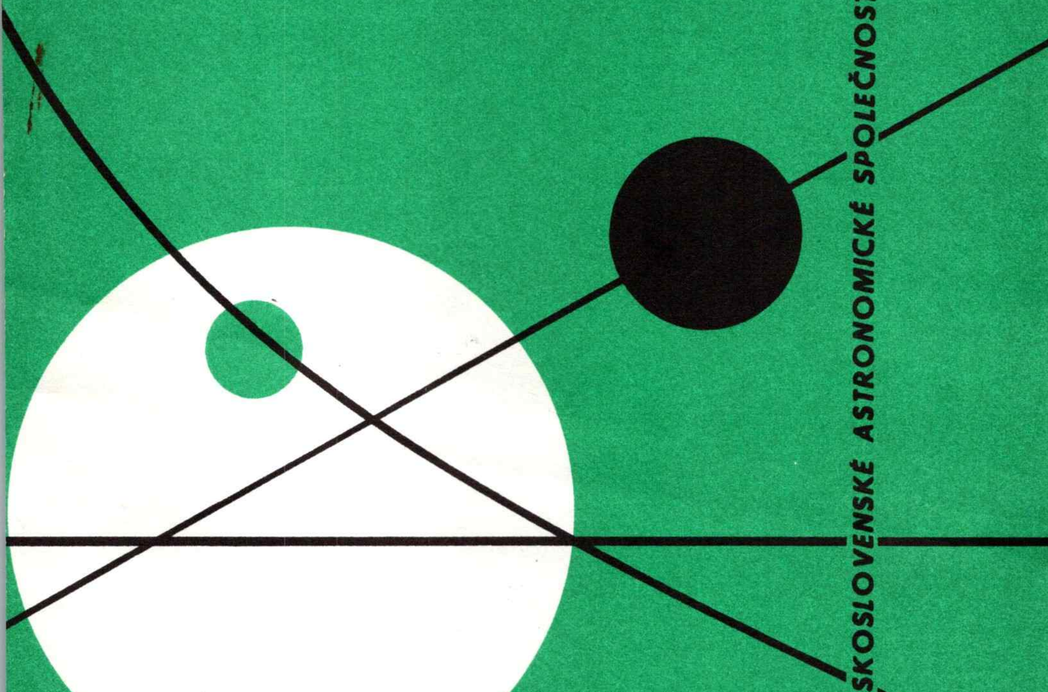


KOSMICKÉ ROZHLEDY

NEPERIODICKÝ VĚSTNÍK ČESKOSLOVENSKÉ ASTRONOMICKÉ SPOLEČNOSTI PŘI ČSAV

1/1980

KOSMICKÉ ROZHLEDY, neperiodický věstník
Československé astronomické společnosti
při Československé akademii věd

ročník 1980 číslo 1

M. Burša

Gravitační pole některých těles sluneční soustavy

Družicové metody studia gravitačních polí přinesly již za pouhých dvaadvacet let existence družicové epochy podstatně více nových údajů o gravitačních polích těles sluneční soustavy, než bylo dosaženo za všechna století výzkumu celé epochy předdružicové. Zejména výsledky dráhových analýz umělých družic umožnily globálně popsat gravitační pole některých těles sluneční soustavy pomocí harmonických rozvojů gravitačního potenciálu do značně vysokých stupňů $\bar{n}$ harmonických členů; v případě zemského tělesa bylo zatím dosaženo stupně $\bar{n} \doteq 30$, u Měsíce $\bar{n} = 16$, Marsu $\bar{n} = 16$, Jupitera $\bar{n} = 6$, Venuše $\bar{n} = 2$. Zmíníme se o principu těchto astrodynamických metod a uvedeme některé výsledky.

1. Silová funkce a pohybové rovnice

Budeme předpokládat, že pohyb umělé družice je působen pouze konservativními silami gravitačními a zanedbáme všechny vlivy negravitační. Označíme M_j přirozená nebeská tělesa, v jejichž polích pohyb družic studujeme, pro úsporu zároveň jejich hmotnosti; obdobně M_s nechť značí umělou družici (dále jen družici) i její hmotnost. Vždy je $M_s \ll M_j$ a M_s může být považována za částici bodovou o malé hmotnosti; dm_s, dm_j nechť jsou příslušné diferenciály hmotnosti, G gravitační konstanta. V tomto případě má silová funkce tvar

$$V = GM_s \sum_{j=1}^{n} \int_{M_j} \frac{dm_j}{r_{sj}} + G \sum_{i=2}^{n} \int_{M_1} \int_{M_i} \frac{dm_1 dm_i}{r_{1i}} + \tag{1}$$

$$+ G \sum_{i=3}^{n} \int_{M_2} \int_{M_i} \frac{dm_2 dm_i}{r_{2i}} + \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots +$$

$$+ G \int_{M_{n-1}} \int_{M_n} \frac{dm_{n-1} dm_n}{r_{(n-1)n}} ,$$

když $r_{sj} = \overline{M_s\, dm_j}$, $r_{li} = \overline{dm_l\, dm_i}$, ... ,

$r_{(n-1)n} = \overline{dm_{n-1}\, dm_n}$.

Pohyb družice a n přirozených nebeských těles lze pak popsat v inerciálním systému (polohový vektor **R**) pohybovými rovnicemi

$$M_s \ddot{R}_s = \mathrm{grad}_{\ddot{R}_s} V \quad , \quad M_j \ddot{R}_j = \mathrm{grad}_{R_j} V . \tag{2}$$

Exaktní řešení soustavy (2) nebylo nalezeno. Problém však lze prakticky zjednodušit, obíhá-li umělá družice M_s poměrně blízko centrálního tělesa (jím budiž M_1) ve srovnání s její vzdáleností od ostatních těles systému (M_2, M_3, ... M_n). Pak jeho vliv na její pohyb je rozhodující a vliv ostatních těles má charakter poruch.

V silové funkci (1) nabude v tomto případě rozhodujícího vlivu člen, buzený gravitačním polem tělesa centrálního, okolo něhož družice obíhá

$$V_1 = G\, M_s \int_{M_1} \frac{dm_1}{r_{s1}} . \tag{3}$$

Ten lze ve vnějším prostoru a vně sféry konvergence vyjádřit stejnoměrně konvergentní řadou sférických funkcí. V bodě M_s (ϱ_s, δ_s, T_s), je-li ϱ_s centrický průvodič družice, δ_s centrická deklinace, T_s centrický hodinový úhel vzhledem k výchozímu poledníku centrálního tělesa, tento rozvoj zní

$$V_1 = G\, \frac{M_1 M_s}{\varrho_s} \Bigg[1 + \tag{4}$$

$$+ \sum_{n=2}^{\bar{n}} \left(\frac{a_o}{\varrho_s} \right)^n \left(J_n^{(k)} \cos kT_s - S_n^{(k)} \sin kT_s \right) P_n^{(k)} \sin \delta_s \Bigg] .$$

2. Stokesovy konstanty centrálního tělesa

Koeficienty $J_n^{(k)}$, $S_n^{(k)}$ patří do třídy tzv. Stokesových konstant S tělesa, jsou rovny

$$\begin{matrix} J_n^{(k)} \\ S_n^{(k)} \end{matrix} = \frac{(2-\delta_{ok})(n-k)!}{M_1\, a_o^n\, (n+k)!} \int_{M_1} \varrho^n P_n^{(k)} (\sin \phi) \begin{matrix} \cos k\lambda \\ \sin k\lambda \end{matrix}\, dm . \tag{5}$$

Popisují jeho gravitační pole; n je stupeň přidružených Legendreových funkcí $P_n^{(k)}$, k = 1,2,..., n jejich řád; δ_{ok} Kroneckerův symbol; a_o volitelný délkový parametr (viz rozvoj (4)), zpravidla velká poloosa elipsoidu, nahrazujícího těleso M_1 (v dalším index "1" vynecháme); ϱ, ϕ, λ jsou centrické sférické souřadnice elementu dm tělesa M. Členy s n=1 v (4) jsou nulové, neboť souřadnicové systémy ϱ, ϕ, λ a ϱ_s, δ_s, T_s jsou centrické per definitionem a tudíž

$J_1^{(o)} = 0$, $J_1^{(1)} = 0$; $J_o^{(o)} = 1$.

Znamenitou vlastností Stokesových konstant tělesa je, že jsou určitelny bez znalosti hustotního složení tělesa, je-li znám gravitační potenciál V a jeho normálové derivace $\frac{\partial V}{\partial n}$ na ploše $\sum$, která těleso o objemu τ vymezuje.

Stokesovou konstantou obecně je integrál

$$S = \int_\tau U\sigma d\tau , \tag{6}$$

je-li $\Delta U = 0$ uvnitř τ, tj. je-li jinak obecná funkce U uvnitř τ harmonickou, σ je hustota v $d\tau$. Aplikujeme-li na U, V první identitu Greenovu, dostaneme

$$\int_\tau (U\Delta V - V\Delta U)\, d\tau = \int_\Sigma (U \text{ grad } V - V \text{ grad } U)\, d\Sigma = \tag{7}$$
$$= \int_\Sigma \left(U \frac{\partial V}{\partial n} - V \frac{\partial U}{\partial n}\right) d\Sigma$$

a tudíž, s uvážením Poissonovy rovnice $\Delta V = -4\pi G\sigma$ uvnitř τ

$$S = -\frac{1}{4\pi G} \int_\Sigma \left(U \frac{\partial V}{\partial n} - V \frac{\partial U}{\partial n}\right) d\Sigma . \tag{8}$$

V případě (5) je vždy $\Delta \left[\varrho^n P_n^{(k)} (\sin \phi) \begin{matrix} \cos k\lambda \\ \sin k\lambda \end{matrix} \right] = 0$,

Laplaceův symbol od libovolné sférické funkce je roven nule.

Kdyby gravitační pole centrálního tělesa bylo středově symetrické, pak by

$J_n^{(k)} = 0$, $S_n^{(k)} = 0$ pro všechna $n > 0$ a pohyb družice by se děl přesně podle zákonů Keplerových. Ve skutečnosti žádné z dosud zkoumaných těles tyto ideální vlastnosti nemá. Všechna tělesa zemského typu ve sluneční soustavě jsou značně komplikovaná pokud jde o jejich hustotní rozložení a tím i jejich tvary, neboť tvarové parametry v značné míře hustotní anomálie obrážejí. Již proto není pohyb družic ideálně Keplerovský a je porušen všemi členy v silové funkci (4) s $n \geqq 2$. Ty je třeba znát, chceme-li pohyb družice popsat a priori. Lze však řešit i úlohu obrácenou, tj. určit Stokesovy konstanty (5) centrálního tělesa z časových variací integračních konstant (dráhových elementů) pohybu neporušeného, za předpokladu, že můžeme polohu družice určovat z řady dobře rozmístěných stanic po dostatečně dlouhou dobu.

Řešení úlohy však vyžaduje uvážit s dostatečnou přesností vliv tzv. třetích těles, tj. poruchy od M_2, M_3, ..., M_n včetně jejich působení slapového. Není-li centrální těleso M_1 dokonale tuhé, pak slapovým působením třetích těles dojde k jeho hmotovým deformacím a přesunem hmot se vybudí dodatkový potenciál ve vnějším prostoru, který obecně ovlivní i pohyb družice. K tomu je třeba řešit první okrajovou úlohu (Dirichletovu) teorie potenciálu, ovšem lze řešit i úlohu obrácenou a slapové parametry ponechat v řešení jako veličiny určované. Řešení je komplikované i tím, že nezonální členy ($n \neq 0$), tj. členy teserální ($n \neq k$, $n \neq 0$) a sektoriální ($n \neq k$, $n \neq 0$), lze určit pouze společně se souborem souřadnic pozorovacích stanic a kromě toho jsou některé vzájemně korelovány.

Stokesovy konstanty nebeského tělesa $J_n^{(k)}$, $S_n^{(k)}$ popisují tedy tvarové a hustotní a tím i dynamické vlastnosti tělesa a jsou určitelny neodvisle na znalosti jeho vnitřní stavby. Souborem Stokesových konstant (5) je gravitační potenciál tělesa M určen až na rozměrový faktor. Ten definuje tzv. centrická gravitační konstanta GM, součin gravitační konstanty a hmotnosti tělesa, určitelná s poměrně velmi vysokou přesností (u geocentrické konstanty bylo již dosaženo relativní přesnosti 10^{-7}) z dráhové dynamiky zejména meziplanetárních sond.

Hodnoty GM pro řadu těles sluneční soustavy jsou v tab.1.

3. Hladinové plochy tíhového potenciálu

Soubor veličin GM, $J_n^{(k)}$, $S_n^{(k)}$ spolu s úhlovou rychlostí ω tělesa dovoluje popsat jeho tíhové pole např. pomocí průběhu hladinových ploch. Jedna ze souboru hladinových ploch tíhového potenciálu W je pro povrch tělesa typická tak, že ji můžeme považovat za takovou, že těleso s dostatečnou přesností vymezuje, tj. že jeho povrch representuje. Její tíhový potenciál nechť je W_o. Například u zemského tělesa byla za takovou přijata plocha, která je v oblasti oceánů a moří totožna s jejich klidnými středními hladinami (Listingův geoid, 1873).

Zavedeme-li veličinu

$$R_o = GM/W_o \quad , \tag{9}$$

tzv. délkový rozměrový faktor (poloměr sféry, která má stejný gravitační potenciál jako je tíhový potenciál na hladinové ploše $W = W_o$), pak můžeme centrický průvodič plochy $W = W_o$ vyjádřit ve tvaru

$$\varrho = R_o \left[1 + A_o^{(o)} + \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{k=0}^{n} (A_n^{(k)} \cos k\lambda + \right. \tag{10}$$

$$\left. + B_n^{(k)} \sin k\lambda)\, P_n^{(k)} (\sin \phi) \right] ;$$

ϕ, λ jsou centricky sférické souřadnice proměnného bodu. Koeficienty v rozvoji (10) jsou známými funkcemi $J_n^{(k)}$, $S_n^{(k)}$, ω a každý harmonický člen stupně n a řádu k popisuje vlnu o amplitudě

$A_{n,k} = \left[(A_n^{(k)})^2 + (B_n^{(k)})^2 \right]^{1/2}$ a fázovém úhlu $\lambda_{n,k} =$

$= \frac{1}{k} \operatorname{arctg}(B_n^{(k)} / A_n^{(k)})$. Například člen n=2, k=0 obráží pólové zploštění, členy n=2, k=2 zploštění rovníku a orientaci náhradní rovníkové elipsy, členy o lichých n rovníkovou nesymetrii atd. Číselné hodnoty některých koeficientů nižších stupňů pro řadu těles jsou v tab. 1; amplitudy $\bar{A}_{2,2}$ jsou zde úplně normované.

Plochu $W = W_o$, danou rovnicí (10), můžeme použít jako referenční pro vyjádření dalších charakteristik pole, např. tíže g či vyšších derivací tíhového potenciálu. Všechny tyto charakteristiky lze vyjádřit obdobně jako (10). Pro tíži např. platí

$$g = G_o \left[1 + g_o^{(o)} + \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{k=0}^{n} (g_n^{(k)} \cos k\lambda + h_n^{(k)} \sin k\lambda) P_n^{(k)} \sin \phi \right] ; \tag{11}$$

$G_o = GM/R_o^2$; koeficienty $g_o^{(o)}$, $g_n^{(k)}$, $h_n^{(k)}$ jsou opět funkcemi Stokesových konstant a úhlové rychlosti rotace tělesa.

4. Tvar těles

Základní tvarové vlastnosti nebeských těles se zpravidla vyjadřují jejich pólovým a rovníkovým zploštěním. Plocha (10) nemá však tyto základní tvarové prvky definovány. Je proto třeba odvodit parametry trojosého elipsoidu, který plochu (10) "nejvhodněji" nahrazuje. Definice pojmu "nejvhodněji" je vázána na dodatečné podmínky, které je třeba formulovat předem; řešení není jednoznačné. Čtyři parametry trojosého elipsoidu (a - největší poloosa; α - zploštění poledníku, v němž největší poloosa leží; λ_a jeho délka; α_1 zploštění rovníkové elipsy) lze vypočíst např. minimalizací integrálu

$$\int\limits_S \left[\varrho - \varrho_e (a, \alpha, \alpha_1, \lambda_a) \right]^2 dS = \min.,$$

když S je daná hladinová plocha $W = W_o$ a ϱ_e průvodič odvozovaného elipsoidu. Jiné řešení dostaneme při minimalizaci integrálu čtverce rozdílu tíže

$$\int\limits_S \left[g - g_e (a, \alpha, \alpha_1, \lambda_a) \right]^2 dS = \min., \tag{12}$$

nebo tíhového potenciálu

Tab. 1

Těleso	GM $[10^9 m^3 s^{-2}]$	$-R_0 A_2^{(0)}$ [m]	$R_0 \bar{A}_{2,2}$ [m]	$\lambda_{2,2}$ [°]	$R_0 A_3^{(0)}$ [m]	$R_0 A_4^{(0)}$ [m]
☉	132 712 496 500					
☿	22 032					
♀	324 858,6					
⊕	398 600,44	14 266,7	17,9	345°E	16,3	19,6
☾	4 902,75	364	60	0°	-11	34
♂	42 828	11 822	330	255°E	-85	112
♃	126 713 600	$3{,}2.10^6$				46.10^3

$$\int_S \left[W_o - W_e\,(a, \alpha, \alpha_1, \lambda_a) \right]^2 dS = \min., \tag{13}$$

nebo např. Gaussovy křivosti K

$$\int_S \left[K - K_e\,(a, \alpha, \alpha_1, \lambda_a) \right]^2 dS = \min. \tag{14}$$

a pod. Číselné hodnoty a, α, α_1, λ_a, uvedené v tab. 2, byly získány při podmínce (12). Veličiny $\bar{a}$, $\bar{\alpha}$ jsou parametry odpovídajícího elipsoidu rotačního.

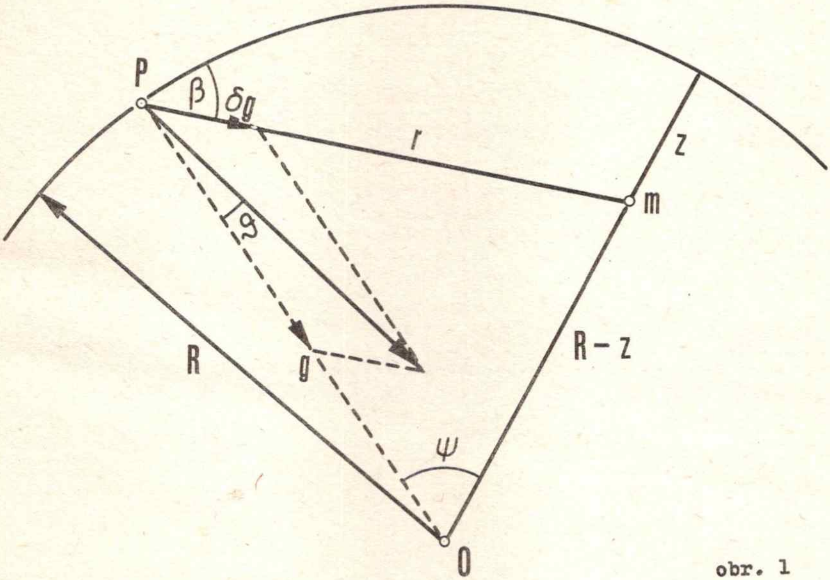
Tab. 2

Parametr	Země	Měsíc	Mars
a	6 378 173 m	1 736,0 km	3 397,8 km
$1/\alpha$	297,787	2 600	183,9
$1/\alpha_1$	90 000	6 720	2 630
λ_a	14,8°W	0°	74,8°E
$\bar{a}$	6 378 139 m	1 735,87	3 397,15
$\bar{\alpha}$	298,257	3 215	190,3

5. Interpretace anomálií

Elipsoidy, jimiž nebeská tělesa aproximujeme, mohou být použity i jako tělesa referenční, budící tzv. "normální tíhová pole" a při studiu polí reálných můžeme pracovat s odchylkami či anomáliemi, což jsou veličiny poměrně malé. Jimi mohou být tíhové či gravitační anomálie, odchylky tížnic, anomálie křivosti apod.

K hustotním interpretacím anomálních polí lze s výhodou použít např. odchylek tížnic. Na obr. 1 je schematicky znázorněna



obr. 1

odchylka ϑ, kterou působí anomální hmota m v hloubce z pod povrchem planety. Plyne z něj zřejmý vztah

$$tg\,\vartheta = \frac{\delta g \cos\beta}{g} \tag{15}$$

když

$$\delta g = \frac{Gm}{r^2} \tag{16}$$

$$\text{a} \quad \cos\beta = \frac{R-z}{r} \sin\psi\ ; \tag{17}$$

význam všech veličin je patrný z obr. 1. Z průběhu funkce na povrchu tělesa (který pro dané řešení můžeme považovat za ideálně sférický) v závislosti na úhlu ψ lze odvodit hledané parametry m, z. Platí (odchylka ϑ je úhel vždy malý tak, že jeho čtverec můžeme zanedbat)

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \psi} = Gm \frac{R}{gr^5} \left[r^2 \cos\psi - 3R\,(R-z)\, \sin^2\psi \right] \frac{R-z}{R} \,, \tag{18}$$

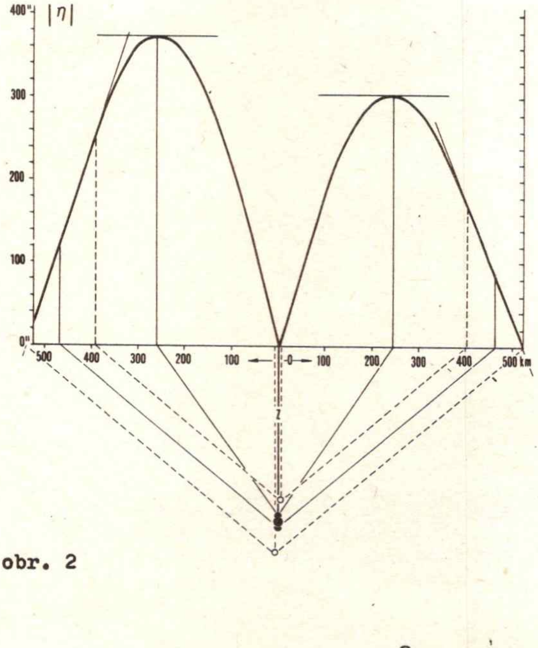
$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \psi^2} = Gm \frac{R}{gr^5} \left[15\, R^2 \frac{(R-z)^2}{r^4} \sin^3\psi - \frac{9}{2} \frac{R(R-z)}{r^2} \sin 2\psi - \right. \tag{19}$$

$$\left. - \sin\psi \right] \frac{R-z}{R} \,.$$

Při $\frac{\partial \vartheta}{\partial \psi} = 0$ nastává extrém $|\vartheta| = \max$, při $\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \psi^2} = 0$ je $\left|\frac{\partial \vartheta}{\partial \psi}\right| = \max$ a z těchto extrémních poloh a hodnot lze již snadno hledané parametry vypočíst.

Touto cestou jsme hmotnostně interpretovali řadu anomálních útvarů, zejména maskonů v měsíčním plášti; jako příklad je na obr. 2 zobrazen průběh složky η tížnicové odchylky v prvním vertikálu v lokalitě Mare Orientale ($z \doteq 360$ km, $m \doteq 1{,}3.10^{19}$ kg), což je nejanomálnější měsíční oblast vůbec (ϑ až 400").

Dosažené výsledky ovšem odpovídají ideálním modelům, jejichž gravitační pole jsou středově symetrická. Ve skutečnosti jsou maskony i jiné anomální útvary obecně složitější a v řešení musí být použito modelů, které věrněji realitu vystihují; exaktně je ovšem úloha neřešitelná, jsou-li k dispozici jen



obr. 2

prvky vnějšího gravitačního pole tělesa. Tato stránka problému však již zcela přesahuje rámec dnešní informativní přednášky.

(Prosloveno na VIII. volebním shromáždění ČAS ve Valašském Meziříčí dne 29.9.1979).

L.E. Gurevič

O jednom fundamentálním problému v kosmologii

1. Úvod

V tomto článku nechceme řešit, ale spíše formulovat jednu fundamentální otázku, týkající se struktury vesmíru. Zamyslíme se nad tím, jak by bylo možné objasnit zjevnou absenci vlastností výlučnosti a jedinečnosti vesmíru, nebo přesněji naší Metagalaxie. Metagalaxii lze charakterizovat jako okolní kosmický systém skládající se z hvězd, galaxií, kup galaxií a dalších hmotných objektů. Kosmologie předpokládá, že tento systém je jedinečný a že se vyvíjí podle svých vnitřních zákonů - zákonů obecné teorie relativity, statistické fyziky, elektrodynamiky atd. - bez jakýchkoliv vlivů, které by bylo nutné považovat za vnější.

V tomto článku se budeme zabývat hypotézou, která tvrdí, že naše Metagalaxie ve skutečnosti není nejvyšší strukturní jednotkou ve své podstatě totožnou s vesmírem. Ve vesmíru podle této hypotézy existují metagalaxie s nejrůznějšími geometrickými a fyzikálními vlastnostmi, konkrétně např. metagalaxie, které by byly charakterizovány odlišným počtem prostorových rozměrů. Metagalaxie jsou příčinně souvislé systémy [1], které mohou během svého vývoje vstupovat do vzájemných působení (např. vytvářet příčinně souvislé objekty vyššího řádu). Metagalaxie existují v jakémsi "superprostoru", který je třeba ztotožňovat se zevšeobecněným gravitačním polem (termín "superprostor" je však zde použit v jiném smyslu, než v jakém jej obvykle používá známý americký fyzik J.A. Wheeler). Vytvářejí nekonečnou spojitou množinu, jejíž prvky jsou charakterizovány všemi možnými hodnotami spojitých parametrů i parametrů diskrétních, jako je např. počet prostorových rozměrů, přičemž se v nich projevují nejrůznější typy zákonů přírody.

2. Problém výlučnosti a jedinečnosti naší Metagalaxie

Má Metagalaxie, ve které žijeme, vlastnosti, které by nesporně ukazovaly na její výlučnost, na to, že je jediným existujícím, resp. jediným možným [2] objektem tohoto typu?

[1] Příčinně souvislým budeme nazývat jeden celistvý systém, zatímco jako příčinně související budeme označovat dva resp. větší počet různých systémů.

[2] Otázka v jakém smyslu je zde využíváno slovo "možný" bude diskutována v části 4 tohoto článku.

Takovou vlastností výlučnosti by byla např. její plná homogenita a plná izotropie. Co říkají pozorování? Pokud se týká první vlastnosti: v objemu poněkud převyšujícím rozměry kup galaxií se zdá být střední hustota hmoty v Metagalaxii přibližně stejná, tj. Metagalaxie je zhruba homogenní. K tomuto závěru se však vyskytují výhrady. Poukazuje se, že pozorovatel nevidí různé body Metagalaxie současně, ale na světelném kuželu. Nicméně, vzdálenosti, v nichž můžeme zkoumat vlastnosti Metagalaxie, jsou dnes malé ve srovnání s charakteristickými délkami, o kterých budeme hovořit v části 3,a pozorovací údaje,ktetě máme k disposici, jsou nepřesné. Proto nemůžeme dnes rozhodnout, zda Metagalaxie je či není plně homogenní.

Zadruhé, Metagalaxie se zdá být izotropní. Nejbezprostředněji se tato vlastnost projevuje v izotropii reliktového záření. Nebylo by možné předpokládat, že Metagalaxie byla homogenní a izotropní i v okamžiku singularity - a že měla současně i dostatečně vysokou teplotu a tedy i dostatečně vysokou entropii a s ní související statistické fluktuace? Při expanzi Metagalaxie by tyto fluktuace mohly narůstat, takže v určitém vývojovém stadiu Metagalaxie by Jeansova nestabilita mohla vést ke gravitační kondenzaci kup galaxií, galaxií i jednotlivých hvězd (viz část 4). V současnosti na tuto otázku nemůžeme ještě dost dobře odpovědět, protože neznáme počáteční stav Metagalaxie v okamžiku singularity, ani vlastnosti hmoty v raných stadiích expanze. Pokud na počátku veškerá hmota tvořila homogenní a izotropní fermi-degenerovaný systém /9/ o teplotě absolutní nuly, pak by při sféricky symetrické expanzi jakékoliv nevratné procesy disipace patrně nehrály žádnou významnou roli. Podle současných poznatků však hypotézu chladného vesmíru nelze přijmout. Zmiňujeme se o ní jen pro úplnost. Určitá počáteční teplota je nezbytná k tomu, aby disipační procesy mohly zvýšit teplotu a aby tak Metagalaxie měla potřebnou entropii pro dostatečné narůstání fluktuací. Tato teplota může být velmi nízká, vždy však musí být konečná. V takovém případě však i entropie Metagalaxie nebude nulová, ale konečná. Také při asymetrické expanzi Metagalaxie by entropie byla konečná. V Metagalaxii by přitom vznikaly relativní pohyby poměrně nepatrné a s nimi související tření, které by vyvolávalo disipaci a entropie by byla konečná [3/].

To znamená, že ve všech těchto případech - horké, chladné i asymetricky expandující Metagalaxie - musela mít počáteční entropie konečnou hodnotu, přičemž tato hodnota byla v jistém smyslu náhodná. Z této úvahy vyplývá, že známým zákonům fyziky neodporuje představa metagalaxie, která by se od naší Metagalaxie lišila v hodnotě počáteční entropie a byla by proto charakterizována poněkud odlišným vývojem. Tento závěr je ve zřejmém rozporu s představou o výlučnosti a jedinečnosti naší Metagalaxie.

Jak již bylo řečeno, má současná kosmologie ještě daleko k řešení problému počátečního stavu Metagalaxie. Při zkoumání vzniku počátečních nehomogenit - kup galaxií - se proto ve výpočtech začíná od etapy expanze, která je od singularity již oddělena určitým časovým intervalem. Předpokládá se, že

---

3/ Počáteční fluktuace metriky uvažované Ja.B.Zeldovičem v /11/ též předpokládají, že entropie Metagalaxie byla v té době konečná.

v této etapě již v Metagalaxii existují výrazné odchylky od rovnováhy, ať již v podobě turbulence vírového charakteru /16, 23/, neuspořádaných podélných kolísání plazmy a záření /18/, nebo podstatných fluktuací metriky /11/.

Při sledování stupně homogenity (a izotropie) Metagalaxie tak docházíme k závěru, že její vlastnosti lze jen velmi obtížně sladit s představou o její výlučnosti.

Základní zákony fyziky vystihující průběh procesů v Metagalaxii jsou v jistém smyslu nejjednodušší. Riemannova geometrie je nejjednodušší geometrií, ve které jsou vlastnosti prostoru určovány rozdělením pohybu hmoty a mohou se v průběhu času měnit od bodu k bodu a ve které platí princip ekvivalence, konkrétně, pohyb probíhá po geodetických čarách (jde o volný pohyb). Prostor může být charakterizován složitějšími vlastnostmi, jak lokálními, tak i topologickými. Lze též připustit možnost kvantové podstaty prostoročasu.

Stejným způsobem jsou v jistém smyslu nejjednodušší i rovnice popisující základní jevy v Metagalaxii. Diferenciální rovnice tvořící základ elektrodynamiky, kvantové mechaniky a v případě Minkowského prostoru i gravitační rovnice jsou lineární a nejmenšího řádu slučitelného s lokální symetrií prostoročasu; v Riemannově geometrii jsou nejnižšího řádu a nejmenší nelineárnosti tak, jak je slučitelné s principem obecné kovariance. Nicméně, zmíněná vlastnost zákonů přírody - být nejjednoduššími zákony slučitelnými se symetrií - ještě nepoukazuje na výlučnost Metagalaxie. Tato vlastnost může jednoduše souviset s tím, že současná Metagalaxie se již v průběhu svého rozpínání značně vzdálila od singulárního bodu, hustota hmoty je již malá, různá pole působící v Metagalaxii jsou již relativně slabá, takže při popisu stavu Metagalaxie vystačíme s prvním , lineárním přiblížením. Z toho vyplývá, že maximální jednoduchost zákonů přírody také nemůže být považována za důkaz výlučnosti Metagalaxie.

Naše Metagalaxie má jednu velmi zajímavou, dosud neobjasněnou vlastnost. Jde o její asymetrii vzhledem k částicím a antičásticím, nehledě na symetrii všech známých zákonů fyziky vůči koinohmotě i antihmotě (nečekané výsledky výzkumů v oblasti slabých interakcí, byť obrovským úsilím teoretiků alespoň "uspokojivě" vysvětlené, však touto postulovanou symetrií všech přírodních zákonů poněkud otřásly - pozn. překl.) Různí autoři vyslovili předpoklad, že naše Metagalaxie je v tomto ohledu ve skutečnosti symetrická, částice a antičástice však byly působením nějakého dosud neznámého procesu rozděleny a rozmístěny v různých oblastech Metagalaxie. Možný mechanismus rozdělení částic a antičástic předložil známý švédský fyzik a astrofyzik Hannes Alfvén /1/ (viz též /6/). V takovém případě by však na hranicích koinohmotných a antihmotných oblastí Metagalaxie muselo docházet k anihilaci provázené zvlášť v raných stadiích velkým vzrůstem teploty, který by pak nutně vedl ke kosmologické turbulenci. Alfvénovým mechanismem je ale sotva možné vzájemně oddělit částice a antičástice na kosmologické vzdálenosti. Proto, ať už v případě symetrické Metagalaxie rozdělené na oblasti, tak i v případě asymetrické Metagalaxie musí nábojová asymetrie souviset s nějakými neznámými počátečními podmínkami, o kterých lze předpokládat, že byly zadány též víceméně náhodně.

Konečně, naše Metagalaxie má ještě další zatím neobjasněnou fundamentální vlastnost: její prostor je trojrozměrný. Ukazuje se, že tento fakt může být předmětem některých obecných úvah. První se tímto problémem zabýval holandský fyzik Paul Ehrenfest /21/. Předpokládejme, že existují jiné metagalaxie odpovídající v předcházejícím textu zmíněnému principu maximální jednoduchosti zákonů přírody, lišící se však od naší Metagalaxie tím, že jejich prostory jsou charakterizovány více než třemi rozměry. Rovnice gravitačního potenciálu $\varphi(r)$ (v klasickém přiblížení) vytvářeného v takové metagalaxii bodovým zdrojem gravitace pak musí mít tvar

$$\nabla_n^2 \varphi = GM\, \delta^{(n)}(r) \ , \qquad \delta^{(n)}(r) \equiv \delta(x_1)\, \delta(x_2), \ \dots \ , \ \delta(x_n) \ ,$$

kde G, M jsou analogie gravitační konstanty a hmotnosti zdroje, n - počet rozměrů, r - vektor poloměru v n-rozměrném prostoru.

Sféricky symetrické řešení této rovnice, které lze při použití n-rozměrného Gaussova teorému získat relativně lehce, má tvar

$$\varphi(r) \sim 1/r^{n-2} \ .$$

V takovém případě, jak ukázal Ehrenfest /21/, pohybová rovnice

$$d^2r/dt^2 = -\nabla_n \varphi$$

nemá při $n > 3$ řešení ve tvaru uzavřených oběžných drah.

Při všech počátečních hodnotách souřadnic i rychlosti těleso pohybující se v gravitačním poli takového zdroje buď na tento zdroj padá, nebo se od zdroje vzdaluje do nekonečna. To znamená, že v prostoru s počtem rozměrů $n > 3$ nemohou vznikat systémy typu naší sluneční soustavy se stacionárními oběžnými drahami planet. Z toho dále vyplývá, že v takovém prostoru nemůže vznikat život.

Navíc, v /20/ (viz též /22/) přibližným způsobem a v /25/ pomocí přesných výpočtů docházejí autoři k závěru, že v prostoru s počtem rozměrů $n > 3$ kvantované dráhy elektronů též buď protínají jádro, nebo se vzdalují do nekonečna, takže při $n > 3$ v daném prostoru neexistují stacionární stavy elektronů v atomech. Tato okolnost rovněž vede k závěru o nemožnosti vzniku mj. též rozumných tvorů v prostoru s počtem rozměrů převyšujícím tři. V metagalaxii s trojrozměrným prostorem jsme se tedy neocitli jako v jedné z mnohých možných metagalaxií náhodou, ale proto, že v metagalaxii jiného typu bychom se prostě nemohli objevit.

Otázku příčiny trojrozměrnosti prostoru naší Metagalaxie lze řešit i následujícím způsobem: můžeme předpokládat, že prostory s jiným počtem rozměrů jsou "nestabilní" a že se časem mohou spontánně přeměnit na prostory trojrozměrné. Mohlo by tomu být například tak, že složky metrického tenzoru odpovídající "přebytečným" rozměrům jsou funkcemi času a postupně se blíží k nule, tj. že v těchto "přebytečných" rozměrech dochází k neustále rostoucí anizotropizaci prostoru.

V obyčejné kosmologii se někdy uvažují kosmologické modely, které jsou anizotropní v blízkosti singularity a postupem času, tj. s rozvojem expanze se stále více izotropizují. V případě, kterým jsme se zabývali, dochází ke zpětnému procesu anizotropizace v některých prostorových rozměrech.

Docházíme k závěru, že ačkoliv experimentální ani teoretické možnosti v současnosti neposkytují přímý důkaz existence jiných metagalaxií, naše Metagalaxie nevykazuje žádné vlastnosti výlučnosti, které by dostatečně spolehlivě ukazovaly na její jedinečnost. Naopak, absence takových vlastností podporuje hypotézu o existenci jiných metagalaxií s vlastnostmi odlišnými, než jsou vlastnosti naší Metagalaxie.

3. Příčinná nesouvislost naší Metagalaxie

Při diskusi problému výlučnosti naší Metagalaxie v předcházející části jsme se nezabývali otázkou přesného určení vlastního pojmu "metagalaxie". Odpověď na tuto otázku je na první pohled velmi jednoduchá, pokud použijeme faktů pozorovaných u naší Metagalaxie. Metagalaxie existuje v časovém intervalu t_o, jehož délka poněkud převyšuje 10 miliard let. V tomto období se jako příčinně související mohly projevit pouze objekty, jejichž vzájemná vzdálenost nepřesáhla ct_o, kde c - rychlost světla, a jen takové objekty tvoří celistvý systém. Vzdálenost ct_o je v případě naší Metagalaxie podle současných údajů $\sim 10^{26}$ m a je nazývána vzdáleností k horizontu událostí; systém uzavřený uvnitř této vzdálenosti je pak označován jako metagalaxie. Pokud bychom metagalaxii charakterizovali jako systém ohraničený horizontem událostí, pojem "metagalaxie" by mohl být považován za přesně stanovený. Ve skutečnosti však tomu tak zdaleka není.

Je známo, že v nejjednodušší kosmologii, jmenovitě v kosmologii používající homogenní a izotropní modely, je možný jak model s nekonečným (otevřeným), tak i model s ohraničeným (uzavřeným) prostorem. V prvním případě mohou být události v každém okamžiku kosmologického času příčinně související pouze v takové oblasti metagalaxie, která je v porovnání s jejím celkovým nekonečným objemem nekonečně malá.

Celá řada v poslední době zjištěných faktů nasvědčuje, že prostor naší Metagalaxie je otevřený - viz např. /32/. Pokud je tomu skutečně tak, nemáme žádné důvody k tvrzení, že Metagalaxie je homogenní v celém svém nekonečném objemu; může se skládat z částí, které se od sebe mohou lišit relativně libovolně. Jelikož doba expanze takové metagalaxie je nekonečná a zákony rozpínání mohou být v různých částech této metagalaxie odlišné, může se ukázat, že s postupem času se oblasti metagalaxie s různými vlastnostmi stávají příčinně souvisejícími; tehdy se v průběhu dalšího vývoje takové metagalaxie může projevit její nehomogenita [4]/ - viz str. 14 (pozn. KR). Může se též ukázat, že v některých příčinně souvislých oblastech metagalaxie střední hustota hmoty převyšuje kritickou hustotu, takže tyto oblasti jsou prostorově uzavřené, zatímco v jiných příčinně souvislých oblastech je střední hustota hmoty nižší než kritická, takže prostory těchto oblastí jsou otevřen´

Metagalaxií tak nazýváme příčinně souvislou oblast vesmíru a pro tvrzení, že za hranicemi této příčinně souvislé oblasti neexistují jiné, také příčinně souvislé oblasti, prostě nemáme důkazů. Přitom některé z těchto jiných metagalaxií mohou mít prostory se zápornou křivostí, další zas s křivostí kladnou.

Bylo by možné předpokládat, že potíže spočívající v příčinné nesouvislosti jednoduše neexistují, pokud vesmír jako celek má vlastnosti analogické kosmologickému modelu s uzavřeným prostorem. Tak tomu však není.

Pokud se budeme pohybovat směrem do minulosti naší nebo jiné rozšiřující se metagalaxie, uvidíme její smršťování. Předpokládejme pro jednoduchost, že metagalaxie je sféricky symetrická. S postupem kontrakce stoupá tlak a v té etapě vývoje, ve které hustota energie elektromagnetického záření podstatně převyšuje energii látky a kdy tlak $p = \varepsilon/3$ (ε - hustota energie), je poloměr Metagalaxie [5]

$a \sim \sqrt{t}$ (t - kosmologický čas) .

Přesný tvar stavové rovnice platné pro extrémně vysoké hustoty látky neznáme, nicméně pokud se tlak při růstu hustoty bude zvětšovat stále rychleji, poloměr Metagalaxie se bude s ubýváním kosmologického času zmenšovat stále pomaleji. V libovolném okamžiku kosmologického času t budeme mít dvě charakteristické délky: maximální vzdálenost ct mezi příčinně souvisejícími jevy a poloměr Metagalaxie $a(t)$. Pokud si označíme kosmologický čas v libovolném okamžiku v éře záření jako t_x a poloměr Metagalaxie ve stejném okamžiku a_x, pak

$$a = a_x \sqrt{t/t_x} \ .$$

Z toho vyplývá

$$a/ct = a_x/c\sqrt{tt_x} \ .$$

Tento poměr narůstá s mírou průniku do minulosti. To znamená, že hodnota poloměru Metagalaxie dříve či později přesáhne hodnotu maximální možné vzdálenosti mezi příčinně souvisejícími událostmi, takže Metagalaxie se pak stává příčinně nesouvislou. K této události nedojde jen tehdy, když při narůstání hustoty energie v Metagalaxii proběhne přechod do takového stavu, ve kterém se již tlak s růstem hustoty nebude zvyšovat, ale naopak snižovat, jak ve své teorii stavové rovnice pro superhustá prostředí předpokládá Hagedorn /26, 27/. K tomu, aby podmínka

---

4/ K ilustraci některých možných důsledků podobného obrazu vesmíru lze čtenáři doporučit povídku Stanislawa Lema "Alfred Testa. Nová kosmogonie", jejíž ruský překlad byl nedávno uveřejněn ve výběru z tvorby S. Lema vydaném v roce 1976 moskevským nakladatelstvím "Progress" - S. Lem, Izbrannoje, "Progress", Moskva 1976; v této povídce jsou velmi důvtipným způsobem spojeny poznatky moderní matematické teorie her, současné kosmologie spolu se současným stavem věcí v programu CETI resp. SETI - pozn. překl.

5/ Jelikož nás zajímá pouze závislost na kosmologickém času t, budeme jako poloměr označovat nějaký prostorový faktor určující s časem se měnící vzdálenost v Metagalaxii.

$ct < a(t)$

nebyla v raných érách vývoje Metagalaxie splněna, je nutné, aby v současném období

$a_0(t_0) \ll ct_0$.

Misner /29/ se pokusil odstranit příčinnou nesouvislost Metagalaxie v raných vývojových stadiích předpokladem, že metrika Metagalaxie byla v těchto epochách anizotropní a že změna anizotropie s časem měla kolísavý charakter. Teorii kolísavé anizotropie Metagalaxie současně s Misnerem rozvinuli V.A.Belinskij, E.M. Lifšic a I.M. Chalatnikov /5/. A.G. Doroškevič, V.N. Lukas a I.D. Novikov /8/ však ukázali, že tento předpoklad příčinnou nesouvislost naší Metagalaxie v raných érách její existence prakticky neodstraňuje.

4. Hypotéza množství metagalaxií

V předcházejících částech tohoto článku jsme ukázali, že neexistují - jak se zdá - důvody, pro které bychom měli naší Metagalaxii připisovat vlastnosti výlučnosti a jedinečnosti. Její struktura i vývoj jsou determinovány řadou parametrů, z nichž některé mohou dosahovat pouze diskrétních hodnot - např. počet prostorových rozměrů. Je možné, že může docházet i ke změnám časupodobných rozměrů, tato otázka však dosud není téměř rozpracována. Jiné parametry se v principu mohou měnit spojitě. Proč by tyto parametry musely mít právě takové hodnoty, které právě pozorujeme, a nemohly dosahovat i jiných hodnot?

Tyto úvahy a též závěr, že trojrozměrnost prostoru naší Metagalaxie je nezbytnou podmínkou života, nás opět vedou k následující otázce: nebylo by možné připustit, že současně s naší Metagalaxií existují i jiné metagalaxie lišící se od naší odlišnými parametry a jiným charakterem vývoje? Takové tvrzení je oprávněné tím spíš, že za Metagalaxii, jak již bylo řečeno, fakticky považujeme systém, který je v současné kosmologické epoše příčinně souvislým, přičemž v minulosti mohla Metagalaxie představovat jednoduše souhrn mnohých jednotlivých příčinně nesouvisejících objektů.

V přehledovém článku E.M.Lifšice a I.M.Chalatnikova /14/ se vyskytuje následující předpoklad: Metagalaxie vznikla jako spojitý útvar na prostorupodobném hyperpovrchu, který lze spojitou transformací souřadnicové soustavy přeměnit na povrch zadaného kosmologického času. Ve skutečnosti však tento způsob není jedinou možností. Dosud nevíme, z jakých příčin a jakými procesy vznikají metagalaxie, nicméně přítomnost singularity, tj. explozívního charakteru jejich vzniku, vede k myšlence, že tento vznik souvisí s více či méně náhodnými fluktuacemi (již ne mikrokosmického, ale megakosmického rozsahu). Je možné, že takové fluktuace jsou projevem určité nestability toho materiálního prostředí, ze kterého se metagalaxie rodí (viz část 5 tohoto článku). Jak již bylo řečeno, jednotlivé vznikající metagalaxie mohou přitom mít různé topologie prostoru a různé počty prostorových rozměrů, stejně jako různé typy fyzikálních zákonů. Uvnitř každé vzniklé metagalaxie je možné zavést kosmologický čas (a může být - při nejednorozměrnosti času - i několik kosmologických časů). Vzniklé metagalaxie mohou vykazovat vzájemné rychlosti, mohou se vzájemně vzdalovat či přibližovat a již proto se zavedení hyperpovrchu může ukázat jako neúčelné. Při různých topologiích a počtech rozměrů prostorů jednotlivých metagalaxií je zavedení takového hyperpovrchu úplně nemožné.

Dokonce v nejjednodušším případě trojrozměrného otevřeného prostoru je předpoklad o vzniku metagalaxie v jednom časovém okamžiku rozdělené po celém nekonečném objemu tohoto prostoru málo pravděpodobný. Představme si, že v nějaké oblasti otevřeného trojrozměrného prostoru vznikla metagalaxie M! Pro tuto metagalaxii M' si zavedeme kosmologický čas t', který budeme odečítat od jejího vzniku, tj. od jejího singulárního stavu. V okamžiku $t_1' > 0$ prostorové oblasti nacházející se od vzniklé metagalaxie ve vzdálenosti přesahující ct_1' již s touto metagalaxií příčinně nesouvisí. Pokud je tomu tak, pak nic nebrání tomu, aby v těchto oddělených prostorových oblastech nacházejících se od oblasti vzniku výše uvedené první metagalaxie ve vzdálenosti $\ell > ct_1'$ nevznikla v okamžiku t_1' kosmologického času metagalaxie M' další metagalaxie M". Pro tuto metagalaxii si zavedeme druhý kosmologický čas t" počítaný od jejího singulárního stavu. Je možné zavést další souřadnicovou soustavu, ve které singulární stavy obou metagalaxií splývají v čase. Pokud se metagalaxie M' a M" vzájemně pohybují, nebudou již v nové souřadnicové soustavě všeobecně sféricky symetrické, ačkoliv v počáteční souřadnicové soustavě sféricky symetrickými byly. V průběhu svého kosmologického času $t'' < \ell/c$ se metagalaxie M" vyvíjí, konkrétně rozpíná se nezávisle na metagalaxii M'. V čase $t_2' \geqslant \ell/c$ se obě metagalaxie při svém rozpínání a vzájemném pohybu mohou "setkat". Přitom může jít jak o setkání jedné z těchto metagalaxií s gravitačním polem druhé, které se šíří rychlostí c, tak i o setkání, které bychom mohli označit jako "kontaktní". V druhém případě půjde o setkání hmotných zdrojů gravitace obou metagalaxií. V složitějších případech, kdy by se potkávaly metagalaxie s různou topologií a s různým počtem prostorových a časových rozměrů nebo s odlišnými fyzikálními zákony, je situace mnohem nejasnější a neumíme si dnes ještě představit, k čemu by v takových případech mohlo docházet.

Právě naznačené představy znamenají mnohem radikálnější extrapolaci za hranice bezprostředně pozorovaného, než jsou extrapolace užívané v "obyčejné" kosmologii. Přesto se o analýzu možných důsledků takové hypotézy pokusíme.

Předpokládejme, že v těchto metagalaxiích se vyskytují všechny možné hodnoty parametrů (např. všechny možné počty prostorových rozměrů) a všechny možné typy zákonů přírody. Slovo "možný" zde používáme ve smyslu, který je blízký tomu významu, ve kterém jej používají matematikové např. při rozpracovávání teorií různých "možných" prostorů.

Náš hypotetický princip pak můžeme zformulovat následujícím způsobem: všechno "možné" se se známou statistickou pravděpodobností projevuje ve všemožných metagalaxiích. Můžeme dále předpokladat, že více či méně jednoduché fyzikální zákony jsou vlastní většině metagalaxií, a čím jsou tyto zákony složitější, tím menší počet metagalaxií se jimi řídí. Má-li tento předpoklad mít skutečně smysl, je nezbytné objasnit smysl tvrzení, že všechny tyto galaxie existují, nebo přesněji, že spolu