

# Wirujący Wszechświat Czarnodziurowy i Antygravitacja

Zbigniew Osiak

E-mail: [zbigniew.osiak@gmail.com](mailto:zbigniew.osiak@gmail.com)

<http://orcid.org/0000-0002-5007-306X>

[http://vixra.org/author/zbigniew\\_osiak](http://vixra.org/author/zbigniew_osiak)

## Streszczenie

Na bazie czarnodziurowego modelu statycznego Wszechświata zaproponowano czarnodziurowy model wirującego Wszechświata. Przy tej samej masie wirujący Wszechświat ma (w stosunku do statycznego) większy promień, mniejszą gęstość, gęstość energii i grubość powłoki antygravitacyjnej.

**Słowa kluczowe:** Czarnodziurowy Wszechświat, antygravitacja, promień Schwarzschilda

## 01. Wprowadzenie

W rozprawie [1] zaproponowałem statyczny czarnodziurowy model Wszechświata. Nasz Wszechświat można potraktować jako olbrzymią jednorodną czarną dziurę z otoczką antygravitacyjną. Nasza Galaktyka wraz z układem słonecznym oraz Ziemią, które w skali rozmiarów kosmologicznych można uważać za ledwie jako punkt, powinny znajdować się w pobliżu centrum Czarnodziurowego Wszechświata.

Poszczególne "składniki" Wszechświata wirują w płaszczyznach przechodzących przez środek masy Wszechświata względem osi prostopadłych do tych płaszczyzn i przechodzących również przez środek masy Wszechświata z prędkościami kątowymi o identycznych wartościach.

W dalszej części tej pracy pokażemy, jakie poprawki wnoszą do tego modelu założenie, że Wszechświat wiruje.

## 02. Wirująca "egzotyczna" czarna dziura

Wirująca "egzotyczna" czarna dziura jest jednorodną kulą o masie ( $M$ ) i promieniu ( $R$ ) mniejszym od promienia Schwarzschilda ( $r_s$ ), ale niemniejszym od połowy promienia Schwarzschilda.

$$0,5r_s \leq R < r_s = \frac{2GM}{c^2}, \quad R = kr_s, \quad 0,5 \leq k < 1,$$

gdzie

( $c$ ) – maksymalna wartość prędkości rozchodzenia się sygnałów,  
( $G$ ) – stała grawitacyjna.

### 03. Gęstość energii w obszarze wirującej "egzotycznej" czarnej dziury

Według Ogólnej Teorii Względności metryka czasoprzestrzeni jest determinowana przez przestrzenny rozkład gęstości wszelakich energii (w tym energii równoważnej masie) [2].

Dla "egzotycznej" wirującej jednorodnej kuli wartości gęstości energii spoczynkowej ( $\varepsilon_0$ ), kinetycznej ( $\varepsilon_k$ ) oraz całkowitej ( $\varepsilon$ ) wynoszą odpowiednio:

$$\varepsilon_0 = 0,5\rho c^2,$$

$$\varepsilon_k = \alpha \cdot \rho c^2 \frac{v^2}{c^2 - v^2},$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_k = 0,5\rho c^2 + \alpha \cdot \rho c^2 \frac{v^2}{c^2 - v^2},$$

gdzie

(v) – wartość prędkości prostopadłej do promienia wodzącego w odległości (R) od środka masy Wszechświata,

( $\alpha$ ) – bezwymiarowy współczynnik.

Ogólnie przyjmujemy, że

$$0,5\rho c^2 \leq \varepsilon < \rho c^2, \quad \varepsilon = k\rho c^2, \quad 0,5 \leq k < 1, \quad k = 0,5 + \alpha \cdot \frac{v^2}{c^2 - v^2}, \quad 0 \leq v^2 < \frac{0,5}{\alpha + 0,5} \cdot c^2.$$

W przypadku, gdy  $k = 0,7$ , wkład do gęstości energii pochodzący od masy wynosi ok. 71,28%, a od energii kinetycznej wirującej masy – ok. 28,57%.

### 04. Metryka czasoprzestrzeni pod horyzontem i nad horyzontem zdarzeń

Metryka czasoprzestrzeni pod horyzontem i nad horyzontem zdarzeń, gdy źródłem pola grawitacyjnego jest wirująca czarna dziura, może być opisana równaniami [1]:

$$R_{\alpha\alpha} = -\kappa k \rho c^2 g_{\alpha\alpha}, \quad R_{\mu\nu} = 0, \quad (\alpha, \mu, \nu = 1, 2, 3, 4; \quad \mu \neq \nu), \quad \kappa = \frac{8\pi G}{c^4}, \quad 0,5 \leq k < 1$$

#### UWAGA

Wszystkie składowe mieszane tensora Ricciego są tożsamościowo równe zeru. Zbiór pozostałych równań można zredukować tylko do dwóch niezależnych.

$$\begin{aligned} R_{11} &= -\kappa k \rho c^2 g_{11} \\ R_{22} &= -\kappa k \rho c^2 g_{22} \end{aligned} \Rightarrow \begin{aligned} \frac{\partial g_{44}}{\partial r} + \frac{r}{2} \frac{\partial^2 g_{44}}{\partial r^2} &= -\kappa k \rho c^2 r \\ -1 + g_{44} + r \frac{\partial g_{44}}{\partial r} &= -\kappa k \rho c^2 r^2 \end{aligned}$$

Czasoprzestrzeń opisywana powyższymi równaniami, w których każda składowa tensora Ricciego jest proporcjonalna do odpowiedniej składowej tensora metrycznego, jest przestrzenią Einsteina [5].

Równania te są spełnione, gdy

$$0 \leq r < R, \quad \rho = \text{const} > 0, \quad g_{44} = 1 - \frac{kr_s}{R} \frac{r^2}{R^2}, \quad 0,5 \leq k < 1,$$

$$r \geq R, \quad \rho = 0, \quad g_{44} = 1 - \frac{r_s}{r}, \quad r \neq r_s.$$

### 05. Zewnętrzna metryka Schwarzschilda

Metryka czasoprzestrzeni na zewnątrz źródłowej masy ( $r \geq R$ ,  $\rho = 0$ ) opisywana jest zewnętrzną metryką Schwarzschilda [6]:

$$(ds)^2 = \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} (dr)^2 + r^2(d\theta)^2 + r^2 \sin^2\theta (d\varphi)^2 + \left(1 - \frac{r_s}{r}\right) (dx^4)^2, \quad x^4 = ict, \quad r \neq r_s = \frac{2GM}{c^2}.$$

### 06. Wartość prędkości rozchodzenia się światła a zewnętrzna metryka Schwarzschilda

Zewnętrzna metryka Schwarzschilda, dla

$$\theta = \text{const}, \quad d\theta = 0, \quad \varphi = \text{const}, \quad d\varphi = 0,$$

redukuje się do postaci

$$(ds)^2 = \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} (dr)^2 - \left(1 - \frac{r_s}{r}\right) c^2 (dt)^2.$$

Wartość prędkości ( $v_{\text{light}}$ ) rozchodzenia się światła wyznaczymy z warunku

$$(ds)^2 = 0$$

lub równoważnego

$$v_{\text{light}}^2 = \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = c^2 \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^2.$$

$$\lim_{r \rightarrow 0,5r_s} v_{\text{light}} = c, \quad \lim_{r \rightarrow r_s} v_{\text{light}} = 0, \quad \lim_{r \rightarrow \infty} v_{\text{light}} = c.$$

Zauważmy, że

$$\left[0 < \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 \leq c^2\right] \Leftrightarrow \left[r \geq \frac{1}{2}r_s, \quad r \neq r_s\right].$$

Oznacza to, że zewnętrzna metryka Schwarzschilda jest poprawna wtedy i tylko wtedy, gdy

$$r \geq \frac{1}{2}r_s, \quad r \neq r_s.$$

### 07. Przyspieszenie grawitacyjne swobodnego spadku na zewnątrz źródłowej masy

Radialną składową przyspieszenia grawitacyjnego swobodnie spadającej cząstki wyznaczamy z równania ruchu [1]:

$$\tilde{a}^r = \tilde{a}^1 = -\tilde{k} (\text{sgn } ds^2) c^2 \left( \Gamma_{11}^1 \frac{dr}{ds} \cdot \frac{dr}{ds} + \Gamma_{44}^1 \frac{dx^4}{ds} \cdot \frac{dx^4}{ds} \right), \quad r \neq r_s, \quad (ds)^2 \neq 0.$$

Uwzględniając, że

$$g_{44} = 1 - \frac{r_s}{r},$$

$$r_s = \frac{2GM}{c^2},$$

$$\tilde{k} = +1,$$

$$\Gamma_{11}^1 = -\frac{1}{2g_{44}} \frac{\partial g_{44}}{\partial r} = -\left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} \cdot \frac{GM}{c^2 r^2},$$

$$\Gamma_{44}^1 = -\frac{1}{2} g_{44} \frac{\partial g_{44}}{\partial r} = -\left(1 - \frac{r_s}{r}\right) \cdot \frac{GM}{c^2 r^2},$$

$$1 = \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} \left(\frac{dr}{ds}\right)^2 + \left(1 - \frac{r_s}{r}\right) \left(\frac{dx^4}{ds}\right)^2,$$

otrzymujemy

$$\tilde{a}^r = \tilde{a}^1 = \tilde{k} (\text{sgn } ds^2) \frac{c^2}{2} \frac{\partial g_{44}}{\partial r} = (\text{sgn } ds^2) \frac{GM}{r^2}.$$

Fizyczna (prawdziwa) składowa przyspieszenia grawitacyjnego swobodnego spadku

$$\hat{a}^r = \sqrt{-\text{sgn } ds^2} g_{rr} \tilde{a}^r, \quad g_{rr} = g_{11} = \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1},$$

ostatecznie może być zapisana w postaci:

$$\hat{a}^r = \sqrt{-\text{sgn } ds^2} g_{rr} (\text{sgn } ds^2) \frac{GM}{r^2}.$$

### 08. Grawitacja i antygravitacja

Powyższe równanie posiada ciekawą interpretację fizyczną. Dla  $r > r_s$  opisuje ono grawitację, a dla  $\frac{1}{2}r_s \leq r < r_s$  – antygravitację.

**Grawitacja**

$$r > r_s = \frac{2GM}{c^2}, \quad g_{rr} = \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} > 0, \quad (ds)^2 < 0, \quad \hat{a}^r = -\frac{GM}{r^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_s}{r}}}$$

**Antygravitacja**

$$\frac{1}{2} r_s \leq r < r_s = \frac{2GM}{c^2}, \quad g_{rr} = \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} < 0, \quad (ds)^2 > 0, \quad \hat{a}^r = +\frac{GM}{r^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{r_s}{r} - 1}}$$

**09. Główna hipoteza**

Antygravitacja polega na tym, że swobodna cząstka próbna znajdująca się w zewnętrznym polu grawitacyjnym masy źródłowej uzyskuje w pewnym obszarze przyspieszenie skierowane od centrum tej masy.

W obszarach, w których  
 $g_{\mu\nu} \geq 0, \quad (ds)^2 < 0, \quad (\mu, \nu = 1,2,3,4),$   
 występuje grawitacja.

W obszarach, w których  
 $g_{\mu\nu} \leq 0, \quad (ds)^2 > 0, \quad (\mu, \nu = 1,2,3,4),$   
 występuje antygravitacja.

**10. Metryka czasoprzestrzeni wewnątrz źródłowej masy**

Metryka czasoprzestrzeni wewnątrz źródłowej masy ( $0 \leq r < R, \quad \rho = \text{const} > 0$ ) dana jest przez:

$$(ds)^2 = g_{11}(dr)^2 + r^2(d\theta)^2 + r^2 \sin^2 \theta (d\varphi)^2 + g_{44}(dx^4)^2,$$

gdzie

$$x^4 = ict, \quad g_{11} = \frac{1}{g_{44}}, \quad g_{44} = 1 - \frac{kr_s}{R} \frac{r^2}{R^2}, \quad 0,5 \leq k < 1, \quad r_s = \frac{2GM}{c^2}.$$

**11. Wartość prędkości rozchodzenia się światła w wirtualnym tunelu próżniowym znajdującym się wewnątrz czarnej dziury**

Metryka czasoprzestrzeni wewnątrz czarnej dziury, dla  
 $\theta = \text{const}, \quad d\theta = 0, \quad \varphi = \text{const}, \quad d\varphi = 0, \quad R = kr_s, \quad 0,5 \leq k < 1,$

redukuje się do postaci:

$$(ds)^2 = g_{11}(dr)^2 - g_{44}c^2(dt)^2, \quad g_{11} = \frac{1}{g_{44}}, \quad g_{44} = 1 - \frac{r^2}{R^2}.$$

Wartość prędkości ( $v_{\text{light}}$ ) rozchodzenia się światła w wirtualnym tunelu próżniowym wyznaczymy z warunku

$$(ds)^2 = 0$$

lub równoważnego

$$v_{\text{light}}^2 = \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = c^2 \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^2.$$

$$\lim_{r \rightarrow 0} v_{\text{light}} = c, \quad \lim_{r \rightarrow R} v_{\text{light}} = 0.$$

Zauważmy, że

$$R = kr_s, \quad 0,5 \leq k < 1, \quad 0 < v_{\text{light}}^2 \leq c^2.$$

Oznacza to, że metryka czasoprzestrzeni wewnątrz czarnej dziury jest poprawna wtedy i tylko wtedy, gdy

$$\frac{1}{2}r_s \leq R < r_s, \quad r < R.$$

## 12. Przyspieszenie grawitacyjne swobodnego spadku wewnątrz wirującej czarnej dziury z otoczką antygravitacyjną

Radialną składową przyspieszenia grawitacyjnego swobodnie spadającej cząstki w wirtualnym tunelu próżniowym, znajdującym się wewnątrz wirującej czarnej dziury z otoczką antygravitacyjną, wyznaczymy z równania ruchu [1]

$$\tilde{a}^r = \tilde{a}^1 = -\tilde{k} (\text{sgn } ds^2) c^2 \left( \Gamma_{11}^1 \frac{dr}{ds} \cdot \frac{dr}{ds} + \Gamma_{44}^1 \frac{dx^4}{ds} \cdot \frac{dx^4}{ds} \right), \quad 0 \leq r < R, \quad (ds)^2 \neq 0.$$

Uwzględniając, że

$$\tilde{k} = -1, \quad \text{sgn } ds^2 = -1, \quad R = kr_s, \quad 0,5 \leq k < 1, \quad r_s = \frac{2GM}{c^2},$$

$$\Gamma_{11}^1 = -\frac{1}{2g_{44}} \frac{\partial g_{44}}{\partial r},$$

$$\Gamma_{44}^1 = -\frac{1}{2} g_{44} \frac{\partial g_{44}}{\partial r},$$

$$g_{44} = 1 - \frac{r^2}{R^2},$$

$$1 = g_{44}^{-1} \left(\frac{dr}{ds}\right)^2 + g_{44} \left(\frac{dx^4}{ds}\right)^2,$$

otrzymujemy

$$\tilde{a}^r = \tilde{k} (\text{sgn } ds^2) \frac{c^2}{2} \frac{\partial g_{44}}{\partial r} = -\tilde{k} (\text{sgn } ds^2) \frac{c^2}{R^2} r = -\frac{c^2}{R^2} r.$$

Fizyczna (prawdziwa) składowa przyspieszenia grawitacyjnego swobodnego spadku

$$\hat{a}^r \stackrel{\text{df}}{=} \sqrt{-\left(\text{sgn } ds^2\right) g_{rr}} \tilde{a}^r,$$

gdzie

$$g_{rr} = g_{11} = \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^{-1},$$

ostatecznie może być zapisana w postaci:

$$\hat{a}^r = -\tilde{k} (\text{sgn } ds^2) \sqrt{-\left(\text{sgn } ds^2\right) g_{rr}} \frac{c^2}{R^2} r = -\frac{c^2}{R^2} r \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{R^2}}}.$$

### 13. Graficzna analiza pełnego rozwiązania

Składowa czasowo-czasowa tensora metrycznego oraz fizyczna składowa radialna przyspieszenia grawitacyjnego swobodnego spadku w trzech różnych przedziałach odległości od środka wirującej czarnej dziury dane są poniższymi relacjami.

#### GRAWITACJA

$$0 \leq r < R = kr_S, \quad g_{44} = \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) > 0, \quad \hat{a}^r = -\frac{c^2}{R^2} r \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{R^2}}}$$

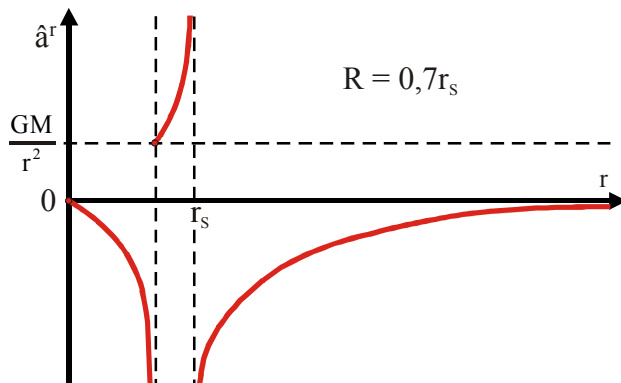
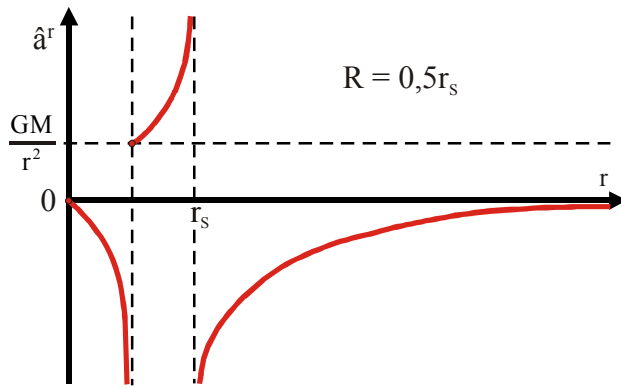
#### ANTYGRAWITACJA

$$kr_S = R \leq r < r_S, \quad g_{44} = \left(1 - \frac{r_S}{r}\right) < 0, \quad \hat{a}^r = +\frac{GM}{r^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{r_S}{r} - 1}}$$

#### GRAWITACJA

$$r > r_S, \quad g_{44} = \left(1 - \frac{r_S}{r}\right) > 0, \quad \hat{a}^r = -\frac{GM}{r^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_S}{r}}}$$

Poniżej przedstawimy wykresy zależności fizycznej (prawdziwej) składowej radialnej ( $\hat{a}^r$ ) przyspieszenia grawitacyjnego swobodnego spadku cząstki testowej od odległości ( $r$ ) od centrum czarnej dziury z otoczką antygravitacyjną.



Z wykresów tych widać, że:

$0 \leq r < R = k \cdot r_s \Rightarrow$  grawitacja

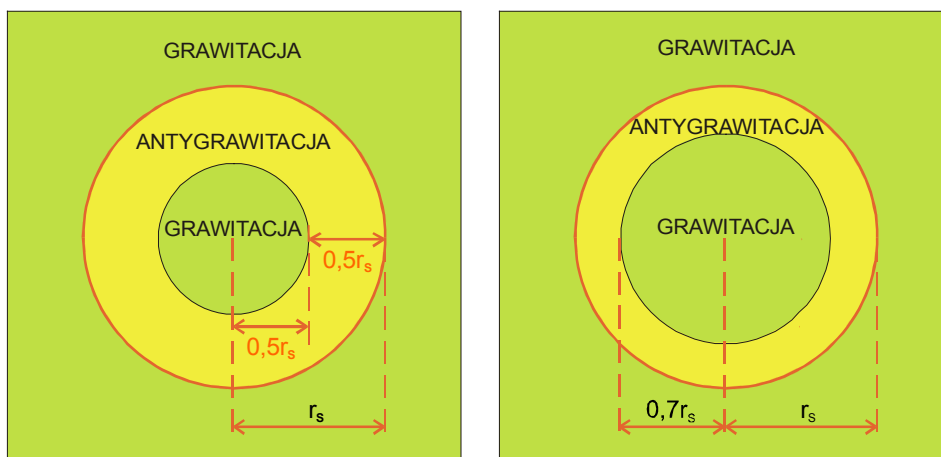
$r = R = k \cdot r_s \Rightarrow$  przejście od grawitacji do antygravitacji

$k \cdot r_s = R < r < r_s \Rightarrow$  antygravitacja

$r = r_s \Rightarrow$  przejście od antygravitacji do grawitacji

$r > r_s \Rightarrow$  grawitacja

Grubość otoczki antygravitacyjnej jest nie większa od połowy promienia Schwarzschilda. Grawitacja i antygravitacja mają naturę warstwową.



Na powyższych rysunkach zobrazowaliśmy dwa przypadki odpowiadające różnym wartościom gęstości energii w obszarze czarnej dziury:



**A.**

Gęstość energii  $\varepsilon = \varepsilon_0 = 0,5\rho c^2$  opisuje statyczną czarną dziurę o promieniu  $0,5 r_S$  z otoczką antygravitacyjną o grubości  $0,5 r_S$ .

**B.**

Gęstość energii  $\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_k = 0,7\rho c^2$  opisuje wirującą czarną dziurę o promieniu  $0,7 r_S$  z otoczką antygravitacyjną o grubości  $0,3 r_S$ .

**UWAGA**

Dla  $\varepsilon = \varepsilon_0 = \rho c^2$ ,  $k = 1$  niemożliwe jest powstanie czarnej dziury, a tym samym pojawienie się antygravitacji.

**14. Promień wirującego Wszechświata Czarnodziurowego**

Aby wyznaczyć promień wirującego Wszechświata Czarnodziurowego wykorzystamy zależność poczerwienienia ( $z^*$ ) światła docierającego do Ziemi z odległych galaktyk od ich odległości od Ziemi [1].

$$z^* \equiv \frac{E_{\text{lab}}}{E_{\text{out}}} - 1,$$

gdzie

$$E_{\text{lab}} = \sqrt{g_{44}^{\text{lab}}} E_{\text{max}}, \quad E_{\text{out}} = \sqrt{g_{44}^{\text{out}}} E_{\text{max}},$$

$E_{\text{lab}}$  – energia fotonu emitowanego ze źródła znajdującego się w laboratorium,

$E_{\text{out}}$  – energia fotonu emitowanego ze źródła znajdującego się poza laboratorium,

$E_{\text{max}}$  – energia fotonu emitowanego w nieobecności pola grawitacyjnego,

$g_{44}^{\text{lab}}$  – składowa tensora metrycznego w laboratorium w miejscu detekcji fotonu,

$g_{44}^{\text{out}}$  – składowa tensora metrycznego poza laboratorium w miejscu emisji fotonu.

Dlatego też

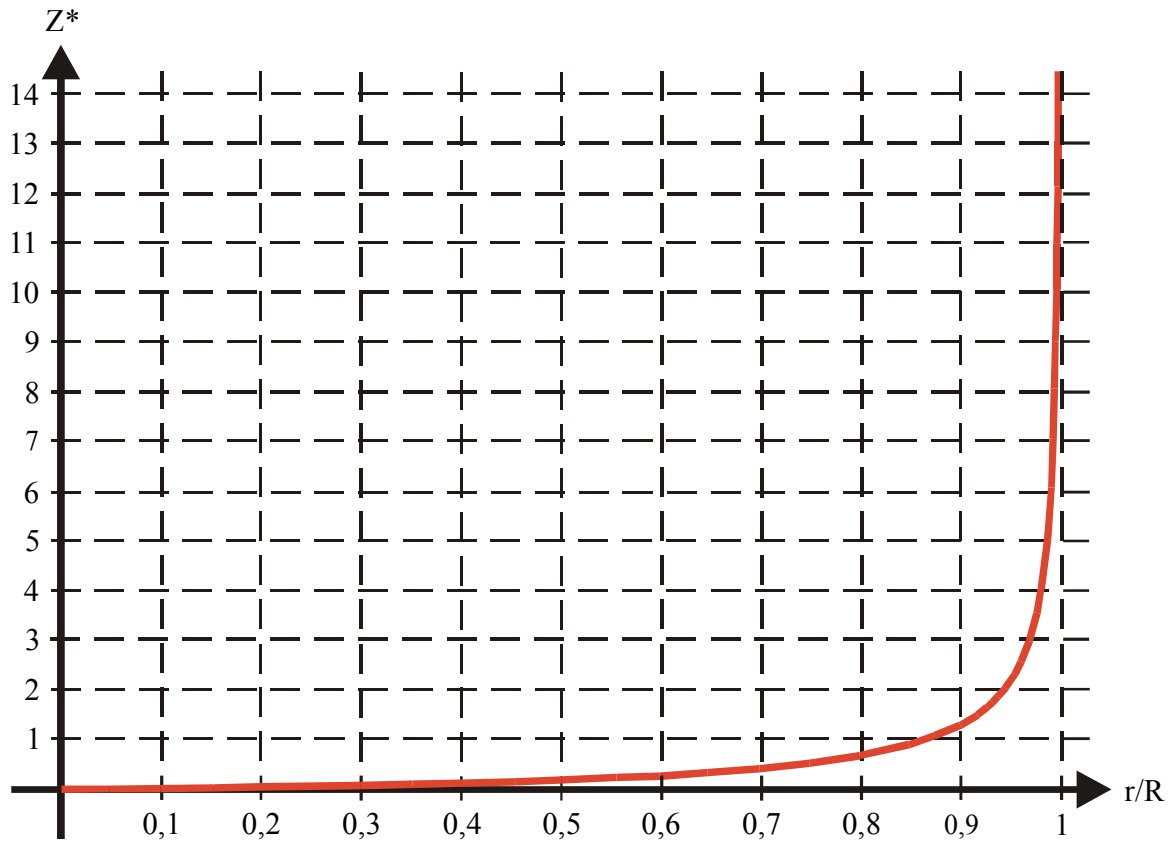
$$z^* = \frac{\sqrt{g_{44}^{\text{lab}}}}{\sqrt{g_{44}^{\text{out}}}} - 1.$$

Przyjmując,

$$g_{44}^{\text{lab}} \approx 1 - 1,4 \cdot 10^{-9}, \quad g_{44}^{\text{out}} = 1 - \frac{r^2}{R^2},$$

ostatecznie mamy

$$z^* \approx \frac{\sqrt{1 - 1,4 \cdot 10^{-9}}}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{R^2}}} - 1.$$



Wykres zależności poczerwienienia ( $z^*$ ) od odległości ( $r$ ) źródła od centrum Naszego Wszechświata. [Uwaga: ( $z^*$ ) przyjmuje wartości ujemne dla stosunku ( $r/R$ ) w przybliżeniu mniejszego niż  $3,74 \cdot 10^{-5}$ .]

Dla przypadku, gdy ( $r^2 \ll R^2$ ), poczerwienie ( $z^*$ ) w przybliżeniu wynosi:

$$z^* \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{r}{R}.$$

Według obserwacji Hubble'a [1]:

$$z = \frac{H}{c} r.$$

Uwzględniając, że

$$z^* = z, \quad R = \frac{1}{2} \cdot r_s,$$

otrzymujemy

$$r_s \approx \frac{c}{H}.$$

Przy czym, modelując Wszechświat Hubble'a, potraktowaliśmy go jako Wszechświat Czarnodziurowy, w którym  $k = 0,5$ .

W przypadku wirującego Wszechświata Czarnodziurowego mamy:

$$R = kr_s, \quad \frac{1}{2} \leq k < 1,$$

$$R \approx \frac{kc}{H}.$$

### 15. Gęstość wirującego Wszechświata Czarnodziurowego

Gęstość ( $\rho$ ) wirującego Wszechświata Czarnodziurowego wyznaczymy, wykorzystując otrzymane wcześniej wyrażenia

$$R = kr_s, \quad R \approx \frac{kc}{H}, \quad \kappa = \frac{8\pi G}{c^4}, \quad \rho_{\text{crit}} = \frac{3H^2}{8\pi G} = \frac{3H^2}{\kappa c^4} \quad [1, 2],$$

gdzie

$$r_s = \frac{2GM}{c^2},$$

$$M = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho,$$

( $\rho_{\text{crit}}$ ) oznacza gęstość krytyczną w teorii Wszechświata Friedmana [1, 2].

Finalnie otrzymujemy:

$$\rho = \frac{1}{k} \cdot \frac{3c^2}{8\pi G} \cdot \frac{1}{R^2} = \frac{1}{k} \cdot \frac{3}{c^2 \kappa R^2},$$

$$\rho \approx \frac{1}{k^3} \cdot \frac{3H^2}{8\pi G} = \frac{1}{k^3} \cdot \frac{3H^2}{\kappa c^4},$$

$$\rho \approx \frac{1}{k^3} \cdot \rho_{\text{crit}},$$

$$\rho_{\text{stat}} = 8 \cdot \rho_{\text{crit}}, \quad k_{\text{stat}} = 0,5,$$

gdzie

( $\rho_{\text{stat}}$ ) oznacza gęstość statycznego Wszechświata Czarnodziurowego.

W obliczeniach numerycznych można wykorzystać poniższe wartości:

$$H \approx 2,43 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1} \quad [1],$$

$$c \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1},$$

$$\kappa = \frac{8\pi G}{c^4} = 2,073 \cdot 10^{-43} \text{ s}^2 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{m}^{-1},$$

$$\rho_{\text{crit}} \approx 1,058 \cdot 10^{-26} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3} \quad [1],$$

$$\rho_{\text{F}} \approx 4,97 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3} \quad [1].$$

## 16. Prędkość kątowna w wirującym Wszechświecie Czarnodziurowym

Prędkość kątowną ( $\omega$ ) w wirującym Wszechświecie Czarnodziurowym

$$\omega = \frac{v}{R}$$

oszacujemy, wykorzystując relacje

$$0 < v < \sqrt{\frac{0,5}{\alpha + 0,5}} \cdot c, \quad R \approx \frac{\kappa c}{H}, \quad \frac{1}{2} < k < 1, \quad H = 2,43 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1} \quad [1].$$

W wyniku otrzymujemy

$$\omega < \sqrt{\frac{0,5}{\alpha + 0,5}} \cdot \frac{H}{k} = \sqrt{\frac{0,5}{\alpha + 0,5}} \cdot \frac{c}{R},$$

$$\sqrt{\frac{0,5}{\alpha + 0,5}} \cdot H < \omega < 2 \sqrt{\frac{0,5}{\alpha + 0,5}} \cdot H.$$

W szczególnym przypadku, gdy

$$k = 0,5 + \alpha \cdot \frac{v^2}{c^2 - v^2} = 0,7,$$

dostajemy

$$\alpha = 0,2, \quad \frac{v^2}{c^2 - v^2} = 1, \quad v^2 = \frac{1}{2} c^2, \quad v = \sqrt{\frac{1}{2}} c \approx 0,7 c, \quad R \approx \frac{0,7c}{H}.$$

Oznacza to, że

$$\boxed{\omega \approx H} \quad (H = 2,43 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1} \quad [1]).$$

### 17. Porównanie odpowiednich parametrów modeli Czarnodziurowego Wszechświata

Niech parametry  $k_{\text{wir}}$ ,  $R_{\text{wir}}$ ,  $\rho_{\text{wir}}$ ,  $\varepsilon_{\text{wir}}$ ,  $\delta R_{\text{wir}}$  będą odpowiednio współczynnikami w wyrażeniu na gęstość energii, promieniem, gęstością, gęstością energii oraz grubością otoczki antygravitacyjnej wirującego Wszechświata.

Niech parametry  $k_{\text{stat}}$ ,  $R_{\text{stat}}$ ,  $\rho_{\text{stat}}$ ,  $\varepsilon_{\text{stat}}$ ,  $\delta R_{\text{stat}}$  będą odpowiednio współczynnikami w wyrażeniu na gęstość energii, promieniem, gęstością, gęstością energii oraz grubością otoczki antygravitacyjnej statycznego Wszechświata.

Parametry te porównamy przy ustalonej masie czarnej dziury i założeniu, że  $v^2 = 0,5c^2$ . Mamy więc:

$$M = \text{const}, \quad c = \text{const}, \quad G = \text{const}, \quad r_s = \frac{GM}{c^2} = \text{const}, \quad k_{\text{wir}} = 7/10, \quad k_{\text{stat}} = 5/10.$$

W obu modelach  $R = kr_s$ . Stosunek promieni zatem wynosi:

$$\frac{R_{\text{wir}}}{R_{\text{stat}}} = \frac{k_{\text{wir}} r_s}{k_{\text{stat}} r_s} = \frac{k_{\text{wir}}}{k_{\text{stat}}} = \frac{0,7}{0,5} = 1,4.$$

W obu modelach  $\rho = M \left( \frac{4}{3} \pi R^3 \right)^{-1}$ . Stosunek gęstości jest więc dany jako:

$$\frac{\rho_{\text{wir}}}{\rho_{\text{stat}}} = \left( \frac{R_{\text{stat}}}{R_{\text{wir}}} \right)^3 = \left( \frac{k_{\text{stat}}}{k_{\text{wir}}} \right)^3 = (1,4)^{-3}.$$

W obu modelach stosunek gęstości energii wynosi:

$$\frac{\varepsilon_{\text{wir}}}{\varepsilon_{\text{stat}}} = \frac{0,5\rho_{\text{wir}} + 0,2\rho_{\text{vir}}}{0,5\rho_{\text{stat}}} = \frac{k_{\text{wir}}}{k_{\text{stat}}} \cdot \frac{\rho_{\text{wir}}}{\rho_{\text{stat}}} = \frac{k_{\text{wir}}}{k_{\text{stat}}} \cdot \left( \frac{k_{\text{stat}}}{k_{\text{wir}}} \right)^3 = \left( \frac{k_{\text{stat}}}{k_{\text{wir}}} \right)^2 = (1,4)^{-2}.$$

Stosunek grubości otoczek antygravitacyjnych dany jest przez:

$$\frac{\delta R_{\text{wir}}}{\delta R_{\text{stat}}} = \frac{0,3r_s}{0,5r_s} = 0,6.$$

W pracy [1] zostały obliczone wartości promienia i gęstości statycznego Wszechświata Czarnodziurowego przy założeniu, że stała Hubble'a wynosi  $H = 75 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$  [7].

$$R_{\text{stat}} \approx \frac{c}{2H} \approx 0,6 \cdot 10^{26} \text{ m} \approx 6,31 \text{ miliardów lat świetlnych}, \quad r_s \approx \frac{c}{H} \approx 1,2 \cdot 10^{26} \text{ m},$$

$$\rho_{\text{stat}} = 8,464 \cdot 10^{-26} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}.$$

W odległości od środka Ziemi w przybliżeniu równej

$$(r_0)_{\text{stat}} \approx 2,245 \cdot 10^{21} \text{ m} \approx 2,363 \cdot 10^5 \text{ lat świetlnych} = 236300 \text{ lat świetlnych}$$

pozerwienienie mierzone względem naszej planety zmienia znak z ujemnego na dodatni.

### 18. Stabilność modelu

Aby proponowany przeze mnie model był stabilny, to trzeba dodatkowo założyć, że składowa radialna przyspieszenia grawitacyjnego ( $a_{\text{graw}}^r$ ) wirującego Wszechświata Czarnodziurowego spełnia rolę składowej radialnej przyspieszenia dośrodkowego ( $a_{\text{dosr}}^r$ ).

Radialna składowa przyspieszenia grawitacyjnego swobodnego spadku [1]

$$a_{\text{graw}}^r = -\frac{c^2}{R^2} r$$

oraz radialna składowa przyspieszenia dośrodkowego

$$a_{\text{dosr}}^r = -\omega^2 r$$

spełniają warunek

$$a_{\text{graw}}^r = a_{\text{dosr}}^r,$$

gdy

$$\omega_{\text{stab}} = \frac{c}{R}.$$

Uwzględniając, że

$$R = kr_s, \quad 0,5 < k < 1,$$

otrzymujemy

$$\omega_{\text{stab}} = \frac{c}{kr_s}.$$

Poniżej rozpatrzmy możliwe przypadki dla ustalonego ( $k$ ).

Wszechświat wiruje, gdy

$$0,5 < k < 1.$$

Wirujący Wszechświat jest stabilny, gdy

$$\omega_{\text{stab}} = \frac{c}{kr_s}, \quad 0,5 < k < 1,$$

Wirujący Wszechświat jest niestabilny, gdy

$$0 < \omega < \omega_{\text{stab}} \quad \text{oraz} \quad \omega_{\text{stab}} < \omega < \frac{c}{r_s}$$

Z powyższego zestawienia wynika, że możliwe jest rozszerzenie przedstawionego modelu wirującego Wszechświata Czarnodziurowego, które pozwoli opisać wibracje wokół położenia

równowagi  $\omega_{\text{stab}} = \frac{c}{kr_s}$ .

### 19. Uwagi końcowe

Przy tej samej masie wirujący Wszechświat ma (w stosunku do statycznego) większy promień, mniejszą gęstość, mniejszą gęstość energii i mniejszą grubość powłoki antygravitacyjnej. Większa jest odległość od środka Ziemi, przy której poczerwienienie mierzone względem naszej planety zmienia znak z ujemnego na dodatni.

Gęstość energii kinetycznej wirującego Czarnodziurowego Wszechświata ( $\epsilon_k$ ) powinna być mniejsza od odpowiadającej mu gęstości energii spoczynkowej ( $\epsilon_0$ ).

$$\epsilon_k < \epsilon_0, \quad 0 < v^2 < \frac{0,5}{\alpha + 0,5} \cdot c^2.$$

Zauważono, że promień Schwarzschilda Czarnodziurowego Wszechświata w przybliżeniu wynosi:

$$r_s \approx \frac{c}{H}.$$

Wykazano, że wirujący Wszechświat Czarnodziurowy jest stabilny dla  $\omega_{\text{stab}} = \frac{c}{kr_s}$ . Uwzględnienie w proponowanym modelu procesów przemiany energii (w tym jej dyssypacji) pozwoli na opis możliwych wibracji wokół położenia równowagi  $\omega_{\text{stab}} = \frac{c}{kr_s}$ .

Jedynym parametrem obserwacyjnym w prezentowanej tu teorii jest stała Hubble'a, dla której przyjęliśmy wartość  $H = 75 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1} \approx 2,43 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1}$  [7].

Moment bezwładności "egzotycznej" kuli jest tensorem. Poświęćmy mu kolejną pracę.

Wykorzystanie tradycyjnej relacji dla gęstości energii spoczynkowej  $\epsilon_0 = \rho c^2$  nie opisuje czarnej dziury, a tym bardziej zjawiska antygravitacji.

### 20 Bardzo krótki szkic historyczny

George Gamow w 1946 [8] jako pierwszy zasugerował, że Wszechświat może wirować:

"Możemy zadać sobie pytanie, czy nie można założyć, że cała materia w widzialnym wszechświecie jest w stanie ogólnego obrotu wokół jakiegoś centrum położonego daleko poza zasięgiem naszych teleskopów?"

Kurt Gödel w 1949 [9] oraz w 1952 [10] znalazł rozwiązanie równań pola (ze stałą kosmologiczną ( $\lambda$ ) różną od zera)

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}r\bar{R} = -\kappa T_{\mu\nu} + \lambda g_{\mu\nu},$$

opisujące model wszechświata o stałym promieniu przestrzennym ( $R$ ), w którym materia wiruje wokół osi przechodzącej przez środek masy (osią obrotu jest prosta  $X^3$ ), rozwiązanie zostało podane w układzie wirującym wraz z materią [2].

$$ds^2 = -(dx^1)^2 + \frac{1}{2}e^{2bx^1}(dx^2)^2 - (dx^3)^2 + 2e^{bx^1}dx^2dx^4 + (dx^4)^2,$$

gdzie

$$ds^2 \geq 0, \quad x^4 = ct, \quad b = \frac{1}{R}, \quad R = \frac{1}{c\sqrt{\kappa\rho}}, \quad \lambda = \frac{1}{2R^2}, \quad T_{\mu\nu} = \rho v_\mu v_\nu,$$

$$v = (v^1, v^2, v^3, v^4) = (0, 0, 0, c), \quad v = (v_1, v_2, v_3, v_4) = (0, ce^{bx^1}, 0, c).$$

Dla porównania, w naszym modelu:

$$R_{\text{wir}} = \sqrt{\frac{3}{k}} \cdot \frac{1}{c\sqrt{\kappa\rho}}.$$

Metrykę Gödla zapiszemy również we współrzędnych cylindrycznych

$$x^1 = r \cos \varphi, \quad x^2 = r \sin \varphi, \quad x^3 = x^3, \quad x^4 = x^4.$$

$$ds^2 = -(\cos^2\varphi - \frac{1}{2}e^{2br\cos\varphi}\sin^2\varphi)dr^2 - r^2(\sin^2\varphi - \frac{1}{2}e^{2br\cos\varphi}\cos^2\varphi)d\varphi^2 - (dx^3)^2 + (dx^4)^2 + 2r\sin\varphi\cos\varphi(1 + \frac{1}{2}e^{2br\cos\varphi})drd\varphi + 2e^{br\cos\varphi}\sin\varphi drdx^4 + 2re^{br\cos\varphi}\cos\varphi d\varphi dx^4$$

Dla  $\varphi = 0$  oraz  $\varphi = 2\pi$

$$ds^2 = -dr^2 + \frac{1}{2}r^2e^{2br}d\varphi^2 - (dx^3)^2 + (dx^4)^2 + 2re^{br}d\varphi dx^4.$$

Po pełnym obrocie układu współrzędnych, przy ustalonym ( $r$ ), metryka pozostaje niezmienną.

Szczegółowy przegląd zagadnień dotyczących wirującego Wszechświata oraz analizę znanych modeli można znaleźć w [11, 12].



## Podziękowania

Dziękuję Rafałowi Rodziewiczowi za aktywne wspieranie moich badań dotyczących różnych właściwości modelu Czarnodziurowego Wszechświata.

## Cytowane prace

- [1] Z. Osiak: *Antygravitacja*. viXra:1804.0495 (2018), <http://viXra.org/abs/1804.0495>
- [2] Z. Osiak: *Ogólna Teoria Względności*. Self Publishing (2012), ISBN: 978-83-272-3515-2, <http://vixra.org/abs/1804.0178>
- [3] Zbigniew Osiak: *Szczególna Teoria Względności*. Self Publishing (2012), ISBN: 978-83-272-3464-3, <http://vixra.org/abs/1804.0179>
- [4] Z. Osiak: *Energy in Special Relativity*. Theoretical Physics **4**, 1 (March 2019) 22-25. <https://dx.doi.org/10.22606/tp.2019.41002>  
[oraz:] viXra: 1512.0449 (2015), <http://viXra.org/abs/1512.0449>
- [5] A. З. Петров: *Пространства Эйнштейна*. Физматгиз, Москва 1961.  
[Istnieje angielski przekład:]  
A. Z. Petrov: *Einstein Spaces*. Pergamon Press, Oxford 1969.
- [6] K. Schwarzschild: *Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie*. Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften **1**, 7 (1916) 189-196.  
[Istnieje angielski przekład:]  
<https://arxiv.org/abs/physics/9905030>
- [7] N. Jackson: *The Hubble Constant*. arXiv:0709.3924 [astro-ph]  
<https://arxiv.org/abs/0709.3924.pdf>
- [8] G. Gamow: *Rotating Universe?* Nature **158**, 4016 (September 13, 1946) 549-549.  
<https://www.nature.com/articles/158549a0.pdf?origin=ppub>
- [9] K. Gödel: *An Example of a New Type of Cosmological Solutions of Einstein's Field Equations of Gravitation*. Reviews of Modern Physics **21**, 3 (July, 1949) 447-450.  
<https://journals.aps.org/rmp/pdf/10.1103/RevModPhys.21.447>
- [10] K. Gödel: *Rotating Universes in General Relativity Theory*. Proceedings of the International Congress of Mathematicians. Edited by L. M. Graves et al.. Cambridge, Mass. **1** (1952) 175-181.
- [11] S. W. Hawking: *On the rotation of the universe*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **142** (1969) 129-141.  
<http://adsabs.harvard.edu/full/1969MNRAS.142..129H>
- [12] C. B. Collins, S. W. Hawking: *The rotation and distortion of the Universe*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **162** (1973) 307-320.  
<http://adsabs.harvard.edu/full/1973MNRAS.162..307C>