

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

I. L. Rozental

Fyzikální zákonitosti a číselné hodnoty fundamentálních konstant

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 31 (1986), No. 5, 241--259

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/138963>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1986

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>

Fyzikální zákonitosti a číselné hodnoty fundamentálních konstant

I. L. Rozental

Úvod

V článku se rozebírá úloha číselných hodnot fundamentálních fyzikálních konstant – bezrozměrných konstant čtyř interakcí a také rozměrných fyzikálních konstant: G , h , c , m_p , m_e atd. – ve fyzikálním obrazu světa.

Intuitivně se zdá být přirozené, že poměrně nevelká změna (v rozmezí řádu velikosti) číselných hodnot fundamentálních konstant nenaruší hlavní rysy fyzikálního obrazu, ale pouze změní některé kvantitativní charakteristiky. Například jádra i atomy změní svoje rozměry a hmotnosti, hvězdy a jiné kosmické objekty také poněkud změní svoje kvantitativní charakteristiky atd. Ve skutečnosti však provedený rozběr ukazuje, že změna jedné z fundamentálních konstant při neměnnosti ostatních (a také při zachování všech fyzikálních zákonů) přivádí k důležitému kvalitativnímu důsledku – nemožnosti existence základních stabilních vázaných stavů: jader, atomů, hvězd i galaktik.*) Jinak řečeno, dosud panovalo triviální přesvědčení: soubor číselných hodnot fundamentálních konstant postačuje k existenci základních stavů. Méně triviálním (a to tvoří značnou část obsahu článku) je tvrzení, že tato soustava je nutná pro existenci základních stavů. Lze zformulovat postulát, který nazveme principem „účelnosti“. Jeho smysl spočívá v tom, že naše základní fyzikální zákonitosti, stejně tak jako číselné hodnoty fundamentálních konstant jsou nejen postačující, ale také nezbytné pro existenci základních stavů. Jinak řečeno, změníme-li cokoli ve fyzice (hodnotu fyzikálních konstant v rozmezí řádu nebo vyloučíme jedno z vnitřních kvantových čísel, např. izotopický spin), musí dojít nejen k nevelkým kvantitativním změnám ve fyzikálním obrazu, ale zborší se i její základ, t. j. existence základních stavů. Lze říci, že fyzikální zákony (včetně číselných hodnot fundamentálních konstant) se podřizují harmonii zajišťující existenci základních stavů**). Termín „princip účelnosti“ zdůrazňuje nezbytnost daného souboru číselných hodnot fundamentálních konstant pro existenci základních stavů. Je možné, že tento princip neodráží všechny aspekty vzájemných souvislostí mezi fundamentálními konstantami a základními stavy.

Poznamenejme, že v anglické literatuře se k určení této situace používá termín „antropomorfní (anthropic) princip“. Domnívám se, že tento termín příliš zdůrazňuje vzájemnou souvislost mezi číselnými hodnotami fundamentálních konstant a složitých

*) V dalším se tyto objekty nazývají „základní stavy“.

***) V dalším (viz kap. 1, 3–6 a závěr) budeme tento princip ilustrovat a upřesníme jeho definici.

(biologických) forem hmoty, zatímco ve skutečnosti se tato souvislost uskutečňuje už na úrovni mnohem nižší – jaderné a atomární. Na druhé straně se zdá neodůvodněně brát za základ fyzikálního principu takový ne zcela definovaný (z hlediska fyziky) pojem jako biologická forma hmoty.

I když se závěry o vzájemné souvislosti základních stavů a číselných hodnot fundamentálních konstant zakládají na poměrně jednoduchých úvahách, zdají se paradoxní, což souvisí s nezvyklostí rozvíjeného přístupu.

Při řešení fyzikálních problémů se fundamentální konstanty, stejně jako rozměrnost fyzikálního prostoru, zpravidla považují za neměnné. Taková metoda je zcela odůvodněná, protože je v naprosté shodě se zkušeností (s experimentem). V novém přístupu se uskutečňuje tato operace: mění se buď jedna z fundamentálních konstant, nebo rozměrnost prostoru*) N , anebo jedno z vnitřních kvantových čísel atd.

Podobný přístup se může ukázat zcela nesmyslným (v našem vesmíru se fundamentální konstanty ani fyzikální zákony nemění v časoprostoru; viz kap. 2). Kritická existence základních stavů však dovoluje uvést závažné důvody na podporu principu účelnosti. Je možné, že další rozvoj tohoto principu bude mít určité heuristické důsledky.

Zdůrazníme závažný fakt: důležité charakteristiky základních stavů (viz [1–3] a přílohu) se vyjadřují pomocí fundamentálních konstant.

Zavedme bezrozměrné konstanty čtyř známých interakcí:

$$(1) \quad \alpha_e = \frac{e^2}{\hbar c}$$

– elektromagnetická interakce.

$$(2) \quad \alpha_g = \frac{Gm^2}{\hbar c}$$

– gravitační interakce,

$$(3) \quad \alpha_w = \frac{g_F m^2 c}{\hbar^3}$$

– slabá interakce ($g_F = 10^{-49}$ erg. cm³ je Fermiho konstanta),

$$(4) \quad \alpha_s = \frac{g_s^2}{\hbar c}$$

– silná interakce.

Ve standardních konstrukcích, kdy se jednotlivé interakce zkoumají izolovaně jedna od druhé, jsou hodnoty hmotností nezávislými parametry.***) Obvykle se klade $m = m_p$. Zdůrazněme, že nyní lze vyjádřit charakteristiky základních stavů prostřednictvím fundamentálních konstant pouze pro objekty podmíněné elektromagnetickou a gravitační interakcí.

Vázané stavy, podmíněné slabou interakcí, nebyly objeveny. V rámci možné unifikace interakcí (viz kapitola 6) mohou takové vázané stavy vzniknout při energii $mc^2 \sim \sim 100$ GeV. Avšak, přesně řečeno, v tom případě už nelze mluvit o izolované slabé interakci.

*) Rozměrnost $N = 3$ lze také považovat za jednu z fundamentálních konstant.

**) Viz také [7].

Složitější je však situace se silnou interakcí. Nyní je jasné, že jaderná interakce (která se ještě nedávno ztotožňovala se silnou) je analogem Van-der-Waalsových sil působících mezi kvarky. Jaderná interakce se charakterizuje efektivní konstantou $\alpha_s \sim 1$. V mezích nejpopulárnějšího modelu silné interakce – kvantové chromodynamiky – je konstantou interakce mezi barevnými náboji $\alpha_s = \alpha_s(r) = \alpha_s(q^2)$, kde r a q^2 jsou vzdálenost a čtverec předávané čtyřhybnosti charakteristické pro daný stav. V mezích kvantové chromodynamiky se čtyřmi vůněmi (aromaty) a třemi barvami při $q^2 \gg m_p c^2$ (viz [4])

$$(5) \quad \alpha_s(q^2) \sim \frac{1,5}{\ln(q^2/q_0^2)}.$$

Z četných experimentálních údajů plyne [4, 5], že při $q^2 \sim 10$ (GeV)² je hodnota $\alpha_s \sim 0,2-0,3$. Použijeme-li vztahu (5) pro hrubý odhad fundamentální konstanty q_0^2 , dostaneme hodnotu $q_0^2 \sim 5 \cdot 10^{-2}$ (GeV)². Z toho plyne, že při jaderných vzdálenostech $r \gtrsim \hbar/m_\pi c$ je hodnota $\alpha_s \sim 1$. Proto na takových vzdálenostech nelze použít poruchovou teorii a je nutno brát do úvahy síly bránící existenci volných kvarků (problém uvěznění). Pro charakteristiky vázaných stavů, podmíněných jadernými silami, lze alespoň na nynější úrovni chápání použít různé fenomenologické parametry: šířku i hloubku potenciálových jam vazebné energie apod. Konstanta g_s je také podobným fenomenologickým parametrem.

Vraťme se však k elektromagnetické a gravitační interakci, v jejichž rámci je analýza základních stavů velice názorná. Elektromagnetická interakce podmiňuje stabilitu atomů. Pro atom vodíku je vazbová energie ε_H a rozměr r_H roven

$$(6) \quad \varepsilon_H \sim \alpha_e^2 m_e c^2,$$

$$(7) \quad r_H = \alpha_e^{-1} \frac{\hbar}{m_e c}.$$

Vazbová energie a rozměry molekul i složitých atomů jsou koneckonců podmíněny hodnotami ε_H a r_H . Avšak následkem různorodosti a složitosti těchto soustav se ve výrazech pro vazbovou energii a rozměry objevují číselné koeficienty dosahující někdy velmi vysokých hodnot.

Typická hodnota hmotnosti základního stavu gravitační interakce hvězdy hlavní řady je

$$(8) \quad M_s \sim \alpha_g^{-3/2} \cdot m_p.$$

Hmotnost Slunce $M_\odot \sim 2 \cdot 10^{33}$ g je přibližně dvakrát menší než uvedená hodnota. Na tomto místě je užitečné uvést dvě poznámky: 1. Vztah (8) není empirická aproximace hmotnosti hvězd. Existují hluboké fyzikální příčiny tohoto vztahu. 2. Reálně existuje určitý rozptyl (přibližně o 2–3 řády na obě strany) od hodnoty M_s dané vztahem (8) (viz přílohu). Hodnota M_s co do řádové velikosti odpovídá hmotnosti bílých trpaslíků a neutronových hvězd.

Analogicky svítivost typických hvězd hlavní řady

$$(9) \quad L \sim \frac{(m_e c^2)^2}{\hbar} \cdot \alpha_g^{-1/2}.$$

Pomocí fundamentálních konstant lze také vyjádřit poloměry hvězd hlavní řady, bílých trpaslíků i pulsarů, a také typické charakteristiky galaktik [6]. Vyjádření některých charakteristik vesmíru pomocí fundamentálních konstant viz dále (kapit. 3).

1. Stabilita mikrosystémů a číselné hodnoty fundamentálních konstant*)

a) Deuteron

Podmínka stability deuteronu je dána vztahem

$$(10) \quad V_d > V_0 = \frac{\hbar^2}{m_p r_N^2},$$

kde V_d je hloubka potenciálové jámy v deuteronu, $r_N \sim 2 \cdot 10^{-13}$ cm je poloměr účinku jaderných sil, $V_0 \sim 25$ MeV. Poněvadž vazbová energie v deuteronu je $\varepsilon_d \sim 2,2$ MeV, pak $V_d \sim 30$ MeV a deuteron je stabilním (ač „nakypřeným“) systémem. Kdybychom však zvětšili \hbar o 15 % (nebo zmenšili m_p o 30 %) a hodnoty ostatních konstant ponechali beze změny, nerovnost (10) nebude platit. Deuteron by přestal existovat jako stabilní soustava. Analogický efekt by nastal při zmenšení efektivní konstanty g_s . Zatím nelze spočítat parametry deuteronu s libovolnou přesností. Pro hrubé odhady v potenciálovém přiblížení však lze položit $V_d \sim \alpha_s \sim g_s^2$. V tomto přiblížení stačí zmenšit g_s o 10–15 %, aby nerovnost (10) změnila znaménko. Podobný vývoj by vedl ke katastrofálním následkům: řetězec jaderné syntézy obsahuje větev spojenou s deuteronem a v tom případě by chyběla jádra s $A > 1$.

Téměř ke stejné vážným důsledkům by vedla opačná změna konstant. To proto, že „téměř“ existuje He^2 . Vazbová energie takového jádra, třebaže záporná, je velice malá ($\sim 0,01$ MeV). Proto, kdybychom hodnotu α_s zvětšili přibližně o 10 %, platila by pro soustavu dvou protonů nerovnost $V_{pp} > V_0$ a existoval by stabilní biproton. To by vedlo, jak bylo zdůrazněno v [8], k existenci reakce



kteřá je určena elektromagnetickou interakcí na rozdíl od standardní reakce termojaderné syntézy, $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$, určené slabou interakcí. Reakce (11) by probíhala tak rychle, že všechny vodík by vyhořel již v raných stádiích rozšiřování vesmíru.

b) α -částice

Vazbová energie α -částice je $\varepsilon_\alpha \sim 7$ MeV; coulombovské odpuzování odpovídá energii poněkud menší než 1 MeV. Proto, kdybychom položili hodnotu hypotetického elementárního náboje $e' 3e$, přestala by α -částice existovat a neexistovala by ani jádra s $A \geq 4$.

*) Viz také [7].

c) Složitá jádra

Podmínka stability jader vzhledem k dělení je vyjádřena vztahem

$$(12) \quad \left(\frac{Ze'}{e}\right)^2 \cdot \frac{1}{A} < 50.$$

Je-li $e' \gtrsim 3e$, budou se všechna jádra se $Z \geq 6$ rozpadat.

d) Atomy

Je jasné, že je-li $e' \gtrsim 10e$ (nebo $\alpha'_e \gtrsim 100 \alpha_e$), pak atomy nebudou existovat jako stabilní vázané stavy. Nelze také (bez myslitelných katastrofálních následků) neomezeně zmenšovat náboj e (nebo α_e). To proto, že teplota mezihvězdného plynu v Galaxii $\gtrsim 100$ K. Libovolné těleso ponořené dostatečně dlouho do takového plynu nemůže mít teplotu nižší, než je teplota plynu. Bylo-li by tedy $\alpha'_e \lesssim \alpha_e/10$, nebyly by v Galaxii neutrální atomy.

Galaxie jsou „ponořeny“ do mezigalaktického prostoru s teplotou reliktového záření ~ 3 K. Proto, bylo-li by $\alpha'_e \lesssim \alpha_e/100$, nebyly by v celém vesmíru také atomy.

Existence stabilních neutrálních atomů a složitých jader tedy vede k omezení $e/3 \lesssim e' < 3e^*$.

e) Vznik hélia a vazba mezi konstantami interakce

Zajímavé úvahy o kritickém charakteru vzniku a existence lehkých jader vzhledem k fundamentálním konstantám je možno činit na základě teorie kosmické syntézy jader [9]**).

V mezích současných představ deuterony a α -částice vznikaly v zásadě v počáteční etapě rozšíření vesmíru a těžší jádra vznikala až v procesu vývoje hvězd.

Prozkoumejme nejdříve vznik deuteronů (α -částice vznikají dále v reakcích $(d + p)$ a $(d + d)$). V procesu kosmologického rozšíření je základní reakcí syntézy proces



který se však ve hvězdách prakticky nerealizuje, protože chybí volné neutrony.

Stručně řečeno, vznik deuteronů v reakci (13) lze popsat takto: v nejranějších stádiích rozšiřování vesmíru ($T \gtrsim m_p c^2/k$, hadronová éra) se koncentrace neutronů určuje transmutacemi jader. Avšak při teplotě $T \lesssim \Delta c^2/k$, $\Delta = (m_n - m_p)$, (leptonová éra) při ustavení hadronového plazmatu začnou hrát rozhodující úlohu slabé interakce určující reakce $\tilde{\nu} + p \rightarrow n + e^+$; $e^- + p \rightarrow n + \nu$. Rovnovážné složení musí přibližně odpovídat exponentě: $n_n/n_p \sim \exp(-kT_f/\Delta c^2)$, kde n_n a n_p jsou odpovídající koncentrace

*) Mnohem tvrdší omezení na e (a přesněji na α_e) plynou z některých variant jednotné teorie pole (viz kapit. 6).

**) Úplný výklad teorie jaderné syntézy viz v [10], [11].

neutronů a protonů, T_f je teplota, při níž se rychlost reakce stane rovnou rychlosti rozšiřování vesmíru, určené Hubblovou konstantou H . Při $T \sim T_f$ se složení hadronového plazmatu „zmrazuje“.

Odhadneme rychlost reakce: $v_r = n\sigma_w c$, [$n \sim (kT/\hbar c)^3$ je koncentrace částic, $\sigma_w \sim \sim g_F^2 E^2 / (\hbar c)^4$ je účinný průřez slabé interakce]. Položíme-li $E = kT$, dostaneme

$$(14) \quad v_r = g_F^2 c (kT)^5 (\hbar c)^{-7}.$$

Použijeme-li standardní výraz pro Hubblovu konstantu $H \sim \sqrt{(G(kT)^4/c^2 (\hbar c)^3)}$ a položíme-li $v_r \sim H$, dostaneme

$$(15) \quad T_f \sim G^{1/6} g_F^{-2/3} h^{11/6} c^{7/6} k^{-1}.$$

Relativní (podle hmotnosti) koncentrace hélia $Y = 2n_n/(n_p + n_n)$ (viz např. [10]). Pozorování ukazují, že $Y \sim 0,2 \div 0,25$, a tedy $n_n/n_p \sim 0,3$. Proto musí platit $kT_f \sim \sim c^2 \cdot \Delta \sim m_e c^2$. To je možné, jestliže

$$(16) \quad \alpha_w \sim \alpha_g^{1/4} \left(\frac{m_p}{m_e} \right)^{3/2}.$$

Vztah (16) opravdu platí, přestože pro něj není žádné hluboké teoretické zdůvodnění.

Prozkoumáme důsledky vzniklé narušením vztahu (16). Nechť platí

$$(17) \quad \alpha_w \ll \alpha_g^{1/4} \left(\frac{m_p}{m_e} \right)^{3/2}.$$

V tom případě by slabá interakce byla natolik malá, že reakce (13) by probíhala velice efektivně a všechny nukleony by se přeměnily na hélium; ve vesmíru by nebylo vodíku.

V případě opačné nerovnosti

$$(18) \quad \alpha_w \gg \alpha_g^{1/4} \left(\frac{m_p}{m_e} \right)^{3/2}$$

by hélium v procesu kosmologického rozšíření nevznikalo. Poznamenejme, že kdyby platily nerovnosti (17) nebo (18), složení hvězd v porovnání s hvězdami v naší části vesmíru by se podstatně změnilo, protože základní reakce termojaderné syntézy ve hvězdách ($p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$) je určována konstantou α_w , a složení hvězd se tedy podmiňuje vztahem mezi konstantami α_w a α_g . Avšak konkrétní výpočty složení hvězd při změně hodnot α_w nebyly provedeny.

f) Vznik složitých jader se $Z \geq 4$ (12)

(viz také [13])

Nejjednodušší způsob splynutí dvou α -částic je velice neefektivní, protože reakce



vede ke vzniku nestabilního izotopu Be^8 . Proto byla vyslovena hypotéza o tom, že základním kanálem vzniku složitých prvků je trojitě splynutí:



Probíhá-li však tato reakce se vznikem základního stavu jádra C^{12} , je její rychlost malá, protože $3m_{He} = m_c + (\Delta E^*/c^2)$; $\Delta E^* \sim 7,7$ MeV. Proto trojitě splnutí (20) může probíhat dostatečně efektivně, má-li jádro C^{12} vzbuzenou hladinu s energií ΔE^* . V tom případě bude velice efektivně probíhat reakce



Když byla vyslovena hypotéza o rozhodující úloze trojitěho splnutí (21), vzbuzená hladina s energií $\Delta E^* \sim 7,7$ MeV nebyla známa. Přesvědčení o nutnosti její existence však bylo tak velké, že bylo navrženo hledat ji s pomocí urychlovačů. Není obtížné představit si následky posuvu (nebo neexistence) této hladiny. V tom případě by všechny prvky se $Z > 2$ měly relativně nízké zastoupení. V opačném hypotetickém případě – tj. při existenci stabilního izotopu Be^8 – by reakce $2 He^4 \rightarrow Be^8$ probíhala velmi bouřlivě. Existence hvězd hlavní posloupnosti by končila na héliovém cyklu.

Nejsme schopni přesně spočítat strukturu jaderných hladin. Je však jasné, že je podmíněna efektivní konstantou α_s . Proto by její nepatrná změna, která by jen lehce posunula strukturu hladin jádra C^{12} , znamenala, že v celém vesmíru neexistují složitě prvky.

2. Interpretace kritického stavu existence stabilních vázaných stavů

Existence základních stavů, které hrají mimořádně důležitou úlohu ve vesmíru, je velice citlivá k číselným hodnotám fundamentálních konstant*). Tento experimentální fakt lze porovnat s několika alternativními interpretacemi.

Nejjednodušší se redukuje na tato tvrzení:

- a) Nemá smysl uvažovat o fyzikálních zákonech vně vesmíru;
- b) měli jsme velké „štěstí“, že vesmír je utvořen tak, že umožňuje existenci základních stavů. I když tuto interpretaci nelze logicky vyloučit, zdá se málo pravděpodobná.

Další interpretace vede k předpokladu, že fundamentální konstanty se ve vesmíru mění v časoprostoru. Žijeme v časoprostorové oblasti, kdy se realizuje příznivá kombinace konstant. Je známo, že hypotézu o změnách některých fundamentálních konstant vyslovil Dirac [14] v souvislosti s mimořádně malou hodnotou podílu α_g/α_e . Tato práce vyvolala řadu experimentálních výzkumů (viz např. [15–18]), které s velkou přesností ukázaly, že nejsou údaje, které by svědčily o tom, že by se kterákoli z fundamentálních konstant měnila v průběhu celého cyklu rozšiřování vesmíru. Nebudeme zde uvádět podrobný rozbor této otázky (viz [17, 18]) a omezíme se pouze na několik výsledků. Tedy: $|\dot{\alpha}_e/\alpha_e| < 10^{-17} \text{ rok}^{-1}$, $|\dot{g}_s/g_s| < 5 \cdot 10^{-19} \text{ rok}^{-1}$, $|\dot{g}_F/g_F| < 2 \cdot 10^{-12} \text{ rok}^{-1}$, $|\dot{e}/e| < 10^{-12} \text{ rok}^{-1}$, $|\dot{G}/G| < 10^{-10} \text{ rok}^{-1}$, $|(\hbar\dot{c})/(\hbar c)| < 10^{-12} \text{ rok}^{-1}$ **).

*) V následujících kapitolách uvedeme ještě další argumenty na podporu unikátnosti souboru číselných hodnot fundamentálních konstant.

***) Poznamenejme, že nejpřesnější měření hranic časových variací některých fundamentálních konstant bylo uskutečněno na základě studia přirozeného jaderného reaktoru v Oklo (Gabun), který vznikl přibližně před miliardou let [15, 18].

Představíme-li si možné změny \hbar ve tvaru

$$(22) \quad \hbar = \hbar_0(1 + z)^{-n},$$

(kde z je kosmologický parametr rudého posuvu), pak konstanta $n = 0,004 \begin{matrix} + 0,031 \\ - 0,027 \end{matrix}$.

Je tedy vidět, že fundamentální konstanty zachovávají stálé hodnoty s velkou přesností. Proto Diracova hypotéza není ve shodě s experimentálními údaji. Zdá se, že zůstává poslední alternativa: buď existuje mnoho vesmírů se svými fyzikálními zákony a soubory fundamentálních konstant, nebo náš vesmír prošel množstvím cyklů, na jejichž počátku se soubory fundamentálních konstant mění. V současném cyklu se realizuje kombinace konstant, která je příznivá pro existenci základních stavů. Hypotéza o existenci nových vesmírů byla nezávisle vyslovena na základě úvah uvedených v pracích [7, 9] a také na základě některých kosmologických argumentů [19, 20] (viz kapit. 3).

I když se tato hypotéza zdá neočekávanou, neodporuje současným představám o světě. Nyní nám chybí fyzikální argumenty na podporu jedinečnosti našeho vesmíru. Toto tvrzení je správné, ale s jednou podmínkou. Jestliže vesmíry mezi sebou navzájem neinteragují, pak nejsou žádné fyzikální potíže. Avšak je-li jejich interakce možná, vzniká otázka o jejich koexistenci při různých souborech fundamentálních konstant. Abychom vzniklý problém objasnili, rozdělíme fundamentální konstanty na tři skupiny: bezrozměrné konstanty α , kvantová čísla elementárních částic: e , m_p , m_e atd. a rozměrné fundamentální konstanty G , \hbar a c . Představa o interakci objektů, podřizujících se stejným fyzikálním zákonům, ale s různými fundamentálními konstantami dvou prvních skupin, je triviální. Ale kontakt objektů se dvěma různými hodnotami c odporuje speciální teorii relativity, se dvěma různými hodnotami G odporuje obecné teorii relativity. Není snadné (a možná je to i nemožné) vybudovat nerozpornou kvantovou mechaniku se dvěma různými hodnotami \hbar . Zdá se, že tento problém (na úrovni našich současných znalostí) ztrácí svoji naléhavost, jestliže jde o změnu konstant při průchodu vesmíru singularitou. Zde je namístě zakončit diskusi tohoto obtížného, ale málo propracovaného problému.*)

I když se hypotéza o existenci mnoha vesmírů zdá být přirozená, odporuje heslu známému od dob Newtona: nevymýšlet hypotézy. A když už se má toto pravidlo narušit, má se hned navrhnout způsob bezprostřední prověrky hypotézy. V daném případě nejsou tyto principy dodrženy. Nevíme (a možná ani nikdy nezjistíme), jak vejít do kontaktu s jinými vesmíry. Přesto však lze na podporu této hypotézy uvést několik nepřímých argumentů založených na principu účelnosti. Příslušná argumentace se diskutuje v následujících kapitolách.

3. Některé kosmologické problémy [19, 20]

Jedna ze základních otázek kosmologie, zda je náš vesmír uzavřený, nebo otevřený, se usilovně diskutuje během posledních desetiletí. V rámci Friedmannova modelu se způsob, který má vést k řešení tohoto problému, redukuje na měření průměrné hustoty

*) Poznamenejme, že hypotéza o existenci vesmírů s levými a vesmírů s pravými částicemi se diskutovala dříve v souvislosti s narušením CP-parity [21]. Bylo ukázáno, že kontakt zrcadlového vesmíru s naším vesmírem se může uskutečnit pouze prostřednictvím gravitační interakce.

ϱ_0^*) hmoty ve vesmíru. Je-li $\varrho_0 > \varrho_{0c}$ ($\varrho_{0c} = (3/8\pi) H_0^2/G \sim 10^{-29} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$), je vesmír uzavřený; je-li $\varrho_0 < \varrho_{0c}$, je vesmír otevřený. Existující pozorované hodnoty (viz např. [10, 11]) ukazují, že $\varrho_0 \sim 0,1\varrho_{0c}$. Vzhledem k existenci značných skrytých (pro pozorování) hmot je možné, že $\varrho_0 \sim \varrho_{0c}$. Nyní lze tvrdit pouze to, že s přesností do jednoho řádu je

$$(23) \quad \varrho_0 \sim \varrho_{0c}.$$

Zde okamžitě vzniká otázka, proč mezi nekonečným počtem možností příroda zvolila jedinečnou shodu (23).

V práci [20] je uveden pokus o interpretaci této shody. Odhady, uveřejněné v této práci, vedou k závěru, že liší-li se ϱ_0 značně od ϱ_{0c} , musí se ve vesmíru rozvíjet anizotropní poruchy. Proto se zdá být pravděpodobné, že vesmír musí být anizotropní. Pozorování však svědčí o vysokém stupni izotropie vesmíru. Takový vesmír však může existovat pouze tehdy, splňuje-li se vztah (23). Pak ale vzniká jiná otázka: Proč se realizuje právě tento případ? Uvádí se tato odpověď: Jestliže je $\varrho_0 \ll \varrho_{0c}$, bude rozšiřování částí vesmíru probíhat příliš rychle, než aby mohly vzniknout stabilní útvary galaktického typu. Jestliže $\varrho_0 \gg \varrho_{0c}$, je možné spočítat dobu života t_u vesmíru, která se ukazuje být příliš krátká pro rozvoj vysoce organizované hmoty.

Použijeme-li tento přístup, který je rozšířením principu účelnosti, můžeme interpretovat i jiné působivé poloempirické vztahy [19].

Je známo, že doba t_s života hvězdy hlavní řady

$$(24) \quad t_s \sim t_u.$$

Skutečně

$$(25) \quad t_s \sim \eta \frac{M_s C^2}{L} \sim \eta \frac{\alpha_g^{-3/2} \cdot m_p \cdot C^2}{L} \sim \frac{1}{H_0}.$$

$\eta \sim 10^{-3}$ je část energie hvězdy přeměňující se na záření v procesu termojaderných reakcí, L je střední svítivost hvězdy; viz (8) a (9).

Je zřejmé, že musí platit $t_s \lesssim t_u$ a kromě toho t_u musí být dostatečně velké, aby se stačily rozvíjet vysoce organizované formy hmoty. Kdyby se však splňovala nerovnost $t_s \ll t_u$, nebyly by využity všechny možnosti pro evoluci hmoty. Tento argument lze dobře ilustrovat, zmenšíme-li koeficient o řád. V tom případě je $t_s \sim 10^9$ let a mnohé složité formy hmoty by chyběly. Například podle geologických údajů nejjednodušší mikroorganismy vznikly přibližně před $3 \cdot 10^9$ roky [22], zatímco stáří Země je $\sim 4,5 \cdot 10^9$ roků. Kdyby tato poslední hodnota byla desetkrát menší, na Zemi by nevznikly biologické molekuly. Vztah (23) je projevem optimální účelnosti.

Je-li vesmír uzavřený, pak s použitím vztahu (25) a také s pomocí vztahu pro poloměr vesmíru

$$(26) \quad R_{u\max} \sim \frac{GM_u}{c^2} \sim \frac{c}{H_0},$$

*) Index „0“ ukazuje na to, že všechny veličiny se vztahují k současné epoše.

dostaneme, že hmotnost vesmíru je

$$(27) \quad M_u \sim \alpha_g^{-2} m_p .^*)$$

Neočekávaný vztah mezi fundamentálními konstantami obdržíme, použijeme-li podmínky nutné pro vznik galaktik (viz [10])

$$(28) \quad kT_{\min} < \varepsilon_H = \alpha_e^2 m_e c^2 ,$$

$$(29) \quad kT_{\min} < S^{-1} m_p \cdot c^2 .$$

T_{\min} je minimální teplota dosažitelná v procesu rozšíření vesmíru. Pro otevřený vesmír je $T_{\min} = 0$, v případě uzavřeného vesmíru T_{\min} odpovídá největšímu poloměru $R_{u \max}$. Veličina $S = n_\gamma/n_p$ je poměr středních koncentrací fotonů a protonů. Podmínka (28) odpovídá počátku rekombinace vodíku; podmínka (29) odpovídá přebytku energie hmoty nad energií záření.

Použijeme-li vztah (23) a standardní vztahy v rámci Friedmanova modelu, dostaneme

$$(30) \quad kT \sim \left(\frac{\hbar^3 c^5}{G t^2} \right)^{1/4} .$$

Pro uzavřený vesmír platí

$$(31) \quad kT_{\min} \sim \alpha_g^{1/4} m_p c^2 .$$

Ze vztahů (28) a (31) plyne podmínka

$$(32) \quad \alpha_g^{1/4} < \alpha_e^2 \frac{m_e}{m_p} .$$

S použitím (29) a (31) lze odvodit [9]:

$$(33) \quad \alpha_g^{1/4} < S^{-1} .$$

Kdyby neplatily nerovnosti (32) a (33), neexistovaly by galaxie, ani hvězdy. Obě nerovnosti, (32) i (33), se realizují ve vesmíru ($S_{\text{exp}} \sim 10^8$), ale s nedostatečným koeficientem „spolehlivosti“. Kdybychom např. konstantu α_e zmenšili o řád, neplatila by nerovnost (32). Nerovnost (33) přestane platit, zvětšíme-li hodnotu S o dva řády. V mezích současných fyzikálních představ nejsou veličiny α_g a S navzájem spojeny. Proto lze okolnost, že ve skutečnosti platí nerovnosti (32) a (33), interpretovat dvojím způsobem: a) vesmír je otevřený a vztahy (32), (33) mají náhodný charakter; b) vesmír je uzavřený a platí princip účelnosti.

4. Stabilita vázaných stavů a rozměrnost fyzikálního prostoru

Mohlo by se zdát, že změna rozměrnosti N prostoru povede k nepředvídané změně fyzikálních zákonů. Ve skutečnosti je situace jiná. Jsou-li vlastnosti prostoru charakterizovány Minkowského metrikou a libovolným celočíselným rozměrem N , jsou fyzikální

*) Na základě vztahů (26), (27) lze jednoduše interpretovat známý [14] empirický vztah $H_0 \sim \alpha_g \cdot m_p c^2 / \hbar$.

zákony (přínejmenším v klasické fyzice) v takových prostorech do značné míry předurčeny. Uvedeme jednoduchý, ale důležitý příklad statických (nerelativistických) interakcí popisovaných rozsáhlou třídou lineárních nebo kvazilineárních rovnic, pro které se splňuje princip superpozice. V tom případě lze pro bodové zdroje použít Gaussův teorém a účinek zdroje na jiné bodové těleso, které je ve vzdálenosti r , je popisován zákonem

$$(34) \quad F \sim \frac{1}{r^{N-1}}.$$

Rozbor stability soustavy dvou těles interagujících podle zákona (34) při libovolném N provedl Ehrenfest [23]. Výsledek rozboru je následující: při $N > 3$ chybí stabilní vázané stavy. Při $N \lesssim 2$ existují pouze konečné pohyby. Číslo $N = 3$ je význačné tím, že v odpovídajícím prostoru jsou možné jak stabilní konečné, tak nekonečné pohyby.*) Později [25], [26] se k podobným závěrům dospělo v mezích kvantové mechaniky.

V prostorech s rozměrností $N > 3$ tedy nemohou existovat obdoby planetárních soustav nebo atomů. Je možné, že tato okolnost by se mohla stát klíčem k chápání rozměrnosti prostoru vesmíru, poněvadž je obtížné si představit vznik složitých forem hmoty při $N < 3$.

5. Typy interakcí a vnitřní kvantová čísla

Otázka, proč existují čtyři typy interakcí, se na první pohled zdá nesmyslná nebo položená předčasně. Opravdu, dokud není vybudována jednotná teorie pole, sjednocující všechny interakce, je každá z nich základní, nepodléhající dalšímu zdůvodnění. V mezích principu účelnosti je však položena otázka zcela oprávněná: jsou všechny čtyři interakce opravdu nutné? Odpověď je zřejmá: všechny typy interakcí jsou potřebné pro vytvoření a existenci základních stavů (o úloze slabé interakce viz kapitolu 1). Lze formulovat i následující otázku: jsou čtyřmi známými interakcemi vyčerpány všechny interakce ve vesmíru? Je velice pravděpodobné, že odpověď na tuto otázku je záporná. Skutečně, v rámci představ o čtyřech známých interakcích zkoumaných izolovaně je obtížné vysvětlit nábojovou nesymetrii vesmíru ($S = \infty$ je nejdůležitějším faktorem existence fundamentálních konstant). Ale v rámci teorie sjednocující silnou, slabou a elektromagnetickou interakci (Grand Unification), z níž plyne nestabilita protonu**), lze tento jev vysvětlit [27, 28]. Na této cestě však má důležitou úlohu narušení CP-parity***), které způsobuje nestejnost přímých a obrácených procesů. Je možné (i když tato otázka není dosud vyřešena s konečnou platností), že narušení CP-parity je spojeno s existencí nové superslabé interakce.

V podobném smyslu lze interpretovat existenci základních vnitřních kvantových čísel elementárních částic. Tato čísla jsou také nutná pro existenci základních stavů. Kdyby

*) Ehrenfestův článek je uveřejněn v obtížně dostupném vydání. Jeho podrobný výklad viz v práci [25].

***) Viz [5] a kapit. 6.

***) A také rozšíření vesmíru [10].

např. elementární částice neměly spin, přešly by všechny „elektrony“ v atomech do základního stavu, neexistovala by elektromagnetická a gravitační interakce atd.

Kdyby izotopický spin všech hadronů byl roven nule, neexistovala by složitá stabilní jádra. Zřejmě jsou katastrofální následky vážného narušení zákona zachování baryonového nebo leptonového čísla*). Složitější je interpretovat z hlediska účelnosti existenci kvantových čísel náležejících pouze nestabilním částicím.

Připomínáme, že podivnost je nezbytný prvek jedné z nejjednodušších variant složeného modelu nukleonů, zajišťujícího následující důležité charakteristiky silné interakce, které jsou podstatné pro stabilitu jader a atomů: a) nukleony s nábojem 0 a e tvoří izotopický dublet, b) izotopické vztahy jsou univerzální na úrovni jader a na úrovni subnukleárních částic, c) zachovává se baryonový náboj.

Daleko ne každý složený model interpretuje tyto charakteristiky. Tak např. složený model, který je založen na izotopickém tripletu nepodivných „kvarků“, nemůže současně vyhovět všem třem podmínkám.

6. Jednotná teorie pole a princip účelnosti

Zdá se, že princip účelnosti odporuje jednotné teorii pole, která je založena na snaze ukázat hlubokou spojitost mezi interakcemi. V současné etapě rozvoje jednotné teorie pole lze rozhodně odpovědět: rozpor mezi principem účelnosti a jednotnou teorií pole neexistuje. Ve skutečnosti se princip účelnosti a jednotná teorie pole týkají v zásadě různých otázek. Abychom se o tom přesvědčili, seznámíme se stručně s jednotnou teorií (o jednotné teorii viz např. [5, 31 – 33]). Naděje skládané v jednotnou teorii jsou založeny na třech principech: a) sjednocená interakce je charakterizována jedinou konstantou, b) složky sjednoceného pole se transformují ve shodě s jednotnou grupou, c) v mezích jednotné teorie je možné z konečných výsledků odstranit nekonečné výrazy (renormalizovatelnost) nebo odstranit nekonečné výrazy i z mezivýpočtů, což odpovídá maximalistickému programu.

Povšimneme si podrobněji bodu a), který je nejjasnější a má nejblíže k tématu tohoto článku. Jediná možnost, jak redukovat konstanty všech interakcí na jedinou, je předpokládat, že při určité charakteristické vzdálenosti (nebo při charakteristické hmotnosti, což je totéž) jsou si všechny konstanty navzájem rovny. Nejdříve věnujme pozornost sjednocení elektromagnetické, slabé a gravitační interakce. Poněvadž jedinou „opravdovou“ konstantou, která nezávisí na vzdálenosti, ani hybnostech, je konstanta α_e (viz úvod), je třeba položit

$$(35) \quad \alpha_w^1 \sim \alpha_e,$$

$$(36) \quad \alpha_g^1 \sim \alpha_e.$$

α_w^1, α_g^1 odpovídají charakteristickým hmotnostem. Necht' m_{we}, m_{gwe} jsou hodnoty hmotností, při nichž se splňují vztahy (35), (36). V tom případě a s použitím (1)–(3) a (35)

*) T. j. je-li doba života protonu $t_p \leq t_w$.

až (36) dostaneme

$$(37) \quad m_{we} \sim \sqrt{\left(\frac{\alpha_e}{\alpha_w}\right)} \cdot m_p \sim 10^2 \text{ GeV}/c^2,$$

$$(38) \quad m_{gwe} \sim \sqrt{\left(\frac{\alpha_e}{\alpha_g}\right)} m_p \sim 10^{19} \text{ GeV}/c^2.$$

Vzdálenost l , při níž se konstanty stávají navzájem rovné, odpovídá největší charakteristické hmotnosti:

$$(39) \quad l \sim \frac{l_0}{\sqrt{\alpha_e}};$$

$l_0 = \sqrt{(G\hbar/c^3)}$ je Planckova konstanta.

Z těchto jednoduchých úvah plyne, že princip účelnosti a jednotné teorie odpovídají různým problémům. Princip účelnosti může odpovědět na otázky: proč je podíl α_e/α_g tak veliký nebo proč veličina α_e/α_w vyhovuje podmínce (37). Jednotná teorie nepretenduje na řešení těchto otázek. Přijímá vztahy mezi konstantami za dané. Jednotná teorie však musí předpovědět číselný faktor ~ 1 ve vztazích (37), (38)*. Kdyby se tedy poměr α_e/α_g silně změnil, fyzika by se značně zjednodušila v tom smyslu, že mnohé základní stavy by chyběly; jednotné pole by možná existovalo, ale nikdo by nebyl s to napsat jeho rovnice.

Princip účelnosti předpovídá, že poměr mezi konstantami má „náhodný“ charakter, který je podmíněn existencí základních stavů. Kdyby se podařilo zjistit hlubokou souvislost mezi fundamentálními konstantami nepodmíněnou principem účelnosti, znamenalo by to jeho vyvrácení. Vezmeme-li v úvahu jistou neurčitost tohoto tvrzení, bude užitečné uvést dva příklady, které tuto tezi objasní.

a) Jednotná teorie silné, slabé a elektromagnetické interakce

Soustředíme se na nejpopulárnější variantu sjednocující kvantovou chromodynamiku a teorii Weinbergra-Salama na základě grupy SU(5). Tato varianta byla navržena v práci [34] (podrobný popis varianty a bibliografii viz v [5, 35]). V tomto modelu, který obsahuje foton a intermediální bozony o hmotnosti m_{we} , se interakce uskutečňuje prostřednictvím velice těžkého, tzv. kvark-leptonového bozonu o hmotnosti m_{wes} . Při výměně tohoto bozonu se kvark může přeměnit na lepton. Proto je v mezích tohoto modelu proton nestabilní částice. Hodnotu m_{wes} je možno vypočítat z tohoto vztahu [5, 35]:

$$(40) \quad \ln \frac{m_{wes}}{\mu} = \frac{\pi}{11 \cdot \alpha_e} \left[1 - \frac{8}{3} \frac{\alpha_e}{\alpha_s(|\mu \cdot c^2|)} \right];$$

$\mu \sim 3 \text{ GeV}/c^2$. Položíme-li $\alpha_s \sim 0,25$ (viz vztah (5)), můžeme dostat

$$(41) \quad m_{wes} \left(\frac{\text{GeV}}{c^2} \right) \sim 3 \exp \left(\frac{a}{\alpha_e} \right).$$

* Tento faktor závisí na vlastnostech částic s hmotnostmi m_{we} a m_{gwe} . V modelu Weinbergra-Salama je hmotnost nabitých těžkých bozonů (W^\pm): $m_{we}^\pm = 37/\sin \Theta_w \text{ GeV}/c^2$; hmotnost neutrálního bozonu (Z^0): $m_{we}^0 = 75/\sin 2\Theta_w \text{ GeV}/c^2$; Θ_w je úhel směšování [30; 31].

Konstanta $a \sim 1/4$, proto je $m_{wes} \sim 10^{15} \text{ GeV}/c^2$. Jestliže ve vztahu (5) položíme $q^2 = m_{wes}c^2$, bude mít vztah mezi konstantami tvar

$$(42) \quad \alpha_{wes} = \alpha_s \cdot (m_{wes}c)^2 \sim 2,5 \cdot \alpha_e ;$$

α_{wes} je konstanta jednotné interakce. Může vzniknout dojem, že ve vztahu (42) se realizuje „hluboká fyzikální“ vazba mezi fundamentálními konstantami. Ve skutečnosti je situace opačná v tom smyslu, že sama existence protonu v mezích diskutovaného modelu je mimořádně citlivá k číselné hodnotě α_e . Příčina je v tom, že doba života t_p protonu velice silně závisí na hodnotě hmotnosti m_{wes} [28, 36]. Pro proces rozpadu protonu p na lepton l , který probíhá podle schématu $p \rightarrow 3q \rightarrow l + \pi$ je

$$(43) \quad t_p \sim \alpha_e^{-2} \cdot \left(\frac{m_{wes}}{m_p}\right)^4 \cdot \frac{\hbar}{m_p c^2}.$$

Je zřejmé, že musí platit nerovnost

$$(44) \quad t_p > \frac{1}{H_0}.$$

Použijeme-li (41), (43), (44), dostaneme

$$(45) \quad \alpha_e < \frac{1}{80}.*)$$

Zdůrazníme obecný význam omezení (45). Libovolná jednotná teorie, zahrnující kvantovou chromodynamiku jako model silné interakce a předpovídající nestabilitu protonu, pravděpodobně povede k nerovnosti blízké k (45). Toto omezení je především podmíněno exponenciální závislostí $m_{wes} \sim \exp(a/\alpha_e)$ (viz [5], [41]), která je charakteristická pro kvantovou chromodynamiku. Typ závislosti $t_p(m_{wes})$ (viz (43)) má dosti obecný charakter**) a odpovídá různým modelům, přestože koeficient a závisí na tvaru diagramu, na počtu leptonů, kvarků (vůní) atd. [5, 33, 36, 37]. V libovolné jednotné teorii je však koeficient $a \sim 1/\alpha_{wes} \sim \alpha_e$. V mezích modelu, založeného na grupě SU(5), je maximální hodnota $m_{wes} \sim 10^{16} \text{ GeV}/c^2$; přijmeme-li tuto hodnotu, zvětší se pravá strana nerovnosti (45) o několik procent. Kdyby se tedy hodnota α_e zvětšila přibližně 1,6krát, přeměnily by se všechny protony na leptony. To je dobrá ilustrace principu účelnosti.

Lze však uvést i jiný příklad, který je v jistém smyslu opačný.

b) Jednotná nelineární teorie

Heisenberg [38] zformuloval nelineární rovnici obsahující jedinou konstantu, která má rozměr délky a očekával, že jeho rovnice se stane základem pro vybudování jednotné teorie a dovolí ustanovit vazby mezi různými fundamentálními konstantami.

*) Pripustíme-li, že vesmír je uzavřený, nebo požadujeme-li, aby se splňovala nerovnost $t_p > t_s$, dostaneme na základě vztahů (25) nebo (27) významnou závislost $\alpha_e \leq -[\ln(\alpha_g)]^{-1}$, která se v limitě realizuje v našem vesmíru.

***) Závislost (43) je důsledkem rozměrových hledisek podmíněných tím, že hmotnost m_{wes} je velická v porovnání s hmotnostmi elementárních částic zúčastňujících se reakce $p \rightarrow l + \pi$.

Nepodařilo se mu však svůj program uskutečnit. V rámci jeho teorie však byl odvozen působivý vztah

$$(46) \quad \alpha_e \sim 0,4 \left(\frac{m_\pi}{m_p} \right)^2 \sim \frac{1}{120},$$

který se nepřilíší liší od empirické hodnoty konstanty α_e . Vztah (46) je charakteristickým příkladem závislosti mezi fundamentálními konstantami, která není spojena s principem účelnosti. Kdyby se podařilo Heisenbergův program dovést do konce a odvodit z tak obecných úvah empirický poměr α_g/α_e , bylo by to vyvrácení principu účelnosti. Nelineární teorie [38] se však, jak známo (viz např. [39]), setkala se značnými potížemi (nerenormovatelnost, potíže s popisem slabé interakce atd). Přesto, že Heisenbergova teorie významně stimulovala budování jednotné teorie, šel vývoj poslední jmenované jinou cestou.

Závěr

Existující soubor číselných hodnot fundamentálních konstant je tedy nutný pro existenci základních stavů. Je nasnadě, že pojem nutnosti v tomto případě neodpovídá jeho matematickému chápání. Ve skutečnosti lze nyní tvrdit, že změníme-li jednu z fundamentálních konstant, ponechávajíc ostatní beze změny, narušíme podmínky existence základních stavů. Existence základních stavů je zvláště citlivá k hodnotám konstant α_e , α_g , α_s .

Kromě toho vzniká otázka: můžeme znova dostat optimální podmínky pro existenci základních stavů, změníme-li současně dvě konstanty? Takový předpoklad se zdá být málo pravděpodobným, uvážíme-li, že konstanty vcházejí do mnoha vztahů určujících existenci základních stavů, tj. do těch vztahů, které budou narušeny, změníme-li druhou konstantu.

Sotva však lze nyní ukázat, že současná „zdařilá“ změna všech konstant v rozmezí $1 \div 22$ řádů nemůže zajistit existenci základních stavů, které by měly jiné vlastnosti než v našem vesmíru.

Poznamenejme, že vybudování fyzikálního obrazu vesmírů se souborem fyzikálních konstant, podstatně se lišících od souboru fyzikálních konstant v našem vesmíru, je velice zajímavá úloha.

Nutnost existence (v uvedeném smyslu) souboru fundamentálních konstant před nás staví neobyčejně důležitou otázku: proč si příroda zvolila právě tento soubor? Zatím se jako nejpravděpodobnější zdá být odpověď: existuje mnoho vesmírů a tato volba má „náhodný“ charakter. Zda je tato odpověď konečná, to ukáže další vývoj jednotné teorie pole. Zavrhnout by ji bylo možné pouze na základě realizace konečného cíle Heisenbergova programu: spojit všechny fundamentální konstanty navzájem na základě jediného parametru.

Jinou možnou alternativou k principu účelnosti by byla teorie, v jejímž rámci by se číselné hodnoty všech fundamentálních konstant určovaly pouze rozměrnými konstantami G , \hbar , c . Avšak tato idea, zformulovaná ještě Planckem, nenašla konkrétního ztvárnění.

Autor děkuje V. L. Ginzburgovi, D. A. Kiržnicovi, I. J. Kobzarevovi, A. D. Lindemu, M. I. Podgoreckému za užitečné diskuse o otázkách probíraných v tomto článku.

Příloha

Vzájemný vztah charakteristik hvězd a fundamentálních konstant

Zde se omezíme na stručné odvození vzájemného vztahu charakteristik hvězd a fundamentálních konstant*). V dalším používáme těchto zjednodušení: 1. místo rozložení fyzikálních veličin podle poloměru hvězdy (která se považuje za kouli) se používají jejich průměrné hodnoty; 2. předpokládá se, že složitá jádra ve hvězdě nejsou; 3. zanedbávají se číselné bezrozměrné koeficienty ~ 1 ; 4. zanedbává se rotace hvězd a jejich magnetické pole.

Napišeme za těchto podmínek podmínku rovnováhy ve hvězdě vztaženou k páru elektron-pozitron:

$$(47) \quad \frac{GM_s}{R_s} m_p \sim E_K ;$$

E_K je sumární kinetická energie páru. Dále najdeme dolní hranici $M_{s,\min}^{(1)}$. Hodnota $M_{s,\min}^{(1)}$ se určuje takto: Je-li $M < M_{s,\min}^{(1)}$, nejsou gravitační síly dosti veliké, aby mohly rozrušit atomové obálky. Hodnota $M_{s,\min}^{(1)}$ přibližně odpovídá maximální hmotnosti planet. Z předpokladu, že při hodnotě $M_{s,\min}^{(1)}$ ještě musí existovat atomové obálky, plyne

$$(48) \quad E_K \sim \varepsilon_H .$$

V obecném případě lze položit

$$(49) \quad M_s \sim n m_p R_s^3 ;$$

R_s je poloměr hvězdy. Průměrná koncentrace je

$$(50) \quad n \sim \frac{1}{r^3} .$$

V daném případě je $r \sim r_H$, kde ε_H , r_H se určují ze vztahů (6), (7); r je průměrná vzdálenost mezi částicemi. Dosadíme-li (48)–(50) do (47), dostaneme

$$(51) \quad M_{s,\min}^{(1)} \sim \left(\frac{\alpha_e}{\alpha_g} \right)^{3/2} m_p .$$

Jak již bylo uvedeno, $M_{s,\min}^{(1)}$ odpovídá maximální hmotnosti planet. Otázka, rovná-li se hodnota $M_{s,\min}^{(1)}$ minimální hodnotě existujících hvězd, zůstává otevřená. To proto,

*) Tato příloha je uveřejněna proto, že při besedách se známými sovětskými fyziky si autor uvědomil potřebu krátkého, ale srozumitelného odvození vazby charakteristik hvězd a fundamentálních konstant, zejména vztahu (8). Detailní výklad otázky stability hvězdných konfigurací je v [40].

že pozorování hvězd s hmotností $M_s \sim M_{s,\min}^{(1)}$ je daleko za hranicemi možností současných přístrojů. Za prvé, svítivost takových hvězd je malá a za druhé musí vyzařovat hlavně v infračervené nebo dokonce submilimetrové oblasti spektra. Současná minimální pozorovaná hmotnost hvězd (červených trpaslíků) je $\sim 0,04M_\odot$, což převyšuje přibližně o dva řády hodnotu M_s určenou ze vztahu (51). Proto existuje alternativa: hvězdy s hmotnostmi v intervalu $M_{s,\min}^{(1)} \div 0,04M_\odot$ sice existují, ale nejsou současnými přístroji pozorovatelné, anebo vůbec neexistují. Tuto možnost podporují některé odhady střední hmotnosti hvězd založené na realistickém modelu jejich vzniku [41] (viz dále).

Druhou spodní hranici $M_{s,\min}^{(2)}$ určuje počátek efektivního průběhu termojaderných reakcí. Hodnota $M_{s,\min}^{(2)}$ přibližně odděluje červené trpaslíky a hvězdy hlavní řady. Termojaderné reakce probíhají efektivně, jestliže

$$(52) \quad E_K \sim kT \sim \frac{e^4 m_p}{\hbar^2};$$

z principu neurčitosti platí

$$(53) \quad r \sim \frac{\hbar}{\sqrt{m_e kT}}.$$

Ze (47), (49), (50), (52), (53) plyne

$$(54) \quad M_{s,\min}^{(2)} \sim \left[\frac{\alpha_e}{\alpha_g} \cdot \left(\frac{m_p}{m_e} \right)^{1/2} \right]^{2/3} m_p.$$

Maximální hodnotu $M_{s,\max}$ lze získat z podmínky stability hvězd vzhledem k vyzařování. Radiační nestabilita určující veličinu $M_{s,\max}$ vzniká tehdy, když tlak záření převyšuje kinetický tlak. Nestabilita tedy vzniká při podmínce

$$(55) \quad \frac{(kT)^4}{(\hbar c)^3} > nkT.$$

Kvalitativně vysvětlíme příčiny vzniku nestability. Je-li rovnováha určována zářením, pak

$$(56) \quad r \sim \frac{\hbar c}{kT}.$$

Použijeme-li (47), (49) a (52), snadno dostaneme

$$(57) \quad M_{s,\max} \sim \alpha_g^{-3/2} \cdot m_p,$$

$$(58) \quad R_s \sim \alpha_g^{-1/2} \frac{\hbar c}{kT}.$$

Při dané hodnotě $M_{s,\max}$ tedy rovnovážná konfigurace odpovídá libovolnému poloměru určenému střední teplotou. V daném případě se realizuje volná rovnováha. Takový stav vede ke vzniku radiálních kmitů hvězdy (tepů), které se udržují díky termojaderným reakcím. Při zvětšení M_s vzrůstá rychlost termojaderných reakcí, což má za následek vybuzení kmitů. Při nedostatečně velkých amplitudách kmitů se hvězda buď rozpadne, nebo ztrácí svoje povrchové vrstvy, tj. hmotnost hvězdy se zmenšuje.

Podrobné odhady vedou k závěru, že tento jev se stává podstatným při hodnotě $M_s \sim 30\alpha_g^{-3/2} \cdot m_p$. Tato hodnota má být považována za reálnou mez veličiny M_s . Pozorování potvrzuje tento závěr.

Zdůrazněme, že odhady, které jsou zde uvedeny, se vztahují k nejlépe prostudovaným rovnovážným stavům hvězd. Některé závěry je možno učinit v mezích modelů vzniku hvězd. Např. na základě úvah o tepelné bilanci ve stadiu evoluce prahvězdy byla odhadnuta hmotnost M_s [41]. Znova se ukázalo, že $M_s \sim \alpha_g^{-3/2} m_p$. Horní mez hodnot M_s v procesu evoluce ze stavu prahvězdy do rovnovážného stavu byla získána na základě úvah o bilanci mezi tlakem podmíněným gravitací a tlakem radiačním [42]. Ukázalo se, že hodnota $M'_{s,\max} \sim 10\alpha_g^{-3/2} m_p$.

Je tedy patrné (viz (54), (57)), že hodnota hmotnosti hvězd hlavní řady je blízká k veličině dané vztahem (8).

Poznamenejme, že pro bílé trpaslíky je $E_k \sim m_e c^2$; $r \sim \hbar/m_e c$. Proto je hodnota hmotnosti bílých trpaslíků $M_w \sim \alpha_g^{-3/2} m_p$. Pro neutronové hvězdy je $E_k \sim m_p c^2$; $r \sim (\hbar/m_p c - (\hbar/m_\pi c))$; hmotnost je dána vztahem

$$M_n \sim \left[1 - \left(\frac{m_p}{m_\pi} \right) \right] \cdot \alpha_g^{-3/2} m_p.$$

Použijeme-li získané hodnoty hmotností hvězd a charakteristické vzdálenosti r , dostaneme snadno typické hodnoty poloměrů hvězd (viz (49)).

Hvězdy hlavní řady:

$$(59) \quad R_s \sim \alpha_g^{-1/2} r_H,$$

bílé trpaslíci:

$$(60) \quad R_w \sim \alpha_g^{-1/2} \frac{\hbar}{m_e c},$$

neutronové hvězdy:

$$(61) \quad R_n \sim \alpha_g^{-1/2} \frac{\hbar}{(m_\pi m_p)^{1/2} c},$$

Literatura

- [1] WEISSKOPF V. E.: *Science* 187 (1975), 605.
- [2] ROZENTAL I. L.: *UFN* 121 (1977), 319.
- [3] DIBAJ E. A., KAPLAN S. A.: *Razměrnosti i podobije astrofizičeskich veličin*. Nauka, Moskva 1977.
- [4] VAJNŠTEJN A. I., VOLOŠIN M. V., ZACHAROV V. I., NOVIKOV V. A., OKUŇ L. B., ŠIFMAN M. A.: *UFN* 123 (1977), 217.
- [5] NANOPOULOS D. V.: *Protons Are Not Forever* v Proc. of Seminar on Proton Stability, Wisconsin Dec. 1978.
- [6] REES N. Y., OSTRIKER J. P.: *Mon. Not. R.A.S.* 179 (1977), 541.
- [7] ROZENTAL I. L.: Preprint ústavu kosmických výzkumů AV SSSR Pr-400, Moskva 1978.
- [8] DYSON F.: *Sci. American* 225 (1971), 25.

- [9] CARR B. J., REES M. J.: *Nature* 278 (1979), 605.
- [10] ZEL'DOVIČ JA. B., NOVIKOV I. D.: *Strojenie i evoljucija Vselennoj*. Nauka, Moskva 1975.
- [11] PIBLS P.: *Fizičeskaja kosmologija*. Mir, Moskva 1975.
- [12] SALPETER E. E.: *Astrophys. Journ.* 140 (1964), 796.
- [13] HOYLE F.: *Galaktiki, jadra i kvazary*. Mir, Moskva 1968.
- [14] DIRAC P. A. M.: *Nature* 139 (1937), 323.
- [15] SHLYAKHTER A. I.: *Nature* 264 (1976), 340.
- [16] BLACKIE C. M.: *Mon. Not. R.A.S.* 181 (1977), 47.
- [17] WILL C. M.: Preprint ITP, No. 588, Cambridge 1977.
- [18] ČEČEV V. P., KRAMAROVSKIJ JA. M.: *Radioaktivnost i evoljucija Vselennoj*. Nauka, Moskva 1978.
- [19] CARTER B. v *Kosmologija. Teorija i nabljudenija*, ed. ZEL'DOVIČ JA. B., NOVIKOV I. D., Mir, Moskva 1978, str. 369 (Překlad do ruštiny).
- [20] HOCKING S.: *Ibid.* str. 360.
- [21] KOBZAREV I. JU., OKUŇ L. B., POMERANČUK I. JA.: *Jad. Fiz.* 3, 1154.
- [22] FOX S., DOZE K.: *Molekuljarnaja evoljucija i vozniknověnenie žizni*. Mir, Moskva 1975.
- [23] EHRENFEST P.: *Proc. Amsterdam Acad.* 20 (1917), 200.
- [24] GORELIK G. E.: Autoreferát kand. disertace, Institut estěstvoznanija i těchniki, Moskva 1979.
- [25] TANGERLINI F.: *N. Cim.* 27 (1963), 636.
- [26] GUREVICH L., MOSTEPANENKO V.: *Phys. Lett. A* 35 (1971), 201.
- [27] TURNER M. S., SCHRAMM D. N.: *Cosmological Baryon Production and the Astrophys. Implication; v Proc. of Seminar on Proton Stability, Wisconsin Dec. 1978.*
- [28] SACHAROV A. D.; *ŽETF* 76 (1979), 1172.
- [29] OKUŇ L. B.: *UFN* 95 (1968), 402.
- [30] ANSELM A. A. v *Matěrialy XII. zimměj školy LIJaF; LIJaF*, Leningrad 1978, str. 42.
- [31] ILIIOPOULOS J.: *UFN* 123 (1977), 565.
- [32] BERESTĚCKIJ V. B.: *Problemy fiziki elementarnych častic*. Nauka, Moskva 1979.
- [33] MARTINJAN S. G.: *UFN* 130 (1980), 3.
- [34] GHEORGI H., GLASHOW S. L.: *Phys. Rev. Lett.* 32 (1974), 438.
- [35] GHEORGI H., QUINN H., WEINBERG S.: *Ibid.* 33 (1974), 451.
- [36] BURAS A., ELLIS J., GAILLARD M., NANOPOULOS D. V.: *Nucl. Phys. B* 135 (1978), 66.
- [37] PATTI J. C.: *Krand Unification and Proton Stability v Proc. of Seminar on Proton Stability, Wisconsin Dec. 1978.*
- [38] HEISENBERG W.: *Vveděnije v jedinuju polevuju teoriju elementarnych častic*. Mir, Moskva 1968.
- [39] KIRŽNIC D. A.: *UFN* 125 (1978), 169.
- [40] ZEL'DOVIČ JA. B., NOVIKOV I. D.: *Těorija tjadotěnija i evoljucija zvězd*. Nauka, Moskva 1971.
- [41] REES M. J.: *Mon. Not. R.A.S.* (1976), 483.
- [42] DOROŠKEVIČ A. G., KOLESNIK I. G.: *Astron. žurnal* 53 (1976), 10.

Aristoteles poškodil přírodní filozofii svou logikou, tím, že sestrojoval svět z kategorií ..., vnucoval přírodě nesčetné věci, jak se mu zlíbilo, měl všude větší péči o to, jak by k dané otázce opatřil nějakou slovní odpověď a podal něco pozitivního v pouhých slovech, než aby dbal o vnitřní pravdu věcí.

Jemnost přírody převyšuje po mnoha stránkách

jemnost smyslů a rozumu; krásná rozjímání a spekulace lidí i jejich učené spory jsou zbytečné, ale není nikdo, kdo by si to uvědomoval.

Marně očekáváme velký pokrok ve vědách, předíváme-li starým nové a štěpujeme-li nové na staré. Obrození začněme od nejhlubších základů, nechceme-li se točit v kole a dosahovat jen chudičká a takřka nepatrný pokrok.