Termodynamika počátku Velkého třesku

Hvězdárna Josefa Sadila v Sedlčanech, Havlíčkova 514, CZ-264 01 Sedlčany, Česká republika

Abstrakt

Představy o Velkém třesku a jejich zakotvení v teoriích spojují počátek vzniku vesmíru s rozpadem „nepravého" vakua, který je spojen se vznikem prostoru a času.

Předložená práce odvozuje, za předpokladu stanovené numerické hustoty primárních částic ve vztahu k objemu určenému vlnovou délkou částice a ve vztahu k nejmenší délce určenou Planckovým rozměrem, rovnici termodynamiky počátku Velkého třesku. Tedy popis rozpadu nepravého vakua. Rovnice rovněž určuje podmínky existence pravého vakua, především nulovou teplotu prostředí tohoto vakua.

Řešení rovnice určuje ze známé hmotnosti Higgsova bosonu hmotnost vzniklého vesmíru a počáteční teplotu prostředí nepravého vakua. Je diskutována možnost vývoje stavu pravého vakua před Velkým třeskem i na základě jiných částic než Higgsův boson.

Klíčová slova: Higgsův boson, Velký třesk

1. Úvod

Fyzikální teorie formálně pracují ve dvou „fyzikálních prostorech“. Kvantový fyzikální prostor je ve své podstatě určen Comptonovou vlnovou délkou. Za druhý fyzikální prostor lze považovat prostor gravitační charakteristický gravitačním poloměrem. Jednotkou rozměru obou veličin v soustavě SI je metr. Dimenzionální analýzou, při využití stejných univerzálních konstant *c* (rychlosti světla), *h* (Planckovy konstanty), *G* (gravitační konstanty) a hmotnosti objektu lze dospět k třetímu fyzikálnímu prostoru, prostoru supergravitačnímu. Určité multiplikativní vlastnosti těchto veličin fyzikálních prostorů lze použít k odvození rovnice termodynamiky počátku Velkého třesku.

2. Základní veličiny fyzikálních prostorů a jejich multiplikativní vztahy

Gravitační fyzikální prostor označíme veličinou R_g, běžně gravitačním poloměrem

$$R_g = \frac{Gm_0}{c^2} . \qquad (1)$$

Kvantový fyzikální prostor označíme veličinou R_q. Běžně značenou jako Comptonovou vlnovou délkou λ_C.

$$R_q = \frac{h}{m_0 c} . \qquad (2)$$

Supergravitační kvantový prostor označím R_{sq}.

$$R_{sq} = \frac{h^2}{Gm_0^3} . \qquad (3)$$

Univerzální konstantu společnou pro gravitační makrosvět a zároveň kvantový mikrosvět je zřejmě Plnckova délka,

$$l_P = \sqrt{\frac{Gh}{c^3}} . \qquad (4)$$

Částici s tímto rozměrem můžeme považovat za nejmenší černou díru a zároveň za nejtěžší elementární částici o Planckově hmotnosti, jak je všeobecně přijímáno.

Vynásobíme-li rovnice (1) a (2), obdržíme

$$R_g R_q = \frac{Gh}{c^3} = l_P^2 . \qquad (5)$$

Podobně vynásobíme-li (1) a (3), obdržíme

$$R_g R_{sq} = \frac{h^2}{m_0^2 c^2} = R_q^2 . \qquad (6)$$

Multiplikace vše tří reprezentantů fyzikálních prostorů pak dává

$$R_g R_q R_{sq} = \frac{h^3}{m_0^3 c^3} . \qquad (7)$$

Výraz (6) v převrácené hodnotě vystupuje v Klein-Gordonově pohybové rovnici pro bosony, volné částice. Zatímco výraz (2) v převrácené hodnotě je součástí Diracovy pohybové rovnice pro fermiony [2].

Všechny uvedené výrazy jsou invarianty daných fyzikálních prostorů. V současných fyzikálních teoriích nevystupuje veličina

$$R_q R_{sq} = \frac{h^3}{Gcm_0^4} . \qquad (8)$$

3. Odvození rovnice termodynamiky pro nepravé a pravé vakuum

Současné představy o původu hmoty, resp. hmotných částic vyplňující pozorovanou část vesmíru jsou založeny na nejasných podmínkách panujících na počátku zrodu prostoru a času ze specifického stavu singularity. Tedy stavu s nekonečnou teplotou a nekonečnou hustotou v bodu nulového rozměru.

Takovéto singulární podmínky nejsou zapotřebí pro odvození rovnice termodynamiky, jejíž řešení vede k popisu rozpadu nepravého vakua v konečném prostoru a také k řešení, resp. stanovení podmínek pro existenci vakua pravého. K odvození postačí jednoduchý předpoklad, aby hmotnost vesmíru byla rovna násobku *N* klidové hmotnosti např. Higgsova bosonu [1]. V rovnici

$$m_V = N m_{0H} \qquad (9)$$

číslo *N* vyjadřuje číselnou hustotu částic ve vymezeném prostoru a je dáno poměrem

$$N = \frac{R_g R_q R_{sq}}{l_P^3} = \frac{h^3}{m_0^3 c^3 l_P^3} . \qquad (10)$$

V rovnici (10) vystupuje třetí mocnina invariantní Comptonovy vlnové délky. Pro systém částic tvořící nepravé vakuum, jejichž střední rychlost pohybu bude *v* přepíšeme rovnici (10) na tvar se stření rychlostí *v* a relativistickou hmotností *m* částic závisející na rychlosti *v*. Pak numerická hustota *N* je dána poměrem objemu určeném třetí mocninou Broglieho vlnové délky a rovnice (10) přejde na tvar

$$N = \frac{h^3}{m^3 v^3 l_P^3} . \qquad (11).$$

Základní vlastností částic je jejich dualita. Lze je chápat jako hmotné body s gravitačním poloměrem (1), přičemž

$$R_g << l_P . \qquad (12)$$

a také jako vlnové částice popisované Brogliho vlnovou délkou

$$\lambda_B = \frac{h}{mv} . \qquad (13)$$

Podle vztahu (12) lze očekávat, že částice s gravitačním poloměrem R_g se s jistotou nachází v objemu $l_P^3 >> R_g^3$. Podle vlnového duálního stavu se částice zároveň nachází v objemu λ_B^3. Pro nalezení číselné maximální hustoty částic postačí určit poměr

$$N_B = \frac{\lambda_B^3}{l_P^3} . \qquad (14)$$

Pro relativistickou vlnovou délku λ_B, tedy rychlosti $v \approx c$ bude

$$\lambda_B = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}v} . \qquad (15)$$

Objem λ_B^3 pak vyčíslíme jako

$$\lambda_B^3 = \frac{h^3}{m_0^3 v^3}\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} . \qquad (16)$$

Pro střední rychlost částic v termodynamického systému platí vztah pro malé rychlosti $v<<c$

$$E_k = \frac{1}{2}m_0 v^2 = \frac{3T}{2k} \qquad (17)$$

a odtud

$$T = \frac{k m_0 v^2}{3} . \qquad (18)$$

Pro rychlosti srovnatelné s rychlostí světla $0 \leq v < c$ musíme použít relativistický vztah

$$T = \frac{2m_0}{3k}\left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - 1\right)c^2 . \qquad (19)$$

Z tohoto vztahu snadno odvodíme rovnost

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{\frac{2m_0c^2}{3k}}{T + \frac{2m_0c^2}{3k}} . \qquad (20)$$

Po dosazením do výrazu (16) a potom λ_B^3 do výrazu (14) obdržíme pro hmotnost vesmíru m_V termodynamickou rovnici, kde místo označení klidové hmotnosti částice m_0 použijeme pouze m,

$$\frac{h^3}{m^2 v^3 l_P^3} \cdot \left(\frac{\frac{2mc^2}{3k}}{T + \frac{2mc^2}{3k}}\right)^3 = m_V . \qquad (21)$$

Po úpravách získáme kubickou rovnici proměnné T ve tvaru

$$T^3 + \frac{2}{k}mc^2T^2 + \frac{4}{3}\frac{1}{k^2}m^2c^4T + \frac{8}{27}\frac{1}{k^3}m^3c^6\left(1 - m^2v^3\frac{l_P^3}{h^3}m_V\right) = 0 . \qquad (22)$$

4. Řešení rovnice pro nepravé vakuum

Řešení spočívá ve splnění podmínky, aby absolutní člen v rovnici (22) byl roven nule, tedy

$$1 - m^2v^3\frac{l_P^3}{h^3}m_V = 0 . \qquad (23)$$

Potom zbytek rovnice bude roven nule pro určité hodnoty teploty T. Tento zbytek rovnice lze zapsat ve tvaru

$$T\left(T^2 + T_0T + \frac{1}{3}T_0^2\right) = 0 \qquad (24),$$

kde $T_0 = \frac{2}{k}m_0c^2$.

Rovnice (24) má tři kořeny. Jeden kořen reálný $T_1=0$ a dva komplexně sdružené a to

$T_2 = T_0\left(-1 + \frac{1}{\sqrt{3}}\mathrm{i}\right)$ a

$T_3 = T_0\left(-1 - \frac{1}{\sqrt{3}}\mathrm{i}\right)$.

Při těchto teplotách je „teplotní“ část rovnice (22) rovna nule. Aby byla splněna rovnost celé této rovnice musí být zároveň splněna podmínka (23). Do této podmínky musí být vloženy dva parametry.

Parametr hmotnosti částice m a parametr střední rychlosti v odpovídající teplotě systému těchto částic. Rovnicí (23) pak bude určena celková hmotnost vesmíru, pokud přijmeme představu, že řešení rovnic (23) a (24) představuje rozpad nepravého vakua, pak při dosazení za hmotnost částice klidovou hmotnost Higgsova bosonu a nalezení teploty těchto částic lze určit celkovou hmotnost budoucího vesmíru po rozpadu nepravého vakua.

Nejprve hledejme odpověď na otázku. Jaká je teplota nepravého vakua tvořeného Higgsovými bosony. Výběr Higgsova bosonu jakožto reprezentanta s nulovým spinem je pravděpodobně nejpřirozenější, neboť takovéto částice nepodléhají vylučovacímu principu jako fermiony a mohou se hromadit s libovolnou hustotou v omezeném prostoru.

Absolutní hodnota teplot daných komplexními výrazy je

$|T_2| = |T_3| = 1{,}154700538T_0$.

Protože reálná část komplexní teploty T_2, resp. T_3 je $-T_0$, bude teplota nad hodnotou absolutní nuly rovna

$(1{,}154700538-1)\,T_0 = 0{,}154700538T_0$. Potom v případě Higgsových bosonů excitovaných nad absolutní nulu bude jejich teplota

$T_{nvH} = 0{,}154700538\frac{2}{k}m_Hc^2 = 4{,}49198301 \cdot 10^{14}$K.

Pro tuto teplotu lze z výrazu (19) určit střední rychlost částic s hmotností m_H

$$v_H = 0{,}730406495c \qquad (25).$$

Potom z rovnice (23) pro určené parametry m_H a v_H dostaneme hmotnost vesmíru lokálního s charakteristickou hmotností řádově srovnatelnou s hmotností hvězd.

$$m_{VL} = \frac{h^3}{l_P^3} \cdot \frac{1}{m_H^2 v_H^3} = 1{,}3762 \cdot 10^{29}\ \text{[kg]}.$$

Takto určená hmotnost vesmíru, resp. excitovaného vakua tvořeného výhradně Higgsovými bosony představuje maximální mez hmotnosti, neboť samotný Higgsův boson má klidovou hmotnost větší než známé jiné částice s dobou života delší než doba života Higgsova bosonu. Tato hmotnost je malá v porovnání s hmotností našeho vesmíru. Teplota, která určuje velikost Broglieho vlnové délky je v tomto případě vysoká. Hmotnost m_{VL} je rovnocenná s hmotností hvězd. Snižme uměle teplotu velmi blízko k absolutní nule, odpovídající střední rychlosti $v=1\ \mathrm{ms^{-1}}$. Potom stejný vztah pro hmotnost Higssova bosonu dává hmotnost vesmíru.

$m_V = \frac{h^3}{l_P^3} \cdot \frac{1}{m_H^2} = 8{,}805 \cdot 10^{52}$ [kg].

Této hmotnosti odpovídá Schwarzschildův poloměr

$R_S = \frac{2Gm_V}{c^2} = 1{,}307296.\,10^{26}$ [m], tedy 13,8 sv.r.

Pro určení hmotnosti vesmíru lze předpokládat, že nepravé vakuum je směsí jiných částic včetně Higgsova bosonu. V práci představené presentací pod názvem „Malá úvaha o Velkém třesku“ [3] byly použity dvě hmotnosti reprezentující stav nepravého vakua. První s hmotností 53,6188 GeV/c^2 jakožto graviton horní a druhá s hmotností 8,93647 GeV/c^2 jakožto graviton dolní. Tyto hmotnosti nebyly vybrány samoúčelně, ale jen proto, že jejich poměry hmotností s hmotností elektronu jsou ve shodě s poměry objemů jistých pravidelných mnohostěnů ve čtyřrozměrném prostoru, jak bylo stanoveno v práci „Kvartická rovnice a proporce fyzikální reality“ [4]. Za pozornost stojí porovnání dvojnásobku součtu hmotností dvojice těchto gravitonů, tedy 2(53,6188+8,93647)=125,11054 GeV/c^2 s hmotností Higgsova bosonu 125,09±0,24(0,21stat.±0,11syst.) GeV/c^2 podle [5]. To dává možnost vytvoření podmínek nepravého vakua gravitační kondenzací gravitonů, jejichž hmotnost bude maximální a zároveň s numerickou hustotu v prostoru maximální.

5. Řešení rovnice pro pravé vakuum

Jestliže v rovnici (22) položíme v=0 bude absolutní člen rovnice obsahovat kombinaci základních konstant s hmotností částice jako v ostatních členech rovnice. Bude mít tvar

$$T^3 + \frac{2}{k}mc^2T^2 + \frac{4}{3}\frac{1}{k^2}m^2c^4T + \frac{8}{27}\frac{1}{k^3}m^3c^6 = 0 \qquad (26).$$

Substitucí $A = \frac{mc^2}{k}$ převedeme rovnici (26) na tvar

$$T^3 + 2AT^2 + \frac{4}{3}A^2T + \frac{8}{27}A^3 = 0 \qquad (27).$$

Řešení této rovnice pro redukovaný tvar dává trojný kořen

$$T_{R1,2,3}=0 \qquad (28),$$

zatímco řešení rovnice (29) má trojný kořen

$$T_{1,2,3} = T_{R1,2,3} - \frac{2}{3}A, \text{ tedy}$$

$$T_{1,2,3} = -\frac{2mc^2}{3k} \qquad (28).$$

Dosadíme-li do (29) konkrétní hodnoty, pak pro hmotnost Higgsova bosonu je teplota „zamrznutí“

- $9{,}678878 \cdot 10^{14}$ [K].

Výsledek (28) lze chápat jako existenci nulové absolutní teploty pravého vakua, v němž jsou k dispozici zamrzlé libovolné částice jejichž záporná teplota je daná výrazem (29).

Závěr

Z odvozené termodynamické rovnice počátku Velkého třesku lze usoudit, že Velký třesk není mimořádný zcela ojedinělý proces, neboť zejména gravitony s nejnižší hmotností mohou kdekoli

v nekonečném prostoru, který sami vytváří, a kdykoli v nekonečném čase, který svým pohybem generují, vytvořit podmínky nepravého vakua. Za reprezentanty nepravého vakua lze považovat Higgsovy bosony, jejichž hmotnost je dvojnásobkem hmotnosti páru horního a dolního gravitonu ve své nejhmotnější podobě. Mimo diskutované téma je ponecháno stranou použití rovnice (22) v celé škále numerických hustot nižších, než je hustota maximální.

Citace:

[1] R.L. Workman et al. (Particle Data Group), to be published (2022)

[2] Lubomír Skála (Úvod do kvantové mechaniky), publikováno 2005

[3] https://youtu.be/YIGmOzxy9Yg

[4]https://hvezdarna.kdjs-sedlcany.cz/files/Kvarticka-rovnice-a-proporce-fyzikalni-reality---publikace-CZE.pdf

[5] https://phys.org/news/2015-03-lhc-higgs-boson.html

Poděkování

Autor děkuje prof. RNDr. Michalu Křížkovi a ing. Vladimíru Novotnému předsedovi Kosmologické sekce České astronomické společnosti a dalším členům této sekce za první připomínky a další, které budou následovat. Z domácího prostředí pak děkuji své dceři RNDr. Petře Innemanové Ph.D., že našla čas pro kritické čtení tohoto článku, a také děkuji svým vnukům Jakubovi, Martinovi, Šimonovi a nejmladšímu Michaelovi za trpělivost a pozornost při objasňování obsahu. Obrovské poděkování pak patří příteli George Jacko ze Cheltenham za úsilí, které věnoval překladu z českého jazyka do jazyka anglického.