До каких плотностей энергию гравитационного поля можно считать нелокализуемой?
(см. Л.Д.Ландау, Том II, стр.362)

Когда вклад этой энергии необходимо включать в массу источника поля так, как это делают для электрона?

Или даже нельзя и задавать такие вопросы в связи с гравитацией? ☺

В конце концов, главное – это новые наблюдательные следствия в сильном поле…

1. Гравидинамика: в этой модели грав.взаимодействия (как и в электродинамике) полю приписывается энергия = совершенно определенная часть массы любого гравитирующего объекта (как электромагнитная масса у электрона).
2. Все известные эффекты ***слабого*** поля объяснены (как и в ОТО), поскольку поле в этих случаях в основном только тензорное = гравитация.

3. Но в ***сильном*** поле компактного объекта все большую роль начинает играть скалярная компонента поля – отталкивание (антигравитация/левитация).

4. Полная масса (**6.7 MΘ)** такого объекта уже наполовину состоит из одного только поля – скалярно-тензорной смеси…

А до каких плотностей энергия поля нелокализуема?

Basic equations

Corresponding field equations which are relativistically and gauge invariant (1), will be of the form:

$$-\Psi_{l}^{\ ik,l} + \Psi_{l}^{\ il,k} + \Psi_{l}^{\ kl,i} - \Psi^{,ik} + \eta^{ik}(\Psi_{l}^{,l} - \Psi^{mn}_{,mn}) = -\frac{f}{2ac^2}T^{ik}.$$

Here the value of a is determined by the choice of unit for Ψ_{ik} .
T^{ik} is the EMT of point particles as was mentioned above.

$$T^{ik}{}_{,k} = 0$$

The second rank symmetric tensor Ψ_{ik} can be decomposed into corresponding spin parts:

$$[\Psi_{ik}] \Longrightarrow 0 \oplus 0 \oplus 1 \oplus 2.$$

In general, the tensor T^{ik} is the source of fields with four spins also:

$$[T_{ik}] \Longrightarrow 0 \oplus 0 \oplus 1 \oplus 2.$$

η_{ik} = diag(+ 1, - 1, - 1, - 1) is the diagonal Minkowsky's metric tensor

Basic equations

Corresponding field equations which are relativistically and gauge invariant (1), will be of the form:

$$-\Psi_{l}^{\;ik,l} + \Psi_{l}^{\;il,k} + \Psi_{l}^{\;kl,i} - \Psi^{,ik} + \eta^{ik}(\Psi_{l}^{,l} - \Psi^{mn}_{,mn}) = -\frac{f}{2ac^2}T^{ik}.$$

$$Z = a(F^{lmn}F_{nml} - F^{mn}{}_{m}F_{ln}{}^{l}) \qquad F_{lmn} = \Psi_{ln,m} - \Psi_{lm,n}$$

Here the value of a is determined by the choice of unit for Ψ_{ik} .
T^{ik} is the EMT of point particles:

$$T^{ik} = \mu c u^i u^k \frac{ds}{dt} \qquad \mathrm{d}s = c\,\mathrm{d}t\,\sqrt{1 - \mathrm{v}^2 / c^2} \qquad T^{ik}{}_{,k} = 0$$

$$\mu = \Sigma_\alpha\, m_a \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_\mathrm{a})$$

The gauge invariance

We emphasize that the consistent dynamic interpretation of the field equations fitting to this Lagrangian consists in the fact that the potentials of the field Ψ_{ik} (just as in ED) must be understood absolutely independently of the chosen metrics η_{ik}.
Like a vector 4-potential in ED, Ψ_{ik} can be of any value by virtue of the indeterminacy of

$$\Psi_{ik} \to \Psi_{ik} + A_{i,k} + A_{k,i} + \Lambda_{,ik}. \quad (1)$$

This transformation for Ψ_{ik} is the gauge transformation with an auxiliary 4-vector A_i and a 4-scalar Λ.

No vector source

The gauge invariance (1) leads to a demand for sources following the strong conservation law (Neuther's identity):

$$T^{ik}{}_{,k} = 0$$

i.e. to the absence of a vector source (in Linear GD). It is natural to consider that since there is no source $T^{ik}{}_{,k}$, the direct use of (1) allows excluding, in particular, the vector field corresponding to this source and contained in the symmetric tensor Ψ_{ik} in the general case.

The Hilbert-Lorentz gauge condition

It means that if the gauge is chosen in such a way that in the theory there is no vector

$$B^i \equiv \Psi^{im}_{,m} - \frac{1}{2}\eta^{im}\Psi_{,m} = \Psi^{im}_{,m} - \frac{1}{2}\Psi^{,i} = 0,$$

constructed of two possible 4-vectors $\Psi^{im}_{,m}$ and $\Psi^{,i} = \Psi^{m,i}_{m}$,

then “long” equations are transformed to the form:

$$\Box\left(\Psi^{im} - \frac{1}{2}\eta^{im}\Psi\right) = -\frac{f}{2ac^2}T^{im}, \quad \Box = -\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x^i}.$$

The condition $B^i = 0$ in the conservation of the current $T^{ik}{}_{,k} = 0$, retains in the theory the gravitons with two spins.

So, *for real* gravitons there remains:

$$[\Psi_{ik}] = 0 \oplus 2,$$
$$[T_{ik}] = 0 \oplus 2.$$

And the source of purely scalar gravitons is a nonzero trace of the EMT of point particles:

$$(T = T^m_m) \Longrightarrow (\Psi = \Psi^m_m).$$

$$\theta^{ik} = \theta^{ik}_{(0)} + \theta^{ik}_{(2)} \qquad \theta^{ik}\eta_{ik} \equiv 0$$

$$\theta^{ik}_{(0)} = a(\psi^{,i}\psi^{,k} - \tfrac{1}{4}\eta^{ik}\psi^{,m}\psi_{,m} - \tfrac{1}{2}\psi\psi^{,ik})$$

$$\theta^{ik}_{(2)} = \tfrac{4}{3}a(\Phi_{mn}{}^{,i}\Phi^{mn,k} - \tfrac{1}{4}\eta^{ik}\Phi^{mn,l}\Phi_{mn,l} - \tfrac{1}{2}\Phi_{mn}\Phi^{mn,ik})$$

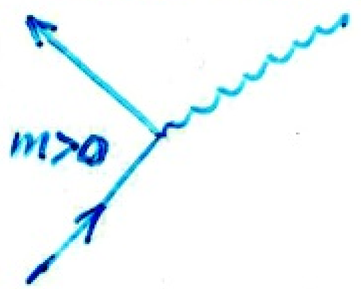
$$\Psi_{ik} \equiv \Phi_{ik} + \tfrac{1}{4}\,\eta_{ik}\Psi$$

Теория возмущений → учет нелинейностей
малость G – константы грав. взаимодействий
Нелинейные поправки в лагранжиане, QCD
Чем выше вероятность

тем выше <u>плотность энергии</u>
гравитационного поля

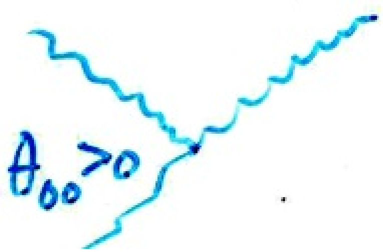
Правильный учет энергии самого поля ==
== правильному учету нелинейных процессов

Локализуемость (локальность) и знак энерги[и]



локальный процесс, поле в первом приближении

$m > 0$



локальный процесс, второе приб.

$\theta_{00} > 0$

Прозрачка 2

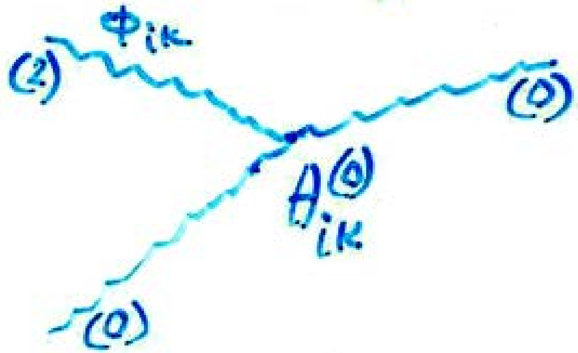
локализуемость (точечность) = локальность

точки – источники и „пробные" частицы

<u>в итоге:</u> два типа гравитонов (реальн)

два (только!) нелинейных процесса

$\theta^{ik}\eta_{ik} \equiv 0$



Равнораспределение по энергии

$$\theta^{(0)}_{ik} = \theta^{(2)}_{ik}$$

для поля коллапсаро

При каких плотностях энергии поля становятся существенными такие процессы?

Как и где можно это проверить?

4. Коллапсар в гравидинамике

(См. V.V.Sokolov, and S.V.Zharikov, Astrophysics and Space Science,

1993, 201, p.303 + ссылки там)

$$\theta^{00}_{(0)} \equiv \theta^{00}_{(2)} = \frac{1}{2}\frac{(\nabla\varphi_N)^2}{8\pi G} = \frac{1}{16\pi}\frac{GM^2}{r^4}$$

$$\theta_{ik} = \theta_{00}\,\mathrm{diag}(1,\ 1/3,\ 1/3,\ 1/3), \quad \theta^m{}_m \equiv 0$$

$$\theta^{00}_{(0)} \equiv \theta^{00}_{(2)}$$

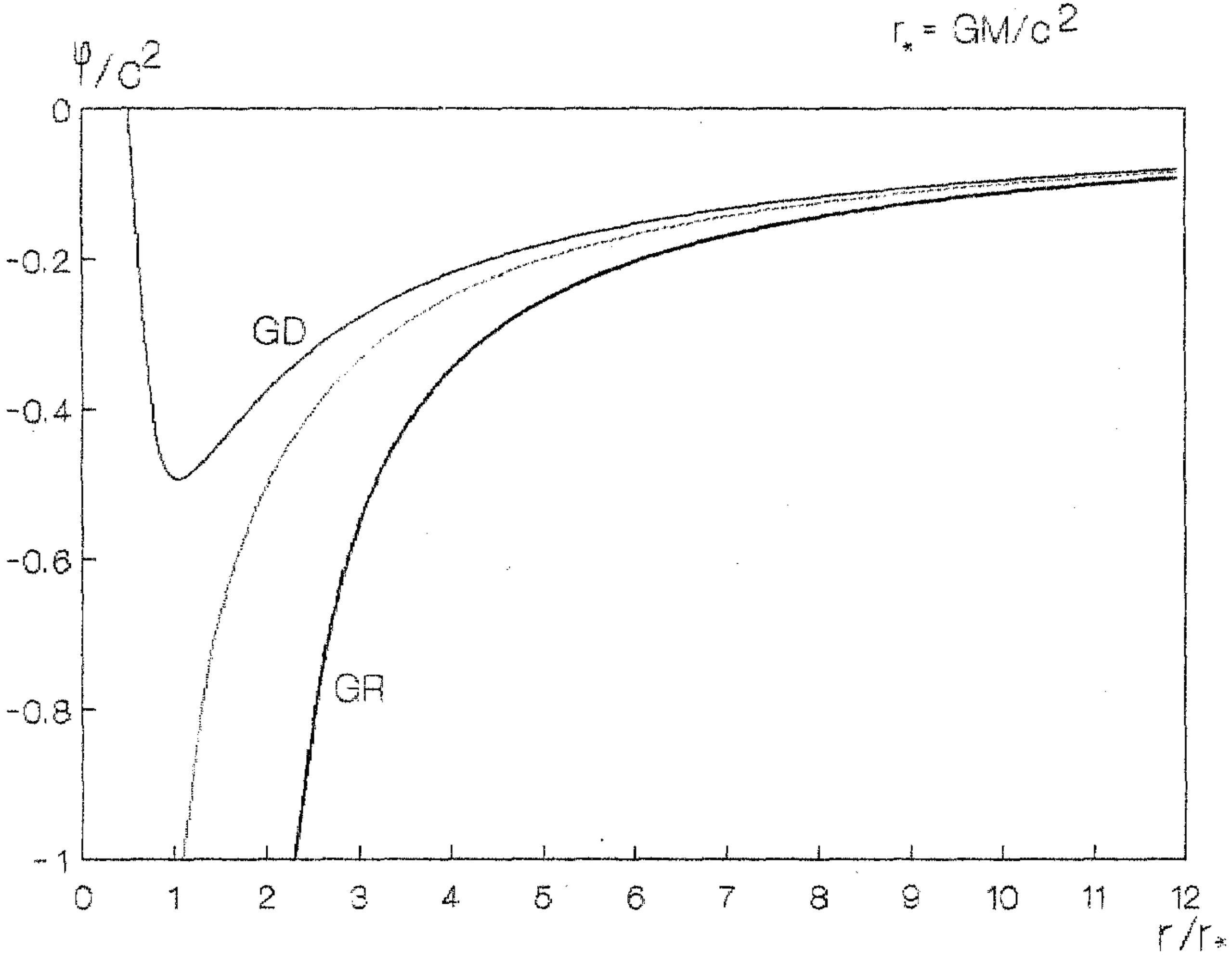
$$\frac{1}{r}\frac{d^2}{dr^2}[r\Phi_{ik}(r)] = -\frac{f}{2ac^2}\theta_{ik}$$

$$\frac{1}{r}\frac{d^2}{dr^2}[r\Psi(r)] = +\frac{f}{2ac^2}T \quad ,$$

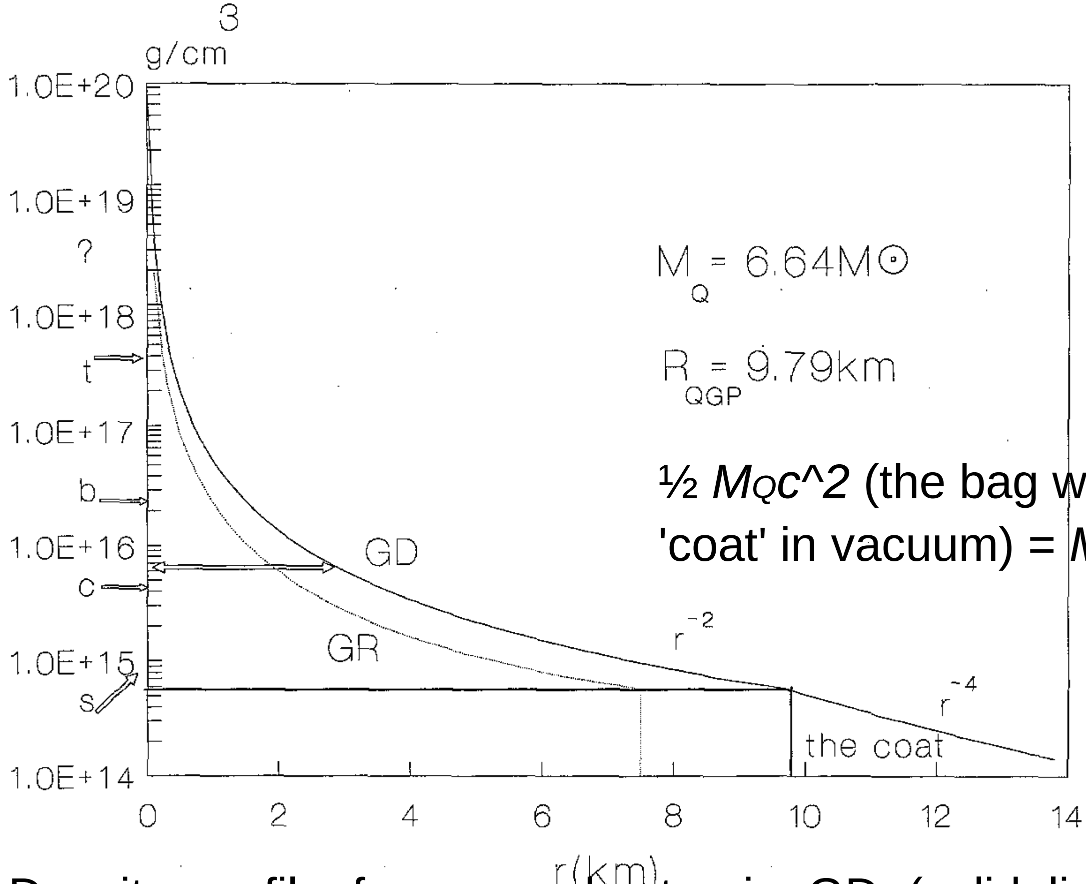
$$\Psi_{ik} \equiv \Phi_{ik} + \tfrac{1}{4}\,\eta_{ik}\Psi$$

$$\frac{1}{r}\frac{d^2}{dr^2}[r\Phi_{ik}(r)] = -\frac{f}{2ac^2}T^{(2)}_{ik}$$

$$T_{ik} \equiv T_{ik}{}^{(2)} + \tfrac{1}{4}\,T$$



$$\varphi_{GD} \equiv -f\psi_{00}(r) = -\frac{GM}{r}\left(1-\frac{1}{2}\frac{r_*}{r}\right)$$



$P_Q = 1/3\,(\varepsilon - 4B)$

$$M_Q = 6.64 M_\odot \left(\frac{2\rho_{nucl}}{4B/c^2} \right)^{1/2}$$

½ $M_Q c^2$ (the bag with $R = R_{QGP}$) + ½ $M_Q c^2$ (the 'coat' in vacuum) = $M_Q c^2$

Density profile for a quark star in GD (solid line). Fat rectangle shows 'the background' created by gluons (see the text) distributed homogeneously (?) in the bag with $R_{QGP} \approx 10$ *km. 'Vacuum' around the bag is filled by a 'gas' of virtual gravitons (the fur-coat) with energy density* $\theta_{00}(r)$. The densities are indicates at which 'the defreezing' of *s, c,b,t, ...* quarks occurs. The arrow indicates the density at which the perturbative QCD vacuum must be totally restored ($\alpha cm \approx 0.7$). The dotted line represents the density profile of analogous quark configuration in GR for $4B: c2 = 2\rho_{nucl}$ (B = 78.5 MeV fm -3).

В гравидинамике
надо учитывать вклад и энергии поля
в полную массу звездных коллапсаров…

④ strong field ⇒ bag + coat

Theory Gravidynamics (GD), Protvino, summer 89

GD – is a totally nonmetric model of grav. interaction, with (!) a scalar component of field ψ, Шв.

$$\eta_{ik} = \mathrm{diag}(+1,-1,-1,-1) \text{ — only this!}$$

$$\left.\begin{aligned} \psi_{ik} &\equiv \Phi_{ik} + \tfrac{1}{4}\eta_{ik}\psi \\ T_{ik} &\equiv T^{(2)}_{ik} + \tfrac{1}{4}\eta_{ik}T \end{aligned}\right\} \rightarrow \begin{aligned} \Box\Phi_{ik} &= -f\, T^{(2)}_{ik} \\ \Box\psi &= +f\, T \end{aligned}$$

The problem of the energy of field (localibility, sign!), observational tests of the strong field ($\Theta_{00} \approx \rho_{nucl} \cdot c^2$, for the energy density of the grav. field).

The collapsar — the posing of problem in GD.

GD — the possibility of scalar emisson (No Birchoff theorem)

A collaps – is the passage ($\tau \approx \frac{GM/c^2}{c}$) in bound, in stationary, in stable state = compact ($r_* = GM/c^2$) object with total energy $= Mc^2$

$\boxed{\text{Experiment}}$ — collapsars ($\sim 6M_\odot$) exist!
(the bound object?)

GR collapsar (BH) = everlasting collaps,
(the event horizon)
любая масса (об. св-ва)

$\left.\begin{array}{l}\text{non stationary}\\ \text{non bound}\end{array}\right\}$ object GR $z \to \infty$

GD collapsar (?) = the lowest possible state of a gravitationally bound macroscopic object GD $z \leq z_1$
(the surface)
$M \gtrsim 6M_\odot$

GD collapsar is a complicate system → $\left[\begin{array}{l}\text{Macroscopic „bag" (QCD bag?)}\\ \text{(particles + fields) } R = r_* = GM/c^2\\ \hline \text{The field in vacuum, „a coat",}\\ \text{continuous medium, „a gas" of}\\ \text{virtual gravitons}\end{array}\right]$

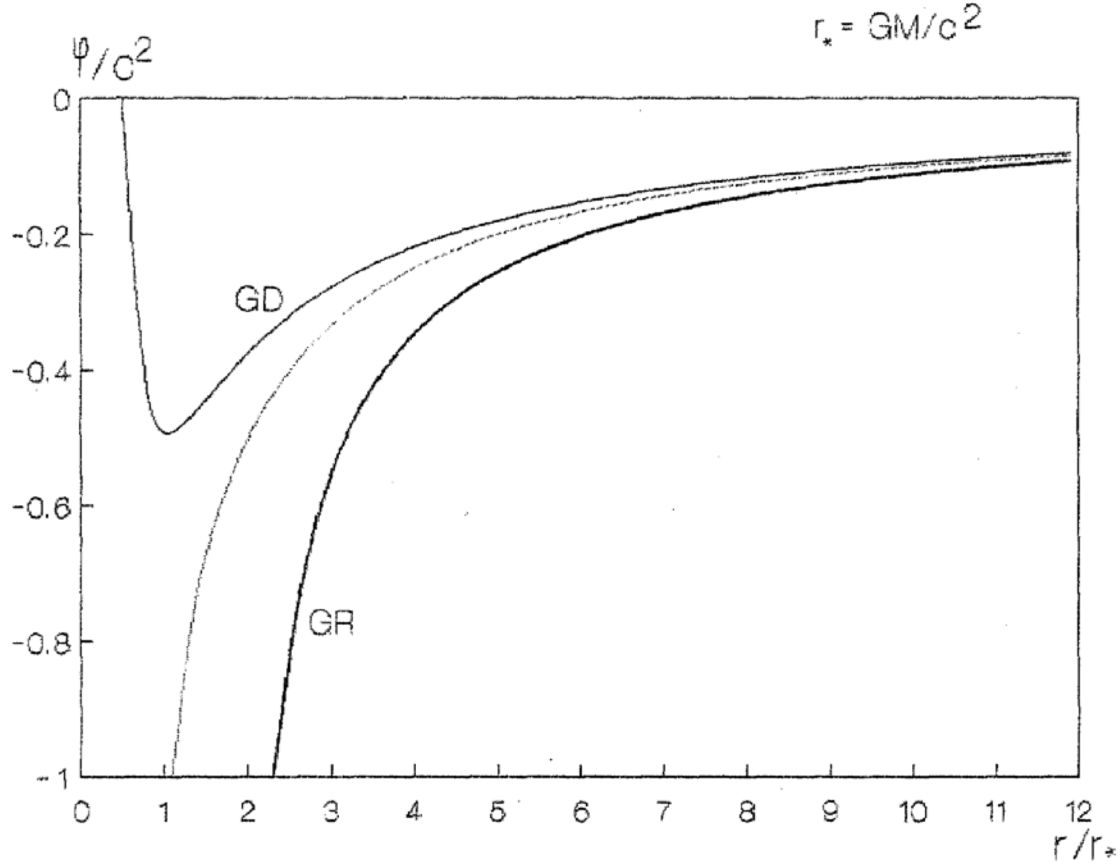
„атмосфера"

„The coat" ⇒ absolutely definite physical properties.

A main feature — a macroscopic object in GD.

An energy-momentum-tension (EMT) of such a medium (the coat) is the macroscopic characteristic ...

... и это не «Фейнмановский подход»



$$\varphi_{GD} \equiv -f\psi_{00}(r) = -\frac{GM}{r}\left(1-\frac{1}{2}\frac{r_*}{r}\right)$$