

# Przyszłość Wszechświata

Mariusz P. Dąbrowski

*Instytut Fizyki, Uniwersytet Szczeciński*

---

## Future of the universe

*Abstract:* According to the standard cosmological scenario, the universe began with a hot Big Bang. This was followed by numerous physical processes which have led to its current structure. The status of the current structure may, however, have interesting implications for the future evolution. We investigate possible options, bearing in mind the observational evidence for the accelerated expansion. For example, future singularities of the Big Rip and of the sudden type may be such options.

---

## 1. Wprowadzenie

Głównym zadaniem kosmologii jest badanie obecnej wielkoskalowej struktury Wszechświata jako następstwa procesów fizycznych zachodzących w nim w przeszłości. W szczególności dotyczy to teorii gorącego Wielkiego Wybuchu – stanu o ogromnej gęstości energii, w którym dominuje fizyka kwantowa zunifikowanych oddziaływań. Obecnie istnieje dość spójny scenariusz tego, co mogło się kolejno wydarzyć w przeszłości Wszechświata.

W kontekście współczesnych teorii unifikacji oddziaływań fundamentalnych, takich jak teoria superstrun i teoria M, pytanie o przeszłość Wszechświata może być jednak nieodłącznie związane z pytaniem o jego przyszłość, gdyż w tych teoriach istnieją symetrie zwane dualnościami [1], które mogą łączyć ze sobą te dwa odległe stany w zupełnie naturalny sposób. Dlatego wydaje się, że interesująca jest dyskusja możliwych scenariuszy ewolucji Wszechświata w przyszłości i zbadanie związków tych scenariuszy z tym, co wiemy o jego przeszłości.

## 2. Przeszłość Wszechświata – gorący Wielki Wybuch

Grawitacja, mimo że jest najsłabszym z oddziaływań fundamentalnych w przyrodzie, determinuje wielkoskalowy rozkład materii we Wszechświecie. Pozostałe oddziaływania: jądrowe słabe, jądrowe silne i elektromagnetyczne nie mają, jak się wydaje, znaczącego wpływu na ten rozkład w chwili obecnej. Oddziaływania jądrowe są krótkozasięgowe, natomiast oddziaływanie elektromagnetyczne nie ma znaczenia, ponieważ materia w dużej skali odległości jest elektrycznie obojętna. Wobec tego podstawowy opis ewolucji Wszechświata może być oparty na einsteinowskiej ogólnej teorii względności (OTW), w której przestrzeń staje się obiektem dynamicznym. Obecność materii jest odwzorowywana na własności geometryczne przestrzeni, która może ulegać deformacjom podobnie jak

kartka papieru przy zginaniu czy balon przy nadmuchiowaniu. Najbardziej spektakularnym potwierdzeniem dynamiki przestrzeni było odkrycie Edwina Hubble'a [2], który zmierzył przesunięcie ku czerwieni w widmach niedalekich galaktyk, co – interpretowane jako zjawisko Dopplera – sugerowało, że galaktyki te oddalają się od obserwatora na Ziemi. Zapisuje się to jako prawo Hubble'a w postaci

$$z = \frac{H_0}{c} D \quad (z \ll 1), \quad (1)$$

gdzie  $z$  – przesunięcie ku czerwieni widma obserwowanej galaktyki,  $c$  – prędkość światła,  $D$  – odległość galaktyki,  $H_0$  – parametr Hubble'a mierzony w chwili obserwacji galaktyki. Ponieważ  $c > 0$ , więc zmierzona przez Hubble'a dodatnia wartość  $H_0$  sugerowała rozszerzanie się Wszechświata.

Odkrycie Hubble'a stało się potwierdzeniem przewidywań teorii Einsteina sformułowanej przez niego w roku 1915, a dwa lata później użytej do konstrukcji pierwszego modelu kosmologicznego, znanego dziś pod nazwą statycznego wszechświata Einsteina [3]. Paradoksalnie model ten nie dopuszczał żadnej dynamiki przestrzeni i – jak szybko zauważył Friedman [4] – był tylko szczególnym przypadkiem ogólnej klasy modeli dynamicznych, znanych dzisiaj pod nazwą modeli kosmologicznych Friedmana (lub – by uznać wkład następców – modeli Friedmana–Lemaître'a–Robertsona–Walkera).

W kosmologii Friedmana najważniejszą wielkością staje się tzw. czynnik skali  $a(t)$  – funkcja czasu, która mówi nam, w jaki sposób zmieniają się odległości między obiektami we Wszechświecie. Jeśli czynnik skali jest stały, tak jak w statycznym wszechświecie Einsteina, to nie ma ewolucji, choć przestrzeń (ściślej: czasoprzestrzeń) ulega zakrzywieniu i geometrycznie można ją modelować nieskończenie długim cylindrem, którego oś symetrii jest równoległa do osi czasu.

Konstrukcja kosmologii Friedmana opiera się na założeniu, że we Wszechświecie nie ma ani wyróżnionych

punktów (jednorodność), ani kierunków (izotropia), i że podstawowe równania wynikające z teorii Einsteina mają postać (w jednostkach  $8\pi G = c = 1$ ,  $G$  – stała grawitacji Newtona)

$$\rho(t) = 3 \left( \frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{K}{a^2} \right), \quad (2)$$

$$p(t) = - \left( 2 \frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{K}{a^2} \right), \quad (3)$$

gdzie  $\rho$  oznacza gęstość energii materii,  $p$  – ciśnienie, a  $K = 0, \pm 1$  – indeks krzywizny przestrzennej (kropka oznacza pochodną względem czasu). Te dwa równania zawierają trzy nieznanne funkcje czasu  $a(t)$ ,  $p(t)$ ,  $\rho(t)$ . Aby je rozwiązać, zwykle dodaje się jeszcze równanie stanu materii, np. typu barotropowego

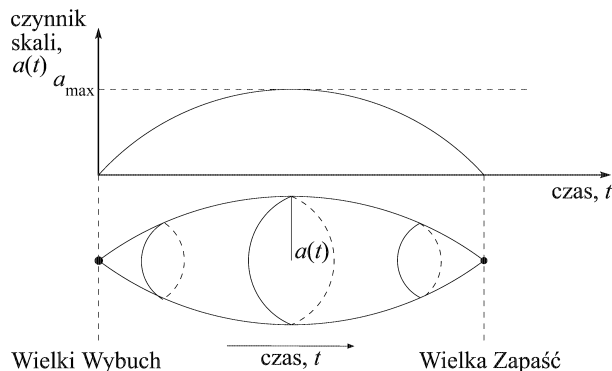
$$p(t) = w\rho(t), \quad (4)$$

gdzie  $w = \text{const}$  jest tzw. indeksem barotropowym, który poprzez swe różne wartości może opisywać różne formy materii we Wszechświecie (np. promieniowaniu elektromagnetycznemu odpowiada  $w = 1/3$ ). Dodatkowo, jako konsekwencja geometrycznej tożsamości Bianchiego, pojawia się równanie zachowania energii w postaci

$$\rho a^{3(w+1)} = \text{const}. \quad (5)$$

Równania (2)–(5) prowadzą do trzech podstawowych rozwiązań kosmologicznych Friedmana; każde z nich rozpoczyna się stanem osobliwym – Wielkim Wybuchem (ang. Big Bang), w którym zarówno gęstość energii jak i ciśnienie dążą do nieskończoności ( $\rho, p \rightarrow \infty$ ) przy czynniku skali dążącym do zera ( $a \rightarrow 0$ ), pod warunkiem, że  $w > -1$  w równaniu (5). Te trzy rozwiązania charakteryzowane są trzema różnymi indeksami krzywizny przestrzeni:  $K = +1, 0, -1$ , odpowiadającymi kolejno geometrii typu eliptycznego, parabolicznego i hiperbolicznego. Pierwsze z tych rozwiązań ( $K = +1$ ) opisuje sytuację, w której Wszechświat rozszerza się do pewnych maksymalnych rozmiarów (maksimum czynnika skali, minimum gęstości energii), a następnie kurczy, kończąc swoją ewolucję w drugim stanie osobliwym (gdzie  $\rho, p \rightarrow \infty$  dla  $a \rightarrow 0$ ) zwanym Wielką Zapaścią (ang. Big Crunch, czyli dosłownie Wielkie Zgniecenie). Pozostałe dwa rozwiązania ( $K = 0, -1$ ) opisują sytuację, w której Wszechświat nie kończy się drugim stanem osobliwym, lecz zamiast tego rozszerza się nieskończenie długo, dążąc do stanu o coraz mniejszej gęstości energii, który można nazwać asymptotyczną pustką ( $\rho, p \rightarrow 0$  dla  $a \rightarrow \infty$ ). W analogii z mechaniką newtonowską mamy tu do czynienia z sytuacjami, w których odpowiednio wyrzucamy z Ziemi kamień o energii kinetycznej nieprzewyższającej co do wartości bezwzględnej (ujemnej) grawitacyjnej energii potencjalnej ( $K = +1$ ), o energii kinetycznej równej energii potencjalnej ( $K = 0$ ) lub o energii kinetycznej większej ( $K = -1$ ) od energii potencjalnej. Tylko w pierwszym przypadku kamień powraca na Ziemię. Jego orbita jest kawałkiem elipsy i to, w zasadzie, odpowiada nazwie typu geometrii – eliptyczna. Geometrycznie, ewolucyjny

model Friedmana z  $K = +1$  może być przedstawiony jako cylinder gładko zdeformowany w taki sposób, że jego podstawę górną i dolną ściągnięto do dwóch różnych punktów (Wielki Wybuch i Wielka Zapaść), w związku z czym średnica okręgów, jakie tworzą taką bryłę, rośnie od zera do wartości maksymalnej, aby potem ponownie zmaleć do zera (rys. 1).



Rys. 1. Ewolucja zamkniętego przestrzenie ( $K = +1$ ) modelu wszechświata Friedmana zaczyna się Wielkim Wybuchem, a kończy Wielką Zapaścią. Czynniki skali rośnie od zera do wartości maksymalnej, a następnie znowu maleje do zera. W każdej chwili Wszechświat ma geometrię powierzchni sfery, reprezentowanej na tym uproszczonym rysunku przez zrzutowany okrąg.

Najistotniejszą cechą modeli Friedmana jest fakt, że w rozwiązaniach równań (2) i (3) musi pojawić się co najmniej jedna osobliwość (Wielki Wybuch), jeżeli będzie spełniony tzw. silny warunek energetyczny Hawkinga–Penrose’a:

$$\rho + 3p \geq 0, \quad \rho + p \geq 0. \quad (6)$$

Z równań (2) i (3) wynika, że

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{1}{6}(\rho + 3p), \quad (7)$$

co wraz z (6) daje

$$\ddot{a} \leq 0. \quad (8)$$

Nierówność (8) oznacza, że po spełnieniu silnego warunku energetycznego Wszechświat może tylko spowalniać tempo swojej ewolucji. Dzieje się tak, ponieważ wzór (7) uogólnia wyrażenie na siłę w mechanice newtonowskiej – tutaj oprócz gęstości energii wkład ma również ciśnienie, które, jeśli jest dodatnio określone, wzmacnia grawitacyjne przyciąganie.

Matematyczna konstrukcja modeli Friedmana z osobliwością początkową sugerującą, że na początku Wszechświat był nieskończenie gęsty, może być uzupełniona teraz aspektami fizycznymi opartymi na przekonujących dowodach, że Wszechświat był ponadto także gorący, z temperaturą sięgającą nieskończoności w chwili samego Wielkiego Wybuchu. Wśród wielu dowodów mających związek z osiągnięciami szeroko pojętej teorii cząstek elementarnych najbardziej spektakularne są dwa. Pierwszy to tzw.

pierwotna nukleosynteza, która sprowadza się do stwierdzenia, że obserwowana obfitość helu we Wszechświecie (24%) jest większa niż jego ilość, jaka mogła być wyprodukowana we wnętrzach gwiazd, wobec czego hel ten musiał powstać w procesie zachodzącym we wczesnej, gorącej fazie ewolucji Wszechświata [5]. Drugi to odkrycie mikrofalowego promieniowania relikowego (promieniowania tła) [6], które sugeruje, że w wystarczająco gęstym Wszechświecie w przeszłości fotony były w równowadze termodynamicznej z ładunkami. W pewnym momencie fotony odłączyły się, tworząc obserwowane obecnie tło o temperaturze odpowiadającej temperaturze promieniowania ciała doskonale czarnego  $T = 2,7$  K. Co istotniejsze, temperatura tła wykazuje niewielkie fluktuacje  $\delta T/T \approx \delta \varrho/\varrho \approx 10^{-5}$  wskazujące na to, że we Wszechświecie istniały niewielkie zaburzenia gęstości, które stały się podstawowymi „zarodkami” dla wytworzenia większych zaburzeń obserwowanych dzisiaj w postaci galaktyk i gromad galaktyk (por. s. 2–3 w tym zeszycie – red.).

Z powyższych rozważań pojawia się zatem stosunkowo klarowny obraz ewolucji Wszechświata. Na podstawie przesłanek matematycznych (teoria Einsteina i modele Friedmana) oraz fizycznych (pierwotna nukleosynteza i promieniowanie tła) wydaje się niemal niepodważalne, że przeszłość Wszechświata to ewolucja ze stanu o ogromnej gęstości i temperaturze, czyli od gorącego Wielkiego Wybuchu. Z kolei obraz teraźniejszości to spowalniana ( $\ddot{a} < 0$ ) ekspansja ( $\dot{a} > 0$ ) Wszechświata. Obraz przyszłości to dążenie albo do kolejnego stanu osobliwego (Wielkiej Zapadki), albo do stanu asymptotycznej pustki.

Przedstawiony tutaj obraz stał się niemal paradygmatem rozwiniętym począwszy od lat 30. do niemal końca lat 90. ubiegłego stulecia i może być odnaleziony w wielu podręcznikach kosmologii, np. w standardowym podręczniku Kolba i Turnera [7]. W dalszej części artykułu zajmujemy się jednak najnowszymi osiągnięciami kosmologii, które z punktu widzenia przedstawionego obrazu można uznać za rewolucyjne. Owa rewolucyjność dotyczyć będzie teraźniejszości oraz – w największym stopniu – przyszłości Wszechświata, na niej więc skupimy nasze rozważania.

### 3. Obserwacje supernowych – dominacja ciemnej energii i fantomu

Wspomniane w poprzednim rozdziale prawo Hubble’a (1) jest słuszne tylko dla bliskich galaktyk. Widać to bardzo wyraźnie, jeśli zapisać je w postaci  $H_0 D = cz \equiv v$ , gdzie  $v$  zinterpretujemy jako prędkość ucieczki galaktyki. Oczywiście związek ten nie ma sensu w ramach teorii Einsteina, bo przy  $z > 1$  prędkość ucieczki musiałaby przewyższać prędkość światła. Właściwy związek otrzymuje się, uwzględniając efekty zakrzywienia przestrzeni, a te nie ujawniają się dla małych przesunięć ku czerwieni  $z$  (co odpowiada bliskim galaktykom). Okazuje się, że w ramach teorii Einsteina samo przesunięcie ku czerwieni należy zdefiniować poprzez porównanie czynników skali w dwóch różnych epokach – w epoce obserwacji widma ( $a_0$ ) oraz w epoce emisji promieniowania docierającego do punktu obserwacji ( $a_e$ ), czyli  $1+z = a_0/a_e$ . Poza

tym, w następstwie ewolucji przestrzeni, zwykłą odległość  $D$  trzeba zastąpić odległością jasnościową  $D_L$ , która jest zdefiniowana w ten sposób, że strumień  $F$  promieniowania docierającego do obserwatora jest odwrotnie proporcjonalny do tej odległości, tak jakby była to zwykła odległość w płaskiej, euklidesowej przestrzeni, uwzględniająca jednak efekt związany z ewolucją przestrzeni:

$$F = \frac{L}{4\pi D_L^2}, \quad (9)$$

gdzie  $L$  jest jasnością źródła, natomiast

$$D_L \equiv (1+z)a_0 r, \quad (10)$$

przy czym  $r$  jest tutaj współrzędną radialną w opisie przestrzeni. Reasumując, dla dużych wartości  $z$  prawo Hubble’a (1) należy zastąpić uogólnionym prawem Hubble’a (wyprowadzonym po raz pierwszy przez Mattiga [8]), czyli formułą wiążącą obserwowaną jasność  $m$  galaktyki z jej rzeczywistą (absolutną) jasnością  $M$  w funkcji przesunięcia ku czerwieni  $z$  (ang. redshift–magnitude relation) i innych parametrów kosmologicznych charakteryzujących tempo ekspansji [9]:

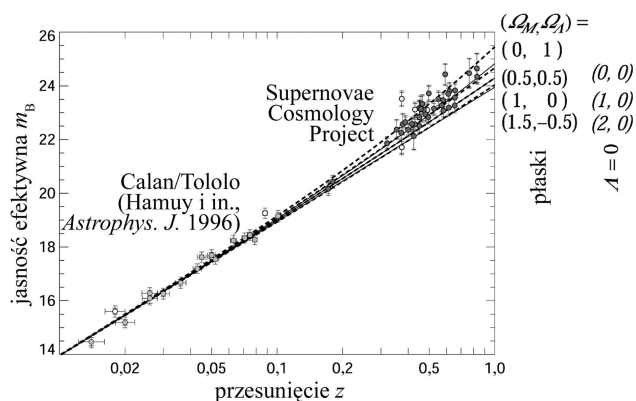
$$\begin{aligned} m - M = & 5 \log_{10}(cz) - 5 \log_{10} H_0 \left( \frac{5}{2} \log_{10} e \right) \\ & \times \left\{ (1 - q_0)z + \frac{1}{3} \left[ \frac{q_0}{2} \left( \frac{9}{2} q_0 + 5 \right) - j_0 - \frac{7}{4} - \Omega_{K0} \right] z^2 \right. \\ & \times \frac{1}{24} \left[ 2j_0(8q_0 + 5) - 2k_0 - q_0(7q_0^2 + 11q_0 + 23) + 25 \right. \\ & \left. \left. + 4\Omega_{K0}(2q_0 + 1) \right] z^3 + O(z^4) \right\}, \quad (11) \end{aligned}$$

gdzie parametr Hubble’a  $H = \dot{a}/a$ , parametr spowolnienia  $q = -\ddot{a}a/\dot{a}^2$ , parametr szarpnięcia (ang. jerk)  $j = \dddot{a}a^2/\dot{a}^3$ , parametr superszarpnięcia (ang. snap)  $k = -\dddot{a}a^3/\dot{a}^4$ , a parametr krzywizny  $\Omega_{K0} = K/(H_0^2 a_0^2)$ . Indeks 0 oznacza, że bierzemy wartości wymienionych wielkości w chwili obserwacji. We wzorze (11) celowo podaliśmy wyższe parametry charakteryzujące ekspansję  $j$  oraz  $k$ , które odegrają pewną rolę w dalszej dyskusji. Wracając do analogii z mechaniką Newtona, można powiedzieć, że kinematycznie  $H$  odgrywa rolę prędkości,  $q$  – przyspieszenia,  $j$  oraz  $k$  – superprzyspieszenia itd. Wielkości te umożliwiają określenie rodzaju ruchu, jakiemu globalnie podlega materia Wszechświata. Wzór (11) może być zastosowany do wyznaczenia wartości jednej z tych wielkości przy założeniu, że pozostałe z nich zmierzmy. Wartość parametru  $H$  możemy obliczyć ze wzoru (1) dla bliskich galaktyk, natomiast  $m$  oraz  $z$  można zmierzyć, obserwując galaktyki odległe. Pozostaje jednak problem wyznaczenia jasności absolutnej galaktyki  $M$ . Nie jest to wielkość bezpośrednio mierzalna, a zatem muszą być tu poczynione jakieś dodatkowe założenia. Właśnie to przez długie lata sprawiało kłopot obserwatorom i prowadziło do przekonania, że użycie uogólnionego prawa Hubble’a do wyznaczenia wielkości kinematycznych jest metodą niepewną. W szczególności dotyczyło to niepewności danych obserwacyjnych

dla obiektów astronomicznych o widmach wykazujących duże przesunięcie ku czerwieni.

Sytuacja zmieniła się radykalnie pod koniec lat czterdziestych ubiegłego stulecia. Dwie niezależnie pracujące grupy astronomów ze Stanów Zjednoczonych (Supernovae Cosmology Project i High-z Search Team [10]) wybrały do obserwacji szczególną klasę obiektów o określonej jasności absolutnej, kierując się założeniem, że jest ona niezależna od odległości od obserwatora na Ziemi. Innymi słowy założono, że obiekty te są takie same daleko i blisko. W astronomii klasę obiektów o tej własności nazywa się świecami standardowymi. W tym przypadku stały się nimi supernowe typu Ia.

Zespoły te niezależnie uzyskały zaskakujące wyniki. Analiza uogólnionego prawa Hubble’a (11) pokazała mianowicie, że parametr spowolnienia  $q_0$  jest ujemny (rys. 2),



Rys. 2. Uogólnione prawo Hubble’a dla friedmanowskich modeli Wszechświata. Standardowymi świecami są tu 42 odległe supernowe typu Ia. Z wykresu wywnioskowano, że najlepsze dopasowanie daje krzywa z parametrem spowolnienia  $q_0 = \Omega_M/2 - \Omega_\Lambda < 0$ , gdzie  $\Omega_M$  określa ilość zwykłej materii, natomiast  $\Omega_\Lambda$  – ciemną energię. Zatem  $\ddot{a} > 0$ , co sugeruje przyspieszone rozszerzanie się Wszechświata (za Perlmutter i in. (1999) [10]).

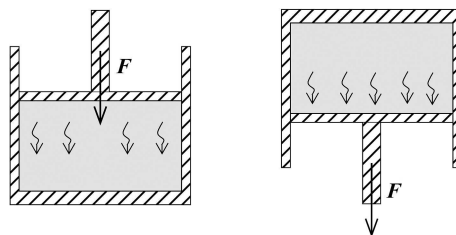
co oznacza, że ewolucja Wszechświata w chwili obecnej jest przyspieszona, czyli że

$$\ddot{a} > 0 \tag{12}$$

i wobec tego na mocy relacji (7) wnioskujemy o łamaniu silnego warunku energetycznego (6). Dla wielu badaczy był to najbardziej szokujący wynik współczesnej fizyki, bo łamanie silnego warunku energetycznego sugeruje, iż Wszechświat na obecnym etapie swej ewolucji musi być zdominowany przez materię, która daje ujemne ciśnienie efektywne. W prostszym ujęciu, na mocy równania (8) widzimy, że ujemne ciśnienie daje efektywną antygravitację. Okazuje się, że mimo iż ta materia nie świeci, to nie jest ona tym samym co tzw. ciemna materia, gdyż ciemna materia cechuje się tym, że ciśnienie przez nią wywierane jest w przybliżeniu równe zero (istnienie ciemnej materii wynika z rozważań dynamicznych dotyczących tzw. krzywej rotacji galaktyki [7]). Dla-

tego też dla materii powodującej przyspieszenie Wszechświata zaproponowano inną nazwę: ciemna energia. Nazwa ta ma także swoje uzasadnienie w proponowanej identyfikacji tej materii z określonymi polami w teorii cząstek elementarnych. Najprostszą propozycją jest identyfikacja ze zmieniającym się w czasie polem skalarnym, co również dało inną popularną nazwę dla tej materii – kwintesencja.

Wbrew pozorom, ujemne ciśnienie nie jest czymś niezwykłym w „normalnej” fizyce, niezwiązanej z żadną egzotyką teorii cząstek elementarnych czy też kosmologii. Ujemne ciśnienie pojawia się w sytuacji, gdy zamiast ścisnąć wodę, np. w strzykawce, będziemy ją delikatnie „rozciągać” (rys. 3). Przy zachowaniu stanu równowagi proces ten może prowadzić do dużego ujemnego ciśnienia. Efekt ten był badany już w roku 1850 przez Marcellina Berthelota, który osiągnął ciśnienie równe około minus 50 atm. Współczesny rekord ustanowił C. Austen Angell z Arizona State University, osiągając około minus 1400 atm, tj. wartość bliską minimum teoretycznemu, poniżej którego „rozciągnięta” woda się „rozrywa” [11]. Innym prostym przykładem z życia codziennego jest występowanie ujemnego ciśnienia w cienkich naczyniach włoskowatych prowadzących wodę z ziemi do wysokich partii roślin.



Rys. 3. Efekt ujemnego ciśnienia pojawi się wtedy, gdy zamiast ścisnąć płyn, będziemy go rozciągać

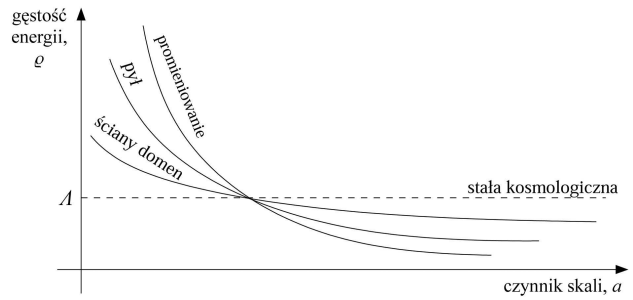
Dominacja materii o ujemnym ciśnieniu na bieżącym etapie ewolucji Wszechświata znana jest już od czasu powstania OTW. Jak wspomnieliśmy, pierwszy model kosmologiczny skonstruowany przez Einsteina wymagał takiej materii, aby otrzymać statyczny model Wszechświata. W teorii, w której istniało jedynie przyciąganie, należało wprowadzić czynnik, który dawałby efektywne odpychanie. Tym czynnikiem według Einsteina była (dodatnia) stała kosmologiczna  $\Lambda$ , która wprowadzała ciśnienie równe dokładnie gęstości energii z przeciwnym znakiem, tzn.  $p = -\rho = -\Lambda$ . Stała kosmologiczna została jednak odrzucona ze względu na odkrycie przez Hubble’a rozszerzania się Wszechświata i tym samym stwierdzenie nieadekwatności einsteinowskiego modelu statycznego. Współcześnie stała kosmologiczna mogłaby być zinterpretowana jako energia zerowa próżni kwantowej, ale obliczenia wykazują, że jest ona o wiele rzędów wielkości za duża w porównaniu z wielkością obserwowaną [12].

Okazuje się jednak, że zbyt pochopne odrzucenie stałej kosmologicznej niekoniecznie podyktowane było prze-

słankami fizycznymi. Otóż już w latach osiemdziesiątych ubiegłego stulecia zastosowanie teorii unifikacji oddziaływań fundamentalnych wraz z mechanizmem spontanicznego naruszenia symetrii prowadziło do wniosku, że we Wszechświecie może znajdować się pewna frakcja materii dającej ujemne ciśnienie efektywne, powstała w wyniku przejścia fazowego Wszechświata ze stanu o większej symetrii do stanu o symetrii mniejszej. Ścisłej biorąc, chodzi tu o przejście ze stanu, w którym zunifikowanych było więcej typów oddziaływań, do stanu, w którym zunifikowana była ich mniejsza liczba (np. przejście od teorii zunifikowanych oddziaływań elektrosłabosilnych jako połączenia oddziaływań elektromagnetycznych, słabych i silnych do elektrosłabych). Podobnie jak w teorii ciała stałego, przy przejściu fazowym we Wszechświecie mogły pojawiać się defekty topologiczne, np. struny kosmiczne, ściany domen i monopole [13]. Te ostatnie wywierają zerowe ciśnienie efektywne, natomiast pierwsze dwa dają ciśnienie ujemne. W szczególności struny kosmiczne mają indeks barotropowy  $w = -1/3$  i są na granicy silnego warunku energetycznego (6), a ściany domen dają indeks barotropowy  $w = -2/3$  i łamią (podobnie jak stała kosmologiczna) ten warunek. Ściany domen, struny kosmiczne i monopole są niczym innym jak próżnią starej, bardziej symetrycznej fazy, uwięzioną między nową, mniej symetryczną próżnią nowej fazy. W pewnym uproszczeniu można powiedzieć, że defekty topologiczne to uwięziona, zmieniająca się w czasie stała kosmologiczna Einsteina.

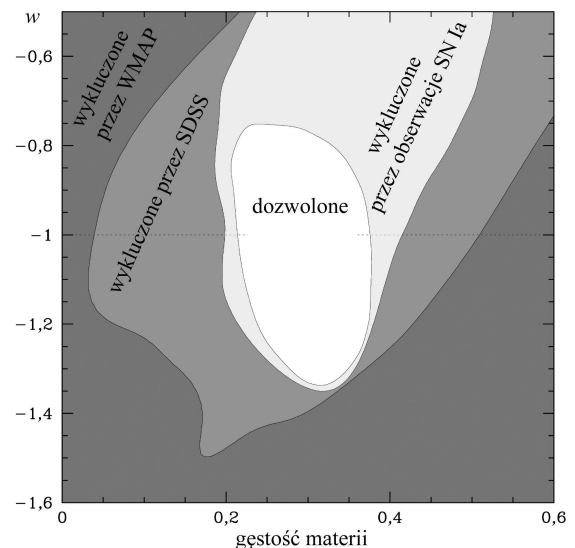
Jak pokazały pierwsze wyniki obserwacji supernowych [10], najlepsze dopasowanie obserwacji do przewidywań teoretycznych uogólnionego prawa Hubble’a dawały ściany domen. Niewykluczona też pozostawała możliwość, że za rozszerzanie się Wszechświata jest odpowiedzialna stała kosmologiczna. Interesujące jest przy tym, że stała kosmologiczna, jak wskazuje sama nazwa, jest przez cały czas ewolucji Wszechświata wielkością stałą. Wynika z tego następujące kosmologiczne twierdzenie o braku struktury (ang. no-hair theorem, dosłownie: o braku włosów). Mówi ono, że jeżeli w równaniu zachowania energii (5) indeks barotropowy  $w \geq -1$ , to nawet jeśli we Wszechświecie istnieją dowolne inne formy materii, które spełniają to równanie (np. promieniowanie z  $w = 1/3$ , ale też ściany domen z  $w = -2/3$ ), to formy te wraz ze wzrostem rozmiarów Wszechświata mierzonym czynnikiem skali  $a(t)$  będą ulegały rozrzedzeniu do praktycznie zerowej gęstości i nie będą w stanie w przyszłości wpływać na ewolucję Wszechświata (rys. 4). Innymi słowy, dominującym czynnikiem we Wszechświecie stanie się stała kosmologiczna, a Wszechświat będzie dążył do stanu asymptotycznej pustki, chociaż teraz (w odróżnieniu od sytuacji w trzech standardowych modelach Friedmana opisywanych w rozdz. 2)  $\Lambda = \rho = -p \approx 0$  dla  $a \rightarrow \infty$ . Rozszerzanie się wraz z początkiem dominacji stałej kosmologicznej stanie się przyspieszone ( $\ddot{a} > 0$ ) i będzie się cechowało stałą wartością parametru spowolnienia  $q_0 = -1$ .

Wydaje się jednak, że Wszechświat wcale nie zwraca uwagi na to, jakie mamy na jego temat wyobrażenie, czego dowiodły najnowsze dane obserwacyjne superno-



Rys. 4. Kosmologiczne twierdzenie o „braku włosów”. Dla modeli Friedmana z  $w > -1$  gęstość energii związana ze stałą kosmologiczną zdominuje Wszechświat w dalekiej przyszłości.

wych w połączeniu z danymi dotyczącymi wielkoskalowego rozkładu materii oraz z danymi z obserwacji promieniowania reliktoowego z lat 2003–04 [14]. Wyniki te są jeszcze bardziej zaskakujące i łamią wszelkie nasze intuicyjne bariery dotyczące możliwości dopuszczenia ujemnego ciśnienia efektywnego we Wszechświecie (rys. 5).



Rys. 5. Oszacowanie dotyczące równania stanu ciemnej energii, wykonane na podstawie trzech testów obserwacyjnych: SN Ia (supernowe typu Ia), SDSS (obserwacje wielkoskalowego rozkładu galaktyk), WMAP (anizotropie mikrofalowego promieniowania tła). Widać wyraźnie, że z dużym poziomem ufności ciemna energia może być fantomem z superujemnym ciśnieniem  $p < -\rho$  (za [14]).

Dane te z dużym poziomem ufności pokazują bowiem, że Wszechświat przyspiesza jeszcze bardziej, „niż byśmy sobie tego życzyli”, tzn. jest dzisiaj zdominowany przez materię o superujemnym ciśnieniu

$$p < -\rho, \quad \text{czyli} \quad w < -1, \quad (13)$$

tw. fantom [15]. Gdy już przyzwyczailiśmy się do ujemnego ciśnienia, to na pierwszy rzut oka fantom wygląda całkiem niegroźnie. Jednak głębsza analiza poka-

zuje, że materia fantomowa może przeczyć wszelkim zasadom „rozsądnej” fizyki. W kategoriach wspomnianych już warunków energetycznych okazuje się bowiem, że wszystkie pozostałe warunki (zerowy:  $\rho + p \geq 0$ ; słaby:  $\rho + p \geq 0$ ,  $\rho \geq 0$ ; dominacji energii:  $|p| \leq \rho$ ,  $\rho \geq 0$ ) mogą nie być spełnione. Złamanie tych warunków ma swoje konsekwencje dla twierdzeń teoretycznych dotyczących dodatniości masy, termodynamiki czarnych dziur czy też hipotezy kosmicznego cenzora. Dlatego też spora grupa kosmologów po prostu ignoruje tę część wykresu obserwacyjnego, która dopuszcza  $w < -1$ .

Wydaje się, że problemem teoretycznym najtrudniejszym do pokonania jest fakt, że materia fantomowa może prowadzić do klasycznych i kwantowych niestabilności, stanów z ujemną normą itp. Innymi słowy, staje się ona ogromnym wyzwaniem dla fizyków teoretyków, gdyż to obserwacje, a nie teoria wskazują, że taka materia może istnieć [16].

Nazwę „fantom” zaproponował Robert Caldwell [15], a jej inspiracją był film *Gwiezdne wojny*. Najprostszym modelem fantomu jest pole skalarne  $\phi$ , które ma ujemną energię kinetyczną. Przyjmując odpowiedni lagranżjan dla tego pola, otrzymamy gęstość energii i ciśnienie

$$\rho = \pm \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi), \quad (14)$$

$$p = \pm \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 - V(\phi), \quad (15)$$

gdzie znak plus dotyczy nefantomowej ciemnej energii ( $p > -\rho$ ), minus – fantomu, a  $V(\phi)$  oznacza potencjał pola  $\phi$ . Ze związków (14) oraz (15) łatwo wynika niespełnianie zerowego warunku energetycznego ( $\rho + p = -\dot{\phi}^2 < 0$ ) dla fantomu. Okazuje się, że fantom może się pojawić w wielu znanych teoriach, takich jak teoria superstrun i teoria M, w teorii Bransa–Dicke’a dla  $w < -3/2$ , w modelach z nieminimalnym sprzężeniem grawitacji z polem skalarnym, w modelach z lepkością itp.

Reasumując, obserwacje supernowych typu Ia wraz z obserwacjami wielkoskalowego rozkładu galaktyk oraz relikтового promieniowania tła całkowicie zrewolucjonizowały nasze wyobrażenie o obecnej ewolucji Wszechświata, która jest zdominowana przez materię o ujemnym ciśnieniu, zwaną ciemną energią. Z kolei ciemna energia może mieć bardziej drastyczną formę, niż tego oczekujemy, wskutek czego sensowne staje się pytanie o scenariusze przyszłej ewolucji Wszechświata bardziej egzotyczne niż przyjmowane do tej pory. Zajmiemy się tym w następnym rozdziale.

#### 4. Przyszłość Wszechświata: asymptotyczna pustka, Wielkie Rozerwanie czy nagła osobliwość ciśnienia?

Jak wspomnieliśmy, podstawowym scenariuszem przyszłej ewolucji Wszechświata zgodnym z pierwszymi obserwacjami supernowych jest dążenie do stanu asymptotycznej pustki. Jednakże obecność superujemnego ciśnienia fantomu może doprowadzić do innego stanu końcowego Wszechświata, bo to już nie stała kosmologiczna,

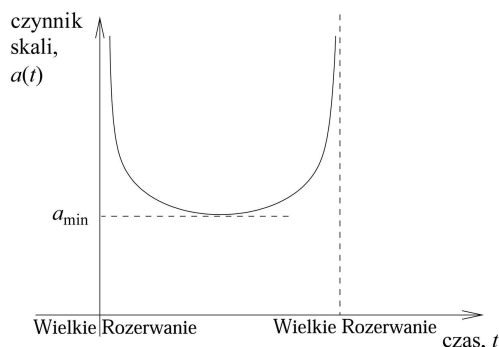
a fantom znacznie dominować w przyszłości (kosmologiczne twierdzenie o braku struktury nie stosuje się do materii z  $w < -1$ ). Jak się okazuje, istnieją jeszcze bardziej egzotyczne stany końcowe, które tu omówimy, choć możliwość ich wystąpienia wymaga poważniejszego potwierdzenia obserwacyjnego.

Zacniemy od fantomu. Z prawa zachowania (5) dla nefantomowej materii ( $w > -1$ ) wynika, że wzrostowi gęstości energii we Wszechświecie towarzyszy zmniejszanie się odległości między cząstkami, reprezentowanej przez czynnik skali  $a(t)$ . Dla fantomu sytuacja przedstawia się jednak inaczej. Jeśli  $w < -1$ , to prawo zachowania przyjmuje postać

$$\rho = \text{const} \cdot a^{3(w+1)}, \quad (16)$$

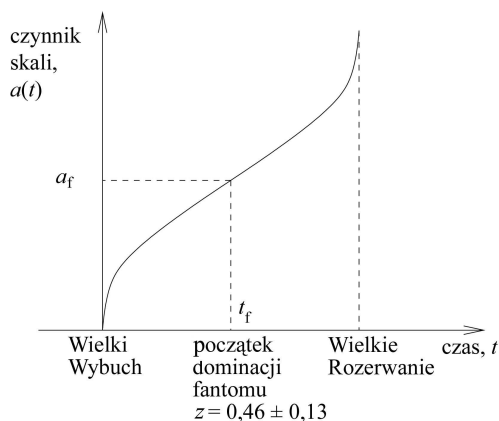
skąd łatwo zauważyć, że w przypadku dominacji fantomu wzrostowi gęstości energii towarzyszy wzrost odległości między cząstkami we Wszechświecie. Innymi słowy, im Wszechświat staje się większy, tym staje się też gęstszy: gęstość energii i ciśnienie dążą do nieskończoności ( $\rho, p \rightarrow \infty$ ) przy czynniku skali także dążącym do nieskończoności ( $a \rightarrow \infty$ ). W dalekiej przyszłości może zatem pojawić się nierozważany dotychczas scenariusz ewolucji Wszechświata, w którym cała materia zostanie „rozerwana na strzępy”. Jest to stan osobliwy, który został nazwany Wielkim Rozerwaniem (ang. Big Rip). W przeciwieństwie do scenariusza grawitacyjnego skupiania się materii, to wielkie rozrywanie rozpocznie się w dużej skali kosmicznej, a skończy w skali małej. Oznacza to, że najpierw zostaną rozerwane gromady galaktyk, potem kolejno galaktyki, układy planetarne, planety, a na końcu mniejsze struktury, takie jak cząsteczki, atomy i jądra atomowe.

Obecność fantomu znacznie wzbogaca możliwości różnego rodzaju typów ewolucji Wszechświata, np. Wszechświat rozpoczynający się Wielkim Rozerwaniem, kurczący się do pewnego minimum, a następnie znowu rozszerzający się do ponownego stanu Wielkiego Rozerwania (rys. 6). Taki scenariusz to odpowiednik standardowej ewolucji rozpoczynającej się Wielkim Wybuchem i kończącej się Wielką Zapaścią. Jednakże, jak wspomnieliśmy na początku artykułu, w takim scenariuszu trudno



Rys. 6. Ewolucja friedmanowskiego wszechświata od Wielkiego Rozerwania do minimum i ponownie do Wielkiego Rozerwania. Jest to sytuacja dualna do ewolucji między Wielkim Wybuchem a Wielką Zapaścią, pokazanej na rys. 1.

byłoby wyjaśnić mechanizm pierwotnej nukleosyntezy, promieniowania tła czy też generacji zaburzeń. A zatem scenariuszem najbardziej pożądanym, a zarazem zgodnym z obserwowaną obecnie dominacją materii o ujemnym ciśnieniu, jest scenariusz ewolucji Wszechświata, w którym ewolucja rozpoczyna się Wielkim Wybuchem (zdominowanym przez materię o ciśnieniu dodatnim lub niewielkim ujemnym), a kończy Wielkim Rozerwaniem (zdominowanym przez materię fantomową, rys. 7). Scenariusz taki ma wielkie wsparcie obserwacyjne w najświeższych danych z supernowych, dla których oszacowano parametr szarpnięcia  $j_0$  jako dodatni [14]. Dodatniość  $j_0$  świadczy o tym, że przejście Wszechświata od epoki dominacji materii o dodatnim ciśnieniu do epoki dominacji materii o ciśnieniu ujemnym nastąpiło stosunkowo niedawno – wydarzyło się to dla przesunięcia ku czerwieni w widmach galaktyk  $z = 0,46 \pm 0,13$  [14].



Rys. 7. Ewolucja friedmanowskiego wszechświata od Wielkiego Wybuchu poprzez punkt przegięcia, w którym rozpoczyna się dominacja fantomu, aż do Wielkiego Rozerwania. Ten model najlepiej odpowiada danym obserwacyjnym wraz ze wszystkimi osiągnięciami scenariusza gorącego Wielkiego Wybuchu.

Wspomniano powyżej o analogii między ewolucją Wszechświata od Wielkiego Wybuchu do Wielkiej Zapaści oraz ewolucją od Wielkiego Rozerwania do Wielkiego Rozerwania. Niektórzy autorzy nazywają drugie Wielkie Rozerwanie, dla odróżnienia, anty-Wielkim Rozerwaniem, co wcale nie musi być uzasadnione. Formalnie bowiem Wielka Zapaść w istocie jest ze względu na wielkości  $a$ ,  $\rho$  oraz  $p$  tym samym typem stanu, co Wielki Wybuch, jeśli nie uwzględniać zależności tych wielkości od klasycznego parametru czasowego  $t$ . Ta analogia jest najbardziej oczywista na poziomie kosmologii kwantowej, w której nie występuje pojęcie klasycznego czasu [17]. Te zagadnienia, jakkolwiek fascynujące, pozostawimy jednak do odrębnej analizy. Okazuje się natomiast, że istnieje niesłychanie interesująca własność modeli kosmologicznych zdominowanych przez materię o dodatnim lub lekko ujemnym ciśnieniu  $-\rho < p$  w odniesieniu do modeli zdominowanych przez fantom. Własność tę nazywamy *dualnością*

fantomową [18]. Dualność ta jest matematycznym odwzorowaniem jednych modeli na drugie, w najprostszym przypadku – czynnika skali na jego odwrotność, tzn.

$$a(t) \leftrightarrow \frac{1}{a(t)}.$$

Mówiąc prościej, dualność pozwala na odwzorowanie „dużego” Wszechświata na „mały” i odwrotnie. Dualność tego typu, po raz pierwszy odkryta w modelach kosmologicznych inspirowanych teorią superstrun w kontekście tzw. scenariusza przed Wielkim Wybuchem (ang. pre-Big-Bang), który stworzyli Maurizio Gasperini i Gabriele Veneziano [19], zwana jest *dualnością czynnika skali* [20]. W teorii superstrun pojawia się ona w sposób naturalny. Wykazano, że wszystkie efektywne teorie superstrun są ze sobą powiązane przez ogólne symetrie dualności, za pomocą których można przekształcać jedne z nich w drugie (np. granicę silnego sprzężenia jednej teorii można przekształcić w granicę słabego sprzężenia innej). Doprowadziło to do przekonania, że teorie superstrun są szczególnymi przypadkami jakiejś ogólniejszej teorii, którą nazwano prowizorycznie teorią M. Bliżej z tymi zagadnieniami Czytelnik może się zapoznać w niedawno opublikowanej pracy przeglądowej [21]. W naszym kontekście kosmologicznym może to oznaczać, iż istnieje pewien naturalny związek między mikro- a makroświatem, uwidaczniający się poprzez jedność praw przyrody opisujących oba te światy.

W każdym razie wydaje się, że dualność fantomowa ma znakomitą analogię w dualności czynnika skali, a tym samym, być może, w dualnościach teorii superstrunowych. Na uwagę zasługuje fakt, że granicą między „obszarami dualnymi” jest stała kosmologiczna Einsteina  $p = -\rho = -\Lambda$ . Reasumując, jeśli wierzymy najnowszym danym obserwacyjnym [14], to najbardziej prawdopodobnym końcowym etapem ewolucji Wszechświata będzie Wielkie Rozerwanie, czyli rozpad wszystkich struktur związanych, jakie utworzyły się w kosmosie pod wpływem wszelkich tyków oddziaływań.

Zajmiemy się teraz innymi, mniej lub bardziej dramatycznymi możliwościami przyszłego stanu Wszechświata. Interesujące jest, że Wielkie Rozerwanie może pojawić się w przyszłości Wszechświata po skończonym czasie (ewolucja do stanu asymptotycznej pustki następuje po czasie nieskończonym). Czy w określonej chwili przyszłości może zaistnieć sytuacja nieco bardziej egzotyczna od wspomnianej? Zbadamy taką możliwość.

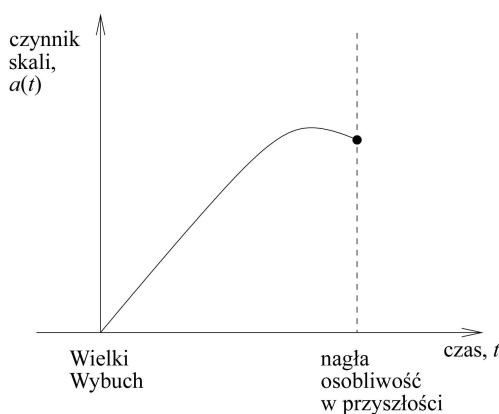
Jak wspomnieliśmy w rozdz. 2, układ równań kosmologii Friedmana (2)–(3) zwykle rozwiązuje się przy założeniu spełnienia równania stanu (4). Założenia tego wcale jednak nie wymagają żadne fundamentalne zasady fizyki. Innymi słowy, zamiast najpierw związać ze sobą gęstość energii i ciśnienie, a potem uzyskać zależność czasową czynnika skali, rozpoczniemy procedurę odwrotną. Najpierw zatem założymy konkretną postać czynnika skali, a następnie, być może, uda nam się znaleźć równanie stanu odpowiadające materii będącej przyczyną konkretnej ewolucji Wszechświata. Zauważmy, że w gruncie rzeczy rów-

nanie stanu wiąże ze sobą ściśle gęstość energii i ciśnienie. Innymi słowy, jeśli gęstość energii dąży do nieskończoności, to również powinno do niej dążyć ciśnienie. Jednakże rezygnacja z równania stanu pozwala na niezależną ewolucję tych dwóch wielkości i fakt ten wykorzystamy w naszych dalszych rozważaniach.

Wybierając czynnik skali w postaci

$$a(t) = A + (a_s - A) \left( \frac{t}{t_s} \right)^m - A \left( 1 - \frac{t}{t_s} \right)^n, \quad (18)$$

gdzie  $A = \text{const}$  oraz  $1 < n < 2$ ,  $0 < m \leq 1$ , łatwo zauważamy, że ewolucja Wszechświata zaczyna się Wielkim Wybuchem w chwili  $t = 0$ , gdzie  $a(t) \rightarrow 0$  oraz  $\rho, p \rightarrow \infty$ . Istnieje jednakże chwila  $t = t_s$ , dla której zarówno czynnik skali  $a(t_s) = a_s$ , jak i jego pierwsza pochodna  $\dot{a}(t_s)$ , a zatem również gęstość energii  $\rho_s = \rho(t_s)$  (patrz równanie (2)) są skończone, natomiast druga pochodna czynnika skali  $\ddot{a}(t_s)$  i co za tym idzie ciśnienie  $p_s = p(t_s)$  dążą do nieskończoności (rys. 8). Reasumując, pojawia się nowy stan Wszechświata w przyszłości – **o s o b l i w o ść c i ę n i e n i a** przy skończonych wartościach czynnika skali i gęstości energii [22]. Ze względu na swój szczególny charakter stan ten został nazwany nagłą osobliwością w przyszłości (ang. sudden future singularity). Jak się okazuje, łamie ona tylko jeden ze znanych warunków energetycznych Hawkinga–Penrose’a. Chodzi tu o warunek dominacji energii, który mówi, że gęstość energii musi być większa od ciśnienia,  $|p| \leq \rho$ .



Rys. 8. Ewolucja friedmanowskiego wszechświata od Wielkiego Wybuchu do nagłej osobliwości w przyszłości, w której ciśnienie staje się nieskończone, podczas gdy czynnik skali oraz gęstość energii mają wartości skończone

Nie wdając się w dalsze szczegóły, wspomnimy, że można skonstruować uogólnioną nagłą osobliwość w przyszłości, która będzie związana z rozbieżnością pochodnych czynnika skali  $a(t)$  wyższego rzędu niż drugi [23]. Wówczas, co jest zadziwiające, nie będzie łamany żaden warunek energetyczny Hawkinga–Penrose’a. Rozbieżności te jednak są świetnie weryfikowane obserwacyjnie poprzez zauważalną tendencję do nieskończonego wzrostu parametrów wyższego rzędu, takich jak  $j$  oraz  $k$  itd., wymienionych w rozdz. 3 [24].

Pozostaje pytanie o bliższą charakterystykę nagłych osobliwości w przyszłości. Otóż w OTW samo pojęcie osobliwości ma bardzo subtelną definicję. Najogólniej rzecz biorąc, osobliwość jest charakteryzowana w ten sposób, że nie można poza nią przedłużyć do nieskończoności tzw. parametru afinicznego, który można po prostu związać z czasem własnym obserwatora. Mówimy wówczas o geodezyjnej niekompletności danej czasoprzestrzeni, sugerującej wystąpienie osobliwości, czyli sytuacji, w której zastosowanie OTW zawodzi. Powiada się czasem, że „osobliwości to sytuacje, w których teoria Einsteina sama wyznacza swój kres”.

Okazuje się, że rozbieżność samego tylko ciśnienia w nagłych osobliwościach ma swoje istotne konsekwencje. Otóż ruch cząstek w czasoprzestrzeni opisywany jest równaniami linii geodezyjnych („najprostszycy” w zakrzywionej przestrzeni), natomiast relacje między sąsiadującymi geodezyjnymi opisywane są równaniami ich odchylenia. Zaskakujące jest, że pierwsze z tych równań zupełnie nie są czułe na nagłe osobliwości, a drugie je odczuwają, bo właśnie w nich pojawiają się drugie pochodne czynnika skali jako element odpowiednich tensorów związanych z krzywizną przestrzeni. Występowanie nieskończonych wartości drugiej pochodnej czynnika skali w równaniach odchylenia geodezyjnych odpowiada występowaniu nieskończonych wartości sił pływowych działających na grupę cząstek tworzących zespół, w którym każda cząstka znajduje się na pojedynczej geodezyjnej. Innymi słowy, pojedyncza cząstka poruszająca się wzdłuż dowolnej geodezyjnej wcale nie będzie czuła nagłej osobliwości (nie ma geodezyjnej niekompletności), natomiast zespół cząstek będzie ją czuł, chociaż w „słaby” sposób (tzw. słaba osobliwość [25]). Na przykład, może występować istotna różnica między ruchem cząstki elementarnej traktowanej jako punkt a ruchem cząstki elementarnej traktowanej jako obiekt rozciągnięty, taki jak struna fundamentalna będąca podstawowym obiektem w teorii superstrun. Zarówno jednak cząstki punktowe, jak i struny mogą przejść przez nagłą osobliwość w przyszłości [26].

Współczesne teorie grawitacji czerpiące z idei unifikacji oddziaływań fundamentalnych dopuszczają jeszcze inne możliwe stany w przyszłości Wszechświata. Na uwagę zasługują tu dwa stany nazywane czasem osobliwościami typu III i typu IV [27]. Pierwszy z nich polega na tym, że gęstość energii i ciśnienie będą dążyły do nieskończoności, a czynnik skali pozostanie skończony. Drugi z nich polega na tym, że gęstość energii i ciśnienie dążą do zera przy skończonym czynniku skali. Innymi słowy, rozmiar Wszechświata w tych osobliwościach pozostanie skończony, ale panujące w nich ciśnienie i gęstość energii będą albo nieskończenie duże, albo równe zero.

## 5. Krótkie podsumowanie

Jak wynika z przedstawionych rozważań, dane obserwacyjne supernowych typu Ia obaliły nasz pogląd na możliwość występowania we Wszechświecie wyłącznie materii, jaką znamy, tj. materii o zerowym lub dodatnim ci-



śnieniu. Okazało się, że dzisiejszy Wszechświat jest zdominowany przez ciemną energię o ciśnieniu nieznacznie ujemnym (kwintesencja) lub superujemnym (fantom). Dominacja materii o superujemnym ciśnieniu pozwala postawić nowe hipotezy dotyczące przyszłej ewolucji Wszechświata, które mogą być o wiele bardziej drastyczne niż rozważane do tej pory. W szczególności takie rozważane zwykle przyszłe stany Wszechświata, jak asymptotyczna pustka (związana z nieskończone długim rozszerzaniem się Wszechświata lub dominacją stałej kosmologicznej) oraz Wielka Zapaść, mogą być zastąpione przez stany bardziej egzotyczne, takie jak Wielkie Rozerwanie czy też nagła osobliwość w przyszłości.

W kontekście wspomnianych już dualności fantomowych oraz strunowych na zakończenie warto również zrobić dygresję o niezależnie rozwijających się ideach dotyczących początku Wszechświata, wywodzących się z burzliwego rozwoju teorii unifikacyjnych w fizyce i reprezentowanych przez teorię superstrun. Podstawowym scenariuszem pojawiającym się w tym kontekście stał się scenariusz kosmologii przed Wielkim Wybuchem (lub inaczej preistniejącego Wszechświata) [19], który zakłada, że niektóre procesy fizyczne wczesnego Wszechświata zachodziły formalnie przed stanem o nieskończonej gęstości energii, a sam ten stan mógł być „wygładzony” przez pełną (jeszcze nieznaną) teorię unifikacji czterech oddziaływań fundamentalnych (teorię M). Innym scenariuszem opartym na teorii M jest scenariusz zderzających się membran w kosmologii ekpirotycznej lub cyklicznej [28]. (Model ekpirotyczny – od grec. *ekpyrosis*, pożar, pożoga – zakłada, że istniejący Wszechświat powstał w wyniku zderzenia dwóch 3-wymiarowych światów – bran – w przestrzeni z dodatkowym, czwartym wymiarem. Model cykliczny jest rozszerzeniem modelu ekpirotycznego). Głębsze rozważania na ten temat, związany zresztą w znacznym stopniu z tematem niniejszego artykułu, mogą być przedmiotem osobnej pracy i nie zostaną tu przedstawione. Czytelnika odsyłamy do niedawnego artykułu popularnego [21], którego autorem jest Gabriele Veneziano.

## Literatura

- [1] J. Polchinski, *String Theory* (Cambridge University Press, Cambridge 1998).

- [2] E. Hubble, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **15**, 168 (1929).  
 [3] A. Einstein, *Preuss. Akad. Wiss. Berlin, Sitzber.* 142 (1917).  
 [4] A. Friedman, *Z. Phys.* **10**, 377 (1922).  
 [5] G. Gamow, *Phys. Rev.* **70**, 572 (1946).  
 [6] A.A. Penzias, R.W. Wilson, *Astrophys. J.* **142**, 419 (1965).  
 [7] E.W. Kolb, M.S. Turner, *The Early Universe* (Addison-Wesley, Redwood City, California 1990).  
 [8] W. von Mattig, *Astron. Nachr.* **284**, 109 (1958).  
 [9] U. Alam, V. Sahni, T.D. Saini, A.A. Starobinsky, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **344**, 1057 (2003); R.R. Caldwell, M. Kamionkowski, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **JCAP09**, 009 (2004); M.P. Dąbrowski, T. Stachowiak, *Ann. Phys. – New York* **321**, 771 (2006).  
 [10] S. Perlmutter i in., *Astrophys. J.* **517**, 565 (1999); A.G. Riess i in., *Astron. J.* **116**, 1009 (1998); A.G. Riess i in., *Astrophys. J.* **560**, 49 (2001).  
 [11] H. Maris, S. Balibar, *Phys. Today* **53** (2), 29 (2000).  
 [12] S. Weinberg, *Rev. Mod. Phys.* **61**, 1 (1989).  
 [13] A. Vilenkin, *Phys. Rep.* **121**, 265 (1985).  
 [14] J.L. Tonry i in., *Astrophys. J.* **594**, 1 (2003); M. Tegmark i in., *Phys. Rev. D* **69**, 103501 (2004); A.G. Riess i in., *Astrophys. J.* **607**, 665 (2004).  
 [15] R.R. Caldwell, *Phys. Lett.* **B545**, 23 (2002); R.R. Caldwell, M. Kamionkowski, N.N. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 071301 (2003).  
 [16] S.M. Carroll, M. Hoffman, M. Trodden, *Phys. Rev. D* **68**, 023509 (2003); J.M. Cline, S. Jeon, G.D. Moore, *Phys. Rev. D* **70**, 043543 (2004).  
 [17] C. Kiefer, *Ann. Phys. – Leipzig* **15**, 316 (2006).  
 [18] M.P. Dąbrowski, T. Stachowiak, M. Szydłowski, *Phys. Rev. D* **68**, 103519 (2003).  
 [19] M. Gasperini, G. Veneziano, *Phys. Rep.* **373**, 1 (2003).  
 [20] K.A. Meissner, G. Veneziano, *Phys. Lett.* **B267**, 33 (1991).  
 [21] G. Veneziano, *Świat Nauki*, czerwiec 2004.  
 [22] J.D. Barrow, *Class. Quantum Grav.* **21**, L79 (2004).  
 [23] J.D. Barrow, *Class. Quantum Grav.* **21**, 5619 (2004).  
 [24] M.P. Dąbrowski, *Phys. Lett.* **B625**, 184 (2005).  
 [25] A. Królak, *Class. Quantum Grav.* **3**, 267 (1986).  
 [26] A. Balcerzak, M.P. Dąbrowski, *Phys. Rev. D* **73**, 101301(R) (2006).  
 [27] S. Nojiri, S.D. Odintsov, S. Tsujikawa, *Phys. Rev. D* **71**, 063004 (2005).  
 [28] J. Khoury, P.J. Steinhardt, N. Turok, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 031302 (2004).

Dr hab. MARIUSZ PRZEMYSŁAW DĄBROWSKI jest profesorem w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Szczecińskiego, gdzie pracuje od 1992 roku. Studia fizyki ukończył na Uniwersytecie Wrocławskim w 1984 r. Jego zainteresowania skupiają się wokół związków między teorią oddziaływań fundamentalnych a kosmologią. Odbił staże zagraniczne na Uniwersytecie Sussex (u Johna D. Barrowa), a także na uniwersytetach we Freiburgu, Glasgow, Portsmouth i Rostocku. Uzyskał nagrodę Ministra Edukacji Narodowej (1997), wyróżnienie w konkursie Towarzystwa Ogólnej Teorii Względności i Grawitacji (1998) oraz nagrodę Zachodniopomorski Nobel (za rok 2005). Aktualnie jest zaangażowany w prace europejskiej sieci kosmologów COSMOFUN. Jego pozafizyczne zainteresowania to filozofia, poezja, muzyka, turystyka oraz sport.

