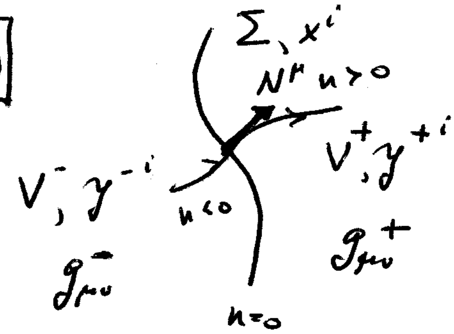
$\boxed{\text{ОТО-5}}$

Оболочки в ОТО

$$\Sigma: \boxed{y^+ = y^+(x^i)\ \Big|\ y^- = y^-(x^i)}$$

$$\gamma_{ij} = \frac{\partial y^{+\mu}}{\partial x^i}\frac{\partial y^{+\nu}}{\partial x^j} g^+_{\mu\nu} = \frac{\partial y^{-\mu}}{\partial x^i}\frac{\partial y^{-\nu}}{\partial x^j} g^-_{\mu\nu}$$



$$\boxed{N_\mu = \epsilon\, \partial_\mu n}$$

[Действительно, ~~...~~ $N^1 > 0$. $\Rightarrow N^1 = +1$

$\boxed{6 \text{ условий}}$

$\boxed{5 = 8 - 3}$

$y^\pm_\mu(x^i)$ — 8; 3 — переменных $x^i \to x^{i'}(x^i)$

$\Downarrow$

Не во всяком 2 пр-ва - время можно вложить оболочку

$\boxed{0\text{-е условие сшивки}}$

Сшивка Введём гауссовы нормальные координаты (4 калибровочных степени свободы)

$$\left[\begin{aligned} ds_+^2 &= \epsilon\, dn_+^2 + \gamma^+_{ij}\, dx^i_+ dx^j_+ \\ ds_-^2 &= \epsilon\, dn_-^2 + \gamma^-_{ij}\, dx^i_- dx^j_- \end{aligned}\right.$$

0-е условие сшивки $\Leftrightarrow$ Индуцированная метрика одна и та же.
Можно ввести координаты x^{i+}, x^{i-} так, что

$$\boxed{\begin{aligned} \gamma^+_{ij}\big|_\Sigma &= \gamma^-_{ij}\big|_\Sigma \\ x^+_i\big|_\Sigma &= x^-_i\big|_\Sigma \end{aligned}}$$

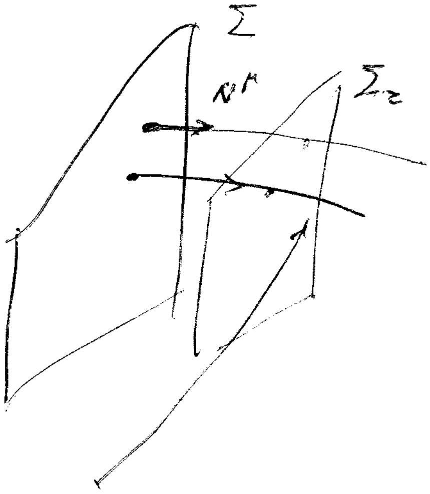
$\Downarrow$

$$\boxed{ds^2 = \epsilon\, dn^2 + \gamma_{ij}(n,x)\, dx^i dx^j} \leftarrow$$ Гауссовы нормальные координаты, непрерывные на поверхности

Если мы сделаем непрерывное преобразование координат, то

$\boxed{\text{Гауссовы нормальные координаты}}$ — Общий случай

$\boxed{N^\mu \text{ - ортогонально к } \Sigma}$



Выпускаем геодезические у каждой точки поверхности

~~X^i + 1 Ноде~~ N^μ - скорость вдоль геодезической $(N^\mu)^2 = \epsilon$

X^i - координаты на поверхности

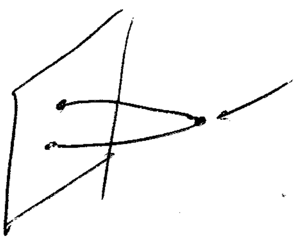
$\boxed{(X^i, \tau) \text{ - Координаты в окрестности поверхности. Гауссовы нормальные координаты}}$

$$\boxed{X^\mu_{(i)} = \frac{\partial}{\partial x^i} \qquad N^\mu = \frac{\partial}{\partial \tau}}$$

$$[X_{(i)}, N]^\nu = X_{(i)}^\mu \partial_\mu N^\nu - N^\mu \partial_\mu X^\mu_{(i)} = 0$$

$\boxed{\text{Основное свойство координатных четверок векторов.}}$

Когда заканчиваются координаты? Когда геодезические пересекаются



Координатная сингулярность.

Основная th $\quad \Sigma_\tau$ - поверхность $\tau = \text{const}$

$\boxed{\Sigma_\tau \perp N} \qquad \boxed{X_{(i)} \text{ - Вектора на } \Sigma_\tau}$

Д

$$N^\mu D_\mu (X_\nu N^\nu) = \underbrace{(N^\mu D_\mu N^\nu)}_{\substack{\shortparallel \\ 0 \ \text{ур-е геодезичности}}} X_\nu + N^\mu N^\nu D_\mu X_\nu =$$

$$= N^\nu X^\mu D_\mu N_\nu = 0 \quad \text{ч.т.д.}$$

Коммутация векторов

$$\Downarrow$$

$\begin{cases} \text{У нас есть набор поверхностей } \Sigma_\tau \text{ с метриками } \gamma_{ij}(\tau, x^i) \\ N^\mu \perp \Sigma_\tau \longleftarrow \text{Координата } \tau \text{ бежит в направлении } \perp \Sigma_\tau \end{cases}$

$$ds^2 = \underbrace{g_{00}\, d\tau^2}_{} + \cancel{2 g_{0i}\, d\tau\, dx^i} + \gamma_{ij}\, dx^i dx^j$$

$\tau \perp \Sigma_\tau$

$$\left. \begin{aligned} N^\mu &= \frac{\partial}{\partial \tau} \\ (N^\mu)^2 &= \epsilon \end{aligned} \right| \Rightarrow \boxed{g_{00} = \epsilon}$$

$$\Downarrow$$

$$\boxed{ds^2 = \epsilon\, d\tau^2 + \gamma_{ij}\, dx^i dx^j}$$

$$\boxed{\Sigma : n = 0}$$

Непрерывная часть

$$\boxed{T_\mu^{\ \nu} = S_\mu^{\ \nu}\,\delta(n) + \underbrace{D_\mu^{+\nu}\,\theta(n) + D_\mu^{-\nu}\,\theta(-n) + \tilde{T}_\mu^{\ \nu}}_{\text{Вне поверхности.}}}$$

$$D_\nu T_\mu^{\ \nu} = 0 = S_\mu^{\ \nu}\,\delta'(n)\,D_\nu n + D_\nu S_\mu^{\ \nu}\,\delta(n)$$

$$\boxed{\begin{aligned} D_\nu S_\mu^{\ \nu} &= 0 \\ S_\mu^{\ \nu} N_\nu &= 0 \end{aligned}}$$

В Гауссовых нормальных координатах: $S_\mu^{\ \nu} \mapsto S_i^{\ j}$ $\quad (S_\mu^{\ n} = 0)$

Сохраняющийся тензор вдоль поверхности $\longmapsto$ $\boxed{D_j S_i^{\ j} = 0}$

Внешняя кривизна

$$\boxed{K_{\mu\nu} = -D_\nu N_\mu}$$

$$\boxed{K_{ij} = -\frac{\partial y^\mu}{\partial x^i}\frac{\partial y^\nu}{\partial x^j} D_\nu N_\mu}$$

Гауссовы нормальные координаты: $K_{ij} = -D_j N_i =$

$$= \cancel{-\partial_j N_i} \to 0 + \Gamma_{ij}^{n}\,\epsilon$$

$$\boxed{K_{ij} = \Gamma_{ij}^{n}\,\epsilon}$$

$$\boxed{R_{\mu\nu} - \tfrac{1}{2} g_{\mu\nu} R = T_{\mu\nu}} \longleftarrow \underline{\text{Содержит } \delta(n)}$$

$$\Downarrow$$

Мы должны <u>отдельно</u> приравнять δ-функциональные части и отдельно решать уравнение при $n > 0$ и $n < 0$

$\boxed{\Gamma^\lambda_{\mu\nu}}$ $\boxed{g_{\mu\nu} - \text{непрерывно}}$

$\partial_i g_{\mu\nu}$ - Производная вдоль поверхности - тоже непрерывно

$\partial_n g_{\mu\nu}$ - Производная поперек поверхности. Может быть разрывна.

$$\begin{cases} \Gamma^n_{ij} = \frac{1}{2} \frac{1}{\epsilon}\left(\cancel{\partial_i g_{nj} + \partial_j g_{ni}}^{\to 0} - \partial_n \gamma_{ij}\right) = -\frac{1}{2\epsilon}\partial_n \gamma_{ij} = \\ \Gamma^n_{nn} = 0 \\ \Gamma^i_{nj} = \frac{1}{2}\gamma^{ik}(\partial_n \gamma_{kj}) \\ \Gamma^i_{nn} = 0 \end{cases}$$

$$\boxed{K_{ij} = \epsilon \Gamma^n_{ij} = -\frac{1}{2}\partial_n \gamma_{ij}}$$

$$\boxed{\begin{aligned} \Gamma^n_{ij} &= \frac{1}{\epsilon} K_{ij} \\ \Gamma^i_{nj} &= -\gamma^{ik} K_{kj} = -K^i_{.j} \end{aligned}}$$

$$R_{\mu\lambda} = \partial_\nu \Gamma^\nu_{\mu\lambda} - \partial_\mu \Gamma^\nu_{\nu\lambda} + Reg =$$

$$R_{nn} = \cancel{\partial_\nu \Gamma^\nu_{nn}}^{\to 0} - \underbrace{\partial_n \Gamma^l_{ln}} =$$

$$= + \partial_n K^i_i = + \partial_n\left(K^{i+}_i \theta(n) - K^{i-}_i \theta(-n)\right) = + \delta(n)\,[K^i_i] + Reg.$$

$$\boxed{[A] = A^+ - A^-}$$

$$R_{ni} = \cancel{\partial_j \Gamma^j_{ni}}^{\to Reg} - \cancel{\partial_n \Gamma^n_{ni}}^{\to Reg} = Reg$$

$$R_{ij} = \cancel{\partial_n \Gamma^n_{ij}}^{\to}\left(\partial_n K_{ij}\right)\frac{1}{\epsilon} - \cancel{\partial_j \Gamma}^{\to Reg} =$$

$$= \frac{1}{\epsilon}\,\delta(n)\,[K_{ij}]$$

$$\boxed{R_{\mu\nu} - \tfrac{1}{2} g_{\mu\nu} R = 8\pi T_{\mu\nu}}$$

$$R = g^{nn} R_{nn} + g^{ij} R_{ij} = \tfrac{1}{\epsilon}\,\delta(n)\,[K] + \frac{\gamma^{ij}}{\epsilon}\,\delta(n)\,[K_{ij}] =$$

$$= \frac{2}{\epsilon}\,\delta(n)\,[K]$$

$$R_{nn} - \tfrac{1}{2}\epsilon R = 8\pi T_{nn} = \mathrm{Reg}.$$

$$\underbrace{\delta(n)[K] - \cancel{\tfrac{1}{2}\epsilon\,\tfrac{2}{\epsilon}}\,\delta(n)[K]}_{=\ \mathrm{Reg}}$$

$$\cancel{R_{in} - \tfrac{1}{2} g_{in} \overset{\circ}{R} = 0} \quad \mathrm{Reg}$$

$$R_{ij} - \tfrac{1}{2}\gamma_{ij} R = 8\pi T_{ij} = 8\pi\, S_{ij}\,\delta(n)$$

$$R_{ij} = \tfrac{1}{\epsilon}\,\delta(n)\,[K_{ij}], \qquad \tfrac{1}{2}\gamma_{ij} R = \tfrac{1}{2}\gamma_{ij}\,\frac{2}{\epsilon}\,\delta(n)\,[K]$$

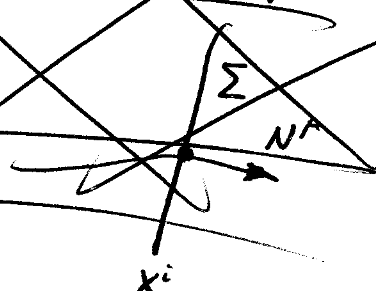
$$\boxed{[K_{ij}] - \gamma_{ij}[K] = 8\pi\epsilon\, S_{ij}}$$

Светоподобная поверхность — предел времениподобных!

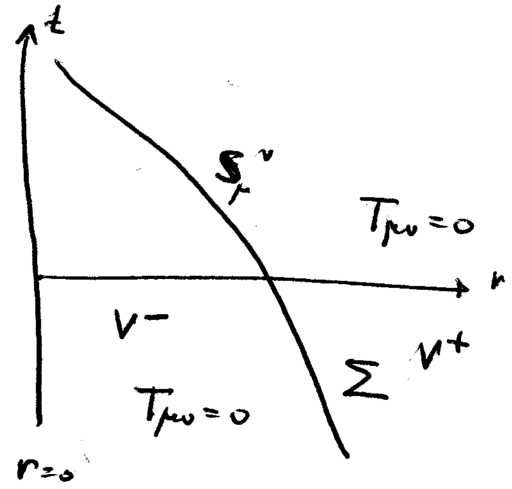
$\Sigma \mapsto$ Светоподобная $\qquad N^\mu N_\mu = \epsilon$

$\Sigma: \Phi(y) = 0 \qquad \boxed{N^\mu = \epsilon\,\partial_\mu n}$

$\boxed{N^\mu N_\mu = \epsilon}$



$\boxed{\text{Коллапс пылеподобной оболочки}}$



Σ - Мировая поверхность оболочки

1) Решаем ур-ния Эйнштейна

вне оболочки $\Rightarrow$ $T_{\mu\nu}=0$

$R_{\mu\nu}=0$

Всё сферически /симметрично

$\Downarrow$

Теорема Биркгофа: единственное решение $\Rightarrow$ $\boxed{\text{Шварцшильд}}$

Одно и то же

$$\boxed{ds_\pm^2 = \left(1-\frac{2M_\pm}{r_\pm}\right)dt_\pm^2 - \frac{dr_\pm^2}{1-\frac{2M_\pm}{r_\pm}} - r_\pm^2\, d\Omega^2}$$

2) Внутри оболочки и при $t\to-\infty$ не было никакой материи.

$\Downarrow$ $\boxed{M_-=0}$

$$\boxed{ds_-^2 = dt_-^2 - \frac{dr_-^2}{\text{[redacted]}} - r_-^2\, d\Omega_-^2}$$

3) $\underline{\ominus \text{ условие сшивки:}}$

$\boxed{r_- = r_+}$ — Площадь оболочки одна и та же

Гравитирующая масса оболочки

$$d\tau^2 = \underbrace{dt_-^2 - dr^2} = \underbrace{dt_+^2\left(1-\frac{2M}{r}\right) - \frac{dr^2}{1-\frac{2M}{r}}}$$

$\uparrow$

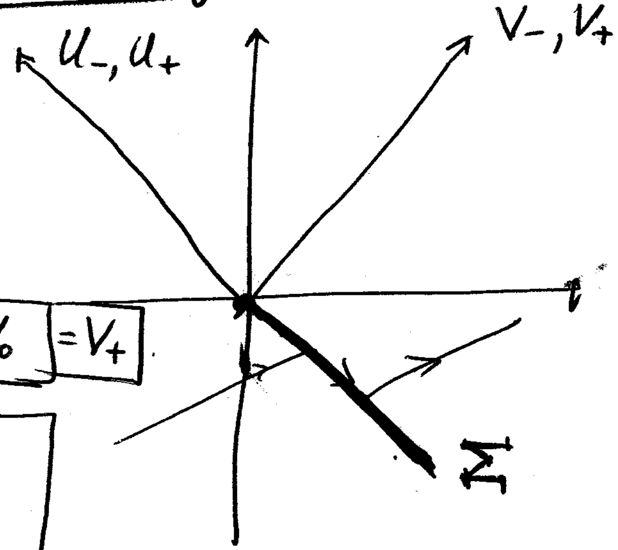
Собственное время при $\boxed{d\theta = d\varphi = 0}$

$\left.\begin{matrix} t_-(r) \\ t_+(r) \end{matrix}\right\}$ $\boxed{\text{Траектории поверхности}}$

$$\boxed{\left(\frac{\partial t_-}{\partial r}\right)^2 = \left(\frac{\partial t_+}{\partial r}\right)^2\left(1-\frac{2M}{r}\right) - \frac{dr^2}{1-\frac{2M}{r}} + dr^2}$$

4) Пусть поверхность - светоподобна

$$\boxed{\begin{aligned} U_- &= t_- - r \\ V_+ &= t_+ + r \end{aligned}}$$



Поверхность движется $\boxed{V_- = V_0} = V_+$.

$$\boxed{\begin{aligned} U_+ &= -e^{-\frac{(t_+ - r_*)}{4M}} \\ V_+ &= +e^{+\frac{(t_+ + r_*)}{4M}} \end{aligned}}$$

Координаты Крускала

(U_-, V_-, U_+, V_+) – Разрывные координаты!

Неразрывные координаты:

$$U_- = t_- - r = -2r + V_0$$

$$V_- = V_0 = t_- + r \Rightarrow \boxed{\cancel{\quad}} \quad \boxed{t_- = V_0 - r}$$

$$\boxed{r = -\frac{U_-}{2}} - V_0$$

$$U_+ V_+ = -e^{r_*/2M} = -\left(\frac{r}{2M} - 1\right) e^{r/2M} =$$

$$\parallel$$

$$U_+ V_0$$

$$= \left(\frac{U_- - V_0}{4M} + 1\right) e^{-\frac{U_- - V_0}{4M}}.$$

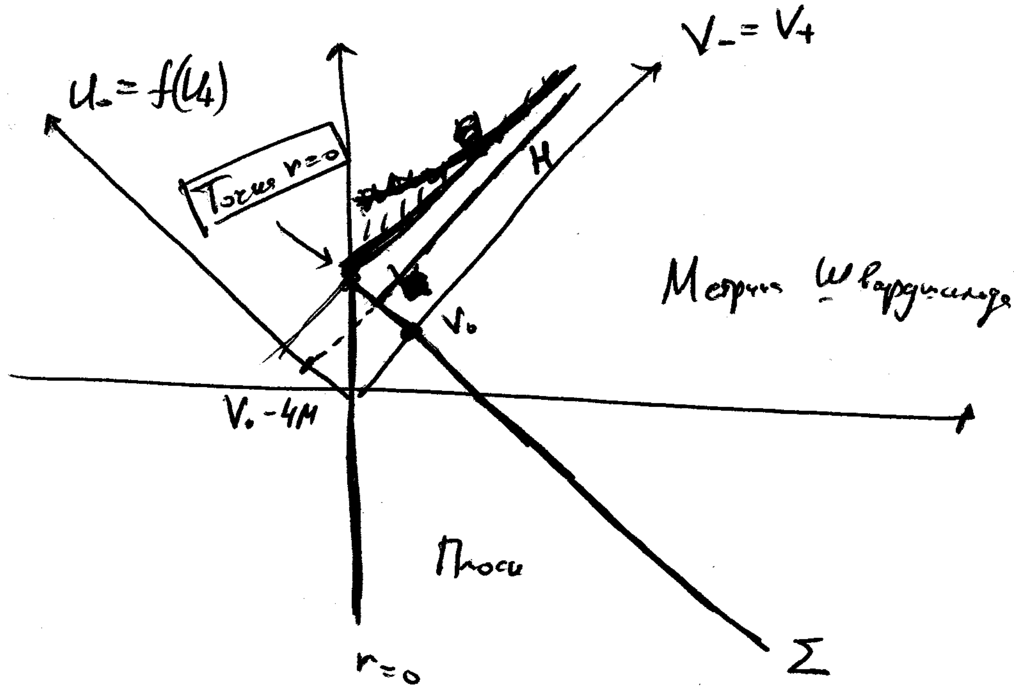
$$\boxed{U_+ = \frac{1}{V_0}\left(\frac{U_- - V_0}{4M} + 1\right) e^{-\frac{U_- - V_0}{4M}}.}$$

Горизонт: $\boxed{V_+ = 0}$

$\Downarrow$

$$\frac{U_- - V_0}{4M} = 1$$

$$\boxed{U_{-H} = V_0 - 4M}$$



$V_+ U_+ = +1$ – Сингулярность

$$\frac{V_-}{V_0}\left(\frac{U_- - V_0}{4M} + 1\right) e^{-\frac{U_- - V_0}{4M}} = 1$$

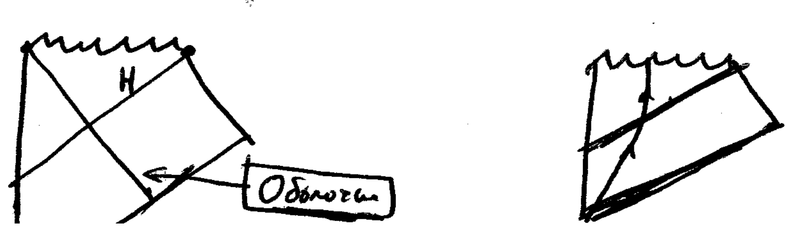
$$\underline{V_- \left(U_- - U_{-H}\right) e^{-\frac{U_- - U_{-H}}{4M} + 1} = 4MV_0}$$

$\underline{V_- \mapsto \infty} \Rightarrow \boxed{U_- \mapsto U_{-H}}$

$\underline{r=0}$ – $\boxed{\text{точка у нас уже есть}}$ при $\boxed{U_- = V_0}$ $\boxed{V_- = V_0}$

$\Downarrow$

<u>Получаем диаграмму Пенроуза для решения с коллапсом:</u>



$\boxed{8/3}$ Решить ур-ния Израэля для [redacted] вакуумов времениподобной оболочки с

$$\boxed{S_\mu^\nu = \begin{pmatrix} \rho & & 0 \\ & +p & \\ 0 & & +p \end{pmatrix}}$$

Решение:

$$[K_i^j] - \delta_i^j [K] = -4\pi S_i^j = -4\pi \begin{pmatrix} \rho & & 0 \\ & +p & \\ 0 & & +p \end{pmatrix}$$

- Оболочка: $\boxed{r = const}$

$\partial_\mu r$ — может быть времениподобным или пространственноподобным

$\boxed{\Delta = g^{\mu\nu}\partial_\mu r \partial_\nu r < 0}$ — Вне чёрной дыры R_+ - област

$\boxed{\Delta = g^{\mu\nu}\partial_\mu r \partial_\nu r > 0}$ T_+ област

$$\boxed{ds^2\big|_{\text{shell}} = -\epsilon\, d\tau^2 - \rho^2(\tau)\, d\Omega^2}$$

Сферически/симметричный тензор: $\boxed{K_2^2 = K_3^3}$

$$\boxed{K = K_0^0 + 2K_2^2}$$

$$\cancel{[K_0^0]} - \cancel{[K_0^0]} - 2[K_2^2] = 8\pi\epsilon S_0^0$$

$$\boxed{[K_2^2] = -4\pi\epsilon S_0^0}$$

$$\boxed{-\epsilon \cdot 8\pi\, S_2^2 = +[K_0^0] + [K_2^2]}$$

Вычислим внешнюю кривизну

$$\boxed{F = r - R(t)} \qquad \boxed{r(t) = \rho(\tau)}$$

$\boxed{\epsilon = -1}$ — Времениподобная поверхность

$$+d\tau^2 - \cancel{(\rho(\tau))^2 d\Omega^2} = f(r)\,dt_+^2 - dr^2 h(r) - \cancel{r^2 d\Omega^2}$$

$$\left(\frac{dt_+}{d\tau}\right)^2 f(r) = \dot\rho^2 h(r) + 1$$

$$\boxed{\left(\frac{dt_+}{d\tau}\right)^2 = \frac{1}{f(r)}\left(\dot\rho^2 h(r) + 1\right)}$$

$$\boxed{\tilde n = \frac{r - R(t)}{|\partial_\mu F D^\mu F|^{1/2}}} \qquad \partial_\mu F = \left(-\frac{dR}{dt}, 1\right)$$

$$-(\partial_\mu F)^2 = -\frac{1}{f}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 + \frac{1}{h}$$

$$\boxed{N_\mu = -D_\mu \tilde n \Big|_\Sigma}$$

$$N_\mu dx^\mu = -\frac{dr - \frac{dR}{dt}dt}{\sqrt{-\frac{1}{f}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 + \frac{1}{h}}} = -\frac{dr - \frac{dR}{dt}\cdot dt}{\sqrt{\frac{1}{h} - \frac{1}{\cancel{f}}\frac{\dot\rho^2 \cancel{f}}{\dot\rho^2 h + 1}}} =$$

$$= -\sqrt{\dot\rho^2 h + 1}\;\left(dr - \frac{dR}{dt}\cdot dt\right)\sqrt{h}$$

$$\boxed{N_\mu dx^\mu = -\sqrt{\dot\rho^2 h + 1}\,\sqrt{h}\left(dr - \frac{dR}{dt}\cdot dt\right)}$$

$$K_{22} = -\underbrace{\frac{\partial x^\mu}{\partial \sigma^2}\frac{\partial x^\nu}{\partial \sigma^2}}\,D_\nu N_\mu =$$

$$= -D_2 N_2 = +\left(\Gamma^1_{22} N_1 + \Gamma^0_{22} N_0\right) =$$

$$= N_1\left(\Gamma^1_{22} - \frac{dR}{dt}\Gamma^0_{22}\right)$$

$$\Gamma^1_{22} = \frac{1}{2} g^{11}\left(\cancel{\partial_2 g_{21}} + \cancel{\partial_2 g_{21}} - \partial_1 g_{22}\right) = +\frac{1}{2h}(+2r) = r/h$$

$$\Gamma^0_{22} = \tfrac{1}{2} g^{00}\left(-\partial_0 g_{22}\right) = 0$$

$$\boxed{K_{22} = N_1\, r/h}$$

$$K_2{}^2 = g^{22} K_{22} = -\frac{1}{h r}\sqrt{\dot\rho^2 h + 1}\,\sqrt{h} = -\frac{1}{\rho}\sqrt{\dot\rho^2 + 1/h}$$

$$K_{00} = -\frac{\partial x^\mu}{\partial \tau}\cdot\frac{\partial x^\nu}{\partial \tau} D_\nu N_\mu = -\overset{\left(\frac{\partial t}{\partial \tau}\right)^2}{\boxed{\frac{\partial x^0}{\partial \tau}\cdot\frac{\partial x^0}{\partial \tau}}} D_0 N_0 - \overset{\dot\rho^2}{\boxed{\frac{\partial r}{\partial \tau}\,\frac{\partial r}{\partial \tau}}} D_1 N_1 - \frac{\partial t}{\partial \tau}\,\frac{\partial r}{\partial \tau}\left(D_0 N_1 + D_1 N_0\right)$$

$$\boxed{\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = 0}$$

$$= -\frac{1}{f}\left(\dot\rho^2 h + 1\right) D_0 N_0 - \dot\rho^2 D_1 N_1 - \frac{1}{\sqrt{f}}\sqrt{\dot\rho^2 h + 1}\;\dot\rho\left(D_0 N_1 + D_1 N_0\right)$$

$$\left(K_2^2\right)_+ = -\frac{1}{\rho}\sqrt{\dot\rho^2 - 1/h}$$

$$\left(K_2^2\right)_- = -\frac{1}{\rho}\sqrt{\dot\rho^2 - 1}$$

Уравнение движения времениподобной оболочки

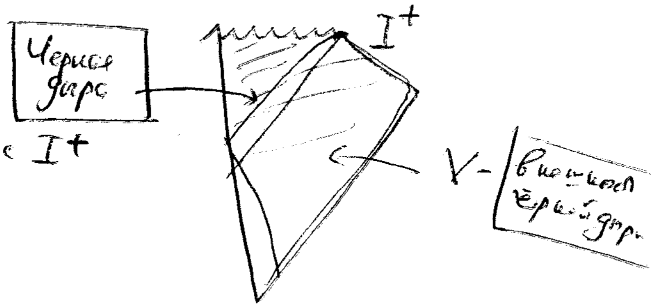
$$\boxed{+\frac{1}{\rho}\sqrt{\dot\rho^2 - 1/h} - \frac{1}{\rho}\sqrt{\dot\rho^2 - 1} = +4\pi S}$$

Плотность энергии

Чёрные дыры

Что такое чёрная дыра? Область, из которой не возвращаются

нельзя убежать на бесконечность



$\forall p \in BH$ $\quad \underbrace{J^+(p)}_{\text{Причинное будущее}}$ не пересекает с $\mathcal{I}^+$

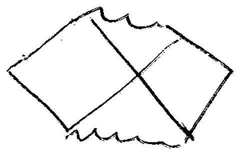
Иными словами, $\underbrace{\boxed{M \setminus J^-(\mathcal{I}^+)}}_{= BH}$ - Чёрная дыра

$\boxed{H = \partial(BH)}$ - Горизонт

def Пространство сильно асимптотически предсказуемо, если

$\underbrace{J^-(\mathcal{I}^+)}_{\text{Внешность чёрных дыр}} \Big\}$ не содержит сингулярностей.

$\boxed{q \in J^-(\mathcal{I}^+)}$



- Не является сильно асимпт. предсказуемым

$J^-(q)$ - тоже не содержит сингулярностей

$\cap\!|$

$J^-(\mathcal{I}^+)$

$\Downarrow$

Никакой наблюдатель из внешности ч. дыры не видит сингулярностей

def Если пространство не сильно асимптотически предсказуемо, то оно обладает голой сингулярностью.

Теорема о сингулярностях: Всегда в результате коллапса чего угодно образуется сингулярность.

Но! Это ещё не значит, что получается чёрная дыра!

Может быть - голая сингулярность.

~~Пример - сферический коллапс: Линейные возмущения~~

Линейные возмущения в пр-ве Шварцшильда:

$\boxed{\text{Не образуются сингулярности. На самом деле, все линейные решения ограничены}}$ ⇒ Пр-во особенно глобально гиперболично.

Wald 1979

Численные ~~[illegible]~~ исследования возмущений над пр-вом-временем Керра (Press, Teukolsky, 1973) — тоже всё стабильно

Гипотеза космического цензора: Гравитационный коллапс, стартующий с гладких начальных данных, всегда производит только чёрные дыры, но не голые сингулярности.

Условия на материю?

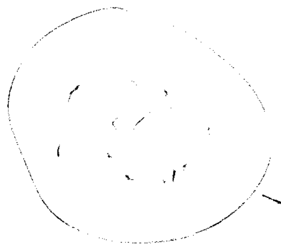
$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = 8\pi T_{\mu\nu}$$

Задаём $g_{\mu\nu}$ — находим $T_{\mu\nu}$

(i) $T_{\mu\nu}$ должно удовлетворять ~~слабому~~ доминантному энергетическому условию.

(ii) Ур-ия (Эйнштейна + материя) можно сформулировать как хорошо поставленную задачу Коши.

Пыль



Пр-во Минковского

$\boxed{\text{Можно собрать в 1 точку}}$

$T_{\mu\nu}$ сингулярно

Уменьш. парадокс: добавим гравитацию ⇒ Производим голую сингулярность

То же самое с идеальной жидкостью. (Ударные волны)

Yodzis, Seifert, Müller zum Hagen, 1973-1974.

~~Müller zum Hagen~~

⇓

$\boxed{\text{Фундаментальные поля материи}}$, а не эффективное описание

Итак, Гипотеза:

1) Хорошо поставленная задача Коши – единственность решения ур-й Эйнштейна + ур-й материи
2) Материя состоит из фундаментальных полей, задаваемых функционалом $\mathcal{L}$
3) Гладкие, асимптотически-плоские начальные данные
4) Где материи удовлетворяют доминантному энергетическому условию.

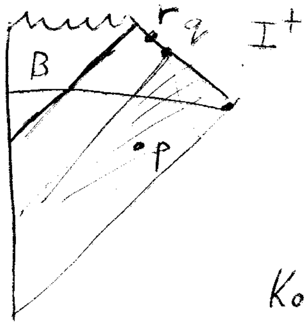
$\Downarrow$

В результате коллапса получается асимптотически-плоское, сильно асимптотически-предсказуемое пространство-время.

Теорема об отсутствии волос

Наиболее общее стационарное решение ур-й без материи – решение Керра.

Наиболее общее стационарное решение ур-й Эйнштейна-Максвелла – решение Керра –



$\Sigma_t \cap B$ – область чёрных дыр в момент t

Σ – пространственноподобная поверхность.

Связные куски – чёрные дыры

Количество чёрных дыр изменяется:

→ чёрные дыры сливаются

→ новые формируются.