1 Kosmologie

Kosmologie je nauka o stavbě vesmíru jako celku. V širším smyslu, zejména v kontextu historie, bývají do kosmologie zahrnovány i filosofické problémy vztahu člověka ke světu. Zde budeme kosmologií rozumět pouze fyzikální kosmologii, která je založena na astronomických a fyzikálních poznatcích.

K extrapolaci stavby a vývoje astronomicky pozorované části vesmíru (tzv. metagalaxie) na celý vesmír se užívá předpokladu zvaného koperníkovský princip: "Země nemá význačné postavení ve vesmíru", případně z něj neúplnou indukcí vyvozeného kosmologického principu: "Vesmír je (po vystředování přes dostatečně velkou oblast) homogenní a izotropní". Spolu s předpokladem homogenity vesmíru v čase (a jeho statičnosti) vede kosmologický princip ke vnitřním sporům – tzv. kosmologickým paradoxům. Nejzávažnější z nich je Keplerův – Olbersův paradox, podle kterého by celá obloha měla mít jas povrchu hvězd (např. Slunce), neboť každý zorný paprsek musí v konečné vzdálenosti protínat povrch nějaké hvězdy. Z hlediska termodynamiky to lze chápat jako termodynamickou rovnováhu hvězd se zářením. K ní by vesmír musel směřovat i v případě porušení homogenity v čase, jakým by byl vznik hvězd v konečné minulosti (tzv. tepelná smrt vesmíru).

Jednu z možností řešení Keplerova – Olbersova paradoxu dávají tzv. hierarchické kosmologie navržené I. Kantem, které opouštějí kosmologický princip při zachování koperníkovského principu. Podle nich je hmota kupena do prostorově izolovaných celků tak, že každý celek je elementem vyššího celku (s nižší průměrnou hustotou) — příkladem je posloupnost atom – hvězda – hvězdokupa – galaxie – kupa galaxií.

Kvalitativně nový pohled otevřela pro kosmologii obecná teorie relativity tím, že studium rozložení hmoty v pevně daném eukleidovském prostoru nahradila neeukleidovskou geometrií prostoročasu (tj. geometrodynamikou), vzájemně příčinně svázanou s rozložením a pohybem hmoty. A.A. Friedmann a W. Robertson ukázali, že podle kosmologického principu musí mít vesmír v daném čase geometrii prostoru konstantní křivosti (tzv. Friedmannovy – Robertsonovy – Walkerovy modely vesmíru). Křivost může být kladná, nulová či záporná, což lze charakterizovat indexem křivosti $k = +1, 0, -1$. Případ $k = 0$ odpovídá eukleidovské geometrii plochého prostoru (obvod kružnice o poloměru r je $o = 2\pi r$), $k = -1$ rovněž nekonečnému (otevřenému) vesmíru avšak s geometrií sedlové plochy ($o > 2\pi r$) a $k = +1$ konečnému (uzavřenému) vesmíru s geometrií nadkoule ($o < 2\pi r$) – viz obr 1. Zavedeme-li v prostoru zobecněné sférické souřadnice $\{\chi, \vartheta, \varphi\}$, pak metrika prostoročasu bude vyjádřena prostoročasovým intervalem

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t)[d\chi^2 + \Sigma^2(\chi)(d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta d\varphi^2)] \ , \tag{1}$$

kde

$$\Sigma(\chi) = \left\langle \begin{matrix} \sin\chi \\ \chi \\ \sinh\chi \end{matrix} \right. \qquad \text{pro} \qquad k = \left\langle \begin{matrix} +1 \\ 0 \\ -1 \end{matrix} \right. \ , \tag{2}$$

a R je časově proměnný poloměr křivosti prostoru, resp. škálovací faktor v případě $k = 0$. Z Einsteinových rovnic gravitačního pole vyplývají pohybové rovnice pro geometrii prostoru (charakterizovanou poloměrem R) a pro hustotu hmoty

$$\frac{\dot{R}^2}{R^2} + \frac{kc^2}{R^2} - \Lambda\frac{c^2}{3} = \frac{8\pi G}{3}\rho \ , \tag{3}$$

$$\frac{2\ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} + \frac{kc^2}{R^2} - \Lambda c^2 = -\frac{8\pi G}{c^2}P \ , \tag{4}$$

kde G je gravitační konstanta, c rychlost světla a kde hustota ρ a tlak P hmoty ve vesmíru jsou složky tenzoru energie a hybnosti, proměnné pouze s t. Z rovnic (3) a (4) pro ně vyplývá rovnice kontinuity hmoty-energie

$$\frac{d}{dt}(\rho c^2 R^3) + P\frac{dR^3}{dt} = 0 \ , \tag{5}$$

kde první člen lze interpretovat jako změnu celkové energie hmoty ve vesmíru a druhý jako práci vykonanou tlakem při změně objemu vesmíru. Členy s tzv. kosmologickou konstantou Λ zavedl Einstein do gravitačního zákona proto, aby mohlo existovat stacionární řešení ($\dot{R} = 0$) rovnic (3) a (4). Konstanta $\Lambda > 0$ vlastně představuje odpudivou sílu, která měla držet vesmír proti přitažlivé gravitační síle. Právě Friedmannovy dynamické modely však umožňují řešení kosmologických paradoxů a hlavně dávají řadu teoretických předpovědí, které jsou potvrzeny pozorováním.

Expanzi vesmíru a některé její vlastnosti lze pochopit i v rámci nerelativistické mechaniky – tzv. newtonovská kosmologie. Na povrchu homogenní koule o poloměru r a hustotě ρ působí gravitační zrychlení $g = \frac{4}{3}\pi G\rho r$ směrem k jejímu středu. Každá myšlená koule v nekonečném homogenním prostředí (která je na počátku v klidu a není držena žádnou odpudivou silou) se tedy musí zhroutit se zrychlením $\ddot{r} = -g \sim r$, takže v každém čase je i rychlost $\dot{r} \sim r$ a hustota koule s časem roste ($\rho \sim r^{-3}$). Kinetická energie (vztažená na jednotku hmotnosti) relativního pohybu povrchu vůči středu přitom bude

$$E_{\rm kin} = \frac{1}{2}\dot{r}^2 = E + \frac{4}{3}\pi G\rho r^2 \ , \tag{6}$$

kde E je (zachovávající se) celková energie. Z analogie se svislým vrhem v gravitačním poli je zřejmé, že pro $E < 0$ musela kontrakci předcházet expanze (z $r = 0$ do $r = r_{\max}$ a kontrakce zpět do $r = 0$ za konečný čas) a pro $E \geq 0$ jsou možná řešení kontrakce z $r = \infty$ v $t = -\infty$ do $r = 0$ v konečném t, nebo expanze z $r = 0$ v konečném t do $r = \infty$ v $t = \infty$. Porovnáním (6) a (3) pro $\Lambda = 0$ vidíme, že pro Friedmannův model má význam energie E člen $-\frac{1}{2}c^2 k$. V případě hmotného prachu s $P = 0$ (nebo alespoň $P << \rho c^2$, což platí pro nerelativistický plyn) dává tedy newtonovská kosmologie stejnou dynamiku vesmíru $R = R(t)$, jako Friedmannovy modely. Z nerelativistického hlediska by se tvar funkce $R(t)$ neměl změnit ani pro $P \neq 0$, neboť v důsledku homogenity je gradient P nulový. Z hlediska obecné teorie relativity je však i tlak zdrojem gravitačního pole, které dynamiku $R(t)$ ovlivní. Působení tlaku na dynamiku vesmíru lze chápat i jako výsledek zákonů zachování (které jsou důsledkem Einsteinova gravitačního zákona), neboť díky ekvivalenci hmotnosti a energie práce vykonaná tlakem pozmění závislost $\rho = \rho(R)$. Např. pro fotonový nebo jiný ultrarelativistický plyn platí

$$P_{\rm rad} = \frac{1}{3}c^2\rho_{\rm rad} \quad \Rightarrow \quad \rho_{\rm rad} \sim R^{-4} \quad (R \sim t^{\frac{1}{2}}) \ , \tag{7}$$

zatím co pro klasický plyn

$$P_{\rm mat} = 0 \quad \Rightarrow \quad \rho_{\rm mat} \sim R^{-3} \quad (R \sim t^{\frac{2}{3}}) \ . \tag{8}$$

V obou těchto případech jsou pro $R \to 0$ členy s k a Λ v rovnici (3) zanedbatelné proti pravé straně, takže $R(t)$ je asymptoticky vyjádřeno jednoduchými mocninnými výrazy uvedenými v závorkách. Pro směs obou plynů je pro malá R vesmír dominován zářením ($\rho_{\rm rad} > \rho_{\rm mat}$), takže platí (7), a pro větší R je dominován hmotou ($\rho_{\rm rad} < \rho_{\rm mat}$), takže platí (8). Tento model vychází ze singularity ($R = 0$, $\rho = \infty$ a teplota $T = \infty$) v konečném čase ($t = 0$), kterou nazýváme (žhavý) velký třesk (big bang).

Vzhledem k nezvyklosti fyzikální představy počáteční singularity nabyly přechodné obliby stacionární kosmologické modely (tzv. steady state – H. Bondi, T. Gold, F. Hoyle), podle nichž je rovnice kontinuity (5) narušena spontánním tvořením hmoty všude ve vesmíru rychlostí potřebnou právě k tomu, aby kompenzovala snižování hustoty v důsledku kosmologické expanze. Tyto modely, kterou jsou i časově homogenní, i když nestatické, však nesouhlasí s výsledky statistiky rozložení galaxií ve velkých vzdálenostech (tj. s jejich hustotou v minulosti) a byly zcela opuštěny po objevu reliktního záření, potvrzujícího i vysokou teplotu v dřívějších stadiích vývoje vesmíru.

Podle teorií velkého sjednocení však mohla ve velmi raných tzv. inflačních stadiích vývoje vesmíru platit stavová rovnice $P = -\rho c^2$, takže podle (5)

$$P = -\rho c^2 \quad \Rightarrow \quad \rho = konstanta \quad (R \sim \mathrm{e}^{Ht}) . \tag{9}$$

Práce expanze vesmíru proti zápornému tlaku tedy mohla za těchto podmínek opravdu doplňovat hustotu ředící se hmoty a dočasně tak simulovat působení členu s kosmologickou konstantou.

Současné fyzikální znalosti připouštějí velmi širokou třídu teoretických modelů vesmíru, mezi kterými je třeba rozhodnout porovnáním jimi předpovídaných s pozorovanými vlastnostmi vesmíru.

Základní observační metodou je studium rozložení diskrétních zdrojů (galaxií a kvasarů). Statistika úhlového rozložení (která je stížená stíněním naší Galaxií) i rozložení podle vzdáleností r v zásadě neodporují předpokladu homogenity vesmíru. Ukazují však existenci lokálních zhuštěnin, jejichž vysvětlení je přídavným úkolem pro teoretické modely. Největší dnes známé útvary tvoří tzv. "velkorozměrovou strukturu" vesmíru připomínající pěnu s "obřími dutinami" o rozměrech řádu 100 Mpc. Svítící hmota je soustředěna do stěn mezi dutinami (tzv. "lívance") a hlavně jejich průsečnic ("nitě"), popř. jejich uzlů. Statistika rozložení podle r odporuje stacionárním modelům vesmíru (statickým i "steady state"). Vzdálenost objektů lze určovat např. z jejich intenzit nebo úhlových rozměrů. Vztah těchto veličin je ovlivněn (ovšem jednoznačným způsobem) geometrií a dynamikou vesmíru. Vzhledem k nestacionárnosti vesmíru však vzniká problém určení svítivosti (hledání "standardních svíček") a skutečných rozměrů pozorovaných objektů, které stejně jako jejich prostorová hustota mohou být ovlivněny vývojovými efekty.

Nejdůležitějším potvrzením dynamiky vesmíru je Hubbleův objev rudého posuvu ve spektrech galaxií, který svědčí o jejich vzdalování rychlostí v přímo úměrnou jejich vzdálenosti r

$$v = Hr , \tag{10}$$

kde tzv. Hubbleova konstanta $H \simeq 75\mathrm{km\ s}^{-1}\ \mathrm{Mpc}^{-1}$ je určena funkcí $R(t)$

$$H = \frac{\dot{R}(t)}{R(t)} , \tag{11}$$

čili ve skutečnosti je rovněž funkcí času. Rudý posuv z vlnových délek spektrálních čar

$$z = \frac{\lambda_{\mathrm{obs}} - \lambda_{\mathrm{em}}}{\lambda_{\mathrm{em}}} , \tag{12}$$

kde λ_{em} je vyzářená a λ_{obs} pozorovaná vlnová délka, je potom výsledkem postupného dopplerovského prodlužování vlnové délky fotonů během jejich letu od zdroje k pozorovateli a závisí na tom, kolikrát se za dobu letu fotonu zvětšil poloměr vesmíru

$$1 + z = \frac{R(t_{\mathrm{obs}})}{R(t_{\mathrm{em}})} . \tag{13}$$

Rudý posuv z se užívá jako míra vzdálenosti (a tím i míra 'starobylosti') vzdálených zdrojů. Jeho přepočet na skutečnou současnou vzdálenost r, resp. radiální souřadnici χ, je dán tvarem funkce $R(t)$,

$$r = R(t_{\mathrm{obs}})\chi = R(t_{\mathrm{obs}}) \int_{t_{\mathrm{em}}}^{t_{\mathrm{obs}}} R^{-1}(t) c dt . \tag{14}$$

Skutečná současná rychlost (Hr) vzdalování, která ovšem nemá přímý fyzikální smysl, může být pro objekty s velkým z (např. v Einsteinově – de Sitterově vesmíru pro $z > 3$) větší než c, a nelze ji ze z počítat speciálně relativistickým vztahem pro Dopplerův jev.

Limitu $r_{\rm h}$ výrazu (14) pro $t_{\rm em} \to 0$, tj. $z \to \infty$ nazýváme horizontem částic. Ten určuje nejvzdálenější bod $(\chi = \chi_{\rm h})$, ze kterého od vzniku vesmíru v $t = 0$ k nám do události $(\chi = 0, t = t_{\rm obs})$ mohla dospět jakákoliv informace (v Einsteinově – de Sitterově modelu $r_{\rm h} \simeq 2Gpc$). S rostoucím časem $t_{\rm obs}$ $r_{\rm h}$ roste. V některých modelech však existuje konečná limita $\lim_{t_{\rm obs}\to\infty} r_{\rm h}$ (tzv. horizont událostí), takže vzdálenější oblasti jsou provždy kauzálně oddělené.

Proměřením nelinearity Hubbleova vztahu $z = z(r)$ lze v principu určit i tzv. decelerační parametr q

$$q = -\frac{\ddot{R}R}{\dot{R}^2} \; . \tag{15}$$

Z rovnice (4) pak při zanedbání členů s p a Λ, které v současné epoše vývoje vesmíru patrně zanedbatelné jsou, dostáváme vztah

$$kc^2 = R^2H^2(2q-1) \; . \tag{16}$$

Z hodnoty q lze tedy určit geometrii celého vesmíru, přičemž kritická hodnota $q_{\rm k} = \frac{1}{2}$. V mezích značných pozorovacích chyb se q shoduje s $q_{\rm k}$.

Podobně z rovnice (3) bychom mohli určit k podle toho, zda je současná průměrná hustota vesmíru menší nebo větší než kritická hodnota

$$\rho_{\rm k} = \frac{3H^2}{8\pi G} \simeq 10^{-26} {\rm kg.m}^{-3} \; . \tag{17}$$

Pozorovaná svítící hmota galaxií dává hustotu přibližně o jeden až dva řády menší. Z rozboru jejich vnitřní dynamiky i dynamiky kup galaxií však vyplývá, že obsahují také velké množství tzv. skryté hmoty, která je váže svým gravitačním působením. O podstatě této hmoty zatím nic bližšího nevíme. Mohlo by se jednat o neutrina, pokud by jejich klidová hmotnost byla řádu několika eV, mohou to však být i doposud neznámé částice. Z hlediska pozorovatelnosti nelze vyloučit ani některé formy nesvítících těles z běžné látky. Odhady celkového množství skryté hmoty jsou opět natolik nejisté, že nemohou o k rozhodnout.

Velikost deceleračního parametru lze omezit porovnáním pozorovaného stáří vesmíru t s Friedmannovými modely, podle nichž by mělo být

$$t = \frac{1}{(2q-1)H}\left[\frac{q}{\sqrt{|2q-1|}} f\left(\frac{1-q}{q}\right) - 1\right] \; , \qquad \text{kde } f(x) = \begin{cases} \operatorname{arccos} x & \text{pro } x \leq 1 \\ \operatorname{arccosh} x & \text{pro } x > 1 \end{cases} \; . \tag{18}$$

Speciálně pro $q = \frac{1}{2}$, tj. $k = 0$ je $t = \frac{2}{3} \simeq 8,7.10^9$let (při $H = 75{\rm km\ s}^{-1}\ {\rm Mpc}^{-1}$), pro $q > \frac{1}{2}$ je t ještě menší. Z radiometrické chronologie meteoritů a pozemských a měsíčních hornin vyplývá spodní hranice na stáří sluneční soustavy přibližně 4 až 5.10^9let. Z porovnání teoretických modelů vývoje hvězd s pozorovanými HR-diagramy lze odhadnout stáří některých hvězdokup až na 10 až 15.10^9let. To by svědčilo ve prospěch $k = -1$ nebo menší hodnoty H.

Z rovnice zachování (5) vyplývá, že při malém poloměru R vesmíru měla hmota v něm obsažená velkou hustotu a patrně tedy i vysokou teplotu. Podmínky v celém vesmíru tedy mohly být podobné podmínkám v nitrech hvězd a mohly v něm tedy probíhat termonukleární reakce. Ke každé reakci (chemické, termonukleární, ale i reakci elementárních částic, ionizačnímu nebo zářivému přechodu) existuje i inverzní proces a v termodynamické rovnováze je poměr koncentrací jejich produktů určen především teplotou a hustotou. Protože s rostoucí hustotou relaxační čas $\tau_{\rm r}$ ustavení této rovnováhy obvykle velmi rychle klesá, byl pro malá R menší než tehdejší stáří t vesmíru a chemické složení stále odpovídalo rovnovážnému. V okamžiku, kdy v důsledku kosmologické expanze hustota poklesne a τ_r přeroste t, detailní rovnováha je porušena. V prvém přiblížení je chemické složení vesmíru zmrazeným obrazem stavu v tomto okamžiku, přesněji musí být vypočteno řešením příslušných kinetických rovnic. V podstatě je však určeno velikostí teploty při dané hustotě. V ionizovaném stavu je hmota v termodynamické rovnováze se zářením, takže teplotu lze popsat hustotou fotonů. Výsledné chemické složení tak závisí na podílu hustot fotonů n_γ a baryonů n_B, tj. na entropii na baryon, neboť převládá entropie fotonového plynu a ta je v rovnováze dána počtem jeho fotonů. Výsledný obsah He^4 (hmotově $\simeq 0,25$, což je v dobré shodě s pozorováním) je málo citlivý na n_B/n_γ, protože je určen především poměrným zastoupením neutronů a protonů ($\simeq 0,2$) v okamžiku přerušení jejich vzájemných přeměn. Po rekombinaci plazmatu přeroste τ_r zářivých procesů stáří t vesmíru a záření se tzv. oddělí od hmoty, tj. volně chladne s teplotou $T \sim R^{-1}$ (zatimco adiabatické chladnutí nerelativistických částic je rychlejší, $T \sim R^{-2}$). Dnes toto záření pozorujeme jako tzv. reliktní záření, jehož současnou hustotu máme dobře změřenou. Zjištěním skutečného chemického složení vesmíru tedy můžeme určit průměrnou hustotu baryonů ve vesmíru. Tento postup určuje hustotu i nesvítící baryonové hmoty, je však ovlivněn dodatečným obohacením těžkými prvky vznikajícími ve hvězdách a narůstáním lokálních nehomogenit v chemickém složení. Nejlepší shodu s pozorováním dává hustota baryonů $n_\mathrm{B} \simeq 10^{-9} n_\gamma$, což odpovídá $\rho \simeq 0,1\rho_\mathrm{k}$.

V ranějších stadiích vývoje vesmíru, kdy střední energie γ-kvant byla vyšší než příslušná prahová hodnota, docházelo k přeměně fotonů na částice a antičástice. V rovnováze kreačních a anihilačních procesů byl počet fotonů a jednotlivých druhů částic s $mc^2 < h\nu$ řádově stejný (protože však tyto částice byly relativistické, dynamika vesmíru byla stále "dominována zářením"). V průběhu ochlazování postupně anihilovaly napřed baryony, pak i leptony. Jestliže dnes pozorujeme nenulovou hustotu částic a prakticky žádné antičástice, musel v uvedené rovnováze existovat slabý přebytek částic nad antičásticemi (v poměru přibližně $(1{+}10^{-9}){:}1$) – tzv. baryonová asymetrie.

V éře dominované zářením byly všechny nehomogenity malých rozměrů zahlazovány tlakem záření. Silně nelineární fluktuace hustoty, jakými jsou galaxie a hvězdy, se mohly rozvíjet až po oddělení hmoty od záření. O jejich vývoji, který závisí na povaze a spektru počátečních perturbací, existuje několik hypotéz. V případě tzv. adiabatických poruch, pro které $\delta n_\gamma / n_\gamma = \delta n_B / n_B$ (takže entropie na baryon je konstantní), je charakteristická hmotnost nehomogenit určena velikostí tehdejšího horizontu a je řádu 10^{12} až $10^{15} M_\odot$, tj. velkých kup galaxií. Podle tohoto scénáře vznikla nejprve velkorozměrová struktura, která se postupně fragmentovala, takže galaxie vznikly až při $z \simeq 10$ až 3. Podle tzv. izotermického scénáře $\delta n_\gamma = 0$, zatímco δn_B se mohlo ještě za dominace záření formovat na škálách Jeansovy gravitační nestability baryonového plynu, tj. $\simeq 10^5 M_\odot$, což odpovídá kulovým hvězdokupám. Útvary této velikosti mohly existovat již v $z \simeq 1000$ a z nich by se teprve postupně stavěly větší celky (spíše kulového tvaru). Na formování struktury vesmíru se mohly podílet rovněž rázové vlny vzniklé výbuchy prvotních supermasivních hvězd.

Z pozorování reliktního záření vyplývá, že amplituda adiabatických perturbací byla v $z \simeq 1000$ malá, ačkoliv v případě mocninné závislosti $R(t)$ byly např. protilehlé oblasti kauzálně oddělené. Tato pozorovaná homogenita vesmíru je ve Friedmannových modelech zakotvena v počátečních podmínkách, je však velmi přirozená snaha vysvětlit ji relaxačními procesy ve velmi raných stadiích vývoje vesmíru. Jednu z možností dávají inflační stadia vývoje vesmíru, vyjádřená rovnicí (9). Pokud by se během tohoto stadia R zvětšilo o mnoho řádů (uvažuje se až o 10^{30}), pak by skutečný horizont částic byl ve stejném poměru větší než námi pozorovaná sféra $z = 1000$. Inflační modely vysvětlují kromě izotropie vesmíru rovněž jeho blízkost vesmíru meznímu (tj. $q = 0,5$) a některé další problémy (např. hustoty monopólů) vyplývající z teorií velkého sjednocení. Všechny tyto podmínky, které pozorovaný vesmír splňuje, přestože z fyzikálního hlediska jsou netriviální, jsou nutné k možnosti vzniku hvězd a tedy i života. Nabízí se proto tzv. antropický princip, podle kterého z fyzikálně možných modelů vesmíru jsou přijatelné pouze ty, které dávají možnost vzniku člověka. Podmínka existence pozorovatele tak vlastně působí jako výběrový efekt. Předpokladem jeho uplatnění je existence většího počtu prostoročasových oblastí typu Friedmannových modelů (případně i jiných). O jejich vzniku jako kvantové fluktuace na podkladě širšího prostoročasu uvažují kvantové teorie gravitace.