimenziója

$\frac{\sqrt{N}}{m} \cdot \frac{\sqrt{N}}{m} = \frac{N}{m^2} = \frac{joule}{m^3}$ = energiasűrűség. Ugyanez a dimenziója a T_{ik} energiaimpulzus

tenzornak is. Kérdés: Mért éppen a gyorsulás és a sebesség rotációjának a vektoriális szorzata

az energiaáramlás? Van-e ennek megfelelője a közönséges hidrodinamikában is?

Ha az áramlás nem örvényes, akkor nem is szállít energiát?!

Súlyos kérdések ezek, és tehetetlennek érzem magam. Bennem így egyesül a *súlyos* és a *tehetetlen* tömeg . . . tömegével tudok ugyanis ilyen kérdéseket gyártani! Mesterem meg, annincs! Kit faggassak erről? Az egyik szakterület szakemberei nem tudnak szót érteni egy másik szakterület mestereivel . . . nem nagyon van átjárás az egyes diszciplínák közt . . .

Mit mondhatok még, cum slussz? Hát azt, hogy számolni, számolni, számolni!

Mert a matek az egyetlen igazi Mester, az Égi Irányító, aki megmondja a tutifrankót!

Úgyhogy ezt fogom tenni. Nekilátok kiszámolni részeseteket. Pancsolhatok is, egy jó lavór vízzel, vagy nézhetem ahogy a zuhanyrózsából áramlanak a részecskék, és akkor íme, az áramlás, a hullám és a részecske szintézise! Aki azt mondja hogy a kvantumfizika az nem tehető szemléletessé, az nem szokott fürdeni?! Sose látott még vízcseppeket?

Most egy kicsit rátérek a Gennady Shipov varázslásaira.

Mert azért egy keveset megértettem belőle . . .

Egy vektort fel lehet írni egy bázisban: $\vec{u} = u^k \cdot \vec{e}_k$, ahol k = 1,2,3 . . .n, és a kétszer szereplő indexre összegezni kell, tehát ez egy szumma valójában:
$\vec{u} = u^1 \cdot \vec{e}_1 + u^2 \cdot \vec{e}_2 + u^3 \cdot \vec{e}_3 + ... + u^n \cdot \vec{e}_n$.

Az $\vec{e}_k$ bázisvektorok tetszőlegesek lehetnek, csak legyenek lineárisan függetlenek, azaz az általuk meghatározott paralelelpipedon térfogata ne legyen nulla.

Az $\vec{e}_i$ és az $\vec{e}_k$ bázisvektorok skaláris szorzata: $g_{ik} = \vec{e}_i \cdot \vec{e}_k$, ezt metrikus tenzornak nevezik, mert két vektor skaláris szorzatát ezzel lehet kifejezni: $\left(u^i \cdot \vec{e}_i\right) \cdot \left(u^k \cdot \vec{e}_k\right) = g_{ik} \cdot u^i \cdot u^k$.

Gyerekek, ez tiszta lineáris algebra, eddig semmi probléma. Csak a jelöléseket kell megfejteni. Aki tanult linalgot vagy legalább vektorszámítást, az könnyen megérti az alábbiakat.

Most térjünk át egy másik bázisra, amelyet jelöljünk így, hogy $\vec{e}_A$. Vigyázzunk, ezek az e-k már nem a korábbiak, csak másként jelölt indexszel! Ezek hótt más vektorok!

$\vec{e}_A = e_A{}^i \cdot \vec{e}_i$, persze itt is összegezni kell, és az $e_A{}^i$-vel jelölt együtthatók tetszőlegesek lehetnek. Sőt, lehetnek az x, y, z, t koordináták függvényei is!

Az i, j, k indexek az eredeti bázisra utalnak, az A, B, C indexek pedig az új bázisra.

Legyen az $\vec{e}^i$ felsőindexes bázis ilyen: $\vec{e}^i \cdot \vec{e}_k = \delta^i_k = 1$, ha i = k, és 0 egyébként.

Az $\vec{e}_i$ bázisvektorok is kifejezhetők az $\vec{e}_A$ báziselemekkel: $\vec{e}_i = e_i{}^A \cdot \vec{e}_A$.

Tegyük most bele azt, hogy $\vec{e}_A = e_A{}^k \cdot \vec{e}_k$, kapjuk, hogy $\vec{e}_i = e_i{}^A \cdot e_A{}^k\, \vec{e}_k = \delta_i{}^k \cdot \vec{e}_k$,

azaz $e_i{}^A \cdot e_A{}^k = \delta_i{}^k$. Hasonló meggondolásból adódik, hogy $e_i{}^A \cdot e_B{}^i = \delta_B{}^A$.

Ez Shipov alapösszefüggése.

Na, idáig sikerült megérteni a dolgokat.

Ne feledjük, hogy a hasonló jelölés ellenére $e_i^{\ A}$ és $e_A^{\ k}$ két különböző dolog!

Az alapösszefüggés szerint ezek éppen egymás reciptokai!

A relativitáselméletben az (x, y, z, t) koordinátákat használjuk, de így: (c·t, x, y, z), ahol

a három térkoordináta szignatúrája ráadásul negatív is: $ds^2 = c^2 \cdot dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$,

ezt úgy fejezik ki, hogy bevezetnek egy szignatúrát, $\eta_{ik} = \mathrm{diag}(1,-1,-1,-1)$, azaz

$\eta_{ik} = \begin{matrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{matrix}$. Én a Béta metrikánál az $\eta_{ik} = \begin{matrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{matrix}$ szignatúrát használtam.

A szignatúra segítségével így adható meg a metrikus tenzor:

$g_{ik} = \eta_{AB} \cdot e_i^{\ A} \cdot e_k^{\ B}$.

A g_{ik} tenzor szimmetrikus: $g_{ik} = \eta_{AB} \cdot e_i^{\ A} \cdot e_k^{\ B} = \eta_{BA} \cdot e_k^{\ B} \cdot e_i^{\ A} = g_{ki}$.

Novobátzky is hasonlóan vezeti be a metrikus tenzort, és a Béta metrika esetén én is ilyet

kaptam az általánosított Galilei transzformáció képletére. *De nem pontosan ilyet*.

Néhány kritikus pontban eltér a megszokottól.

2010-12-10 este folytatom.

Eltöprengtem azon, mért pont így adom meg a metrikus tenzort?

$\vec{e}_i \cdot \vec{e}_k = g_{ik}$, ez volt ugyanis az eredeti definíció. Hogy jön ki ez az étás játék? Éta-méta!

Nos úgy, hogy kiindulok egy Minkowski–metrikából, azaz egy görbületlen sík téridőből,

és annak a bázisvektorait nevezem el $\vec{e}_i$-nek. Akkor $\vec{e}_i \cdot \vec{e}_k = \eta_{ik}$.

Most az $e^i_{\ A}$ komponensekkel új bázist vezetek be: $\vec{e}_A = e^i_{\ A} \cdot \vec{e}_i$, és az új bázisvektorok

skaláris szorzata lesz a g_{ik} ! Azaz pontosabban g_{AB} !

$\vec{e}_A \cdot \vec{e}_B = g_{AB} = e^i_{\ A} \cdot \vec{e}_i \cdot e^k_{\ B} \cdot \vec{e}_k = e^i_{\ A} \cdot e^k_{\ B} \cdot \vec{e}_i \cdot \vec{e}_k = e^i_{\ A} \cdot e^k_{\ B} \cdot \eta_{ik}$. Na íme!

Novobátzky hasonlóan vezeti be a g_{ik} tenzort, ő is egy A_{ik} segédtenzort használ ehhez, sőt azt is mondja, hogy az A_{0k} elemek azok sebességek! Na ez már majdnem a Béta-metrika! Hogy mégsem az, az a pontosabb elemzésből kiderül. Bevallom, a Maple 7 program nélkül sohasem értem volna el ezt az eredményt, mert ha csak a könyvekre hagyatkozom, akkor a sok mellékút elterelt volna, és soha nem jutok célba. De a Maple 7 segítségével mindent ki tudtam számolni és le tudtam tesztelni!

A Béta metrika kiindulópontja az éterrel együttmozgó koordinátarendszer, amely inerciarendszer, így a metrikája Minkowski-szerű:

$$ds^2 = c^2 \cdot dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 .$$

Figyelje ezt a koordinátarendszert egy olyan megfigyelő, amelynek a helyén az éter nyugalomban van, tehát ez a megfigyelő is együttmozog az éterrel! A két megfigyelő ideje szinkronban telik, mert csak akkor van időeltolódás, ha valamelyik mozog az éterhez képest! Akkor $t_1 = t_2$, és a két koordinátarendszer közt csak annyi a különbség, hogy az egyik rendszer $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$ sebességgel mozog a nyugvóhoz képest! A két koordinátarendszert tehát Galilei transzformáció köti össze, azaz $x' = x - v_x \cdot t$, $y' = y - v_y \cdot t$, $z' = z - v_z \cdot t$, és akkor $ds^2 = c^2 \cdot dt^2 - (dx - v_x \cdot dt)^2 - (dy - v_y \cdot dt)^2 - (dz - v_z \cdot dt)^2$. Kifejtve:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{v_x^{\ 2}}{c^2} - \frac{v_y^{\ 2}}{c^2} - \frac{v_z^{\ 2}}{c^2}\right) \cdot c^2 \cdot dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 + 2 \cdot v_x \cdot dx \cdot dt + 2 \cdot v_y \cdot dy \cdot dt + 2 \cdot v_z \cdot dz \cdot dt$$

Ebből leolvashatók a metrikus tenzor komponensei:

$$g_{ik} = \begin{matrix} 1-\beta^2 & \beta_x & \beta_y & \beta_z \\ \beta_x & -1 & 0 & 0 \\ \beta_y & 0 & -1 & 0 \\ \beta_z & 0 & 0 & -1 \end{matrix}, \text{ ahol } \beta_x = \frac{v_x}{c},\ \beta_y = \frac{v_y}{c},\ \beta_z = \frac{v_z}{c},\ \beta^2 = \beta_x^{\ 2} + \beta_y^{\ 2} + \beta_z^{\ 2} .$$

Én más szignatúrát használok, így nekem a Béta metrika ilyen: $g_{ik} = \begin{matrix} \beta^2 - 1 & \beta_x & \beta_y & \beta_z \\ \beta_x & 1 & 0 & 0 \\ \beta_y & 0 & 1 & 0 \\ \beta_z & 0 & 0 & 1 \end{matrix}$.

A sebességet is fordított előjellel veszem.

Ezek lényegtelen, apró részletek, a számolás menete ugyanaz.

Nos ez a Béta metrika Descartes koordinátarendszerben.

Megoldottam rá az Einsteini $R_{ik} = 0$ egyenletet, és érdekes vektoranalitikai összefüggéseket kaptam. Ezek pl: $\mathrm{divgrad}\frac{\beta^2}{2} = 0$, és $\mathrm{rot}\,\vec{\beta} = 0$. Érdekes, hogy a $\vec{\beta}$ itt háromdimenziós vektor, és a képletek is háromdimenziós vektoregyenletek. Feltétel, hogy a $\vec{\beta}$ időfüggetlen, azaz stacionáris legyen. Annak ellenére hogy a téridő négydimenziós, én háromdimenziós vektorösszefüggéseket kaptam, mintha létezne egy abszolút idő, és a téridő szétesne térre és időre! Arra gondoltam, hogy lehet hogy ez csak a Descartes koordinátarendszerre igaz.

Kérdés, milyen a Béta metrika görbevonalú koordinátarendszerben?

Na ehhez kellett a karácsonyi megvilágosodás 2007-ben! A szakkönyveim hajítófát sem értek. Mindenre nekem kellett rájönnöm. Továbbra is háromdimenziós vektorokkal dolgozhattam!

Először is megadtam most is a Béta háromdimenziós vektort, méghozzá az igazi vektort, azaz nem a vektor alsó vagy felső indexes formáját, hanem azt, ami a tényleges vektor.

Ez a $\vec{\beta} = (\beta_1, \beta_2, \beta_3)$. Ezután vettem egy $a_{ik} = \begin{matrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{matrix}$ tenzort, amire az volt a kikötés,

hogy szimmetrikus legyen, azaz $a_{ik} = a_{ki}$. Ezzel a tenzorral képeztem a Béta vektor alsóindexes és felsőindexes változatát: $\vec{\beta}_a = (\beta_{1a}, \beta_{2a}, \beta_{3a})$ és $\vec{\beta}_f = (\beta_{1f}, \beta_{2f}, \beta_{3f})$.

Ezután a Béta metrika: $g_{ik} = \begin{matrix} \beta^2 - 1 & \beta_{1a} & \beta_{2a} & \beta_{3a} \\ \beta_{1a} & g_{11} & g_{12} & g_{13} \\ \beta_{2a} & g_{21} & g_{22} & g_{23} \\ \beta_{3a} & g_{31} & g_{32} & g_{33} \end{matrix}$, természetesen itt is $g_{ik} = g_{ki}$.

No és most kellett a karácsonyi megvilágosodás:

$\beta_{1a} = \beta_1 \cdot a_{11} + \beta_2 \cdot a_{12} + \beta_3 \cdot a_{13}$, (itt ne feledjük, hogy az a az nem index hanem „alsó”!)
$\beta_{2a} = \beta_1 \cdot a_{21} + \beta_2 \cdot a_{22} + \beta_3 \cdot a_{23}$,
$\beta_{3a} = \beta_1 \cdot a_{31} + \beta_2 \cdot a_{32} + \beta_3 \cdot a_{33}$,

$g_{00} = \beta^2 - 1$,
$g_{01} = \beta_{1a}$,
$g_{02} = \beta_{2a}$,
$g_{03} = \beta_{3a}$,

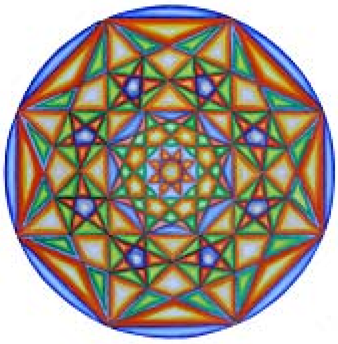
$g_{11} = a_{11} \cdot a_{11} + a_{12} \cdot a_{12} + a_{13} \cdot a_{13}$,
$g_{12} = a_{11} \cdot a_{21} + a_{12} \cdot a_{22} + a_{13} \cdot a_{23}$,
$g_{13} = a_{11} \cdot a_{31} + a_{12} \cdot a_{32} + a_{13} \cdot a_{33}$,
$g_{22} = a_{21} \cdot a_{21} + a_{22} \cdot a_{22} + a_{23} \cdot a_{23}$,
$g_{23} = a_{21} \cdot a_{31} + a_{22} \cdot a_{32} + a_{23} \cdot a_{33}$,
$g_{33} = a_{31} \cdot a_{31} + a_{32} \cdot a_{32} + a_{33} \cdot a_{33}$.

Csodálatos.

Na most lehet, hogy a nagyokosoknak van erre egy csinos kis formulájuk, amivel tömörítik ezeket a képleteket. Ha most figyelembevesszük, hogy $a_{ik} = a_{ki}$, akkor voltaképpen $[g_{ik}] = [a_{ik}]^2$, ahol a szögletes zárójellel a mátrixot jelöltem. Emiatt van az, hogy $\det g = \det a^2$, ahol detg a $[g_{ik}]$ mátrix determinánsa, deta pedig az $[a_{ik}]$mátrix determinánsa.

Hiába, én ilyen szinten értem meg a dolgokat, csak azt hiszem el, amit centiről centire kiszámoltam! Szeretek mandalákat festeni, na az ugyanilyen babramunka.
Márpedig itt nem babra megy a játék!





Na ilyen mandikkal piszmogok. Nagyon jó módszer a világ megértésére!!!

Mit adna a hagyományos $\vec{e}_k$ bázisvektor módszer a Béta metrikára?

Hát először is, az $\left[\vec{e}_k\right]$ mátrix nem 3×3-as, hanem 4×4-es lenne.

Másodszor, kéne az $\eta_{ik} = \mathrm{diag}(-1,1,1,1)$ szignatúra.

Harmadszor, $g_{AB} = \eta_{ik} \cdot e^i{}_A \cdot e^k{}_B$ lenne.

Saccoljuk meg, mi lehet az $\left[\vec{e}_k\right]$ mátrix! Nos, nem más, mint $\begin{array}{cccc} 1 & \beta_1 & \beta_2 & \beta_3 \\ \beta_1 & a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ \beta_2 & a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ \beta_3 & a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{array}$,

és itt is ki kell kötnünk a mátrix szimmetrikusságát, ami nem szerepel eredetileg!

Ekkor $g_{00} = \eta_{ik} \cdot e^i{}_0 \cdot e^k{}_0 = -1 \cdot 1 \cdot 1 + 1 \cdot \beta_1 \cdot \beta_1 + 1 \cdot \beta_2 \cdot \beta_2 + 1 \cdot \beta_3 \cdot \beta_3 = \beta^2 - 1$. Ez eddig frankóbaba.

$g_{01} = \eta_{ik} \cdot e^i{}_0 \cdot e^k{}_1 = -1 \cdot 1 \cdot \beta_1 + 1 \cdot \beta_1 \cdot a_{11} + 1 \cdot \beta_2 \cdot a_{21} + 1 \cdot \beta_3 \cdot a_{31}$ Hát ez már nem frankó!

Van benne egy fölösleges $-\beta_1$ tag!

Hasonlót kapok $g_{02}-$re és $g_{03}-$ra .

$g_{11} = \eta_{ik} \cdot e^i{}_1 \cdot e^k{}_1 = -1 \cdot \beta_1 \cdot \beta_1 + 1 \cdot a_{11} \cdot a_{11} + 1 \cdot a_{21} \cdot a_{21} + 1 \cdot a_{31} \cdot a_{31}$.

Itt is az első tag fölösleges!

Az $\left[\vec{e}_k\right]$ formalizmus négydimenzióval dolgozik, én meg háromdimenzióval!

Ím a példa, amikor a kevesebb a több!!

A hagyományos relativitáselmélet teljesen tévútra visz!

Nem csoda hogy nem mentem semmire a könyveimmel!

Bizony Maple 7 nélkül sehol se tartanék! Ahogy 20 éven át toporogtam hiába!

A vakajtók előtt, melyek vagy nem nyíltak, vagy a Semmire nyíltak, vagy csak deliráló agyam hagymázos, kékeslila ködképeiként léteztek csupán!

Node elég a kesergésből, fő az hogy túljutottam rajta.

Ezért van az, hogy nem hiszek el semmit se, amíg magam is ki nem számoltam.

Szóval a Shipov. Az babrál ilyesmivel. És ezért gyanús nekem ez az egész!

Kihoz egy nagyon szép éterelméletet, valami A4 geometriával, ahol nincs görbület, de van abszolút párhuzamosság, és van torzió. Myron W. Evans pedig nagyon szép egyenleteket kap, és van valami mágneses örökmozgója is. Nadebaba. De arról se tudom, hogy hozta ki!

Elhangzik a hókuszpókusz, és kirepül a galambból a cilinder . . . azaz a cilinderből a nyúl . . . mindegy, lényeg az hogy egy kukk kapcsolatot se látok a hókuszpókusz meg a galamb közt!

Galamb shift . . . a részleteket gondosan titkolják. Naná, szabadalom kell nekik . . .

Én meg mindent ingyen publikálok.

Node térjünk vissza Shipovhoz, nézzük meg, mit művelt ez a derék úr!

G. I. Shipov: A Theory Of Physical Vacuum, A New Paradigm

Nem is annyira új ez a paradigma, mert teljesen a régi csasztúska szerint megy.

S(ij) =1/2(Sij + Sji); S[ij] = 1/2(Sij – Sji): megpróbáltam másolni belőle…

1-es betűméret, 12 helyett! fel kellett nagyítani . . .

Shipov bevezeti az $\Omega_{jk}{}^{i} = \frac{1}{2} \cdot e^{i}{}_{a} \cdot \left(e^{a}{}_{k,j} - e^{a}{}_{j,k} \right)$ anholonomity objektumot.

$e^{a}{}_{k,j} = \partial_{j} e^{a}{}_{k}$ -t jelenti.

Kiszámoltam ezt a Schwarzschildra, és nem nulla! Mi az, a Schwarzschild nem holonóm?

Hraskó Péternél kiderül, hogy a holonóm azt jelenti, hogy a ds az teljes differenciál:

$ds = \frac{\partial s}{\partial x} \cdot dx + \frac{\partial s}{\partial y} \cdot dy + \frac{\partial s}{\partial z} \cdot dz + \frac{\partial s}{\partial t} \cdot dt$, és ennek négyzete a ds^2 !

Akkor pl. $g_{11} = \left(\frac{\partial s}{\partial x} \right)^2$, $g_{12} = \left(\frac{\partial s}{\partial x} \right) \cdot \left(\frac{\partial s}{\partial y} \right)$, stb.

Tehát van ilyen s(x,y,z,t) függvény, melynek deriváltjai adják a g_{ik} – t.

Fájdalom, de a Schwarzschildnál nincs ilyen, tehát tényleg anholonóm.

De hát a Schwarzschild az olyan egyszerű! Két sorban kiadódik a Béta metrikából!

Ha a Schwarzschild már ilyen komplikált, akkor mit szóljunk a Kerrhez, he?!

In 1924 Vitali introduced the concepts of the connection of absolute parallelism [3]

$$\Delta^{k}_{ij} = e^{k}{}_{a} e^{a}{}_{i,j}, \tag{4.2}$$

$$,j = \frac{\partial}{\partial x^{j}}, \quad i,j,k\ldots = 0,1,2,3,$$
$$a,b,c\ldots = 0,1,2,3,$$

and from (4.10), that

$$C^{\cdot\cdot i}_{jk} = 2e^{i}{}_{a} e^{a}{}_{[k,j]} = e^{i}{}_{a} C^{\cdot\cdot a}_{bc} e^{b}_{j} e^{c}_{k}. \tag{4.12}$$

Comparing (4.8) and (4.6), we see that

$$\Omega^{\cdot\cdot i}_{jk} = \frac{1}{2} C^{\cdot\cdot i}_{jk},$$

i.e., the components of the anholonomity object of a homogeneous space of absolute parallelism are constant.

It is easily seen that the connection (4.2) possesses a torsion. In our specific case

$$\Delta^{k}_{[ij]} = -\Omega^{\cdot\cdot k}_{ij} = T^{k}_{[ij]} = -\frac{1}{2} C^{\cdot\cdot i}_{jk}.$$

Na itt van emlegetve abszolút párhuzamosság, konnexió, és torzió.

Van itt 132 oldal képlettenger, és nem látom, mire akar kilyukadni.

Végül is mi a Shipov féle A4 tér? Milyen vákuumelméletet ad ez? Mit mond a gravitáció és az elektromágnesesség kapcsolatáról?

4. Spinor components of the Riemannian tensor

$$\begin{aligned}
\Psi_2 &= \Psi = \Psi^0(u)\rho^3, \\
\Psi_2 &= -i\dot{\Psi}^0(u)a\sin\theta\rho^2\overline{\rho}/(2)^{3/2} - 2i\dot{\Psi}^0(u)ra\sin\theta\rho^3\overline{\rho}/(2)^{1/2}, \\
\Psi_4 &= \ddot{\Psi}^0(u)ra^2\sin^2\theta\rho^3\overline{\rho}/2 + \dot{\Psi}^0(u)ra^2\sin^2\theta\rho^4\overline{\rho}, \\
\Psi_{12} &= -i\dot{\Psi}^0(u)a\sin\theta\rho^2\overline{\rho}/(2)^{3/2}, \\
\Psi_{22} &= -\ddot{\Psi}^0(u)ra^2\sin^2\theta\rho^2\overline{\rho}^2/2 - \dot{\Psi}^0(u)r^2\rho^2\overline{\rho}^2,
\end{aligned}$$

The metric of the Riemannian solution (7.206) in the coordinates (7.182) has the form

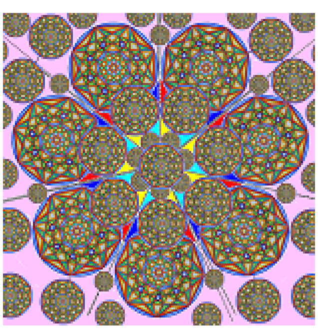
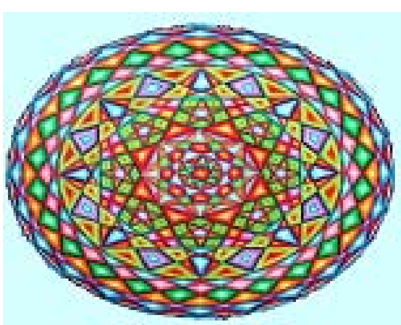
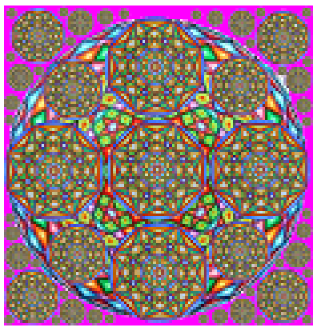
$$\begin{aligned}
ds^2 = &\left(1 - \frac{2\Psi^0(t)r}{r^2 + a^2\cos^2\theta}\right)c^2dt^2 + \frac{4\Psi^0(t)ra}{r^2 + a^2\cos^2\theta}\sin^2\theta d\varphi cdt - \\
&- \frac{r^2 + a^2\cos^2\theta}{r^2 - 2\Psi^0(t)r + a^2}dr^2 - (r^2 + a^2\cos^2\theta)d\theta^2 - \\
&- \left(r^2 + a^2 + \frac{2\Psi^0(t)ra^2}{r^2 + a^2\cos^2\theta}\sin^2\theta\right)\sin^2\theta d\varphi^2. \qquad (7.207)
\end{aligned}$$

Vannak itt spinorok, metrikák, mindenféle. Ó bár érteném hozzá!

A Dienes István küldte ezt nekem, ő TM-et tanít (Transzcendentális meditáció).
Ő állítólag ért is ezekhez, csak kár hogy Debrecenben lakik. Jár Pestre, előadásokat tart, 2100 Ft a beugró, hát ilyen gazdag nem vagyok…Drága pénzen mért tudás . . . Júdás . . . vajúdás!

Nem hiába mondom: A Tan Mester nélkül méreg!

Nade úgy érzem, kábé el is mondtam mindent, amit akartam. Kemény számolás fog következni ezután, és majd ha eredményre jutok, azt a következő írásomban közlöm.

A legjobb mandikat csinálni. Azzal nem ér csalódás. Ez is matematika.
A képletek is mandalák. Csak értő szem kell hozzájuk. Le kell fordítani embernyelvre.
Lehet hogy amit én művelek, az is agyrém sok embernek. Istenem, hogy tegyem érthetővé?

Legalább a szakemberek értsék. De a szakemberek nem veszik komolyan az éterelméletet. Van a szkeptikus mozgalom, amiről az jut eszembe, hogy nálam szkeptikusabb nincs, én még a kétszerkettőt se hiszem el hoppra! Csak ha utánaszámoltam, és kijött, akkor hiszem el. Igaz, vannak dolgok, amiket százszor számolok ki és nem jön ki, aztán százegyedszerre végre beugrik, hol kefélem el szisztematikusan, és akkor végre kijön! Mi kell ehhez? Töretlen hit! Hinni abban, hogy igenis ki kell jönnie! Pont így voltam a Béta metrikával! 20 évembe telt, mire eredményt értem el! Mota mit pofázta nekem, hogy használjam az Einstein-formalizmust! Csakhát, féltem tőle mint a tűztől! És joggal! Veszedelmes trójai falovak ezek, ki tudja mit csempészek vele a sáncok mögé! Nekem az egész ÁRE jöjjön ki az áramláselméletből! Erikástul, mindenestül! Legyen benne Tik is! Igen, tik is legyetek benne! Tényeket Tisztelők Társasága . . .Hát nálamnál senki nem tiszteli jobban a tényeket. . . Tény az, hogy a Kerr metrika g_{00}-ja kielégíti a divgrad $g_{00} = 0$ egyenletet. Kukulkán legyek, ha ez véletlen! Tény az, hogy a Galilei transzformáción alapuló Béta metrikával kijön a Schwarzschild metrika. Tény az is, hogy eddig minden általános relativisztikus jelenséget meg tudtam magyarázni az éterelmélettel. Kijön a Hafele Keating experiment eredménye is. Tény az, hogy a gyorsuló és örvénylő éteren alapuló Újmaxwell egyenlet eddig sehol sem vezetett ellentmondásra a tapasztalattal. Kijött a transzverzális elektromágneses hullám, tehát megdőlt az a tévhit hogy gázokban nem lehet transzverzális hullám. Tény az, hogy az egész Lagrange-Hamilton formalizmus egy az egyben hangtan és áramlástan! Legkisebb hatás elve, geometriai optika és hullámoptika, Hamilton-Jacobi egyenlet, eikonál. Én ezt nem értem, tilos ezekről beszélni? Nablás rablás és szemfényvesztés lett az egész mai fizika!
Ezeknek a nabla: zabla! De nem az én számba!

```
> SXf:=simplify(1/deta*(bYa*RZa-bZa*RYa)):
> SYf:=simplify(1/deta*(bZa*RXa-bXa*RZa)):
> SZf:=simplify(1/deta*(bXa*RYa-bYa*RXa)):
>R2:=simplify(g0inv[compts][1,1]*RXa*RXa+g0inv[compts][1,2]*RXa
*RYa+g0inv[compts][1,3]*RXa*RZa+g0inv[compts][2,1]*RYa*RXa+g0i
nv[compts][2,2]*RYa*RYa+g0inv[compts][2,3]*RYa*RZa+g0inv[compt
s][3,1]*RZa*RXa+g0inv[compts][3,2]*RZa*RYa+g0inv[compts][3,3]*
RZa*RZa):
> BS2:=simplify(g0[compts][1,1]*(BXf-SXf)*(BXf-
SXf)+g0[compts][1,2]*(BXf-SXf)*(BYf-SYf)+g0[compts][1,3]*(BXf-
SXf)*(BZf-SZf)+g0[compts][2,1]*(BYf-SYf)*(BXf-
SXf)+g0[compts][2,2]*(BYf-SYf)*(BYf-SYf)+g0[compts][2,3]*(BYf-
SYf)*(BZf-SZf)+g0[compts][3,1]*(BZf-SZf)*(BXf-
SXf)+g0[compts][3,2]*(BZf-SZf)*(BYf-SYf)+g0[compts][3,3]*(BZf-
SZf)*(BZf-SZf)):
> R00 := simplify(divB - DA + 2*(BS2 - R2)):
>
> a00:=simplify(R00-RICCI[compts][1,1]);
```

$$a00 := 0$$

Gyönyörű dolgok ezek. Bár már be tudnék róla számolni, mit is végeztem 2008 elején!

Felismertem az abszolút teret és időt az általános relativitáselmélet méhében is!

Nade ezzel búcsúzom is, az újjászületés reményében. Ég veletek, jövőre ugyanitt!

Kristóf Miklós 2010-12-11, egyszer egy únt éjféltájon . . .