

Ivan Melo

Tmavá energia, zrýchlenie a plochosť vesmíru

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 46 (2001), No. 2, 89--100

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/141069>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 2001

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

Tmavá energia, zrýchlenie a plochosť vesmíru

Ivan Melo, Žilina

Objav zrýchlenej expanzie vesmíru v r. 1998 bol najlepšie predvídaným prekvapením storočia. Môže to byť dokonca jeden z najdôležitejších objavov storočia. Aj najväčší skeptici začali brať infláciu veľmi vážne. Čo sa týka skutočných veriacich, ako som ja, stačí povedať, že tancovaniu nebolo konca.

MIKE TURNER

Koniec 20. storočia je pre kozmológiu obdobím veľkého rozmachu. Nové pozorovania ukazujú, že hustota hmoty vo vesmíre je pomerne nízka (asi $\frac{1}{3}$ kritickej hustoty), že vesmír je *plochý*, *zrýchľuje* a pravdepodobne mu dominuje nie tmavá hmota, ale zatiaľ neznáma, exotická forma energie s negatívnym tlakom, tzv. *tmavá energia*. Kým plochosť (t. j. nezakrivenosť) vesmíru je v zhode s očakávaniami inflačných teórií, jeho zrýchlenie a existencia tmavej energie (ak sa definitívne potvrdia v blízkej budúcnosti) znamená prekvapujúci obrat v našom poznaní stavu a vývoja vesmíru. Dramaticky sa mení najmä obraz budúcnosti: podľa doterajšieho prevládajúceho pohľadu sa mala expanzia vesmíru vplyvom gravitačného pôsobenia hmoty postupne spomaľovať a otázne bolo len to, či sa vesmír bude rozpínať naveky, alebo či nastane kontrakcia späť do pôvodného stavu (Big Crunch). Existencia veľkého množstva tmavej energie s negatívnym tlakom však spôsobuje zrýchlenie expanzie vesmíru a jeho konečný osud sa zatiaľ skrýva za neznámymi vlastnosťami tmavej energie.

V tomto článku sa čitateľovi pokúsime trochu priblížiť tieto nové skutočnosti, najmä pojmy plochý vesmír, zrýchlená expanzia a tmavá energia. Domnievame sa, že čitateľ už niečo počul o Big Bangu, o dôležitosti množstva hmoty pre budúci vývoj vesmíru a o tmavej hmote, ale napriek tomu to najpodstatnejšie z teórie Big Bangu pre naše účely zhrňame v odseku 1, o dôležitosti množstva hmoty diskutujeme (okrem ďalších vecí) v odsekoch 2 a 4 a aktuálnu situáciu ohľadne tmavej hmoty rozoberáme v odseku 4.1.

Teóriou Big Bangu a minulosťou vesmíru začíname aj preto, že nové pozorovania sú rôznym spôsobom späté s tradičnými piliermi Big Bangu, ako sú primordiálna nukleosyntéza, reliktné žiarenie a červené posuny galaxií. V odseku 2 si definujeme tri parametre, ktoré použijeme na opis stavu vesmíru — relatívnu hustotu hmoty Ω_m , relatívnu hustotu tmavej energie Ω_Λ a parameter Ω_k zodpovedajúci geometrii (krivosti) vesmíru. Ďalej sa budeme venovať teoretickej predpovedi (odsek 3) a experimentálnym meraniam týchto parametrov (odseky 4, 5, 6) a v závere (odsek 7) diskutujeme o kandidátoch na tmavú energiu a o dôsledkoch tmavej energie pre budúcnosť vesmíru.

RNDr. IVAN MELO, Ph.D. (1964), Katedra fyziky, Žilinská univerzita, Veľký diel, 010 26 Žilina, e-mail: melo@fel.utc.sk

1. Minulosť vesmíru: Big Bang a jeho tri piliere

Obraz minulosti vesmíru sa na rozdiel od budúcnosti mení len nepatrne, keďže nové pozorovania sú úplne konzistentné s teóriami raného vesmíru — s Big Bangom a teóriou formovania veľkých štruktúr. Malá zmena sa týka len veku vesmíru, ktorý sa posunul nahor na asi 14 miliárd rokov. Všetko sa začalo veľkým treskom, Big Bangom, keď sa vesmír začal rozpínať zo stavu s nekonečnou alebo takmer nekonečnou hustotou a teplotou. Toto rozpínanie stále trvá a v súčasnosti ho pozorujeme cez červené posuny vzdialených galaxií, ktoré sú historicky prvým pilierom Big Bangu. Štúdium červených posunov vedie k záveru (Hubbleov zákon), že rýchlosti v , s ktorými sa od nás galaxie vzdalujú, sú (približne) lineárne úmerné ich vzdialenosti d :

$$v = H_0 d, \quad (1)$$

kde $H_0 = 65 \pm 5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ je súčasná hodnota Hubbleovej konštanty [1, 2]. Nižšie (odsek 6) si ukážeme, že zrýchlenie vesmíru je možné pozorovať vďaka malým nelineárnym korekciám k rovnici (1) (krivka c na obr. 4).

V čase niekoľko stotisíc rokov po Big Bangu prestali fotóny vplyvom prudkého poklesu účinného prierezu po sformovaní prvých atómov efektívne interagovať s hmotou a oddelili sa ako reliktné žiarenie. Toto žiarenie objavili Penzias a Wilson v r. 1964. V súlade s predpoveďou teórie bolo žiarenie izotropné a malo očakávanú teplotu okolo 2,7 K. Reliktné žiarenie predstavuje druhý pilier Big Bangu. Napriek vysokej izotropii žiarenia sa počiatkom 90. rokov ukázalo, že je možné namerať jeho malú anizotropiu, ktorú predpovedala teória formovania veľkých štruktúr. Ako uvidíme v odseku 5, detailné merania anizotropie z posledných dvoch rokov sú citlivé na geometriu vesmíru — naznačujú, že vesmír nie je zakrivený, ale plochý.

V čase od niekoľkých sekúnd do približne 3 minút po veľkom tresku prebehla primordiálna nukleosyntéza — syntéza prvých jadier. Teória Big Bangu správne predpovedá množstvá prvých jadier, izotopov ^3He , ^4He , ^2D a ^7Li , ako funkcie jediného parametra — pomeru počtu baryónov (protóny plus neutróny) k počtu fotónov, η . Z tohoto dôvodu predstavuje primordiálna nukleosyntéza tretí pilier Big Bangu, jeho potvrdenie v najranejších fázach vývoja vesmíru. Z parametra η vyplýva relatívna hustota baryónovej hmoty vo vesmíre, Ω_b , ktorá sa využíva pri určení relatívnej hustoty hmoty vo vesmíre Ω_m (viď rov. (5), odsek 4).

2. Formy energie a geometria vesmíru — parametre Ω_m , Ω_Λ , Ω_k

V tejto časti si odvodíme vzťah (rovnica 3), ktorý je chrbtovou kosťou celého článku.

Stav vesmíru je daný rôznymi formami energie, ktoré vesmír obsahuje, a s nimi súvisiacou geometriou (krivosťou) priestoru. Do celkovej hustoty energie ρ prispieva hustota hmoty ρ_m (hviezdy, baryónová a nebaryónová tmavá hmota), hustota žiarenia ρ_{rad} (reliktné žiarenie a nehmotné neutrína) a hustota tmavej energie ρ_Λ . Tieto tri formy energie sa od seba líšia tlakom: kým žiarenie má kladný a hmota prakticky

nulový tlak, tmavá energia má netradične negatívny tlak (viac o negatívnom tlaku diskutujeme v odseku 6).

Krivosť priestoru je daná parametrom $k = 1, -1, 0$. Vesmír s $k = 1$ nazývame uzavretý (closed). Jeho geometria je Riemannovskou geometriou — je konečný, ale neohraničený. Vo dvoch rozmeroch je reprezentovaný povrchom gule.

Pre $k = -1$ (Lobačevského geometria) dostávame otvorený (open) vesmír, ktorý je nekonečný. Vesmír s $k = 0$ nazývame plochý (flat). Jeho geometria je dobre známa Euklidovská geometria. Takýto vesmír je nezakrivený a nekonečný.

Na uvedených formách energie a na geometrii priestoru závisí aj vývoj vesmíru, ako to vyjadruje Einstein-Friedmanova rovnica

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} \varrho - \frac{k}{R^2}, \quad (2)$$

kde $H = H(t) = \dot{R}/R$ je Hubblova konštanta (Hubblova konštanta je vo všeobecnosti funkciou času — bodka nad písmenom označuje časovú deriváciu), $R = R(t)$ je vesmírny škálový parameter (možno si ho predstaviť ako veličinu úmernú priemernej vzdialenosti medzi galaxiami), G je Newtonova gravitačná konštanta, $k = 1, -1, 0$ je konštanta krivosti priestoru a $\varrho = \varrho(t) = \varrho_m + \varrho_{\text{rad}} + \varrho_\Lambda$.

Definujme relatívne hustoty hmoty Ω_m , žiarenia Ω_{rad} a tmavej energie Ω_Λ ako $\Omega_i = \varrho_i/\varrho_c$, t.j. podiel príslušnej hustoty ϱ_i a kritickej hustoty $\varrho_c = 3H^2/(8\pi G)$. Relatívna hustota celkovej energie je potom daná ako $\Omega = \Omega_m + \Omega_{\text{rad}} + \Omega_\Lambda$. Ďalej definujme relatívny príspevok geometrie priestoru ku kritickej hustote ako $\Omega_k = -k/(R^2H^2)$. Ak navyše pre jednoduchosť zanedbáme Ω_{rad}^1 , tak rovnicu (2) môžeme prepísať do tvaru [3],

$$\Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1, \quad (3)$$

v ktorom je názorne vidieť hlboký súvis hustoty energie vesmíru s jeho geometriou.

Pohľad na budúcnosť vesmíru, ktorý prevládal v kozmológii do r. 1998/99 (a ktorý prebrala aj širšia verejnosť), nepoznal tmavú energiu, a preto vychádzal z jednoduchšej rovnice $\Omega_m + \Omega_k = 1$. Podľa tohoto pohľadu budúcnosť definoval jediný parameter Ω_k (alebo ekvivalentne Ω_m). V uzavretom vesmíre ($k = 1$, $\Omega_k < 0$, $\Omega_m > 1$), ktorého hustota hmoty je väčšia ako kritická, sa expanzia mala po čase zastaviť a nasledovať mala kontrakcia do počiatočného stavu (Big Crunch). V otvorenom vesmíre ($k = -1$, $\Omega_k > 0$, $\Omega_m < 1$) a podobne aj v plochom vesmíre ($k = 0$, $\Omega_k = 0$, $\Omega_m = 1$) je málo hmoty na zastavenie rozpínania, a preto mala expanzia pokračovať do nekonečna. Vo všetkých troch prípadoch expanzia *spomaľuje*.

Za prítomnosti tmavej energie už samotná geometria nedefinuje jednoznačne budúcnosť vesmíru. Napr. uzavretý vesmír nemusí viesť len na Big Crunch, ale môže sa tiež *zrýchliť* a do nekonečna rozpínať v závislosti na hodnotách Ω_k , Ω_Λ a na vlastnostiach tmavej energie [3]. Situácia je teda komplikovanejšia, ale trochu svetla

¹⁾ V súčasnosti $\Omega_{\text{rad}} \ll \Omega_m, \Omega_\Lambda$, neplatí to však v ranom vesmíre, kedy žiarenie dominovalo nad hmotou aj nad tmavou energiou — rovnica (3) vtedy obsahuje aj Ω_{rad} .

do nej vnesieme diskusiou o teoretickej predpovedi parametra Ω_k a najmä diskusiou o nových meraniach Ω_m , Ω_k a Ω_Λ .

3. Inflácia

Teoretická predpoveď parametra Ω_k pochádza z teórie inflácie [4]. Inflácia je obdobie krátkeho, ale búrlivého rozpinania vesmíru. Jej motiváciou je znížiť prílišnú závislosť súčasného stavu vesmíru na počiatkových podmienkach v teórii Big Bangu. Napr.²⁾ ak pre súčasnú hodnotu parametra $\Omega = 1 - \Omega_k$ platí $|1 - \Omega| < 0,1$ (viď rov. (7) nižšie), tak potom v čase $t = 10^{-35}$ s musela platiť nasledovná počiatková podmienka [5]:

$$|1 - \Omega(10^{-35} \text{ s})| = |\Omega_k(10^{-35} \text{ s})| < 10^{-50}. \quad (4)$$

$\Omega = 1$ je totiž nestabilným bodom Einsteinových rovníc — každá počiatková odchýlka od neho narastie od $t = 10^{-35}$ s do súčasnosti o faktor $\approx 10^{49}$. Problém s podmienkou (4) je, že pre $k = \pm 1$ (pre $k = 0$ platí $\Omega_k = 0$ automaticky) nie je zrejmé, prečo $\Omega_k(10^{-35} \text{ s})$ zo všetkých možných hodnôt nadobúda práve tú, pre ktorú platí $|\Omega_k(10^{-35} \text{ s})| \leq 10^{-50}$. Prečo neplatí $|\Omega_k(10^{-35} \text{ s})| = 10^{-6}$, alebo 10^{+6} ? Inak povedané, nie je zrejmé, prečo je vesmír práve v súčasnosti tak blízko k plochosti ($\Omega = 1$). Je to len náhoda, alebo je za tým hlbšia príčina?

Tou hlbšou príčinou je podľa mnohých inflácia. Podľa predpokladov sa inflácia začala v čase okolo 10^{-34} s po Big Bangu a trvala len asi 10^{-32} s. Intenzitu rozpinania vyjadruje pomer škálových parametrov na konci a na začiatku inflácie³⁾, napr. $R(10^{-32} \text{ s})/R(10^{-34} \text{ s}) \approx e^{100} \approx 10^{43}$, t. j. vesmír počas inflácie narástol 10^{43} -krát, čo je výrazne viac ako za miliardy rokov od konca inflácie do dnešného dňa ($\approx 10^{27}$ -krát). Vďaka R^{-2} závislosti je $\Omega_k = -k/(R(t)^2 H(t)^2)$ po inflácii menšie približne o faktor $(10^{43})^2 = 10^{86}$. Toto znamená efektívne vynulovanie Ω_k pre prakticky ľubovoľnú počiatkovú hodnotu $\Omega_k(10^{-35} \text{ s})$. Efektívne na nule zostane Ω_k až do súčasnosti napriek spätnému poinflačnému rastu o diskutovaný faktor $\approx 10^{49}$.

Inflácia tak odstraňuje neprirodzenú podmienku (4) a navyše predpovedá, že v súčasnosti $\Omega_k = 0$ ($\Omega = 1$), t. j. že vesmír je plochý buď automaticky ($k = 0$) alebo efektívne (pre $k = \pm 1$). V doterajšom pohľade na stav vesmíru ($\Omega_\Lambda = 0$) inflácia predpovedala aj hustotu hmoty: $\Omega_m = 1 - \Omega_k - \Omega_\Lambda = 1$.

4. Určenie množstva hmoty vo vesmíre

Pri hľadaní množstva (t. j. relatívnej hustoty) hmoty vo vesmíre sa dlho predpokladalo, že skutočné množstvo môže byť rovné domnelej inflačnej predpovedi $\Omega_m = 1$, aj

²⁾ Tento problém Big Bangu je známy ako „problém plochosti“ (flatness problem). Počiatkovú podmienku, ktorú tu uvádzame pre $t = 10^{-35}$ s, je možné sformulovať aj pre iné časy v ranom vesmíre.

³⁾ Číselná hodnota tohoto pomeru je v rôznych modeloch rôzna, každopádne je však veľmi veľká.

keď dáta hovoriť len toľko, že $\Omega_m > 0,2 - 0,3$. Zdalo sa však, že pri skúmaní vesmíru na väčších škálach sa spodná hranica pre Ω_m zvyšovala a očakávalo sa, že trend bude pokračovať. V priebehu a najmä koncom 90. rokov sa však začalo ukazovať, že Ω_m je výrazne menšie ako 1, pravdepodobne menšie ako 0,5.

Veľká časť najnovších meraní parametra Ω_m sa opiera o štúdium bohatých klas-
trov galaxií, u ktorých sa predpokladá, že predstavujú dosť reprezentatívnu vzorku
vesmíru. Ako príklad uvedieme metódu baryónového zlomku [6]. Táto metóda vy-
užíva známu hustotu baryónov vo vesmíre Ω_b , určenú z primordiálnej nukleosyntézy,
 $\Omega_b = 0,045 \pm 0,005$. Predpoklad, že klaster je reprezentatívnu vzorkou vesmíru, vedie
na rovnicu, ktorá spája parametre klastra (jeho celkovú hmotnosť M a hmotnosť
baryónov v klastru M_b) s parametrami vesmíru Ω_m a Ω_b :

$$\frac{\Omega_m}{\Omega_b} = \frac{M}{M_b}. \quad (5)$$

Na nájdenie Ω_m z tejto rovnice potrebujeme ešte určiť M a M_b . Hmotnosť baryónov
v klastru sa nájde meraním RTG žiarenia z horúceho plynu v klastru, k čomu sa pridá
hmotnosť hviezd. Celková hmotnosť M sa dá nájsť viacerými spôsobmi, napr. z pohybu
galaxií v klastru, z teploty horúceho plynu v klastru a cez tzv. gravitačný „lensing“.
Výsledkom je [1]

$$\Omega_m = 0,35 \pm 0,07. \quad (6)$$

K podobnej hodnote dospeli aj iné metódy merania Ω_m [3]. Táto hodnota je síce
v spore s najjednoduchšou inflačnou predpoveďou $\Omega_m = 1$, tá však platí len za pred-
pokladu $\Omega_\Lambda = 0$. Ak veríme inflácii, ktorej skutočnou predpoveďou je $\Omega_k = 0$ ($\Omega = 1$),
máme tu prvú indíciu o existencii tmavej energie s $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m = 0,65 \pm 0,07$.

4.1. Záhada tmavej hmoty

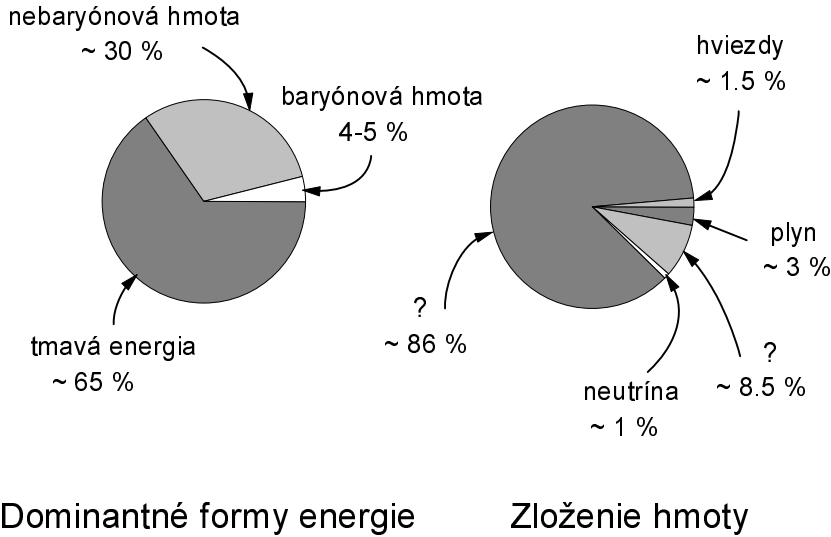
Pretože viditeľné hviezdy prispievajú do Ω_m zanedbateľným množstvom $\Omega_h =$
 $= 0,005 \pm 0,002$ [1], z rovnice (6) vyplýva, že takmer všetka hmota vo vesmíre
($\Omega_m - \Omega_h$) je tmavá⁴⁾. Ďalej, keďže $\Omega_b = 0,045 \pm 0,005$, existujú hneď dva problémy
s tmavou hmotou:

- a) väčšina baryónovej hmoty ($\Omega_b - \Omega_h = 0,04$) je tmavá,
- b) väčšina hmoty ($\Omega_m - \Omega_b = 0,3$) je nebaryónová tmavá hmota.

Tieto dva problémy nie sú nové. Snaha zistiť, čo sa skrýva za baryónovou a neba-
ryónovou tmavou hmotou, je hnacou silou kozmológie už mnoho rokov. Aký je súčasný
stav?

Z baryónovej hmoty Ω_b vieme vysvetliť približne $\frac{1}{3}$ [1]. Okrem viditeľných hviezd Ω_h
je to studený a teplý plyn v galaxiách, $\Omega_{\text{plyn}} \sim 0,01$. Na zatiaľ nevysvetlené $\frac{2}{3}$ (asi
8,5 % Ω_m) je najväčším kandidátom medzigalaktický plyn a/alebo teplý plyn v ga-
laxiách a druhým kandidátom v poradí sú tmavé hviezdy („MACHOs“), napr. hneď
trpaslíci, bieli trpaslíci, neutrónové hviezdy a čierne diery.

⁴⁾ Na tento záver stačil v minulosti aj starší spodný limit $\Omega_m > 0,2 - 0,3$.



Obr. 1. Dominantné formy energie v súčasnom vesmíre (vľavo) a zloženie hmoty (vpravo). Vesmíru pravdepodobne dominuje tmavá energia $\Omega_\Lambda \sim 0,65$, hmota má nebaryónovú zložku $\Omega_m - \Omega_b \sim 0,3$, ktorá je celá tmavá, a baryónovú zložku $\Omega_b \sim 0,045$, ktorá je tiež prevažne tmavá s výnimkou malého príspevku od hviezd. Žiarenie dáva zanedbateľný príspevok. Zloženie tmavej energie je úplne neznáme, zloženie hmoty Ω_m (diagram vpravo) poznáme len čiastočne. Baryónová hmota Ω_b je tvorená hviezdami ($\Omega_h \sim 1,5\% \Omega_m$), galaktickým plynom ($\Omega_{\text{plyn}} \sim 3\% \Omega_m$) a zvyšok (asi $8,5\% \Omega_m$) zatiaľ čaká na objavenie. Z nebaryónovej tmavej hmoty $\Omega_m - \Omega_b$ poznáme len zlomok vo forme neutrín ($\Omega_\nu \geq 1\% \Omega_m$), neznámy zvyšok predstavuje asi $86\% \Omega_m$.

Nebaryónová hmota je buď horúca (t.j. relativistická v čase, keď sa začali formovať galaxie), alebo studená (t.j. nerelativistická v tom čase). Existencia horúcej nebaryónovej tmavej hmoty vo forme elementárnych častíc neutrín vyplýva z výsledkov merania deficitu atmosferických miónových neutrín kolaboráciou SuperKamiokande v r. 1998 [7]. Ak sa tieto výsledky potvrdia, bude to znamenať, že aspoň jeden druh neutrína má hmotnosť väčšiu než približne $0,1 \text{ eV}$ a že neutrína preto prispievajú viac ako $0,3\%$ kritickej hustoty, $\Omega_\nu > 0,003$. Presnú hodnotu Ω_ν nevieme, pokiaľ nepoznáme presnú hmotnosť neutrína. Z teórie formovania veľkých štruktúr, ktorá uprednostňuje studenú tmavú hmotu, však vyplýva, že $\Omega_\nu < 0,15$.

Najväznejšími, zatiaľ len hypotetickými kandidátmi na dominantnú hmotu vo vesmíre — studenú nebaryónovú tmavú hmotu, sú dva druhy elementárnych častíc [1]:

- axióny, ktoré súvisia s riešením CP problému silných interakcií s predpokladanou hmotnosťou 10^{-6} až 10^{-4} eV ,
- najľahšie supersymetrické častice, za ktoré sa zvyčajne považujú neutralína s predpokladanou hmotnosťou 50 až 500 GeV . Supersymetrické teórie sú veľmi populárnym (zatiaľ experimentálne nepotvrdeným) rozšírením štandardného modelu fyziky elementárnych častíc [8]. Okrem kandidáta na nebaryónovú tmavú hmotu ponúkajú aj kandidáta na tmavú energiu (viď odsek 7).

Potenciálne významný podiel neutrín, axiónov a neutralín na tmavej hmote ukazuje na pozoruhodný súvis fyziky najmenších rozmerov (fyzika elementárnych častíc) s fyzikou najväčších rozmerov (kozmológia).

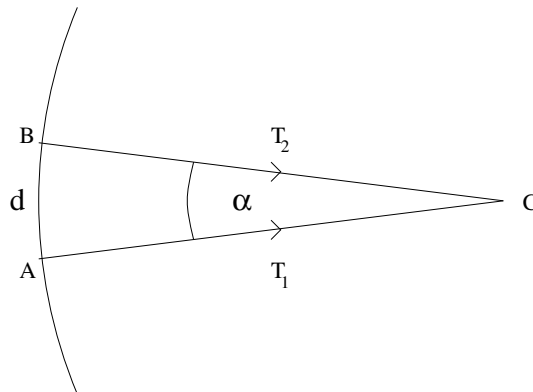
Dominantné formy energie a zloženie hmoty prehľadne vyjadruje obr. 1.

5. Meranie krivosti vesmíru

Hovorili sme, že predpoveďou inflácie je $\Omega_k = 0$ ($\Omega = 1$) a že táto predpoveď spolu s $\Omega_m = 0,35 \pm 0,07$ vedie k hypotéze o tmavej energii. Testom tejto hypotézy a zároveň testom inflácie je preto meranie krivosti vesmíru.

Takéto meranie sa dá urobiť pri skúmaní anizotropie reliktného žiarenia. Anizotropiu je možné merať ako fluktuácie teploty žiarenia nad priemernou teplotou T_0 , t.j. ako $\Delta T/T_0$, kde $\Delta T = T - T_0$, $T_0 = 2,726$ K a T je teplota žiarenia v danom smere. Fluktuácie prvý raz detekovali prístroje DMR na družici COBE v r. 1992 na úrovni $\Delta T/T_0 \sim 10^{-5}$ [9]. Táto hodnota predstavuje veľký úspech kozmologických teórií: malosť fluktuácií je potvrdením platnosti kozmologického princípu (vesmír je homogénny a izotropný na veľkých škálach), na ktorom stojí teória Big Bangu — ich hodnota je však zároveň triumfom teórie formovania veľkých štruktúr. Podľa tejto teórie veľké štruktúry ako galaxie a klastre galaxií vznikli gravitačným zosilnením malých nehomogenít, ktorých existencia v ranom vesmíre sa odrazila na malej anizotropii reliktného žiarenia. Fluktuácie teploty na úrovni $\sim 10^{-5}$ sú práve také, aké si vyžaduje formovanie týchto štruktúr.

K meraniu krivosti vesmíru sa dostaneme, keď si fluktuácie teploty definujeme nie pre daný smer, ale ako rozdiel teplôt žiarenia $T_1 - T_2$ v dvoch smeroch, ktoré zvierajú daný uhol α (obr. 2).



Obr. 2. Meranie fluktuácií teploty žiarenia $\Delta T = T_1 - T_2$ na dĺžkovej škále d alebo ekvivalentne na uhlovej škále α .

Žiarenie s teplotou T_1 sa v čase oddelenia reliktného žiarenia od hmoty vydalo z bodu A na tzv. povrchu posledného rozptylu smerom k Zemi v bode C, podobne

žiarenie s teplotou T_2 sa vydalo k Zemi z bodu B . Vzdialenosť $d = |AB|$ zodpovedá na oblohe uhlu α . Závislosť strednej hodnoty fluktuácií ($\Delta T = \sqrt{\langle (T_1 - T_2)^2 \rangle_\alpha}$) na uhle α súvisí s najdiskutovanejším kozmologickým spektrom v súčasnosti, tzv. anizotropným spektrom (angular power spectrum), viď obr. 3. Toto spektrum vyjadruje strednú fluktuáciu teploty v závislosti od uhlovej škály reprezentovanej multipólom l , ktorý súvisí s uhlom α ako $l \approx 180^\circ/\alpha$. Podľa teoretických predpovedí (dve krivky na obr. 3) by sa v spektre mala objaviť séria píkov pre $l > 200$ ($\alpha < 1^\circ$). Ich prítomnosť je spätá s akustickými osciláciami, ktoré vykonával horúci plyn baryónov a fotónov v ranom vesmíre pred oddelením reliktného žiarenia. Oscilácie sa vybudili, keď sa gravitácia snažila stlačiť plyn do oblasti s vyššou hustotou a tlak plynu tomuto stláčaniu odporoval. Oblasť s mierne vyššou hustotou plynu sa aj mierne zahriala nad priemernú teplotu T_0 . Oscilácie prebiehali na rôzne veľkých dĺžkových škálach d (obr. 2), pričom na veľkých škálach (veľké α a malé l) plyn nemal dostatok času a do oddelenia reliktného žiarenia nestihol vykonať ani jeden kmit. Najmenším l zodpovedá dokonca taká vzdialenosť d , že za niekoľko stotisíc rokov od Big Bangu po oddelenie reliktného žiarenia ju ani svetlo nestihlo preletieť. Tomuto prislúcha plochá časť anizotropného spektra, ktorá tak predstavuje odtlačok prvotných nehomogenít (fluktuácií hustoty neporušených formovaním štruktúr) pochádzajúcich z najranejšieho vesmíru, napr. z inflácie.

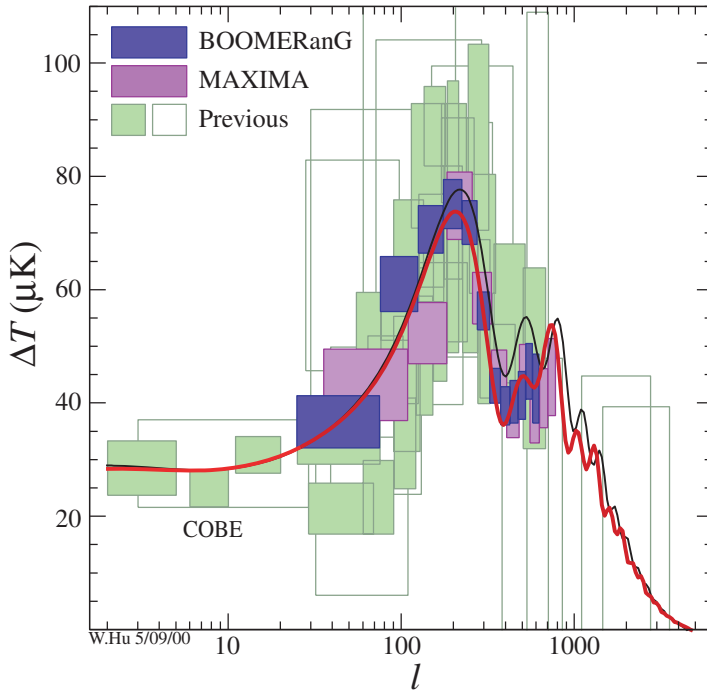
Prvý pík v spektre zodpovedá takej vzdialenosti d , že plyn sa do oddelenia reliktného žiarenia síce stihol vplyvom gravitácie maximálne stlačiť v oblasti vyššej hustoty, ale sa ešte nestihol odraziť kvôli konečnému tlaku. Táto vzdialenosť d sa nazýva zvukový horizont (ak by d na obr. 2 zodpovedalo zvukovému horizontu, tak v bode A by mohla byť maximálna hustota a v bode B minimálna hustota, čomu zodpovedá maximálna T_1 a minimálna T_2).

Je to práve poloha prvého píku, ktorá závisí na geometrii vesmíru. Tú istú vzdialenosť d totiž vidíme v rôznych geometriách pod rôznym uhlom α . Napr. na povrchu gule (uzavretý vesmír) by sme videli d pod väčším uhlom ako na tejto stránke (plochý vesmír). Túto závislosť vyjadruje približný vzťah pre polohu prvého píku, $l_1 \approx 200/(\sqrt{1 - \Omega_k})$. Pre plochý vesmír dostaneme $l_1 \approx 200$, čiže zvukový horizont vytína na oblohe približne jeden stupeň.

Obr. 3 zachytáva výsledky meraní anizotropného spektra od najstarších (COBE v plochej časti spektra) až po najnovšie (jar 2000) a najpresnejšie (balónové experimenty BOOMERanG [10] a MAXIMA [11]), ktoré už rozlišujú polohu prvého akustického píku a začínajú byť citlivé na druhý pík. Podľa experimentu BOOMERanG je poloha prvého píku $l_1 = 197 \pm 6$, odkiaľ dostaneme jednoduchým odhadom ($\Omega = 1 - \Omega_k \approx (200/l_1)^2$)

$$\Omega \approx 1,03 \pm 0,06 \tag{7}$$

Táto hodnota predstavuje (obzvlášť vo svetle doterajšieho spodného limitu $\Omega \geq \Omega_m \sim \sim 0,35$) silný argument v prospech inflačnej predpovede plochého vesmíru.



Obr. 3. Anizotropné spektrum, t.j. závislosť fluktuácie teploty reliktného žiarenia na uhlovej škále. Multipól l zodpovedá približne uhlovej škále $\alpha \approx 180^\circ/l$. Horná (dolná) krivka je teoretická predpoveď pre vesmír s $\Omega_k = 0$, $\Omega_m = 0,35$ (0,4), $\Omega_b = 0,047$, $H_0 = 65$ (80) $\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$. Obrázok poskytol Wayne Hu z Princeton Institute for Advanced Study [12].

6. Zrýchlenie vesmíru

Pozoruhodným dôsledkom nameraných hodnôt $\Omega \sim 1$, $\Omega_m \sim 0,35$ je posilnenie hypotézy o tmavej energii. Táto forma energie je pravdepodobne väčšia ako Ω_m a tak dominuje súčasnému vesmíru: $\Omega_\Lambda = \Omega - \Omega_m \sim 0,65!$

Tmavá energia sa líši svojím správaním od tmavej hmoty — zdá sa, že nepodlieha gravitačnému kolapsu, pretože v opačnom prípade by už bola dávno zaregistrovaná spolu s tmavou hmotou klastrovanou v haló galaxií [3]. Avšak ak väčšina energie vesmíru nepodlieha gravitačnému kolapsu, nemôže dôjsť k formovaniu štruktúr. Tento problém je možné vyriešiť predpokladom, že tmavá energia bola v minulosti zanedbateľná a až po sformovaní štruktúr sa postupne stala dominantnou formou energie vo vesmíre. Podľa všeobecnej teórie relativity si však toto vyžaduje, aby tmavá energia mala pozoruhodnú vlastnosť — negatívny tlak [5]⁵.

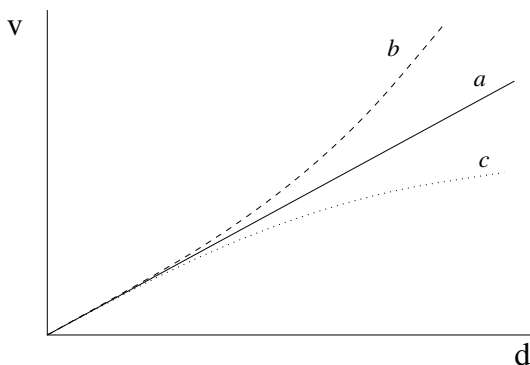
⁵) Tmavá energia môže byť reprezentovaná poľom (viď kvintesencia, odsek 7) s hustotou energie $\rho_\Lambda = W_k + V$ a tlakom $p_\Lambda = W_k - V$, kde W_k je hustota kinetickej energie poľa a V je hustota potenciálnej energie. Negatívny tlak je potom dôsledkom dominance potenciálnej energie nad kineticou: ak $V > W_k$, tak $p_\Lambda < 0$ [13]

Tlak p jednotlivých foriem energie ρ vyjadruje stavová rovnica $p = w\rho$, kde $w = \frac{1}{3}$ pre žiarenie (kladný tlak), $w = 0$ pre hmotu (nulový tlak) a $w < 0$ pre tmavú energiu (negatívny tlak). Negatívny tlak má antigravitačné účinky v tom zmysle, že kým gravitácia sa snaží spomaliť expanziu vesmíru, negatívny tlak sa ju snaží urýchliť. Toto je vidieť z druhej Einsteinovej rovnice:

$$\ddot{R} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p)R, \quad (8)$$

kde $\rho + 3p = \sum(\rho_i + 3p_i)$ je suma cez rôzne formy energie i . Ak vesmír obsahuje len obyčajnú hmotu a žiarenie, tak s pomocou stavovej rovnice je vidieť, že platí $\rho + 3p > 0$, čo vedie na spomalenú expanziu $\ddot{R} < 0$. Prítomnosť veľkého množstva tmavej energie s veľkým negatívnym tlakom však môže viesť na $\rho + 3p < 0$ a teda k zrýchlenej expanzii vesmíru, $\ddot{R} > 0$.

Tieto dva scenáre je možné v princípe rozlíšiť na Hubblovom diagrame, viď obr. 4. Krivka a na tomto obrázku zodpovedá Hubblovmu vzťahu (1), ktorý striktnie platí len pre rovnomernú expanziu $\ddot{R} = 0$ ($H(t) = H_0 = \text{const}$). Spomalenej expanzii zodpovedá krivka b a zrýchlenej expanzii krivka c . Odchýlky kriviek b a c od Hubblovho vzťahu pre veľké vzdialenosti d sú spojené s tým, že vzdialené objekty emitovali svoje svetlo dávnejšie v minulosti, kedy Hubblova konštanta bola väčšia alebo menšia ako H_0 , a preto aj ich rýchlosti sú väčšie alebo menšie, ako by zodpovedalo H_0 .



Obr. 4. Idealizovaný Hubblov diagram znázorňujúci rovnomerne sa rozpínajúci vesmír (krivka a), spomaľujúci vesmír (krivka b) a zrýchľujúci vesmír (krivka c). Odchýlky kriviek b a c od krivky a sú pre ilustráciu zveličené.

Podotýkame, že obr. 4 je len pre ilustráciu. V skutočnosti sa krivky b a c pre rozumné hodnoty kozmologických parametrov len nepatrne odlišujú od krivky a . Pretože pri meraniach červených posunov vzdialených objektov sú najmä vzdialenosti objektov d určené s veľkou chybou, nie je prekvapujúce, že až do nedávna sa krivky nedali od seba odlíšiť. Prvý raz sa to podarilo v r. 1998 dvom tímom, Supernova Cosmology Project [14] a High-Z Supernova Search [15], ktoré objavili zrýchlenie vesmíru pri štúdiu červených posunov supernov typu Ia. Ich dáta sú konzistentné s hodnotou $\Omega_\Lambda \sim 0,65$, a preto predstavujú nezávislé potvrdenie hypotézy o tmavej energii.

7. Tmavá energia a budúcnosť vesmíru

Argumenty pre tmavú energiu ešte nie sú definitívne [1, 3], ale sú dosť závažné na to, aby sa v súčasnosti už nediskutovalo len o jej existencii, ale aj o jej zložení.

Pozrime sa stručne na dvoch hlavných kandidátov. Najjednoduchšou možnosťou je energia vákua, známa ako Einsteinova kozmologická konštanta. Kozmologická konštanta slávi podivuhodný návrat: Einstein ju zaviedol do svojich rovníc, keď si uvedomil, že bez nej je nemožné udržať predstavu statického, nerozpínajúceho sa vesmíru. Po objave rozpínania vesmíru cez červené posuny galaxií ju však nazval najväčším omylom svojho života... Motívom dnešného návratu kozmologickej konštanty už nie je vesmír statický, ale zrýchľujúci.

Napriek svojej popularite má kozmologická konštanta dôležitý nedostatok. V tomto prípade je totiž hustota tmavej energie ρ_Λ konštanta nezávislá na čase, čo vedie na veľmi špeciálnu počiatočnú podmienku podobnú rovnici (4): aby boli dnes hustoty hmoty a kozmologickej konštanty porovnateľne veľké, ρ_Λ muselo byť na začiatku o viac ako 100 rádov menšie ako ρ_m . Tento problém motivoval ďalšieho kandidáta, tzv. kvintesenciu, ktorá sa v čase dynamicky vyvíja bez nutnosti špeciálnej počiatočnej podmienky [3]. Kvintesencia je pole s dominantnou a v čase pomaličky klesajúcou hustotou potenciálnej energie V (viď pozn. pod čiarou ⁵), ktoré preniká celým priestorom. Takéto pole nie je v kozmológii nové. Infláciu spôsobilo inflatónové pole s dominantnou a pomaly (vzhľadom na vek vesmíru v tom čase) klesajúcou hustotou potenciálnej energie, čo viedlo na obrovský negatívny tlak a zrýchlenie vesmíru v $t = 10^{-34}$ s [5]. Kvintesencia, ktorej potenciálna energia je oveľa menšia, je tak akousi miniepizódou inflácie.

Pozoruhodné je, že pole s vlastnosťami kvintesencie sa prirodzene objavuje v supersymetrických teóriách elementárnych častíc [16], a preto nie je vylúčené, že supersymetrie poskytnú vysvetlenie oboch veľkých záhad — nebaryónovej tmavej hmoty (neutralína) i tmavej energie.

Jednotlivých kandidátov na tmavú energiu je možné v princípe od seba odlíšiť na základe stavovej rovnice $p = w\rho$. Pre kozmologickú konštantu platí $w = -1$ a pre kvintesenciu $-1 < w = w(t) < 0$ [1], t. j. kandidáti majú rôzne veľké negatívne tlaky, a preto aj vedú na rôzne veľké zrýchlenia vesmíru. Ďalšie štúdium tmavej energie preto bude pravdepodobne smerovať aj k detailnému pozorovaniu veľkého množstva supernov typu Ia s cieľom znížiť chyby merania zrýchlenia vesmíru do takej miery, aby bolo možné určiť stavovú rovnicu tmavej energie. Z jej znalosti už vieme riešením Einsteinových rovníc nájsť časovú závislosť kozmologických parametrov, a preto potom aj budeme bližšie k poznaniu budúcnosti vesmíru. Pravda, ani vtedy nebudeme môcť vylúčiť, že existuje nejaká ďalšia záhadná forma energie, ktorá je v súčasnosti zanedbateľná, ale v ďalekej budúcnosti sa môže postupne vynoriť ako dominantná forma, ktorá bude diktovať správanie celému vesmíru — veď podobný scenár sledovala práve tmavá energia. Všetko, čo vieme momentálne povedať o budúcnosti, je, že vesmír sa bude zrýchlene rozpínať minimálne dovtedy, pokiaľ hustota a tlak tmavej energie zostanú približne na súčasnej hodnote.

Záhada tmavej energie sa objavuje v čase, keď je zo záhady tmavej hmoty objasnený len maličký zlomok (obr. 1). Kozmológia prežíva vzrušujúce obdobie.

PodĎakovanie. Autor ďakuje D. BRUNCKOVI, F. ĎURECOVI a M. GINTNEROVI za cenné pripomienky.

L i t e r a t ú r a

- [1] TURNER, M.: *Dark Matter, Dark Energy, and Fundamental Physics*. astro-ph/9912211.
- [2] MOULD, J. R. et al.: astro-ph/9909260.
- [3] BAHCALL, N. A., OSTRIKER, J. P., PERLMUTTER, S., STEINHARDT, P. J.: *The Cosmic Triangle: Assessing the State of the Universe*. Science 284 (1999), 1481–1488; astro-ph/9906463.
- [4] Napr. LINDE, A. D.: *Fizika elementarnych častic i inflacionnaja kosmologia*. Nauka, Moskva 1990.
- [5] Napr. COPELAND, E. J.: Contemporary Physics 34 (1993), 303–316.
- [6] MOHR, J. et al.: Astrophys. J. (v tlači), astro-ph/9901281.
- [7] FUKUDA, Y. et al.: Phys. Rev. Lett. 81 (1998), 1562.
- [8] Napr. GREENE, B.: *Elegantní vesmír*. Mladá fronta 2001.
- [9] SMOOT, G. F. et al.: ApJ 396 (1992), L1; BENNETT, C. L. et al.: ApJ 464 (1996), L1.
- [10] DE BERNARDIS, P. et al.: Nature 404 (2000), 955.
- [11] HANANY, S. et al.: ApJ Letters 545 (2000), 5; astro-ph/0005123.
- [12] <http://www.sns.ias.edu/whu/cmbex.html>.
- [13] Napr. PEEBLES, P. J. E.: *Principles of Physical Cosmology*. Princeton University Press 1993, 395–396.
- [14] PERLMUTTER, S. et al.: Bull. Am. Astron. Soc. 29 (1997), 1351; astro-ph/9812473; PERLMUTTER, S. et al.: ApJ 517 (1999), 565–586; astro-ph/9812133.
- [15] RIESS, A. G. et al.: AJ 116 (1998), 1009; astro-ph/9805201.
- [16] ROSSATI, F.: hep-ph/0012190.