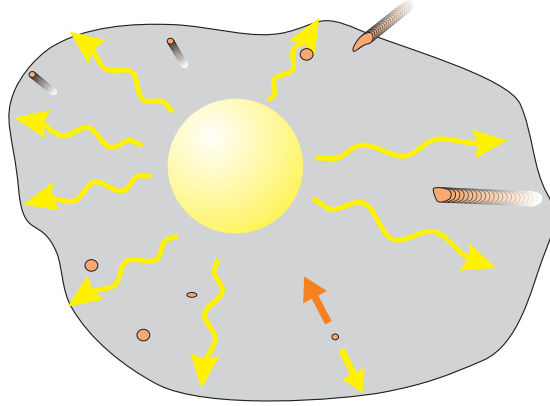


ASTROFYZIKA - 3



PETR KULHÁNEK

OBSAH

I. ZÁKLADNÍ VZTAHY	3
1. Parsek	3
2. Proxima Centauri	4
3. Magnituda	4
4. Pogsonova rovnice	5
5. Absolutní magnituda Slunce	5
6. Hodinový úhel Aldebaranu	6
7. Jety kvasaru - fiktivní nadsvětelná rychlost	6
8. Planckovy škály	6
9. Vektorový součin	7
II. ELEKTROMAGNETICKÉ ZÁŘENÍ	9
1. Záření husté jako voda	9
2. Teplota Slunce z vlnové délky světla	10
3. Zářivý výkon Slunce	10
4. Měrný výkon Slunce	10
5. Sluneční konstanta	11
6. Teplota Slunce z intenzity záření	12
7. Elektrické pole slunečního záření u Země	12
8. Tlak záření	13
9. Teplota těles a vlnové délky záření	14
III. HVĚZDY, SLUNCE	15
1. Hydrodynamický čas	15
2. Jeansovo kritérium	15
3. Rovnováha polytropní hvězdy	16
4. Rovnice rovnováhy polytropní hvězdy	17
5. Porovnání výkonů	18
6. Poloměr Procyonu B	18
7. Úbytek sluneční hmoty	19
8. Krytí produkce energie gravitační kontrakcí	19
9. Teplota sluneční skvrny	20
IV. GRAVITACE A TÍŽE	21
1. Vztah mezi tíhovým a gravitačním polem	21
2. Pád z malé výšky - diferenční schéma	22
3. Pád z velké výšky - diferenční schéma	24
4. Oběh tělesa po kruhové dráze	24
5. Třetí Keplerův zákon	25
6. Gravitační působení Slunce a Země na Měsíc	26
7. Příliv a odliv	26
8. Hmotnost Země	27
9. Hillovy ekvipotenciály	28
10. Vnitřní Lagrangeův bod soustavy Země - Měsíc	29
11. Úniková rychlost z Galaxie	29
V. ROTAČNÍ POHYBY	31
1. Rotace bodu	32
2. Kyvadlo	33
3. Hvězda měnící rozměry	34
4. Zákon ploch	35
5. Druhý Keplerův zákon	35

6.	Efektivní potenciál	36
7.	Země jako harmonický oscilátor	37
8.	Pohyb elektronu v magnetickém poli	38
9.	Profil hladiny kapaliny v rotující nádobě	38
10.	Profil víru na vodní hladině	39
11.	Rychlostní profil v rotující galaxii s hustým jádrem	40
VI. SPECIÁLNÍ RELATIVITA		42
1.	Maticový zápis Lorentzovy transformace	42
2.	Determinant LT	42
3.	Inverzní matice k LT	43
4.	Úhel rotace - rapidita	43
5.	Relativistický Dopplerův jev	44
6.	Mion	45
VII. GRAVITACE A OBECNÁ RELATIVITA		46
1.	Laplaceův výpočet Schwarzschildova poloměru	46
2.	Hustota černé díry	46
3.	Pohyb fotonu	46
4.	Červený posuv fotonu - výpočet ze zákona zachování energie	47
5.	Červený posuv fotonu - výpočet z LIS	48
6.	Červený posuv fotonu - výpočet z metriky	49
7.	Pound Rebkův experiment	49
8.	Červené posuvy pro typické hvězdy	50
9.	Beckensteinova teplota černé díry	50
10.	Vypařování černé díry	51
VIII. ROZPÍNÁNÍ VESMÍRU		53
1.	Objem koule	53
2.	Objem Vesmíru	54
3.	Kosmologický posuv	55
4.	Kvasar	57
5.	Kosmologický posuv a Dopplerův jev	57
6.	Pokles hustoty energie záření s expanzí	58
7.	Základní řešení Einsteinovy rovnice	58
8.	Inflace při $H = \text{const}$	59
9.	Stáří Vesmíru	59
10.	Látka a záření	60
11.	Stavová rovnice expandující entity	60
IX. POHYBY ČÁSTIC V POLÍCH		62
1.	Náboj v elektrickém poli	62
2.	Larmorův poloměr	62
3.	Magnetický moment nabité částice	63
4.	Magnetická rezonance	63
5.	Magnetický moment jako invariant	64
6.	Magnetické zrcadlo	64
7.	Gravitační drift	65
8.	Bennettův pinč	65

Aktuální verzi skriptu si můžete stáhnout na serveru <http://www.aldebaran.cz/> v sekci „Studium“ nebo v sekci „Stáhnout“. Nalezené chyby prosím pošlete na adresu kulhanek@aldebaran.cz.

TABULKA ZÁKLADNÍCH KONSTANT	
$G = 6.672 \times 10^{-11} \text{ N m}^2 \text{ kg}^{-2}$	gravitační konstanta
$c = 3 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$	rychlost světla
$\hbar = 1.05 \times 10^{-34} \text{ J s}$	Planckova konstanta
$\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$	Stefan Boltzmannova konstanta
$b = 0.00289 \text{ K} \cdot \text{m}$	Wienova konstanta

TABULKA HODNOT VELIČIN	
$M_S = 1.989 \times 10^{30} \text{ kg}$	hmotnost Slunce
$M_Z = 5.976 \times 10^{24} \text{ kg}$	hmotnost Země
$M_M = M_Z / 81$	hmotnost Měsíce
$m_n = 1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$	hmotnost nukleonu
$R_{ZS} = 150 \times 10^6 \text{ km}$	vzdálenost Země - Slunce
$R_{ZM} = 384 \times 10^3 \text{ km}$	vzdálenost Země - Měsíc
$R_S = 700\,000 \text{ km}$	poloměr Slunce
$R_Z = 6\,400 \text{ km}$	poloměr Země
$P_S = 4 \times 10^{26} \text{ W}$	celkový zářivý výkon Slunce
$b = 2.662 \times 10^{40} \text{ J s}$	moment hybnosti Země vzhledem ke Slunci
$v = 30 \text{ km s}^{-1}$	rychlost Země kolem Slunce
$I = 1.39 \text{ kW m}^{-2}$	solární konstanta (intenzita slunečního záření u Země)

JEDNOTKY VZDÁLENOSTI	
$\text{AU} = 150 \times 10^6 \text{ km}$	astronomická jednotka
$1.\text{y.} = 9.46 \times 10^{12} \text{ km}$	světelný rok
$\text{pc} = 30.9 \times 10^{12} \text{ km}$	parsek

TYPICKÉ VLASTNOSTI HVĚZD			
	poloměr	hmotnost	hustota
černá díra	3 km	1 M_S	10^{16} g/cm ³
neutronová hvězda	10 až 100 km	1 M_S	10^{14} g/cm ³
bílý trpaslík	1000 až 10 000 km	1 M_S	10^6 g/m ³
Slunce	700 000 km	1 M_S	1,4 g/cm ³
veleobr	až 500 R_S	1 M_S	10^{-6} g/cm ³

I. ZÁKLADNÍ VZTAHY

- AU - astronomická jednotka: průměrná vzdálenost Země od Slunce, 150×10^6 km.
- l.y. - světelný rok: vzdálenost, kterou světlo ulétne za jeden rok, 9.46×10^{12} km.
- pc - parsek, paralaktická sekunda: vzdálenost, ze které by poloměr oběžné dráhy Země byl kolmo k zornému paprsku vidět pod úhlem 1", 30.9×10^{12} km.
- m - relativní magnituda: logaritmická míra jasnosti objektu, $m = -2,5 \log I$. Tato definiční rovnice se nazývá Pogsonova rovnice. Koeficient je volen tak, aby hvězdy s rozdílem pěti magnitud měly podíl vzájemných jasností 1:100. Znaménko minus v definici je z historických důvodů. Magnitudy takto vypočtené odpovídají historickému dělení hvězd do šesti skupin (nula nejjasnější, 5 nejméně jasné pozorovatelné okem). Nejjasnější hvězda na severní polokouli Vega má magnitudu ~ 0 , nejjasnější hvězda noční oblohy Sirius má magnitudu $-1,6$. Relativní magnituda vypovídá o skutečné jasnosti hvězdy na obloze, která kromě svítivosti závisí i na vzdálenosti hvězdy.
- M - absolutní magnituda: magnituda, kterou by hvězda měla ve vzdálenosti 10 pc. Závisí jen na skutečné svítivosti hvězdy. Každou hvězdu si představíme „přestěhovanou“ do vzdálenosti 10 pc. Zadáváme-li vzdálenost hvězdy v parsecích, platí mezi absolutní a relativní magnitudou jednoduchý vztah $M = m + 5 - 5 \log r$.
- δ - deklinace: Oblouk mezi světovým rovníkem (projekce roviny zemského rovníku na nebeskou sféru) a hvězdou. Světový rovník má $\delta = 0^\circ$, severní světový pól má $\delta = 90^\circ$, jižní světový pól $\delta = -90^\circ$.
- α - rektascenze: Oblouk mezi jarním bodem a deklinační kružnicí hvězdy (kolmá na světový rovník) měřený ve stupních nebo v hodinách (jarní bod : $\alpha = 0^\circ = 0$ h). Jarní bod je průsečík ekliptiky (průmět roviny oběžné dráhy Země kolem Slunce na nebeskou sféru) se světovým rovníkem v souhvězdí Ryb. Slunce se nachází v jarním bodě při jarní rovnodennosti.
- t - hodinový úhel: úhel mezi místním poledníkem a objektem měřený ve směru zdánlivého pohybu hvězd, tj. od jihu k západu. Udává se v hodinách (azimut vyjádřený v hodinách). *Horní kulminace*: hvězda v nejvyšším bodě své dráhy (nad jihem, $t = 0$ h). *Dolní kulminace*: hvězda v nejnižším bodě své dráhy (nad severem, $t = 12$ h).
- θ = hvězdný čas: hodinový úhel jarního bodu. Jde o rektascenzi hvězd, které právě kulminují. $\theta = \alpha + t$. K danému datu nalezneme hvězdný čas v hvězdářské ročence.

1. Parsek

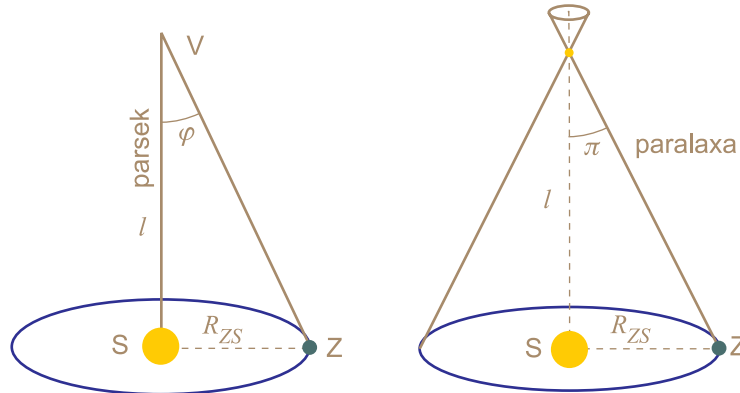
Zadání: Spočítejte vzdálenost 1 pc.

Řešení: 1 pc (parsek, paralaktická sekunda) je vzdálenost, ze které vidíme velkou poloosu oběžné dráhy Země kolem Slunce pod úhlem $\varphi = 1''$. Úhel $1''$ je tak malý, že strany VS a VZ na obrázku prakticky splývají a místo pravouhlého trojúhelníka VSZ můžeme použít definiční vztah úhlu (úhel je oblouk ku poloměru). Proto

$$l = \frac{R_{ZS}}{\varphi},$$

kde l je vzdálenost 1 pc v metrech, R_{ZS} je vzdálenost Země od Slunce a φ je úhel jedné vteřiny vyjádřený v radiánech:

$$l = \frac{1.5 \times 10^{11} \text{ m}}{\frac{1}{60 \times 60} \cdot \frac{2\pi}{360}} \cong 3 \times 10^{16} \text{ m}.$$



2. Proxima Centauri

Zadání: Najděte paralaxu Proximy Centauri, která je vzdálená asi 4.3 světelného roku.

Řešení: Díky pohybu Země kolem Slunce se zdá, že blízké hvězdy opisují oproti vzdáleným elipsu. Úhlový poloměr této elipsy se nazývá paralaxa hvězdy. Lze ji změřit jen pro nejbližší hvězdy. Z definice úhlu (jako v předchozím příkladě) tedy vyplývá, že

$$\pi = \frac{R_{ZS}}{l} = \frac{1.5 \times 10^{11} \text{ m}}{4.3 \text{ l.y.}} = \frac{1.5 \times 10^{11} \text{ m}}{4.3 \times 9.5 \times 10^{15} \text{ m}} \cong 3.7 \times 10^{-6} \text{ rad},$$

což je přibližně 0.76". Vidíme, že i u druhé nejbližší hvězdy po Slunci není paralaxa ani celá 1".

3. Magnituda

Zadání: Jaký je rozdíl magnitud dvou hvězd, jejichž jasnost se liší stokrát?

Řešení: Magnituda je logaritmickou mírou svítivosti:

$$m \equiv -2.5 \log J.$$

Koeficient -2.5 se objevuje před logaritmem z historických důvodů, kdy nejjasnější hvězdy pozorovatelné okem měly třídu 0, nejslabší třídu 5. Znaménko "-" zajišťuje, aby nižší magnitudy měly vyšší svítivost. Koeficient 2.5 zase zajistí, aby pro poměr svítivosti $J_1/J_2 = 100$ byl rozdíl magnitud právě 5:

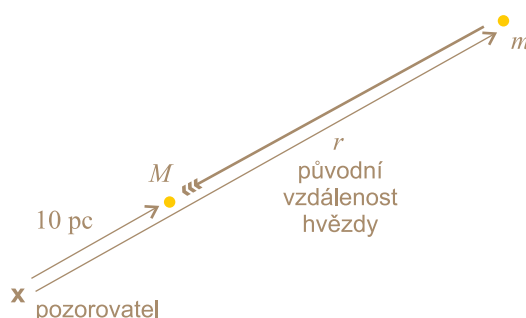
$$\Delta m = m_2 - m_1 = -2.5 (\log J_2 - \log J_1) = 2.5 \log \left(\frac{J_1}{J_2} \right) = 2.5 \log 100 = 5 .$$

4. Pogsonova rovnice

Zadání: Odvoďte vztah mezi absolutní magnitudou a relativní magnitudou v parsecích (tzv. Pogsonovu rovnici).

Řešení: Víme, že J klesá se čtvercem vzdálenosti od zdroje ($J \sim 1/r^2$) a tak můžeme podle definice magnitudy psát:

$$m_2 - m_1 = -2.5 \log \left(\frac{J_2}{J_1} \right) = -2.5 \log \left(\frac{r_1^2}{r_2^2} \right) = 5 \log \left(\frac{r_2}{r_1} \right) .$$



Absolutní magnituda je magnituda hvězdy přepočítaná na jednotnou vzdálenost 10 pc od zdroje (hvězdy). Jestliže bude $r_2 = 10$ pc a $m_2 = M$ pro absolutní magnitudu a $r_1 = r$, $m_1 = m$ pro relativní magnitudu, pak

$$M - m = 5 \log \left(\frac{10}{r} \right) = 5 \log 10 - \log r .$$

Pogsonova rovnice má tedy tvar:

$$M = m + 5 - 5 \log r ,$$

kde r je vzdálenost zdroje v pc.

5. Absolutní magnituda Slunce

Zadání: Určete absolutní magnitudu Slunce. Relativní magnituda je $m = -26.6$.

Řešení: Nejprve převedeme vzdálenost Slunce od nás (1 AU) na parseky.

$$r = \frac{150 \times 10^9}{3.1 \times 10^{16}} \text{ pc} = 4.84 \times 10^{-6} \text{ pc} .$$

Nyní z Pogsonovy rovnice dostáváme

$$M = m + 5 - 5 \log r = -26.6 + 5 - 5 \times (-5.3) \cong 4.9 .$$

Absolutní magnituda Slunce je tedy přibližně $M \cong 5$.

6. Hodinový úhel Aldebaranu

Zadání: Určete hodinový úhel hvězdy Aldebaran dne 12.10.2000 ve 23h 10min v centru Prahy. Souřadnice Aldebaranu: rektascenze $\alpha = 4\text{h } 33\text{min}$; deklinace $\delta = 16^\circ$.

Souřadnice centra Prahy: zem. délka: $\lambda = 14^\circ 23'$ zem. šířka: $\varphi = 50^\circ 07'$.

Hvězdný čas k půlnoci 12.10.2000 (z Hvězdářské ročenky): $\theta = 1\text{h } 2\text{min}$.

Řešení: Nejprve určíme místní hvězdný čas (zanedbáme rozdíl mezi středním a pravým časem). Pro převod úhlových a časových údajů uijeme $1^\circ = 4\text{min}$ ($15^\circ = 1\text{h}$), resp. $1' = 4\text{s}$ ($15' = 1\text{min}$):

$$\theta_{\text{loc}} = \theta + \lambda + t_0 = 1\text{h } 2\text{min} + 0\text{h } 58\text{min} + 23\text{h } 10\text{min} = 25\text{h } 10\text{min} = 1\text{h } 10\text{min}.$$

Dále určíme hodinový úhel hvězdy

$$t = \theta_{\text{loc}} - \alpha = 1\text{h } 10\text{min} - 4\text{h } 33\text{min} = 20\text{h } 37\text{min}.$$

Aldebaran se tedy nachází nad jihovýchodem, kulminovat bude za 3h 23min (bude nad jihem, $t = 24\text{h}$).

7. Jetý kvasaru - fiktivní nadsvětelná rychlost

Zadání: Vzdálený kvasar je zdrojem dvou výtrysků látky (jetů) z nichž jeden se pohybuje směrem k pozorovateli pod malým úhlem téměř rychlostí světla. Určete, jakou rychlost naměří pozorovatel.

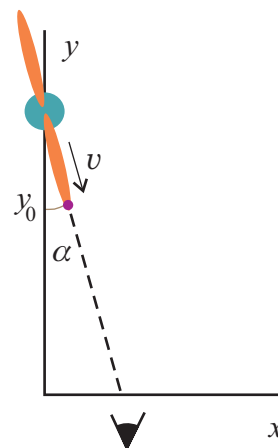
Řešení: Poloha objektu je dána vztahy:

$$x(t) = vt \sin \alpha;$$

$$y(t) = y_0 - vt \cos \alpha.$$

Signál přichází k pozorovateli se zpožděním v čase

$$\tau \doteq t + \frac{y(t)}{c}.$$



Rychlost, kterou zjistí pozorovatel proto bude

$$v = \frac{dx}{d\tau} = \frac{dx/dt}{d\tau/dt} = \frac{v \sin \alpha}{1 - \frac{v}{c} \cos \alpha} \underset{v \rightarrow c}{\approx} \frac{c \sin \alpha}{1 - \cos \alpha} \underset{\alpha \ll 1}{\approx} \frac{c \alpha}{1 - (1 - \alpha^2/2)} = \frac{2c}{\alpha}.$$

Z výsledku je zřejmé, že pohybuje-li se jet směrem k pozorovateli, tato fiktivní pozorovaná rychlost snadno převyší rychlost světla.

8. Planckovy škály

Zadání: Nalezněte takové kombinace konstant c , G , \hbar , které dají přirozenou jednotku pro délku, čas, hmotnost a energii.

$$c = 3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1},$$

$$G = 6.67 \times 10^{-11} \text{ kg}^{-1} \text{ m}^3 \text{ s}^{-2},$$

$$\hbar = 1.05 \times 10^{-34} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-1}.$$

Řešení: Pokusíme se vytvořit výraz pro délku l_P , čas t_P , hmotnost m_P a energii E_P . Začneme délkou tak, že napíšeme součin výše uvedených tří konstant, s neznámými exponenty α, β, γ :

$$l_P = c^\alpha G^\beta \hbar^\gamma.$$

Tato rovnice ve skutečnosti představuje čtyřnásobnou rovnost: rovnost číselnou a rovnost rozměrovou v metrech, kilogramech a sekundách. Napíšeme nyní rozměrové části vytvořeného výrazu:

$$\text{m}^1 \text{kg}^0 \text{s}^0 = \text{m}^\alpha \text{s}^{-\alpha} \text{kg}^{-\beta} \text{m}^{3\beta} \text{s}^{-2\beta} \text{kg}^\gamma \text{m}^{2\gamma} \text{s}^{-\gamma}.$$

Nyní zapíšeme soustavu rovnic pro exponenty u metru, kilogramu a sekundy:

$$1 = \alpha + 3\beta + 2\gamma,$$

$$0 = -\beta + \gamma,$$

$$0 = -\alpha - 2\beta - \gamma.$$

Řešením této soustavy získáme jednoznačné řešení pro exponenty

$$\alpha = -3/2; \quad \beta = 1/2; \quad \gamma = 1/2.$$

Tyto exponenty jednoznačně až na násobící číselný faktor určují velikost Planckovy délky. Zcela analogickým způsobem můžeme odvodit vztahy pro ostatní Planckovy veličiny. Výsledky udává následující tabulka:

$$l_P = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}} \approx 10^{-35} \text{ m},$$

$$t_P = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^5}} \approx 10^{-43} \text{ s},$$

$$m_P = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \approx 10^{-8} \text{ kg},$$

$$E_P = \sqrt{\frac{\hbar c^5}{G}} \approx 10^{19} \text{ GeV}.$$

Poznámka: Planckovy škály jsou přirozené jednotky pro náš Vesmír. V Planckově čase se oddělovala gravitační interakce od ostatních interakcí (došlo k narušení supersymetrie) a Vesmír poprvé získal vlastnosti podobné dnešním vlastnostem. V tomto čase měl Vesmír komplikovanou prostorovou strukturu, jejíž základním elementem byla vlákna o rozměrech Planckovy délky. Průměrná pohybová hmotnost (energie) částic v té době byla rovna Planckově hmotnosti (energii).

9. Vektorový součin

Zadání: Ukažte, že vektorový součin má tenzorový charakter.

Řešení: Pomocí klasické definice přes determinant můžete vektorový součin zapsat jako

$$\mathbf{c} = \mathbf{a} \times \mathbf{b} = \det \begin{pmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ a_x & a_y & a_z \\ b_x & b_y & b_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_y b_z - a_z b_y \\ a_z b_x - a_x b_z \\ a_x b_y - a_y b_x \end{pmatrix}.$$

Už z tohoto zápisu je zřejmé, že se vektorový součin nemůže transformovat jako vektor, protože se tam vyskytují součiny původních uspořádaných trojic \mathbf{a} a \mathbf{b} . Obecně jde o matici

$$C_{kl} = a_k b_l - a_l b_k.$$

Tato matice má své transformační vlastnosti a je to antisymetrický ($C_{kl} = -C_{lk}$) tenzor druhého řádu. Antisymetrické matice mají na diagonále vždy nulu a prvky pod diagonálou lze dopočítat z prvků nad diagonálou obrácením znaménka. U naší matice to vypadá takto:

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} 0 & c_3 & -c_2 \\ -c_3 & 0 & c_1 \\ c_2 & -c_1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Existují tedy jen tři nezávislé prvky této matice. To svádí k tomu, napsat je do trojice a interpretovat jako vektor. To ale nejde!!!

Variace příkladu: Kolik nezávislých prvků má symetrická a antisymetrická matice ve dvou, třech a čtyřech dimenzích.

II. ELEKTROMAGNETICKÉ ZÁŘENÍ

Tok energie elektromagnetického záření je popsán relativistickým čtyřvektorem (ρ_W, \mathbf{j}_W) .

$$\rho_W = \frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \frac{1}{2} \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} \quad ; \quad \mathbf{j}_W = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad .$$

Složka ρ_W se nazývá hustota energie elektromagnetického záření a zpravidla ji označujeme symbolem u . Tři prostorové složky \mathbf{j}_W se nazývají tok energie (Poyntingův vektor) a zpravidla je označujeme symbolem \mathbf{S} nebo jde-li jen o velikost (tzv. intenzitu) symbolem I . Velikosti prostorové a časové části čtyřvektoru jsou spojeny vztahem $I = uc$. Z čtyřvektoru lze složit rovnici kontinuity

$$\frac{\partial \rho_W}{\partial t} + \text{div } \mathbf{j}_W = - \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \quad .$$

Na pravé straně není nula, energie elektromagnetického záření se nezachovává, převádí se na nabitě částice v podobě hustoty Jouleova výkonu $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$.

NĚKTERÉ DŮLEŽITÉ VZTAHY	
$I = EH$	tok energie (intenzita, velikost Poyntingova vektoru) [I] = Jm ⁻² s ⁻¹ = W/m ²
$I = \sigma T^4$	tok energie - Stefan Boltzmannův zákon
$I = u c$	tok energie - vyjádření z hustoty energie
$u = ED/2 + HB/2$	hustota energie - výpočet z elektrické i magnetické složky [u] = Jm ⁻³
$u = ED$	hustota energie - výpočet z elektrické složky
$u = HB$	hustota energie - výpočet z magnetické složky
$u = I/c = EH/c$	hustota energie - výpočet z toku energie
$P = u/3$	tlak elektromagnetického záření
$E/B = c$	poměry polí v elektromagnetické vlně
$c = 1/\sqrt{\epsilon\mu}$	rychlost světla
$\lambda_{max} = b/T$	Wiennův zákon (vlnová délka maxima vyzařování)

1. Záření husté jako voda

Zadání: Určete při jaké fázi expanze Vesmíru (při jaké teplotě) mělo záření hustotu stejnou jako voda.

Řešení: Mezi hustotou hmoty a energie platí jednoduchý vztah plynoucí z Einsteinovy formule

$$\rho_W = \rho_m c^2 .$$

Hustota hmoty bude odpovídat hustotě vody. Hustotu energie záření určíme z toku energie, který je dán Stefan Boltzmannovým zákonem:

$$\rho_W = \frac{I}{c} = \frac{\sigma T^4}{c} .$$

Porovnáním obou vztahů určíme teplotu Vesmíru, při které mělo elektromagnetické záření hustotu stejnou jako voda:

$$T = \sqrt[4]{\frac{\rho_m c^3}{\sigma}} = 8 \times 10^8 \text{ K} .$$

Poznámka: Vesmír měl tuto teplotu asi 4 minuty po Velkém třesku a právě se v něm začínaly tvořit první lehké prvky.

2. Teplota Slunce z vlnové délky světla

Zadání: Určete povrchovou teplotu Slunce, víte-li, že maximum vyzařování je na vlnové délce 500 nm.

Řešení: Podle Wienova zákona je povrchová teplota rovna

$$T = \frac{b}{\lambda_{\max}} \sim \frac{0.00289 \text{ m} \cdot \text{K}}{500 \times 10^{-9} \text{ m}} \sim 5800 \text{ K} .$$

Poznámka: Horké hvězdy vyzařují obecně na kratší vlnové délce. Typické modré hvězdy mají povrchovou teplotu přes 9000 K, žluté a zelené hvězdy okolo 6 000 K, červené hvězdy jen asi 3 000 K. Wiennův zákon lze aplikovat i na podstatně chladnější tělesa. Například člověk s povrchovou teplotou cca 310 K vyzařuje přibližně jako černé těleso s maximem vyzařování na vlnové délce 10 mikrometrů. V této oblasti musí být proto maximálně citlivá čidla pro detekci osob.

3. Zářivý výkon Slunce

Zadání: Nalezněte celkový zářivý výkon Slunce, znáte-li jeho povrchovou teplotu $T = 5800 \text{ K}$.

Řešení: Zářivý výkon Slunce určíme ze Stefan-Boltzmannova zákona:

$$P_S = I S = \sigma T^4 4\pi R_S^2 = 5.67 \times 10^{-8} \times 5800^4 \times 4\pi \times (7 \times 10^8)^2 \text{ W} = 4 \times 10^{26} \text{ W} .$$

Poznámka: Obrovská hodnota zářivého výkonu Slunce je dána jeho velkou hmotností. V průměru produkuje jeden kilogram sluneční hmoty výkon velmi malý.



4. Měrný výkon Slunce

Zadání: Jaký výkon se průměrně uvolňuje v jednom kilogramu sluneční hmoty?

Řešení: Měrný výkon přepočítaný na kilogram je

$$\mathcal{P} = \frac{P_S}{M_S} = 2 \times 10^{-4} \text{ W/kg} .$$

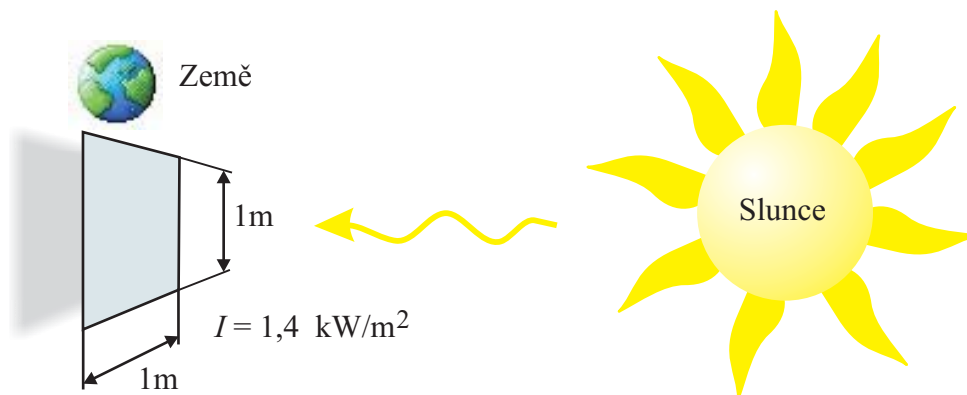
Poznámka: Přestože je celkový zářivý výkon enormní a obtížně představitelný, je měrný výkon zanedbatelný. Jeden kilogram sluneční hmoty by nepostačil ani k rozsvícení nejmenší žárovky. Termojaderná syntéza v centru Slunce probíhá velmi, velmi pomalu, zato však v obrovských měřítkách. Ohromný výkon Slunce je tak dán jen jeho velkou hmotností, nikoliv intenzitou termojaderné syntézy.

5. Sluneční konstanta

Zadání: Určete intenzitu slunečního záření v okolí Země.

Řešení: Sluneční konstanta je intenzita slunečního záření (energie kolmo dopadající na jednotkovou plochu za jednotku času) nad atmosférou naší Země. Tuto veličinu můžeme spočítat jako podíl celkového výkonu Slunce a celkové plochy povrchu koule procházející Zemí se středem ve Slunci:

$$I_Z = \frac{P_S}{4\pi R_{ZS}^2} = 1.4 \text{ kW m}^{-2} .$$



Poznámka: U naší Země dopadá na každý metr čtvereční plochy, kolmo postavené ke Slunečnímu záření, výkon 1.4 kW. Tento ohromný výkon je přímo využíván v panelech slunečních baterií kosmických sond a ve slunečních elektrárnách. Při povrchu Země je tento výkon snížen rozptylem v atmosféře. Kromě jaderné energie pochází veškerá běžně dostupná energie na Zemi ze sluneční energie. Dopadající výkon slunečního záření je například částečně absorbován rostlinami a pomocí fotosyntézy ukládán do energie chemických vazeb. Po mnoha letech je tato energie zpětně využita při spalování uhlí, nafty nebo benzínu. Dopadající záření způsobuje také odpařování vody z povrchu Země a umožňuje tak vodní koloběh. Proto i energie využívaná ve vodních elektrárnách má prapůvod ve sluneční energii.

6. Teplota Slunce z intenzity záření

Zadání: Určete povrchovou teplotu Slunce, víte-li, že u Země je tok energie světelného záření od Slunce roven 1.4 kW/m^2 .

Řešení: Intenzita vyzařování je definována jako výkon na plochu neboli

$$I_Z \equiv \frac{\Delta P}{\Delta S}.$$

Zářivý výkon v kouli kolem Slunce ve vzdálenosti 1 AU (u Země) je roven

$$P_S = 4\pi R_{ZS}^2 \cdot I_Z.$$

Protože známe poloměr Slunce $R_S = 7 \times 10^5 \text{ km}$, můžeme předchozí vztah přepočítat na intenzitu na povrchu Slunce jako

$$I_S = \frac{P_S}{4\pi R_S^2} = \frac{R_{ZS}^2}{R_S^2} I_Z.$$

Ze Stefan-Boltzmanova zákona nyní plyne teplota na povrchu

$$T = 4 \sqrt{\frac{I_S}{\sigma}}.$$

Po dosazení docházíme k přibližné hodnotě 5800 K na povrchu Slunce.

7. Elektrické pole slunečního záření u Země

Zadání: Sluneční záření má v okolí Země intenzitu $I = 1.4 \text{ kW/m}^2$. Nalezněte průměrnou hodnotu intenzity elektrického a indukce magnetického pole v slunečním záření v místě, kde se nachází Země.

Řešení: Intenzita dopadající energie je dána velikostí Poyntingova vektoru: $I_Z = |\mathbf{S}| = EH$. Poměr elektrické intenzity a magnetické indukce v elektromagnetické vlně je $E/B = c$. Tyto dva vztahy můžeme chápat jako soustavu dvou rovnic pro elektrické a magnetické pole:

$$\mu_0 I = EB; \quad \frac{E}{B} = c.$$

Vynásobením a vydělením obou rovnic dostaneme řešení:

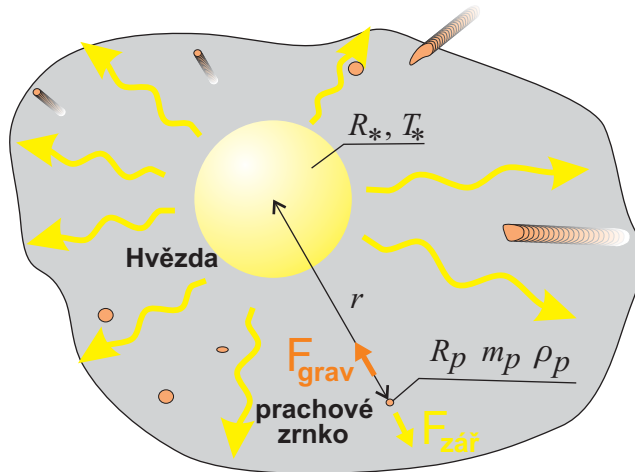
$$E = \sqrt{c\mu_0 I}; \quad B = \sqrt{\frac{\mu_0 I}{c}}.$$

Výsledek: $E = 726 \text{ V/m}$, $B = 2.4 \times 10^{-6} \text{ T}$.

Poznámka: Pole 726 V/m se na první pohled zdá být enormní. Musíme si však uvědomit, že rozdíl potenciálů 726 V je měřen na vzdálenosti 1 m . Skutečné emisní akty však tvají krátkou dobu a pozorované světlo se skládá z úseků dérozměrů několikanásobku vlnové délky. Na této vzdálenosti je již rozdíl potenciálů malý.

8. Tlak záření

Zadání: Určete rozměry částicek prachu, u kterých je v mlhovině kolem hvězdy vyrovnána gravitační síla tlakem záření.



Řešení: Veličinu x charakterizující centrální hvězdu v mlhovině budeme označovat indexem x_* , veličinu x charakterizující zrníčko prachu indexem x_p . Pro gravitační sílu působící na zrníčko prachu vychází:

$$F_G = G \frac{m_p m_*}{r^2} = G \frac{\frac{4}{3} \pi R_p^3 \rho_p m_*}{r^2}.$$

Sílu elektromagnetického záření určíme jako součin tlaku záření a účinné plochy zrníčka. Ta závisí na tvaru zrníčka a jeho orientaci vzhledem k dopadajícímu záření. V prvním přiblížení ji lze považovat za průřez zrníčka:

$$F_{RAD} = p_{RAD} \cdot S_p = \frac{1}{3} u \cdot \pi R_p^2 = \frac{1}{3} \frac{I(r)}{c} \cdot \pi R_p^2.$$

Intenzitu záření na povrchu hvězdy můžeme určit ze Stefan-Boltzmannova zákona $I(R_*) = \sigma T_*^4$.

Intenzita ubývá s kvadrátem vzdálenosti a v místě zrníčka proto bude $I(r) = \sigma T_*^4 \cdot R_*^2 / r^2$.

Výsledný vztah pro sílu způsobenou tlakem záření tedy bude:

$$F_{RAD} = \frac{1}{3} \frac{\pi \sigma}{c} \frac{T_*^4 \cdot R_*^2 \cdot R_p^2}{r^2}.$$

Povšimněte si, že gravitační síla i síla od tlaku záření ubývají s druhou mocninou vzdálenosti od hvězdy! Budou-li pro zrníčko určité velikosti vyrovnány v blízkosti hvězdy, budou také vyrovnány ve větší vzdálenosti. Malá zrníčka tak budou vypuzena tlakem záření a velká zrníčka udržována v mlhovině gravitací nezávisle na tom, o kterou část mlhoviny jde.

Porovnáním obou sil snadno určíme rozměry zrníčka, pro které jsou obě síly vyrovnány:

$$R_{p0} = \frac{\sigma}{4cG} \cdot \frac{T_*^4 R_*^2}{m_*} \cdot \frac{1}{\rho_p}.$$

Pro rozměry zrníček $R_p < R_{p0}$ převládne tlak záření a pro rozměry zrníček $R_p > R_{p0}$ převládne gravitace.

Poznámky: Uvedené vztahy závisí jen na hustotě prachu, která bývá v celé mlhovině stejná. V mlhovině jsou však oblasti s malými rozměry zrněk a oblasti s většími rozměry. Dojde-li v mlhovině ke vzniku mladé hvězdy, jsou oblasti drobných zrněk vyfoukány vně mlhovinu, podobně jako je na poušti větrem odváť drobný prach na úkor hrubozrného písku. Tomuto jevu se říká fotoevaporace, zpravidla je způsobena ultrafialovým světlem mladých hvězd. Výsledkem fotoevaporace jsou charakteristické ostře ohraničené oblasti mlhoviny, které odolaly agresivnímu záření mladých hvězd. Například u Orlí mlhoviny obklopující hvězdokupu M 16 se těmto útvarům říká „Sloupy stvoření“. Obdobný jev také známe u komet. Často mívají dva ohony, jeden z hrubších částecěk, který míří blíže ke Slunci a je ovládán gravitací a druhý z drobnějších částecěk, který míří spíše od Slunce a je ovládán tlakem záření. Vzhledem k přítomnosti odstředivé síly nejsou oba ohony na spojnici kometa-Slunce.

9. Teplota těles a vlnové délky záření

Zadání: Naletněte z Wiennova zákona vlnové délky vyzařování pro hvězdy spektrální třídy W (80 000 K), G (6700 K), L (1700 K), člověka (310 K) a reliktního záření (2,73 K). Naopak určete teplotu černé díry velikosti našeho Slunce, která září převážně na vlnové délce srovnatelné s Schwarzschildovým poloměrem (3 km).

Řešení: Z Wiennova zákona $\lambda_{\max} = b/T$ snadno nalezneme:

Objekt	Teplota	Vlnová délka
Hvězda typu W	80 000 K	36 nm
Hvězda typu G	6700 K	431 nm
Hvězda typu L	1700 K	1.7 μm
Člověk	310 K	9 μm
Rel. záření	2,73 K	1 mm
Černá díra (3 km)	10^{-7} K	3 km

Poznámky: Nejteplejší hvězdy spektrální třídy W září převážně v UV oblasti na velmi krátkých vlnových délkách (Wolf-Rayetovy hvězdy). Podobné hvězdy jako Slunce mají spektrální třídu G a září ve viditelné oblasti, maximum vyzařování Slunce je například na 500 nm. Lidské oko se v průběhu vývoje tomuto záření dokonale přizpůsobilo. Nejchladnější známé hvězdy typu L mají maximum vyzařování v blízké IR oblasti. Sám člověk by jako absolutně černé těleso zářil asi na 10 μm . Na této vlnové délce musí být citlivá čidla monitorující pohyb člověka (čidla na zloděje apod.). Reliktní záření z doby oddělení záření od látky, které prostupuje celý Vesmír má vlnovou délku asi 1 mm a je tedy z radiového oboru. Stejně tak jako v minulosti vyplňuje prostor „beze zbytku“. To je dáno tím, že vlnová délka záření se zvětšuje spolu s rozpínáním Vesmíru. Do 1 m^3 se tak vejde asi miliarda reliktních fotonů. Černá díra velikosti Slunce by měla pranepatrnou teplotu a vyzařuje velmi málo. Malé černé díry ale září výrazně více.

III. HVĚZDY, SLUNCE

1. Hydrodynamický čas

Zadání: Nalezněte hydrodynamické časy pro Slunce, bílého trpaslíka a neutronovou hvězdu. (Hydrodynamický čas je doba šíření poruchy a je přibližně roven času, po který by částice s povrchovým zrychlením padala do centra objektu.)

Řešení: Víme, že

$$W_p = -G \frac{mM}{r} \approx m g h, \text{ kde } g = G \frac{M}{R^2}.$$

S použitím $s = gt^2/2$ vyplývá pro hydrodynamický čas

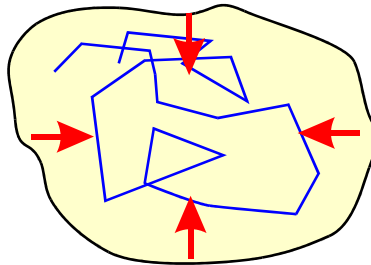
$$t_{hydro} = \sqrt{\frac{2s}{g}} = \sqrt{\frac{2R}{GM}} = \sqrt{\frac{2R^3}{GM}}.$$

Pro konkrétní hodnoty poloměrů hvězdných objektů dostáváme následující výsledky:

Slunce:	~ 40 minut,
bílý trpaslík:	~ 1 s,
neutronová hvězda:	~ 1 ms.

2. Jeansovo kritérium

Zadání: Odvoďte vztah pro kritickou hmotnost mlhoviny, při které se začne vlastní gravitací hroutit. Předpokládejte, že hmotnost jedné molekuly je m , znáte teplotu a hustotu mlhoviny.



Řešení: V mlhovině jsou dva typické procesy: 1) difúze způsobená tepelným pohybem, která mlhovinu zvětšuje. 2) gravitační přitahování, které se snaží mlhovinu smrštít. Spočteme charakteristické rychlosti obou procesů:

Chaotickou tepelnou rychlost určíme z ekvipartičního teorému. Průměrná kinetická energie na jeden stupeň volnosti je rovna průměrné tepelné energii na jeden stupeň volnosti

$$\frac{1}{2} m \bar{v}^2 = \frac{1}{2} kT \quad \Rightarrow \quad v_{tep} \approx \sqrt{\frac{kT}{m}}.$$

Průměrnou složku rychlosti odpovídající gravitaci určíme z ekvipartičního teorému pro gravitační energii

$$\frac{1}{2} m \bar{v}^2 = G \frac{mM}{R} \Rightarrow v_{grav} \approx \sqrt{\frac{GM}{R}} .$$

Nyní z podmínky pro hroucení $v_{grav} > v_{tep}$ máme

$$\frac{GM}{R} > \frac{kT}{m} .$$

Spolu se vztahem pro hustotu

$$\rho \approx \frac{M}{R^3}$$

lze kritérium upravit na tvar

$$M \geq \left(\frac{kT}{mG} \right)^{3/2} \frac{1}{\sqrt{\rho}} ,$$

který je znám jako Jeansovo kritérium. Při vyšších hmotnostech než je pravá strana je mlhovina nestabilní a může dojít k samovolnému hroucení.

Poznámka: Řešení lze přesně odvodit standardním vyšetřováním stability v hydrodynamice za pomoci poruch rovnovážného stavu. Jeansovo kritérium je hranicí za kterou se poruchy samovolně netlumí a mlhovina se stává nestabilní. Pověšimněte si také, že kritická hmotnost je úměrná $\rho^{3/2}$. Kritérium poprvé odvodil Jeans v roce 1902.

3. Rovnováha polytropní hvězdy

Zadání: Řešte rovnováhu gravitační a tlakové síly ve hvězdě pro polytropní závislost tlaku na hustotě.

Řešení: Při řešení se budeme zabývat jen závislostí na rozměrech hvězdy. Gravitační síla má tvar

$$F_{grav} \sim \frac{1}{R^2} .$$

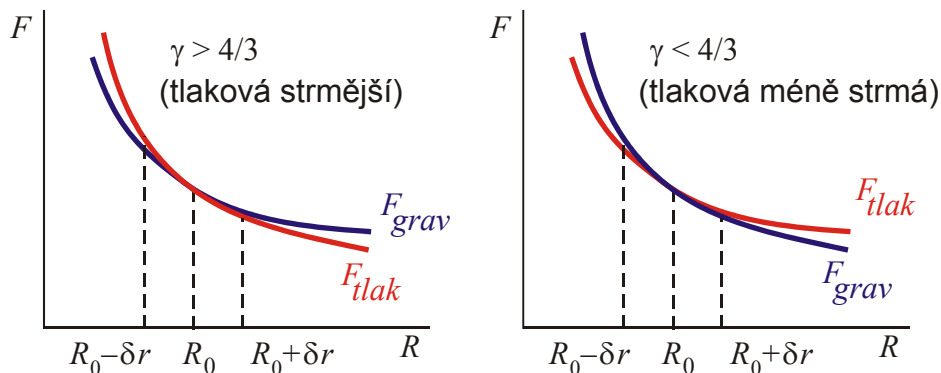
Tlaková síla je dána součinem tlaku $p \sim \rho^\gamma$ a povrchu $S \sim R^2$, tj

$$F_{tlak} \sim \rho^\gamma R^2 \sim R^{-3\gamma} R^2 \sim \frac{1}{R^{3\gamma-2}} .$$

Obě síly za normálních okolností klesají s rozměry hvězdy. Rovnováha se ustaví při rovnosti obou sil. Styl poklesu obou sil je stejný pro koeficient

$$\gamma = \frac{4}{3} .$$

Diskutujme dva případy. Nejprve $\gamma > 4/3$. Tlaková křivka je strmější než gravitační.



Jestliže hvězda zcela náhodně zvětší své rozměry, převládne gravitační síla a hvězdu opět smrští. Zmenší-li hvězda své rozměry, převládne tlaková síla a nafoukne hvězdu na původní rozměr. Hvězda je stabilní a výkyvy v jejích rozměrech neohroží její existenci.

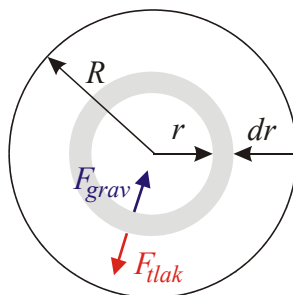
V případě $\gamma < 4/3$ je tomu jinak. Jestliže hvězda zcela náhodně zvětší své rozměry, převládne tlaková síla a bude hvězdu nadále nutit zvětšovat rozměry. Hvězda bude nestabilní a minimálně odhodí obálku. Zmenší-li hvězda své rozměry, převládne gravitační síla a bude nutit hvězdu ke kolapsu.

Poznámka: Materiál bílých trpaslíků má polytropní koeficient blízký $4/3$. Polytropní koeficient se poněkud mění s hmotností trpaslíka. Při hmotnosti přibližně $1.44 M_S$ má polytropní koeficient právě hodnotu $4/3$ a pro vyšší hmotnosti je bílý trpaslík nestabilní. Této hranici se říká Chandrasekharova mez.

4. Rovnice rovnováhy polytropní hvězdy

Zadání: Sestavte rovnici rovnováhy polytropní hvězdy

Řešení: Nechceme-li se omezit na odhady v minulém příkladu, je třeba skutečně řešit rovnici rovnováhy.



Cílem je sestavit takové rovnice, ze kterých bude možné určit závislost tlaku $p(r)$ a hustoty hvězdy $\rho(r)$ na vzdálenosti od centra. Jednou z rovnic je rovnice polytropního chování

$$p = k\rho^\gamma. \quad (1)$$

Druhou rovnicí získáme z podmínky rovnováhy gravitační a tlakové síly na vrstvu tloušťky dr znázorněnou na obrázku. Na tuto vrstvu působí gravitační síla

$$dF_{grav} = G \frac{\mathcal{M}(r) dm}{r^2}; \quad dm = 4\pi r^2 \rho(r) dr.$$

$$dF_{grav} = G \frac{4\pi r^2 \rho(r) \mathcal{M}(r)}{r^2} dr.$$

$\mathcal{M}(r)$ je hmotnost vnitřku hvězdy pod vybranou slupkou. Tlaková síla působící na slupku je

$$dF_{tlak} = 4\pi r^2 dp.$$

Z rovnováhy obou sil máme druhou ze sady rovnic:

$$\frac{dp}{dr} = -G \frac{\rho(r) \mathcal{M}(r)}{r^2} \quad (2)$$

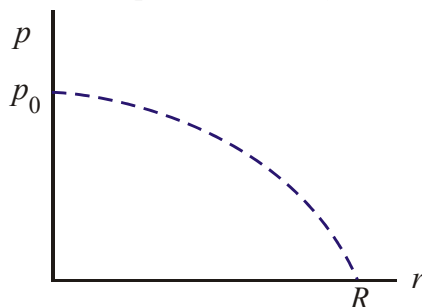
Poslední rovnici získáme ze vztahu pro hmotnost $\mathcal{M}(r)$:

$$\mathcal{M}(r) = \int_0^r 4\pi r^2 \rho(r) dr.$$

Diferenciací máme:

$$\frac{d\mathcal{M}}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r). \quad (3)$$

Soustavu těchto tří rovnic řešíme vhodným diferenčním schématem. Počáteční podmínky rovnic jsou $p(0) = p_0$ a $\mathcal{M}(0) = 0$. Integrací se tlak směrem od centra snižuje. V okamžiku, kdy $p = 0$, ukončíme integraci, neboť jsme došli až k povrchu hvězdy.



5. Porovnání výkonů

Zadání: Jaký je poměr zářivých výkonů bílého trpaslíka a normální hvězdy, mají-li stejnou povrchovou teplotu? Předpokládejte poloměr trpaslíka $R_{WD} = 5000$ km a poloměr normální hvězdy $R_{NORM} = 1\,000\,000$ km.

Řešení: Mají-li hvězdy stejné teploty, mají také stejnou intenzitu vyzařování na povrchu, takže

$$\frac{P_{WD}}{P_{NORM}} = \frac{\sigma T_{WD}^4 \cdot 4\pi R_{WD}^2}{\sigma T_{NORM}^4 \cdot 4\pi R_{NORM}^2} = \frac{T_{WD}^4 R_{WD}^2}{T_{NORM}^4 R_{NORM}^2} = 1 : 40\,000.$$

Vidíme, že zářivý výkon bílého trpaslíka je řádově $10\,000 \times$ menší než u normální hvězdy.

6. Poloměr Procyonu B

Zadání: Bílý trpaslík Procyon B vyzařuje výkon $P = 6.3 \times 10^{-4} P_S$. Jeho povrchová teplota je $T = 9200$ K. Jaký má hvězda poloměr?

Řešení: Jak víme z předchozího příkladu je

$$\frac{P_{Proc}}{P_S} = \left(\frac{R_{Proc}}{R_S} \right)^2 \left(\frac{T_{Proc}}{T_S} \right)^4,$$

z čehož vyplývá poloměr

$$R_{Proc} = \sqrt{\frac{P_{Proc}}{P_S} \left(\frac{T_S}{T_{Proc}} \right)^2} R_S = \sqrt{6.3 \times 10^{-4} \times \left(\frac{5700}{9200} \right)^2} 700\,000 \text{ km} \cong 6\,800 \text{ km}.$$

7. Úbytek sluneční hmoty

Zadání: Kolik procent sluneční hmoty se přemění v energii za jedno tisíciletí?

Řešení: Hledáme poměr hmoty, která se přemění na energii (ubude) a původní hmoty Slunce, neboli

$$x = \frac{\Delta m}{M} = \frac{\Delta E/c^2}{M} = \frac{P_S \Delta t/c^2}{M} = \frac{P_S \Delta t}{Mc^2},$$

$$x = \frac{4 \times 10^{26} \times 10^3 \times 365 \times 24 \times 3600}{2 \times 10^{30} \times 9 \times 10^{16}} \approx 7 \times 10^{-11} = 7 \times 10^{-9} \% .$$

Za celé tisíciletí tedy současným vyzařovaným výkonem ubude jen sedm miliardtin procenta sluneční hmoty!

8. Krytí produkce energie gravitační kontrakcí

Zadání: O kolik by se musel změnit poloměr Slunce za rok, aby energie uvolněná gravitačním smršťováním odpovídala energii vyzařované Sluncem ($R = 700\,000 \text{ km}$, $M = 2 \times 10^{30} \text{ kg}$, $P = \times 10^{26} \text{ W}$)? Jak dlouho by mohlo Slunce krýt vyzařovanou energii z gravitačních zdrojů?

Řešení: V našem řešení budeme hledat jen hrubý odhad a koeficienty vynecháme.

$$W_p \approx G \frac{M^2}{R} \quad \Rightarrow$$

$$\Delta W_p \approx G \frac{M^2}{R^2} \Delta R \quad \Rightarrow$$

$$\Delta R = \frac{R^2}{GM^2} \Delta W_p \quad \Rightarrow$$

$$\Delta R = \frac{R^2}{GM^2} \cdot P_S \Delta t .$$

Za rok po dosažení v sekundách dostáváme $\Delta R = 23 \text{ m}$. Jestliže by se tedy Slunce zmenšovalo o 23 m za rok, pak by se při poloměru 700 000 km zmenšovalo nejdéle

$$T = \frac{7 \times 10^8 \text{ m}}{23 \text{ m/rok}} = 30 \times 10^6 \text{ let}.$$

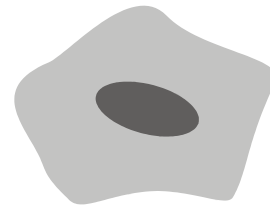
Slunce už ale existuje několik miliard let (což víme například z hornin na Zemi), a proto nemůže být zdrojem jeho energie gravitační smršťování.

9. Teplota sluneční skvrny

Zadání: Odhadněte teplotu ve sluneční skvrně ze znalosti magnetického tlaku ve skvrně, koncentrace částic a teploty okolí.

Řešení: Celkový tlak vně i uvnitř skvrny musí být stejný. Ve skvrně je tlak součtem tlaku látky a magnetického tlaku:

$$p_{in} + p_{mag} = p_{out},$$
$$n k T_{in} + \frac{B^2}{2\mu_0} = n k T_{out},$$
$$T_{in} = T_{out} - \frac{B^2}{2\mu_0 k n}.$$



Je zřejmé, že díky přítomnosti magnetického pole musí být teplota ve skvrně nižší než teplota okolí.

IV. GRAVITACE A TÍŽE

Gravitaci rozumíme vzájemné přitahování dvou libovolných těles. Toto přitahování se řídí Newtonovým gravitačním zákonem. Nejjednodušší je zadat vztah pro potenciální energii (skalární veličinu). Na tělesa působí síla mířící k minimu potenciální energie, kterou určíme ze vztahu $\mathbf{F} = -\nabla W_p$. Síla je veličina vektorová a má tři složky. V některých výjimečných případech postačí znát jen velikost gravitační síly, resp. její radiální složku $-\partial W_p / \partial r$.

Tíže je jen přibližný vztah ke gravitaci. Jde o lineární rozvoj potenciální energie. Tíhové pole je použitelné v situacích, kdy se příliš nemění naše vzdálenost od centra gravitace (například na zemském povrchu).

Ve vztahu pro potenciální energii i sílu vystupuje součin hmotností obou přitahovaných těles. Zpravidla jde o zdroj gravitace (M) a menší testovací tělisko (m). Výhodné je zavést veličiny nezávislé na hmotnosti testovacího tělesa: *potenciál* ϕ (potenciální energie dělená hmotností testovacího tělesa) a *intenzitu* \mathbf{K} (síla dělená hmotností testovacího tělesa). Potenciál a intenzita závisí jen na parametrech zdroje pole. Podobně se v elektrostatiice zavádí potenciál a intenzita elektrostatiického pole vydělením veličin nábojem testovacího tělesa.

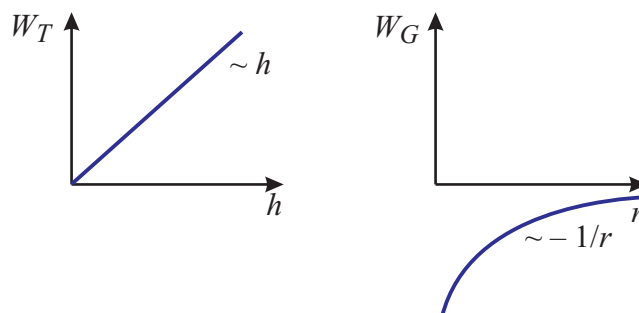
Gravitace	
$W_G = -G \frac{mM}{r}$	$F_G = -\frac{\partial W_G}{\partial r} = -G \frac{mM}{r^2}$
$\phi_G = -G \frac{M}{r}$	$K_G = -\frac{\partial \phi_G}{\partial r} = -G \frac{M}{r^2}$
Tíže	
$W_T = mgh$	$F_T = -\frac{\partial W_T}{\partial h} = -mg$
$\phi_T = gh$	$K_T = -\frac{\partial \phi_T}{\partial h} = -g$

1. Vztah mezi tíhovým a gravitačním polem

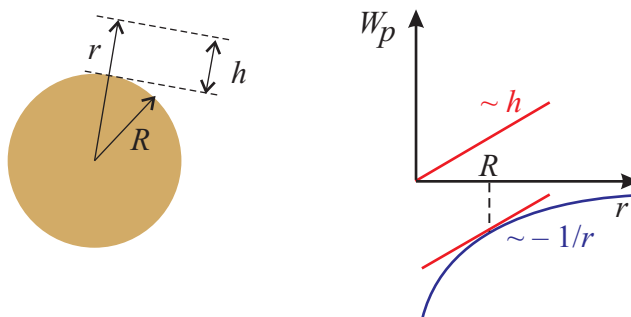
Zadání: Ze vztahu pro gravitační potenciální energii odvoďte pomocí Taylorova rozvoje v blízkosti povrchu vztah pro potenciální energii tíže.

Řešení: Vyjádřeno v potenciálních energiích je

- $W_T = mgh$ (potenciální energie tíhového pole),
- $W_G = -G \frac{mM}{r}$ (potenciální energie pole gravitačního).



Na první pohled se může zdát být divné, že v obou případech při vzdalování od centra energie roste. Intuitivně tušíme, že by gravitační působení mělo se vzdalováním slábnout. Vysvětlení spočívá v tom, že vztah pro tíhové pole platí jen v těsné blízkosti povrchu, takže o vzdalování od tělesa nemůže být ani řeč. Jde o lineární přiblížení ke gravitačnímu poli. Ve vztahu pro gravitační pole potenciální energie sice se vzdalováním roste, ale k nule! V absolutní hodnotě skutečně pole slábne k nule.



Nahradíme gravitační pole tečnou v blízkosti povrchu (udělejme Taylorův rozvoj do prvního řádu v $r_0 = R$):

$$W_G(r) \approx W_G(R) + W_G'(R) \cdot (r - R) + \dots$$

Potenciální energii můžeme posunout o konstantu a na silách se to neprojeví, takže postačí

$$W_G(r) \approx W_G'(R) \cdot (r - R) = G \frac{mM}{R^2} (r - R) = m \frac{GM}{R^2} h = mgh,$$

kde jsme zavedli tíhové zrychlení vztahem

$$g \equiv \frac{GM}{R^2}.$$

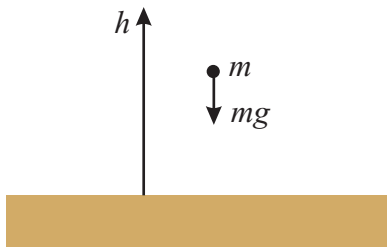
2. Pád z malé výšky - diferenční schéma

Zadání: Napište diferenční schéma pro pád tělesa z malé výšky (tíhové pole) a z velké výšky (gravitační pole). Pro pád z velké výšky uvažujte odpor atmosféry úměrný rychlosti tělesa. Pád probíhá jen v radiálním směru.

Řešení: Pohybová rovnice pro malou výšku vyplývá z 2. Newtonova zákona s tíhovou potenciální energií

$$m\ddot{h} = -\frac{\partial W_T}{\partial h} = -\frac{\partial mgh}{\partial h} = -mg.$$

Výsledná diferenciální rovnice $\ddot{h} = -g$ je mimořádně jednoduchá a její řešení bychom snadno mohli najít analyticky. Tvorbu diferenčního schématu si proto ukážeme právě na takto jednoduché rovnici. Stejný postup můžete aplikovat i na složitější rovnice, které již nemají analytické řešení.



Nejprve převedeme diferenciální rovnici druhého řádu na soustavu rovnic prvního řádu (ve fyzice k tomu využijeme definice rychlosti jako první derivace hledané proměnné podle času):

$$\begin{aligned} \frac{dh}{dt} &= v, \\ \frac{dv}{dt} &= -g. \end{aligned}$$

Nebudeme nyní hledat řešení v každém čase (diferenciální rovnice), ale jen v některých časech (diferenční rovnice). V praxi to znamená nahrazení skutečného řešení lomenou čarou. Budou nás tedy zajímat jen hodnoty

$$\begin{aligned} h_n &= h(t_n), \\ v_n &= v(t_n). \end{aligned}$$

Skutečné derivace nahradíme konečnými rozdíly:

$$\begin{aligned} \frac{h_{n+1} - h_n}{\Delta t} &\cong v_n, \\ \frac{v_{n+1} - v_n}{\Delta t} &\cong -g. \end{aligned}$$

Nyní vypočteme hodnoty $n + 1$ pomocí hodnot n :

$$\begin{aligned} h_{n+1} &= h_n + v_n \Delta t, \\ v_{n+1} &= v_n - g \Delta t. \end{aligned}$$

Získali jsme tak diferenční schéma, podle kterého počítáme jednotlivé hodnoty

$$h_0, v_0 \Rightarrow h_1, v_1 \Rightarrow h_2, v_2 \Rightarrow \dots$$

Je zřejmé, že k numerické konstrukci řešení postačí znát počáteční výšku a rychlost (počáteční podmínky), například:

$$h_0 = H, \quad v_0 = 0.$$

3. Pád z velké výšky - diferenční schéma

Při pádu z velké výšky by analytické řešení bylo velmi náročné. Numerické schéma je však stejně jednoduché jako u pádu v tíhovém poli. Předpokládejme, že na částici působí gravitační síla a odpor prostředí úměrný rychlosti:

$$m\ddot{r} = -\frac{\partial W_G}{\partial r} - \beta\dot{r} = -G\frac{mM}{r^2} - \beta\dot{r} .$$

Rovnici opět pomocí rychlostní proměnné převedeme na soustavu dvou rovnic:

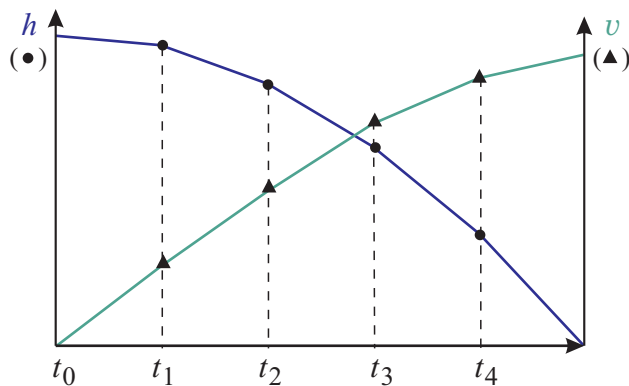
$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= v , \\ \frac{dv}{dt} &= -G\frac{M}{r^2} - \frac{\beta}{m}v . \end{aligned}$$

Po dosazení diferencí za derivace máme

$$\begin{aligned} \frac{r_{n+1} - r_n}{\Delta t} &\cong v_n , \\ \frac{v_{n+1} - v_n}{\Delta t} &\cong -G\frac{M}{r_n^2} - \frac{\beta}{m}v_n , \end{aligned}$$

odkud snadno získáme hledané diferenční schéma:

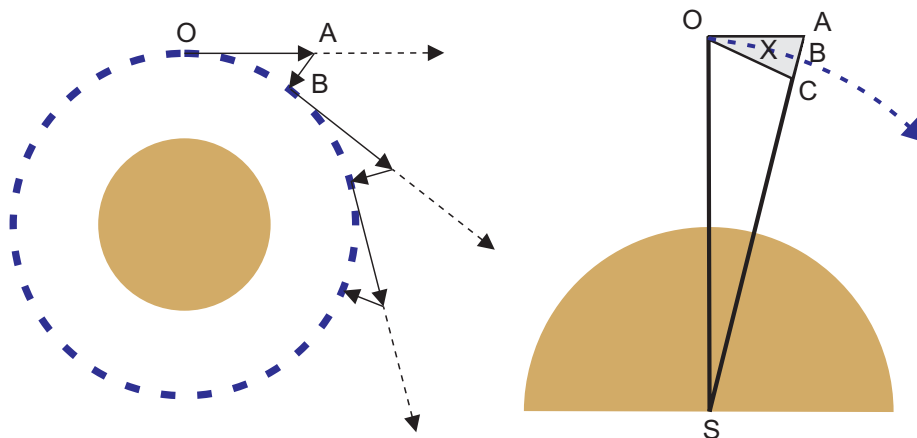
$$\begin{aligned} r_{n+1} &\cong r_n + v_n\Delta t , \\ v_{n+1} &\cong v_n - G\frac{M}{r_n^2}\Delta t - \frac{\beta}{m}v_n\Delta t . \end{aligned}$$



Numerické řešení - náhrada lomenými čarami

4. Oběh tělesa po kruhové dráze

Zadání: Dokažte, že oběh tělesa po kruhové dráze lze chápat jako složení pohybu rovnoměrně přímočarého a volného pádu.



Kdyby na oběžné dráze přestalo působit centrální těleso, pohyboval by se předmět nadále rovnoměrně přímočaře ve směru tečny k původní dráze. Současně s tímto pohybem se skládá volný pád k centrálnímu tělesu. (Jiná formulace: Rychlost oběhu se nemění, mění se však směr rychlosti. Změna směru rychlosti míří do centra, je způsobena centrálním tělesem a jde o volný pád.)

Z obrázku je zřejmá podobnost trojúhelníků (předpokládáme malý posun tělesa po oběžné dráze) OAC a SOB. Proto můžeme psát:

$$\frac{AC}{BO} = \frac{OB}{XS} \Rightarrow$$

$$\frac{2\Delta h}{\Delta l} = \frac{\Delta l}{r}$$

Dosaďme nyní za volný pád $\Delta h = g \Delta t^2 / 2$ a za uraženou vzdálenost $\Delta l = v \Delta t$. Snadno nalezneme oběžnou rychlost

$$v = \sqrt{gr} = \sqrt{\frac{GM}{r}}$$

Za tíhové zrychlení jsme dosadili zrychlení v místě oběhu tělesa.

Poznámky:

- Jde o stejný výsledek, jaký bychom získali porovnáním odstředivé a gravitační síly.
- Při povrchu Země činí gravitační pád těles přibližně 5 m za první vteřinu, na kruhové dráze těsně se přimykající povrchu 5 m za každou vteřinu.
- Po dosazení za g lze výraz upravit na tvar $GmM/r^2 = mv^2/r$ a získat tak vztah pro "odstředivou" sílu.

5. Třetí Keplerův zákon

Zadání: Odvoďte vztah mezi periodou oběhu tělesa a poloměrem dráhy pro kruhovou trajektorii.

Řešení: Označme poloměr trajektorie a , hmotnost tělesa m , hmotnost centra M . Z rovnosti odstředivé a gravitační síly plyne

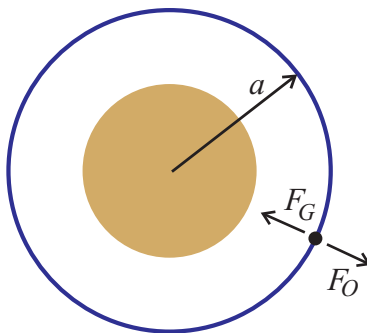
$$\frac{mv^2}{a} = G \frac{mM}{a^2} .$$

Použijeme-li pro rychlost vztah

$$v = \frac{2\pi a}{T} ,$$

dostaneme třetí Keplerův zákon ve tvaru

$$\frac{a^3}{T^2} = \frac{GM}{4\pi^2} .$$

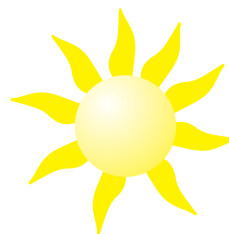


6. Gravitační působení Slunce a Země na Měsíc

Zadání: Nalezněte poměr gravitačních sil, kterými působí na Měsíc Země a Slunce. Která síla je větší?

Řešení:

$$\frac{F_{SM}}{F_{ZM}} = \frac{G M_M M_S / R_{MS}^2}{G M_M M_Z / R_{MZ}^2} = \left(\frac{R_{MZ}}{R_{MS}} \right)^2 \cdot \frac{M_S}{M_Z} = 6.55 \times 10^{-6} \cdot 0.33 \times 10^{+6} \cong 2.18 .$$



Síla, kterou na Měsíc působí Slunce je přibližně dvakrát větší než síla působící od naší Země.

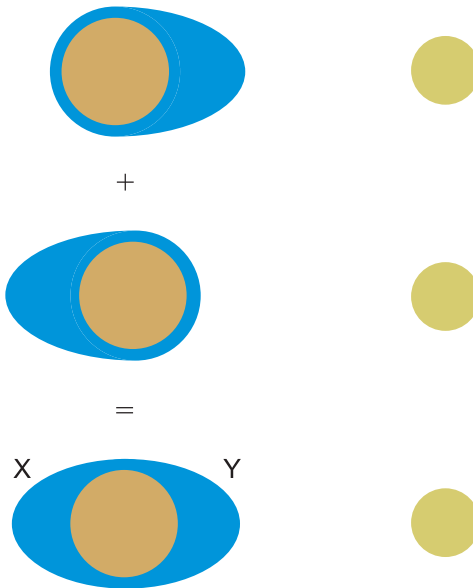
7. Příliv a odliv

Zadání: Pokuste se vysvětlit proč dochází k přílivu a odlivu dvakrát za den.

Řešení: Příliv a odliv vzniká díky slapovým silám. Jde o to, že gravitace na všechny části tělesa nepůsobí stejnou silou, na ty bližší působí silou větší. Na nohy člověka stojícího na Zemi působí větší gravitace než na hlavu. Ale pro člověka na povrchu Země je tento rozdíl pranepatrný.

Měsíc působí na Zemi pokrytou oceány a jeho přitažlivá síla je také pro různé oblasti různá. Výsledek si můžeme představit jako složení dvou situací:

- Na horním obrázku voda tažená Měsícem od Země (protože je voda na přivrácené straně více přitahována).
- Na prostředním obrázku je Země tažená Měsícem pryč od vod (protože je Země, která je blíže Měsíci více přitahována).
- Na posledním obrázku je skutečná situace. V místě X je voda méně přitahována než Země, v místě Y je více přitahována než Země. Díky rotaci pak nastává příliv i odliv dvakrát denně.



8. Hmotnost Země

Zadání: Pokuste se určit hmotnost Země z parametrů oběžné dráhy Měsíce (tj. oběžné doby a vzdálenosti).

Řešení: Budeme postupovat obdobně jako při odvozování 3. Keplerova zákona pro kruhovou orbitu - z rovnováhy odstředivé a dostředivé síly pro Měsíc:

$$\frac{M_M v^2}{R_{ZM}} = G \frac{M_M M_Z}{R_{ZM}^2} \quad ; \quad v = \frac{2\pi R_{ZM}}{T_M} .$$

Po dosazení rychlosti do výrazu pro rovnováhu sil snadno získáme výsledný vztah:

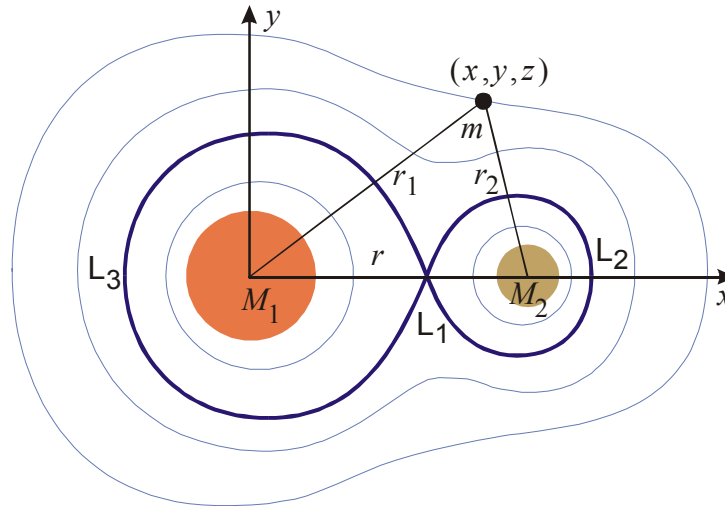
$$M_Z = \frac{4\pi R_{ZM}^3}{G T_M^2} .$$

Poznámka: Parametry dráhy Měsíce lze relativně snadno získat experimentálně (oběžnou dobu a vzdálenost). K výpočtu je však třeba znát ještě gravitační konstantu. Proto se první snahy o její zjištění (L. V. Eötvösovy experimenty s přitahováním koulí zavěšených na torzním vlákně) nazývaly "Vážením Země". Po dosazení za známé hodnoty R_{ZM} , T_M , G dostaneme $M_Z = 6 \times 10^{24}$ kg.

9. Hillovy ekvipotenciály

Zadání: Navrhněte diferenční schéma pro výpočet gravitačních ekvipotenciál binárního systému.

Řešení:



Ekvipotenciály dvojice rotujících hvězd jsou v těžišťové soustavě rotující společně s hvězdami popsány vztahem

$$\phi = \frac{W_{pot} + W_{rot}}{m} = -G \frac{M_1}{r_1} - G \frac{M_2}{r_2} - \frac{r^2 \omega^2}{2} .$$

Rotační člen u kruhového oběhu jen posouvá potenciál o konstantu, ale bylo by ho možné vypočítat z třetího Keplerova zákona (poloosa \rightarrow perioda \rightarrow frekvence). Hledání ekvipotenciál znamená řešení rovnice $\phi = \text{const}$, tedy

$$\phi = -G \frac{M_1}{\sqrt{x^2 + y^2}} - G \frac{M_2}{\sqrt{(x-r)^2 + y^2}} - \frac{r^2 \omega^2}{2} = \text{const} .$$

Napišme si nejprve normálový a tečný vektor k hledané křivce:

$$n = \left(\frac{\partial \phi}{\partial x}, \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) ,$$

$$\tau = \left(-\frac{\partial \phi}{\partial y}, \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) .$$

Konstrukce ekvipotenciály znamená "pohyb" ve směru tečného vektoru, diferenciální rovnice pro ekvipotenciálu proto bude:

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{\partial \phi}{\partial y} ,$$

$$\frac{dy}{dt} = +\frac{\partial \phi}{\partial x} .$$

Derivace nahradíme konečnými diferencemi

$$\frac{x_{n+1} - x_n}{\Delta t} = - \left. \frac{\partial \phi}{\partial y} \right|_n ,$$

$$\frac{y_{n+1} - y_n}{\Delta t} = + \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_n .$$

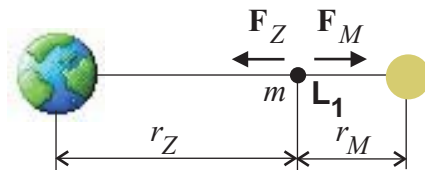
a odpovídající diferenční schéma je:

$$x_{n+1} = x_n - \left. \frac{\partial \phi}{\partial y} \right|_n \cdot \Delta t ,$$

$$y_{n+1} = y_n + \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_n \cdot \Delta t .$$

10. Vnitřní Lagrangeův bod soustavy Země - Měsíc

Zadání: Určete polohu vnitřního Lagrangeova bodu soustavy Země - Měsíc. V tomto bodě je vyrovnáno gravitační působení Země i Měsíce.



Řešení: Vzdálenosti Země a Měsíce od Lagrangeova bodu označíme r_Z a r_M . Dvě základní rovnice jsou:

$$r_Z + r_M = R_{ZM} ,$$

$$G \frac{mM_Z}{r_Z^2} = G \frac{mM_M}{r_M^2} .$$

První rovnice je součet obou vzdáleností, druhá rovnice popisuje vyrovnání sil. Z druhé rovnice snadno získáme

$$\frac{r_M}{r_Z} = \sqrt{\frac{M_M}{M_Z}} = \sqrt{\frac{1}{81}} = \frac{1}{9} .$$

Z první rovnice je potom zřejmé, že řešení je:

$$r_Z = \frac{9}{10} R_{ZM} = 345\,600 \text{ km} , \quad r_M = \frac{1}{10} R_{ZM} = 38\,400 \text{ km} .$$

11. Úniková rychlost z Galaxie

Zadání: Jaká je úniková rychlost z gravitačního pole Galaxie ve Slunečním okolí, víte-li, že Slunce obíhá kolem středu Galaxie rychlostí 250 km/s.

Řešení: Kruhovou rychlost určíme z rovnováhy odstředivé a gravitační síly

$$\frac{mv^2}{r} = G \frac{mM}{r^2} \quad \Rightarrow \quad v_{kruh} = \sqrt{\frac{GM}{r}} .$$

Únikovou rychlost určíme z rovnosti kinetické a potenciální energie:

$$\frac{mv^2}{2} = G \frac{mM}{r} \quad \Rightarrow \quad v_{únik} = \sqrt{\frac{2GM}{r}} .$$

Odsud vidíme, že

$$v_{únik} = \sqrt{2} v_{kruh} .$$

Po výpočtu získáme pro únikovou rychlost z Galaxie v místě našeho Slunce hodnotu 350 km/s.

V. ROTAČNÍ POHYBY

Rotační pohyby jsou nejčastějšími pohyby ve Vesmíru. Rotují hvězdy, galaxie, mlhoviny. Je proto třeba těmto pohybům věnovat pozornost. Ve většině případů lze použít analogické vztahy jako u translačních pohybů, jen vystupující veličiny jsou jiné (místo souřadnic úhly, místo rychlostí úhlové rychlosti, atd.). Základní veličinou charakterizující tělesa při translačních pohybech je *setrvačná hmotnost*. Jde o schopnost těles bránit se změně svého pohybového stavu. Analogickou veličinou je při rotačních pohybech *moment setrvačnosti*.

Mají-li působící síly rotační symetrii, zachovává se veličina, kterou nazýváme *moment hybnosti*. Jde o ústřední veličinu při rotačních pohybech s velmi jednoduchou geometrickou interpretací. Zákon zachování momentu hybnosti totiž není nic jiného než zákon ploch - plocha opsaná průvodičem tělesa za jednotku času se nemění. Tento zákon známe například u planet jako 2. Keplerův zákon.

U rotujících objektů se z experimentálního hlediska zajímáme o rychlostní profil $v(r)$. Jde o závislost rychlosti v v závislosti na vzdálenosti od centra rotace. Tři rychlostní profily se vyskytují v astrofyzice velmi často:

- 1) *rotace typu tuhé těleso*: $v(r) \sim r$. Rychlostní profil je důsledkem známého vztahu $v = \omega r$. Těleso rotuje jako celek, všechny body stejnou úhlovou rychlostí, obvodová rychlost je úměrná vzdálenosti od centra. Příklad: jádro Galaxie, rotující tavenina skloviny při odlévání zrcadla dalekohledu.
- 2) *rotace typu vír*: $v(r) \sim 1/r$. Rychlostní profil je důsledkem zachování momentu hybnosti $m v r = \text{const}$. Čím dále od centra, tím je rychlost rotace pomalejší. Příklad: Vír na vodní hladině.
- 3) *Keplerovská rotace*: $v(r) \sim 1/r^{1/2}$. Profil získáme z rovnosti odstředivé a gravitační síly. Příklad: planety obíhající kolem Slunce.

TRANSLACE		ROTACE	
$x(t)$	vzdálenost	$\varphi(t)$	úhel
$v \equiv \dot{x}$	rychlost	$\omega \equiv \dot{\varphi}$	úhlová rychlost
$a \equiv \ddot{x}$	zrychlení	$\varepsilon \equiv \ddot{\varphi}$	úhlové zrychlení
m	setrvačná hmotnost	$J \equiv mr^2$	moment setrvačnosti
F	síla	$M_F \equiv Fr \sin \alpha(\mathbf{F}, \mathbf{r})$	moment síly
$m\ddot{x} = F$	pohybová rovnice	$J\ddot{\varphi} = M_F$	pohybová rovnice
$p \equiv mv$	hybnost	$b \equiv J\omega$	moment hybnosti
$W_{TR} = mv^2/2$	translační energie	$W_{ROT} = J\omega^2/2$	rotační energie

RŮZNÉ DEFINICE MOMENTU HYBNOSTI	
$b = J \omega$	analogie s translačním pohybem
$b = mr^2 \dot{\varphi}$	vyjádřený moment setrvačnosti
$b = mrv_{\varphi}$	pomocí rychlosti v_{φ}
$b = mrv \sin \alpha$	pomocí celkové rychlosti v
$b = m \mathbf{r} \times \mathbf{v} $	pomocí vektorového součinu
$\mathbf{b} = m \mathbf{r} \times \mathbf{v}$	jako vektor
$\mathbf{b} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$	jako moment hybnosti
$\mathbf{b} = 2m d\mathbf{S} / dt$	pomocí plošné rychlosti

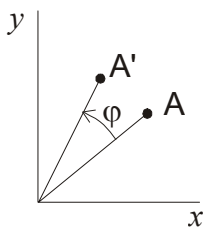
KEPLEROVY ZÁKONY	
1. Keplerův zákon	Planety obíhají kolem Slunce po elipsách. Slunce se nachází ve společném ohnisku těchto elips.
2. Keplerův zákon	Plošná rychlost oběhu planety je konstantní. (Jiné formulace: Plocha průvodiče opsaná za jednotku času se nemění. Moment hybnosti je konstantní).
3. Keplerův zákon	Druhá mocnina oběžné doby je úměrná třetí mocnině velké poloosy planety: $\frac{a^3}{T^2} = \frac{GM}{4\pi^2}$

1. Rotace bodu

Zadání: Najděte souřadnice pootočeného bodu v rovině.

Řešení: Bod si představíme buď jako uspořádanou dvojici nebo jako komplexní číslo

$$\mathbf{A} = (x, y) = x + iy.$$



Otočený bod bude mít souřadnice

$$A' = A \exp(i\varphi) = (x + iy)(\cos \varphi + i \sin \varphi) = (x \cos \varphi - y \sin \varphi) + i(x \sin \varphi + y \cos \varphi).$$

Oddělíme-li reálnou a imaginární část máme souřadnice nového bodu

$$\begin{aligned} x' &= x \cos \varphi - y \sin \varphi, \\ y' &= x \sin \varphi + y \cos \varphi. \end{aligned}$$

V maticové podobě (matice rotace kolem osy z se označuje \mathbf{R}_z)

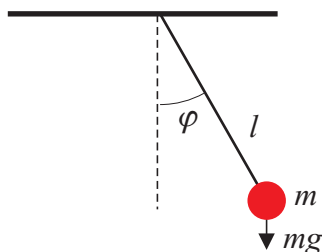
$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ \sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}.$$

Poznámka: Zkuste otočit bod $(1,0,0)$ o 90° . Ukažte, že determinant rotační matice je roven 1, což je pro rotace charakteristické. Napište transformaci jako infinitezimální ($\cos \varphi \approx 1$; $\sin \varphi \approx \varphi$) a rozdělte operaci na dvě části – jednotkovou matici a část závislou na malém úhlu φ . Pomocí této matice lze například rotovat snadno s obrázky na monitoru.

2. Kyvadlo

Zadání: Řešte pomocí diferenčního schematu pohyb nematematického kyvadla (s obecnými rozkmity).

Řešení:



Vyjdeme z pohybové rovnice rotujícího tělesa:

$$J\ddot{\varphi} = M_F \quad \Rightarrow \quad ml^2\ddot{\varphi} = -mgl \sin \varphi \quad \Rightarrow \quad \ddot{\varphi} + \frac{g}{l} \sin \varphi = 0.$$

Pro malé rozkmity lze funkci sinus nahradit argumentem a rovnice přejde v rovnici harmonických oscilací. pro velké rozkmity nejprve rovnici převedeme na soustavu dvou rovnic prvního řádu:

$$\begin{aligned} \dot{\varphi} &= \omega, \\ \dot{\omega} &= -\frac{g}{l} \sin \varphi. \end{aligned}$$

Derivace nahradíme konečnými diferencemi

$$\frac{\varphi_{n+1} - \varphi_n}{\Delta t} = \omega_n,$$

$$\frac{\omega_{n+1} - \omega_n}{\Delta t} = -\frac{g}{l} \sin \varphi_n$$

a vypočteme nové hodnoty pomocí starých:

$$\varphi_{n+1} = \varphi_n + \omega_n \Delta t \quad ,$$

$$\omega_{n+1} = \omega_n - \frac{g}{l} (\sin \varphi_n) \Delta t \quad .$$

Z odvozeného diferenčního schématu počítáme z hodnoty úhlu a úhlové rychlosti v čase t_n nové hodnoty v čase $t_{n+1} = t_n + \Delta t$.

3. Hvězda měnící rozměry

Zadání: Spočtete rotační periodu a magnetické pole našeho Slunce, pokud by změnilo rozměry podle následující tabulky (stalo se obrem, bílým trpaslíkem nebo neutronovou hvězdou). Předpokládejte, že se při hvězdném vývoji zachovává moment hybnosti a magnetický indukční tok.

	Poloměr	Perioda	Mg. pole
Slunce	700 000 km	25 dní	10^{-4} T
Obr	$200 R_S$?	?
Bílý trpaslík	20 000 km	?	?
Neutronová hvězda	50 km	?	?

Řešení: Ze zákona zachování momentu hybnosti určíme periodu:

$$J\omega = \text{const} \quad \Rightarrow \quad \frac{2}{5} mR^2 \cdot \frac{2\pi}{T} = \text{const} \quad \Rightarrow \quad \frac{R^2}{T} = \text{const} \quad .$$

Podíl kvadrátu rozměrů a periody se při hvězdném vývoji zachovává. Přibližně se také zachovává magnetický indukční tok:

$$BS = \text{const} \quad \Rightarrow \quad B \cdot 4\pi R^2 = \text{const} \quad \Rightarrow \quad BR^2 = \text{const} \quad .$$

Z posledních relací dopočteme chybějící hodnoty v tabulce:

	Poloměr	Perioda	Mg. pole
Slunce	700 000 km	25 dní	10^{-2} T
Obr	$200 R_S$	2700 let	0.25×10^{-6} T
Bílý trpaslík	20 000 km	29 minut	10 T
Neutronová hvězda	50 km	0,01 s	2×10^6 T

Poznámka: Naše Slunce asi za 7 miliard let spotřebuje zásoby vodíku v jádře, začne hořet hélium a Slunce se stane obrem s rozměry přibližně až po dráhu Marsu. Po vyhoření jaderného paliva se nakonec Slunce stane bílým trpaslíkem. Naše Slunce ale nemá dostatek hmoty na to, aby se někdy stalo neutronovou hvězdou. Některé

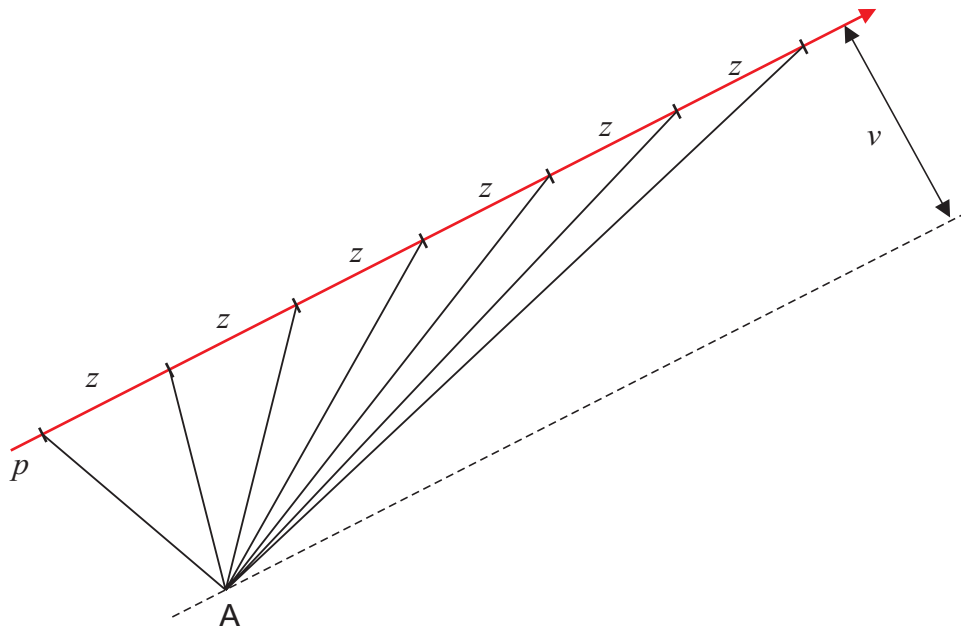
neutronové hvězdy mají tak silné magnetické pole, že na povrchu hvězdy vytváří pevný povrch, který může praskat a být zdrojem magnetotřesení. Takové hvězdy nazýváme *magnetary*.

4. Zákon ploch

Zadání: Kámen se pohybuje rovnoměrně přímočaře bez silového působení. Ukažte, že pro zcela libovolný bod v prostoru platí zákon ploch: Plochy opsané průvodičem ze zvoleného bodu za stejnou dobu se nemění.

Řešení: Necht' se kámen pohybuje po přímce p . Zvolíme libovolný bod A podle obrázku. Plochy opisované průvodičem mají stejné základny z (pohyb je rovnoměrný přímočarý) a stejné výšky v . Jelikož jde o trojúhelníky, jsou všechny plochy stejné.

Poznámka: Zákon ploch platí i tehdy, je-li v bodě A , ze kterého plochy počítáme, umístěno těleso, které budí centrální sílu. V následujícím příkladu si ukážeme, že zákon ploch není nic jiného než zákon zachování momentu hybnosti.



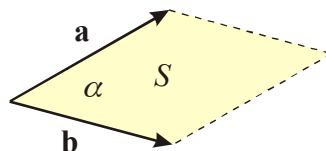
5. Druhý Keplerův zákon

Zadání: Ukažte, že zákon zachování plošné rychlosti není nic jiného než zákon zachování momentu hybnosti a že pro jeho platnost stačí, aby síly mířily do centra.

Řešení:

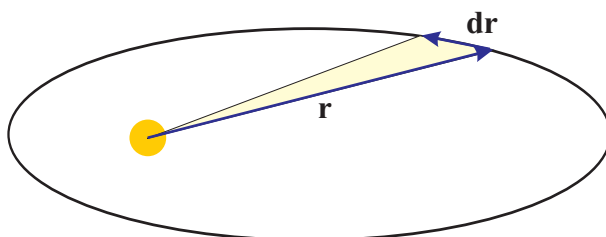
Vektorový součin dvou vektorů má velikost rovnou ploše rovnoběžníka nataženého na vektory, protože

$$|\mathbf{a} \times \mathbf{b}| = ab \sin \alpha = S; \quad \text{resp.} \quad S = \mathbf{a} \times \mathbf{b}.$$



Plocha opsaná planetou za jednotku času je tedy úměrná momentu hybnosti \mathbf{b} :

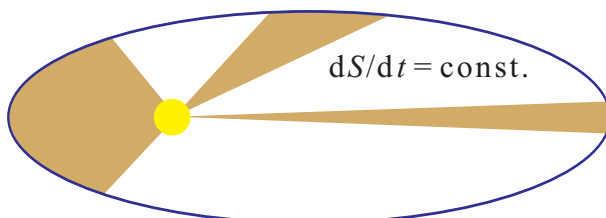
$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = \frac{1}{2} \frac{\mathbf{r} \times d\mathbf{r}}{dt} = \frac{1}{2} \mathbf{r} \times \mathbf{v} = \frac{\mathbf{b}}{2m} .$$



Ukažme nyní, že pro centrální pole se moment hybnosti zachovává a přitom vůbec nezávisí na průběhu síly:

$$\frac{d\mathbf{b}}{dt} = m(\dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{v} + \mathbf{r} \times \dot{\mathbf{v}}) = m\mathbf{v} \times \mathbf{v} + \mathbf{r} \times \mathbf{F} .$$

První člen je nulový automaticky a druhý člen je nulový pro sílu mířící do centra nebo pro nulovou sílu (minulý příklad). Centrální síla tedy postačí k platnosti druhého Keplerova zákona.



Poznámka: Průvodič planety opíše za stejné časové úseky stejnou plochu (jedna z možných formulací druhého Keplerova zákona).

6. Efektivní potenciál

Zadání: Zformulujte zákon zachování energie tělesa obíhajícího kolem hmotného centra pomocí veličin r , φ , \dot{r} . Veličinu $\dot{\varphi}$ vyjádřete ze zákona zachování momentu hybnosti.

Řešení: Těleso pohybující se kolem hmotného centra má dva významné zákony zachování, které souvisí s časovou a rotační symetrií úlohy

- energie $\rightarrow E = \frac{1}{2} m\dot{r}^2 + \frac{1}{2} J\dot{\varphi}^2 - G\frac{mM}{r} ,$
- moment hybnosti $\rightarrow b = J\dot{\varphi} .$

Jsou to dvě charakteristické konstanty, které přiřadíme dané planetě (kometě, asteroidu, měsíci) a které zcela určují její (jeho) trajektorii. Dosadíme-li za moment setrvačnosti $J = mr^2$ a za $\dot{\varphi}$ z druhé relace do první, získá zákon zachování energie tvar:

$$E = \frac{1}{2} m\dot{r}^2 + \frac{b^2}{2mr^2} - G\frac{mM}{r} ,$$

kde první člen je radiální energie, druhý rotační energie a třetí gravitační energie. Přitom poslední dva členy dohromady představují tzv. efektivní potenciální energii

$$W_{eff} \equiv \frac{b^2}{2mr^2} - G \frac{mM}{r},$$

tvořenou potenciálem odstředivých a gravitačních sil. Průběh této funkce má minimum ve střední hodnotě radiální vzdálenosti planety. Kolem tohoto minima probíhají v radiální souřadnici oscilace (těleso se periodicky vzdaluje a přibližuje vzhledem k centru).

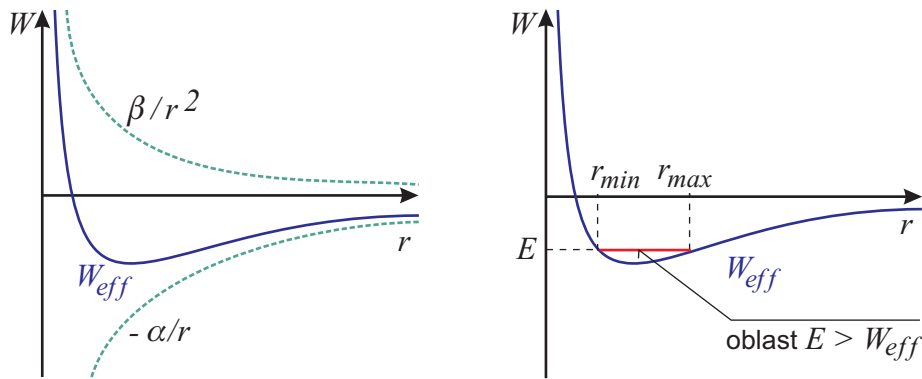
Takovýto příklad často řešíme pro známá E a b (pro dané těleso) a neznámé $r(t)$ jako

$$\dot{r}^2 = \frac{2}{m} [E - W_{eff}(r)] \quad \rightarrow \quad \frac{dr}{dt} = \sqrt{\frac{2}{m} [E - W_{eff}(r)]}.$$

Odmocnina musí být nezáporná a proto se může uskutečnit jen pohyb s energií splňující podmínku

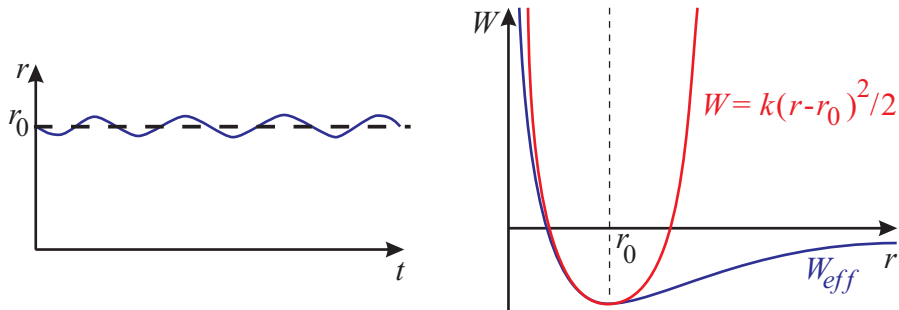
$$E \geq W_{eff}(r).$$

Význam této podmínky je zřejmý z doprovodného obrázku. Při pohybu po kružnici je $dr/dt = 0$. Těleso se nevzdaluje ani nepřibližuje.



7. Země jako harmonický oscilátor

Zadání: Určete pohyb Země v radiální souřadnici v přiblížení harmonického oscilátoru a určete periodu pohybu.



Řešení: Vzdálenost Země od Slunce kolísá kolem rovnovážné polohy, s největší a nejmenší vzdáleností $r_{max} = 151 \times 10^6$ km a $r_{min} = 147 \times 10^6$ km. Průběh efektivní potenciální energie odpovídá průběhu z předchozího příkladu a pro případ Země může být jeho část přiblížena parabolou. Stačí tedy provést Taylorův rozvoj W_{eff} do 2. řádu v okolí minima. Parabolická

závislost pak není nic jiného než harmonický oscilátor. Nejprve musíme nalézt radiální vzdálenost, ve které má efektivní potenciál minimum:

$$W'_{eff} = -\frac{b^2}{M_Z r^3} + G \frac{M_Z M_S}{r^2} = 0 \quad \Rightarrow \quad r_0 = \frac{b^2}{GM_Z^2 M_S} = 149 \times 10^6 \text{ km}$$

a poté druhou derivaci v minimu

$$k \equiv W''_{eff} = \frac{3b^2}{M_Z r_0^4} - \frac{2GM_Z M_S}{r_0^3} = \frac{M_Z^7 M_S^4 G^4}{b^6}.$$

Význam této veličiny je zřejmý z Taylorova rozvoje

$$W_{eff}(r) = W_0 + \frac{1}{2} k(r - r_0)^2 + \dots \quad \Rightarrow \quad F = -\frac{dW_{eff}}{dr} = -k(r - r_0).$$

Jde o tuhost oscilátoru. Periodu nyní již snadno určíme ze známých relací pro harmonický oscilátor:

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{M_Z}} = \frac{M_Z^3 M_S^2 G^2}{b^3}, \quad T = \frac{2\pi}{\omega}.$$

Perioda "kmitů" vychází $T \sim 365$ dní.

8. Pohyb elektronu v magnetickém poli

Zadání: Ukažte, že soustava elektronů rotuje v magnetickém poli jako tuhé těleso.

Řešení: Z rovnosti odstředivé a Lorentzovy síly máme

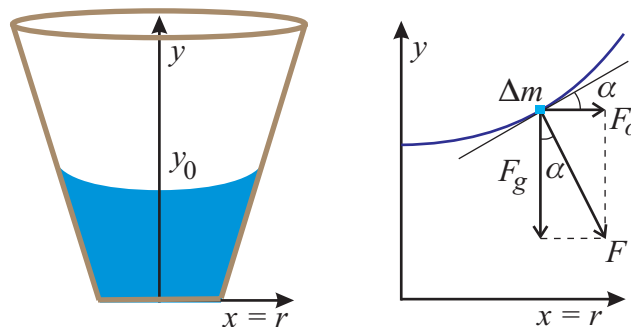
$$\frac{mv^2}{r} = QvB \quad \Rightarrow \quad v(r) = \frac{QB}{m} r$$

a rychlost rotace je úměrná vzdálenosti, stejně jako u tuhého tělesa.

9. Profil hladiny kapaliny v rotující nádobě

Zadání: Nalezněte rovnici povrchu kapaliny rotující spolu s nádobou.

Řešení:



Hladina kapaliny se ustaví vždy tak, aby byla kolmá na výslednici sil (to je způsobeno tím, že v kapalině neexistují tečné složky napětí). Podle obrázku platí pro element Δm v rovině xy :

$$\frac{dy}{dx} = \operatorname{tg} \alpha = \frac{F_O}{F_G} = \frac{\Delta m v^2 / x}{\Delta m g} = \frac{v^2}{g x} .$$

Rotuje-li nádoba dostatečně dlouhou dobu, bude veškerá tekutina rotovat se stejnou úhlovou rychlostí. Rychlostní profil pak bude odpovídat tuhému tělesu:

$$v = \omega x$$

Po dosazení do rovnice povrchu máme diferenciální rovnici

$$\frac{dy}{dx} = \frac{\omega^2 x}{g} ,$$

kterou řešíme separací

$$dy = \frac{\omega^2 x}{g} dx \quad \Rightarrow \quad y = y_0 + \frac{\omega^2 x^2}{2g} .$$

Povrch hladiny v rotující nádobě má tedy parabolický profil.

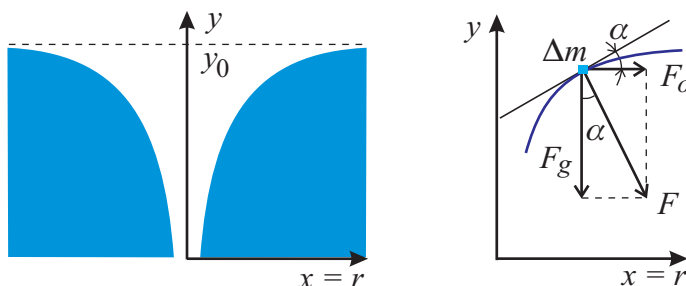
Poznámka: Parabolický profil rotující kapaliny se používá při výrobě astronomických zrcadel. Rotující tavenina skla získá přirozeným způsobem parabolický profil, ve kterém je postupně chlazena až do ztuhnutí skla.. NASA dokonce otestovala v Novém Mexiku trvale tekuté rtuťové rotující zrcadlo. Systém se jmenuje NODO (NASA Orbital Debris Observatory), průměr má 3 metry, 6 otáček za vteřinu a obraz má vynikající kvalitu. Cena systému je 10% ceny konvenčních dalekohledů. Jedinou nevýhodou je, že dalekohled může mířit jen do zenitu. Uvažuje se také o stavbě desetimetřového tekutého dalekohledu.

10. Profil víru na vodní hladině

Zadání: Nalezněte rovnici povrchu víru na vodní hladině.

Řešení: Hladina kapaliny se ustaví vždy tak, aby byla kolmá na výslednici sil (to je způsobeno tím, že v kapalině neexistují tečné složky napětí). Podle obrázku platí pro element Δm v rovině (xy) :

$$\frac{dy}{dx} = \operatorname{tg} \alpha = \frac{F_O}{F_G} = \frac{\Delta m v^2 / x}{\Delta m g} = \frac{v^2}{g x} .$$



Elementy kapaliny ve víru se přesunují směrem k centru tak, že je zachován moment hybnosti elementu kapaliny:

$$\Delta b = x \Delta mv .$$

Vydělíme-li výraz objemem elementu kapaliny, získáme vztah pro hustotu momentu hybnosti β :

$$\beta = \rho xv \quad \Rightarrow \quad v = \frac{\beta}{gx} .$$

Po dosazení rychlostního profilu do rovnice povrchu získáme diferenciální rovnici

$$\frac{dy}{dx} = \frac{\beta^2}{\rho^2 gx^3} ,$$

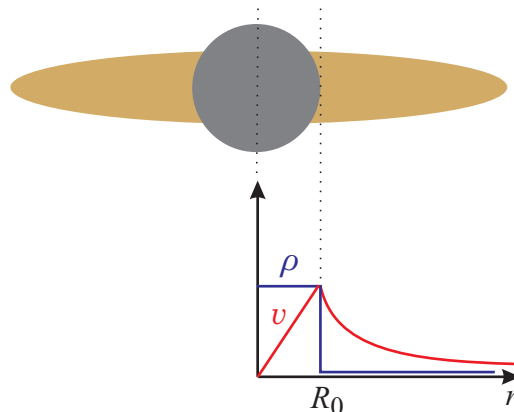
kterou řešíme separací

$$d y = \frac{\beta^2}{\rho^2 gx^3} dx \quad \Rightarrow \quad y = y_0 - \frac{\beta^2 / \rho g}{2x^2} .$$

Povrch hladiny v rotující nádobě má tedy profil hyperboly druhého stupně. Povrch kapaliny daleko od víru je y_0 .

11. Rychlostní profil v rotující galaxii s hustým jádrem

Zadání: Nalezněte rychlostní profil zidealizované galaxie s velmi hustým jádrem a málo hustým okolím. Hustotu jádra galaxie považujte za konstantní, hustotu periferie za nulovou.



Řešení: Rychlostní profil budeme hledat z rovnováhy odstředivé a gravitační síly. Je-li hvězda uvnitř jádra, působí na hvězdu jen gravitace od hvězd s menší vzdáleností od centra než má sledovaná hvězda. Tuto hmotnost označíme \mathcal{M} . Hmotnost je úměrná objemu, takže

$$\mathcal{M} = \frac{r^3}{R^3} M$$

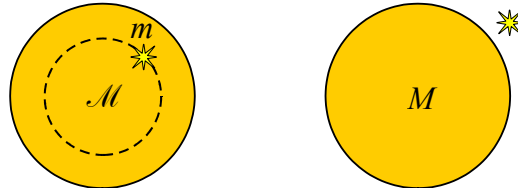
Rovnováha sil pro hvězdu pak je

$$\frac{mv^2}{r} = G \frac{m \mathcal{M}}{r^2}$$

a po dosazení za hmotnost \mathcal{M} dostaneme:

$$v(r) \sim r .$$

V hustém jádru galaxie tedy rotace probíhá jako u tuhého tělesa.



Na periferii působí na hvězdu celá hmotnost jádra, tedy

$$\frac{mv^2}{r} = G \frac{m M}{r^2}$$

a proto je rotace periferních oblastí je keplerovská.

$$v(r) \sim \frac{1}{\sqrt{r}} .$$

Poznámka: Rotační křivka by měla odpovídat červené křivce v prvním obrázku k tomuto příkladu. Již v roce 1933 upozornil F. Zwicky, že ve vnějších oblastech galaxií jsou rotační rychlosti vyšší než teoretické. Je-li v galaxii jen hmota, kterou vidíme, měla by se odstředivou silou rozprsknout. Proto galaxie pravděpodobně obsahují temnou hmotu, kterou nevidíme. Může jít o plyn, prach, hnědé trpaslíky, ale především o hmotu exotických částic, například axionů, které zatím neznáme. Podle odhadů tvoří temná hmota více jak 90% veškeré hmoty ve Vesmíru. Jinou možností by mohla být úprava gravitačního zákona pro velké vzdálenosti (například $\phi \sim -\alpha/r + \beta \ln r/a$). Tyto pokusy však vedou na nesprávné odpuzování světelných paprsků v blízkosti velkých galaxií (A. Edery, 1999). Nejpřesnější měření $v(r)$ byla provedena pro velké spirální galaxie na vlnové délce 21 cm.

VI. SPECIÁLNÍ RELATIVITA

1. Maticový zápis Lorentzovy transformace

Zadání: Ukažte, jak lze Lorentzovu transformaci (LT) přepsat maticově.

Řešení: Napišme nejprve Lorentzovu transformaci v rozepsaném tvaru (pohyb se děje v ose x , čas píšeme na nultou pozici:

$$\begin{aligned}t' &= \frac{t - vx/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}; \\x' &= \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}; \\y' &= y \\z' &= z\end{aligned}$$

Provedeme-li v LT následující substituce

$$\beta = \frac{v}{c} \quad ; \quad \gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2} \quad ,$$

lze pak transformaci čtyř souřadnic (časová $x_0 = ct$ a tři prostorové x_1, x_2, x_3) zapsat jako $\mathbf{x}' = \Lambda \mathbf{x}$:

$$\begin{pmatrix} x_0' \\ x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta & 0 & 0 \\ -\gamma\beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{pmatrix}, \quad \text{kde } \Lambda \equiv \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta & 0 & 0 \\ -\gamma\beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

je tzv. Lorentzova matice.

2. Determinant LT

Zadání: Nalezněte determinant matice Lorentzovy transformace.

Řešení:

$$\det \Lambda = \gamma^2 - \gamma^2 \beta^2 = \gamma^2 (1 - \beta^2) = \frac{1}{1 - \beta^2} (1 - \beta^2) = 1.$$

Vidíme, že determinant je roven 1, a proto se jedná z matematického hlediska o tzv. unitární transformaci, neboli rotaci. Tyto transformace nemění velikost vektorů ani jejich vzájemný úhel. Podobnou transformací jsou zrcadlení s determinantem rovným -1 .

3. Inverzní matice k LT

Zadání: Nalezněte inverzní matici k matici Lorentzovy transformace.

Řešení: V tomto případě stačí zaměnit $\mathbf{v} \rightarrow -\mathbf{v}$, takže je pak $\gamma \rightarrow \gamma$; $\beta \rightarrow -\beta$ a inverzní matice má tvar

$$\Lambda^{-1} = \begin{pmatrix} \gamma & \gamma\beta & 0 & 0 \\ \gamma\beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Transformační rovnice má tvar

$$\begin{pmatrix} x_0 \\ x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \gamma\beta & 0 & 0 \\ \gamma\beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0' \\ x_1' \\ x_2' \\ x_3' \end{pmatrix}$$

Ověřte, že platí $\Lambda^{-1}\Lambda = \Lambda\Lambda^{-1} = \mathbf{1}$.

4. Úhel rotace - rapidita

Zadání: Nalezněte úhel rotace u Lorentzovy transformace.

Řešení: Postupujeme jako při obyčejné rotaci v prostoru, kdy se otočíme o určitý úhel v rovině (x, y) ; souřadnice z se nemění. Tento obecný případ lze popsat jako transformaci (příklad V.1).

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ \sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

Transformační maticí při této rotaci je matice

$$\mathbf{R} \equiv \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ \sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

jejíž determinant je $\det \mathbf{R} = \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi = 1$. Jak je tomu u Lorentzovy transformace? Z Lorentzovy transformační matice se zdá, že jde o rotaci v rovině (t, x) . Kdyby bylo $\gamma = \cos \varphi$, pak z determinantu Lorentzovy matice $\gamma^2 - \gamma^2 \beta^2 = 1$ vychází $\gamma^2 \beta^2 = \gamma^2 - 1 = \cos^2 \varphi - 1$, což nedává $\sin^2 \varphi$. Tento problém řeší hyperbolické funkce ch a sh . Provedeme tedy substituci

$$\gamma \equiv \text{ch } u.$$

Pak je $\gamma^2 \beta^2 = \text{ch}^2 u - 1 = \text{sh}^2 u$ a lze volit $\gamma\beta = \text{sh } u$. Lorentzova matice získá tvar

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \text{ch } u & -\text{sh } u & 0 & 0 \\ -\text{sh } u & \text{ch } u & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

který je velice podobný rotační transformační matici, determinant je zjevně roven jedné. Jde o rotaci v rovině (t, x) o ryze imaginární úhel u , který se nazývá rapidita. Hodnotu rapidity snadno zjistíme:

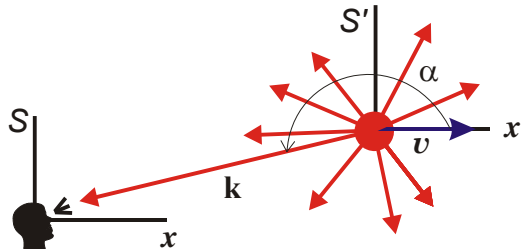
$$\text{th } u = \frac{\text{sh } u}{\text{ch } u} = \frac{\gamma \beta}{\gamma} = \beta = \frac{v}{c} \quad \Rightarrow \quad u = \text{arcth } \frac{v}{c}.$$

Rapidity je jednoduchou funkcí vzájemné rychlosti obou soustav.

5. Relativistický Dopplerův jev

Zadání: Odvodte relativistický Dopplerův jev pomocí transformace čtyřvektoru $(\omega/c, \mathbf{k})$. Proč dochází k Dopplerovu jevu i tehdy, když zdroj pozorovatele jen míjí a jejich vzdálenost se nemění (tzv. transverzální Dopplerův jev)?

Řešení: Snadno nalezneme řešení v soustavě S' spojené se zdrojem záření:



$$k_{\mu} = (\omega/c; k_x \cos \alpha; k_y \sin \alpha; 0) = (\omega_0/c; \omega_0/c \cos \alpha; \omega_0/c \sin \alpha; 0).$$

Nyní provedeme Lorentzovu transformaci do soustavy pozorovatele S :

$$\begin{pmatrix} \omega/c \\ k_x \\ k_y \\ k_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \gamma\beta & 0 & 0 \\ \gamma\beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \omega_0/c \\ \omega_0/c \cos \alpha \\ \omega_0/c \sin \alpha \\ 0 \end{pmatrix}$$

Z prvního řádku maticového násobení máme výsledek

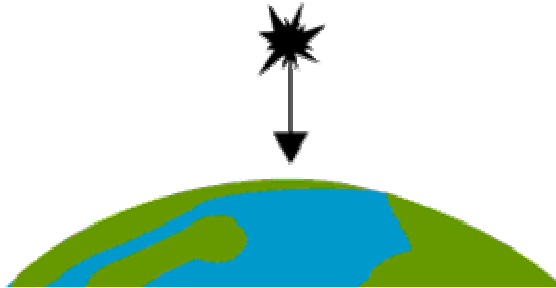
$$\omega = \gamma(1 + v/c \cos \alpha) \omega_0.$$

Tento vztah je známý jako relativistický Dopplerův jev. V limitě nízkých rychlostí (zanedbáme členy kvadratické a vyšší ve v/c) jde je $c \rightarrow 1$ a $\omega = (1 + v/c \cos \alpha) \omega_0$. Při vzdalování zdroje je $\alpha = 180^\circ$ a $\omega = (1 - v/c) \omega_0$, při přibližování zdroje je $\alpha = 0^\circ$ a $\omega = (1 + v/c) \omega_0$. Jde o známé nerelativistické Dopplerovy vztahy. Při vyšších rychlostech jsou tyto vztahy modifikovány koeficientem γ . Jestliže zdroj záření pozorovatele míjí ($\alpha = \pm 90^\circ$) je $\omega = \gamma \omega_0$. K změně

frekvence tedy dochází i v případě, že se zdroj nevzdaluje ani nepřibližuje. Tento jev se nazývá transverzální Dopplerův jev a jde o čistě relativistický jev, který nemá v nerelativistické fyzice obdoby. Je způsoben změnou chodu času v pohybující se soustavě.

6. Mion

Zadání: Doba života mionu (těžký elektron) je $\Delta\tau = 2.2 \times 10^{-6}$ s. Mion vznikl ve výšce $h = 30$ km nad povrchem Země z kosmického záření a dopadl na Zem. Jakou musel mít minimální rychlost při vzniku?



Řešení: Z hlediska pozorovatele na Zemi je mion v pohyblivé soustavě a doba jeho života se prodlužuje na $\Delta t = \gamma \Delta\tau$. Mion proto může ulétnout až vzdálenost $h \leq c\Delta t = c\gamma \Delta\tau$. Z tohoto vztahu vypočteme rychlost, kterou musí minimálně mít: $v = c[1 - (c\Delta\tau/h)^2]^{1/2}$.

Výsledek: $v = 0.99976 c$.

VII. GRAVITACE A OBECNÁ RELATIVITA

1. Laplaceův výpočet Schwarzschildova poloměru

Zadání: Zjistěte, jak malý poloměr by musel mít objekt o hmotnosti M , aby úniková rychlost dosáhla rychlosti světla.

Řešení: Vyjdeme ze zákona zachování energie pro svislý vrh. Indexy 1 odpovídají vymrštění tělesa hmoty m z povrchu, indexy 2 otočce:

$$\frac{1}{2} m v_1^2 - G \frac{mM}{r_1} = \frac{1}{2} m v_2^2 - G \frac{mM}{r_2} .$$

Má-li jít jen o únikovou rychlost, položíme $v_1 = v$; $r_1 = R$; $v_2 = 0$; $r_2 \rightarrow \infty$, má-li jít navíc o Schwarzschildův poloměr, musí být $v = c$ a $R = r_g$. Proto máme

$$\frac{1}{2} m c^2 - G \frac{mM}{r_g} = 0 \quad \Rightarrow \quad r_g = \frac{2GM}{c^2} .$$

Poznámka: Tento výpočet provedl Laplace již v roce 1798. Ještě dříve (1983) upozornil na možnost existence objektů, ze kterých neunikne světlo John Michell. Pojmenování černá díra pochází od John. A. Wheelera a je až z roku 1967.

2. Hustota černé díry

Zadání: Určete hustotu černé díry pro vnějšího pozorovatele (z hmotnosti).

Řešení:

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{M}{4\pi r_g^3 / 3} = \frac{3M}{4\pi (2GM/c^2)^3} = \frac{3c^6}{32\pi G^3} \frac{1}{M^2} .$$

Těleso	Hmotnost	Horizont	Hustota
kámen	1 kg	10^{-27} m	10^{76} g cm ⁻³
Země	6×10^{24} kg	9 mm	10^{27} g cm ⁻³
Slunce	2×10^{30} kg	3 km	10^{16} g cm ⁻³
gal. jádro	$10^8 M_S$	2 AU	1.82 g cm ⁻³
galaxie	$10^{11} M_S$	30 l.y.	10^{-6} g cm ⁻³

Poznámka: Jde o průměrnou hustotu pro vnějšího pozorovatele. Vnější pozorovatel se nikdy neocitne pod horizontem černé díry, aby tuto hustotu vnímal. Hustota velmi hmotných černých děr může být nízká! Jejich extrémní vlastnosti jsou dány jejich celkovou hmotností a malými rozměry horizontu, nikoli hustotou.

3. Pohyb fotonu

Zadání: Určete dobu pádu fotonu do černé díry. Světlo letí v radiálním směru.

Řešení: Pro tento případ použijeme Schwarzschildovu metriku:

$$ds^2 = -c^2 (1 - r_g / r) dt^2 + \frac{dr^2}{(1 - r_g / r)} + r^2 d\Omega^2 .$$

Víme, že foton ($ds^2 = 0$) padá radiálně ($\varphi = \theta = 0$), a proto

$$0 = -c^2 (1 - r_g / r) dt^2 + \frac{dr^2}{(1 - r_g / r)} \Rightarrow$$

$$\frac{dr^2}{(1 - r_g / r)^2} = c^2 dt^2 \Rightarrow$$

$$\frac{dr}{(1 - r_g / r)} = \pm c dt .$$

Znaménka představují fotony letící ven (+) nebo do (-) černé díry.

$$\int_{r_0}^r \frac{dr}{(1 - r_g / r)} = \pm \int_{t_0}^t c dt ,$$

odkud integrací získáme (čitatele i jmenovatele vynásobíme r a rozložíme na parciální zlomky: odečteme a přičteme r_g)

$$r - r_0 + r_g \ln \frac{r - r_g}{r_0 - r_g} = \pm c (t - t_0)$$

neboli

$$r = r_0 \pm c (t - t_0) - r_g \ln \frac{r - r_g}{r_0 - r_g} .$$

daleko od černé díry je logaritmus na pravé straně nulový a jde o řešení speciální relativity. Pro foton padající do černé díry ($r \rightarrow r_g$) platí znaménko (-), logaritmus konverguje k $-\infty$ a časový interval je nekonečný. Pro foton vystupující z horizontu černé díry je $r_0 \rightarrow r_g$, platí znaménko (+), logaritmus konverguje k $+\infty$ a časový interval je opět nekonečný. Pokud ani počáteční ani koncový stav neleží na horizontu (na Schwarzschildově poloměru), je doba putování fotonu konečná.

4. Červený posuv fotonu - výpočet ze zákona zachování energie

Foton, který opouští hmotné těleso se dostává do oblastí s vyšší gravitační potenciální energií (energie gravitačního pole roste k nule). Proto vlastní energie fotonu klesá, foton červená. Uvidíme, že zčervenání je dáno rozdílem gravitačních potenciálů obou míst. Gravitačním potenciálem nazýváme potenciální energii dělenou pohybovou hmotností testovacího tělesa:

$$\begin{array}{ll} \text{Gravitace :} & W_G = -G \frac{mM}{r}, \quad \phi \equiv \frac{W_G}{m} = -G \frac{M}{r}, \\ \text{Tíže :} & W_T = mgh, \quad \phi \equiv \frac{W_T}{m} = gh . \end{array}$$

Vypočtíme změnu frekvence například pro foton stoupající v tíhovém poli:

$$m_1 g h_1 + \hbar \omega_1 = m_2 g h_2 + \hbar \omega_2 .$$

Pohybovou hmotnost fotonu určíme z jeho energie ($m = E / c^2 = \hbar \omega / c^2$):

$$\frac{\hbar \omega_1}{c^2} g h_1 + \hbar \omega_1 = \frac{\hbar \omega_2}{c^2} g h_2 + \hbar \omega_2 \Rightarrow$$

$$\omega_1 \left(1 + \frac{g h_1}{c^2}\right) = \omega_2 \left(1 + \frac{g h_2}{c^2}\right) \Rightarrow$$

$$\omega_2 = \omega_1 \frac{(1 + g h_1 / c^2)}{(1 + g h_2 / c^2)} \cong \omega_1 \left(1 + \frac{g h_1}{c^2}\right) \cdot \left(1 - \frac{g h_2}{c^2}\right) \cong \omega_1 \left(1 - \frac{g (h_2 - h_1)}{c^2}\right) = \omega_1 \left(1 - \frac{\Delta \phi}{c^2}\right) .$$

V odvození jsme použili rozvoj do prvního řádu pro změnu frekvence. Nalezený vztah můžeme po roznásobení pravé strany přepsat pro relativní změnu:

$$\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_1} = - \frac{(\phi_2 - \phi_1)}{c^2} ,$$

neboli

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = - \frac{\Delta \phi}{c^2} .$$

5. Červený posuv fotonu - výpočet z LIS

Chceme-li nalézt změnu frekvence v soustavě S nepohyblivé vzhledem k hmotnému objektu, který foton opouští, musíme nejprve problém vyřešit v soustavě LIS (lokálně inerciálním systému), který volně gravituje (padá) v místě, kde právě foton je. V LIS platí speciální relativita, foton se pohybuje po přímce a frekvenci nemění. Vzhledem k S ale LIS za čas Δt změní svou rychlost o $\Delta v = g \Delta t$. To se projeví pro pozorovatele v S změnou frekvence v důsledku Dopplerova jevu:

$$\omega_2 = \omega_1 \left(1 - \frac{\Delta v}{c}\right) = \omega_1 \left(1 - \frac{g \Delta t}{c}\right) .$$

Celkový časový okamžik, o který nám jde, je doba, po kterou foton letí z polohy h_1 do polohy h_2 , tj. $\Delta t = (h_2 - h_1) / c$:

$$\omega_2 = \omega_1 \left(1 - \frac{g (h_2 - h_1) / c}{c}\right) = \omega_1 \left(1 - \Delta \phi / c^2\right) .$$

Vztah opět snadno upravíme do podoby pro relativní změnu

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = - \frac{\Delta \phi}{c^2} .$$

6. Červený posuv fotonu - výpočet z metriky

Vyjdeme z Schwarzschildovy metriky v nehybné soustavě S spojené s pozorovatelem či s centrálním objektem. Pohyb fotonu předpokládáme jen v radiální souřadnici:

$$ds^2 = -c^2 \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) dt^2 + \frac{1}{1 - \frac{r_g}{r}} dr^2$$

Vlastní čas fotonu v soustavě s ním spojené je invariantem a jeho kvadrát je roven

$$d\tau^2 = (1 - r_g / r) dt^2 .$$

Frekvence fotonu je nepřímo úměrná vlastnímu časovému intervalu (např. jednomu kmitu) $d\tau$.

$$d\omega \approx \frac{1}{d\tau} \sim \frac{1}{(1 - r_g / r)^{1/2}} .$$

Pro poměr frekvencí v různých místech proto platí

$$\frac{\omega_2}{\omega_1} = \frac{d\tau_1}{d\tau_2} = \frac{(1 - r_g / r_1)^{1/2}}{(1 - r_g / r_2)^{1/2}} \cong \left(1 - \frac{r_g}{2r_1}\right) \left(1 + \frac{r_g}{2r_2}\right) \cong \left(1 - \frac{r_g}{2r_1} + \frac{r_g}{2r_2}\right) .$$

Dosadíme-li nyní za Schwarzschildův poloměr a uvážíme definici potenciálu gravitačního pole, máme

$$\frac{\omega_2}{\omega_1} \cong \left(1 - \frac{GM}{c^2 r_1} + \frac{GM}{c^2 r_2}\right) = \left(1 + \frac{\phi_1}{c^2} - \frac{\phi_2}{c^2}\right) = (1 - \Delta\phi / c^2) .$$

Po vynásobení ω_1 a úpravě opět máme

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = - \frac{\Delta\phi}{c^2} .$$

7. Pound Rebkův experiment

Zadání: Určete relativní a absolutní změnu frekvence fotonu v Pound-Rebkově experimentu. Zdrojem fotonů bylo radioaktivní železo Fe 57 s energií 14.4 keV. Výška věže, ve které se testovala změna frekvence fotonů opouštějících Zemi byla 22.6 m.

Řešení: Relativní změna frekvence je pro červený gravitační posuv dána vztahem:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = - \frac{\Delta\phi}{c^2} = - \frac{g\Delta h}{c^2} = \frac{10 \times 22.6}{9 \times 10^{16}} = 2.5 \times 10^{-15} .$$

Jde o tak minimální změnu, že musela být měřena pomocí Mösbauerova jevu - reakce krystalové mřížky na dopadající foton. Po dlouhou dobu šlo o nejpřesnější lidstvem provedený experiment.

Energie fotonů v SI byla

$$E = 14.4 \text{ keV} = 2.3 \times 10^{-15} \text{ J} .$$

Tomu odpovídá frekvence fotonů

$$\omega = \frac{E}{\hbar} = 2.2 \times 10^{19} \text{ Hz} .$$

Absolutní změna frekvence je nepatrná:

$$\Delta\omega = \omega \frac{\Delta\phi}{c^2} = \frac{E}{\hbar} \frac{g\Delta h}{c^2} = \frac{14,4 \times 1,6 \times 10^{-16}}{1,05 \times 10^{-34}} \frac{10 \times 22,6}{9 \times 10^{16}} = 54 \text{ kHz}.$$

8. Červené posuvy pro typické hvězdy

Zadání: Určete gravitační červený posuv pro foton o vlnové délce 500 nm (zelené světlo), který opustí povrch Slunce, bílého trpaslíka a neutronové hvězdy. Předpokládejte, že se foton od objektu vzdálí do nekonečna.

Řešení:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Delta\phi}{c^2} \Rightarrow \lambda = \lambda_0 (1 + \Delta\phi/c^2) = \lambda_0 \left(1 - G \frac{M}{c^2} \left(\frac{1}{\infty} - \frac{1}{R} \right) \right) = \lambda_0 \left(1 + \frac{GM}{Rc^2} \right).$$

Pro jednotlivé hvězdy vychází

	M	R	GM/Rc^2	λ (nm)
Slunce	$1 M_S$	700 000 km	2×10^{-6}	500.001
Bílý trpaslík	$1 M_S$	10 000 km	$1,5 \times 10^{-4}$	500.075
Neutronová hvězda	$1 M_S$	20 km	0.074	537

9. Beckensteinova teplota černé díry

Zadání: Odvoďte teplotu černé díry (Beckensteinův postup)

Řešení: Představme si, že do černé díry je spuštěna krabice se zářením. V blízkosti horizontu černé díry je záření "vysypáno" do černé díry a prázdná krabice je vytažena zpět. Poté ji opět naplníme zářením. Celý tento cyklus lze chápat jako tepelný stroj. Koncový stav myšlenkového experimentu je stejný jako výchozí. Při spouštění je krabice těžší než při vytahování a tepelný stroj tak koná práci. "Plnění" krabice zářením představuje ohříváč tepelného stroje o teplotě záření T . Sama černá díra funguje jako chladič o teplotě T_0 . Maximální účinnost zařízení je dána Carnotovým vztahem

$$\eta = 1 - T_0/T.$$

Maximální účinnost nalezneme i z fyzikální podstaty myšlenkového experimentu. Zařízení by dosahovalo ideální účinnosti (1), kdyby všechny fotony byly vysypány na Schwarzschildově poloměru. To by ale znamenalo krabici nulové výšky, do které by se nevešel foton. Skutečná maximální účinnost (<1) je proto realizována pro krabici o výšce rovné vlnové délce ("foton se právě vejde do krabice") a je rovna

$$\eta \cong 1 - \lambda/r_g.$$

Účinnost se zhoršuje s rostoucí vlnovou délkou (velikostí krabice) a je nulová, je-li krabice stejně velká jako Schwarzschildův poloměr. Porovnáním obou vztahů zjistíme teplotu chladiče (černé díry):

$$T_0 = \frac{\lambda T}{r_g}.$$

Teplotu záření T určíme z ekvipartičního teorému

$$\hbar\omega = kT \quad \Rightarrow \quad \frac{2\pi\hbar c}{\lambda} = kT \quad \Rightarrow \quad T = \frac{2\pi\hbar c}{k\lambda}.$$

Po dosazení do předchozího vztahu získáme teplotu černé díry

$$T_0 = \frac{2\pi\hbar c/k}{r_g}.$$

Poznámky:

- V černé díře může mizet látka přinášející entropii z okolí. Přiřazení teploty černé díře umožňuje přiřadit černé díře také entropii a udržet v platnosti druhou větu termodynamickou: Entropie uzavřeného systému se nemění nebo roste. Roli entropie zde přebírá plocha horizontu.
- S. Hawking ukázal, že díky kvantovým procesům v blízkosti horizontu černá díra září jako absolutně černé těleso s Beckensteinovou teplotou.
- Maximum vyzařování černé díry je řádově na Schwarzschildově poloměru.
- Pro černou díru, která by vznikla z hvězdy o hmotnosti našeho Slunce vychází teplota černé díry 10^{-7} K, tedy vypařování černé díry této velikosti je zanedbatelné. Teploty různých černých děr naleznete v tabulce v následujícím příkladu.

10. Vypařování černé díry

Zadání: Nalezněte průběh poloměru, hmotnosti, teploty a intenzity vypařující se černé díry.

Řešení: Vyjdeme ze základních vztahů

$$(1) \quad dE = dM c^2,$$

$$(2) \quad r_g = 2GM/c^2,$$

$$(3) \quad I = \sigma T^4,$$

$$(4) \quad r_g \cong \lambda_{\max} = b/T.$$

První vztah je Einsteinův vztah pro energii, ukazuje, jak se mění hmota černé díry s vyzařovanou energií. Druhý vztah je vztah pro Schwarzschildův poloměr. Září-li černá díra jako absolutně černé těleso, platí pro ni Stefan Boltzmannův vztah (3) a Wiennův zákon (4). Maximum vyzařování je řádově na Schwarzschildově poloměru. Nyní nalezneme vztah pro časovou změnu hmotnosti černé díry:

$$\frac{dM}{dt} \stackrel{(1)}{=} -\frac{1}{c^2} \frac{dE}{dt} = -\frac{1}{c^2} P = -\frac{1}{c^2} I S \stackrel{(3)}{=} -\frac{1}{c^2} \sigma T^4 4\pi r_g^2 \stackrel{(4)}{=} -\frac{1}{c^2} \sigma \frac{b^4}{r_g^4} 4\pi r_g^2 \Rightarrow$$

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{4\pi\sigma b^4}{c^2} \frac{1}{r_g^2} \stackrel{(2)}{=} -\frac{\pi\sigma b^4 c^2}{G^2} \frac{1}{M^2}.$$

Získali jsme tak diferenciální rovnici pro hmotnost černé díry

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{\alpha}{M^2} \quad ; \quad \alpha \equiv \frac{\pi\sigma b^4 c^2}{G^2}.$$

Rovnici snadno řešíme separací

$$\int_{M_0}^M M^2 dM = - \int_{t_0}^t \alpha dt .$$

Po integraci nalezneme výsledek

$$M(t) = \sqrt[3]{M_0^3 - 3\alpha(t-t_0)} \quad ; \quad \alpha \equiv \frac{\pi \sigma b^4 c^2}{G^2} .$$

Hmotnost díky vypařování postupně klesá z počáteční hmotnosti M_0 až na nulu. Dobu odpaření určíme z podmínky na nulovou hmotnost:

$$\Delta t = \frac{M_0^3}{3\alpha} .$$

Pro různé počáteční hmotnosti vycházejí doby vypaření černé díry (uvedena je i Beckenstein-Hawkingova teplota, Schwarzschildův poloměr a hustota):

Těleso	M	R_g	ρ	T	Δt
Proton	1.7×10^{-27} kg	10^{-54} m	10^{130} g cm ⁻³	10^{51} K	10^{-102} s
Pl. hmotnost	5×10^{-8} kg	10^{-35} m	10^{91} g cm ⁻³	10^{31} K	10^{-43} s
Kámen	1 kg	10^{-27} m	10^{76} g cm ⁻³	10^{24} K	10^{-21} s
Země	6×10^{24} kg	9 mm	10^{27} g cm ⁻³	1 K	10^{46} let
Slunce	2×10^{30} kg	3 km	10^{16} g cm ⁻³	10^{-7} K	10^{62} let
Jádro galaxie	$10^8 M_S$	2 AU	1.82 g cm ⁻³	10^{-14} K	10^{86} let
Galaxie	$10^{11} M_S$	30 l.y.	10^{-6} g cm ⁻³	10^{-17} K	10^{95} let

Ze vztahů (2), (4) a (3) určíme jak se mění Schwarzschildův poloměr, teplota a intenzita. Zřejmě

$$r_g \sim M, \quad T \sim M^{-1}, \quad P \sim M^{-2}, \quad I \sim M^{-4} .$$

Schwarzschildův poloměr a hmotnost vypařující se černé díry klesají k nule. Teplota, intenzita a výkon v závěrečných fázích mají charakter exploze.

VIII. ROZPÍNÁNÍ VESMÍRU

Metriky:

kartézský systém:	$dl^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$
polární systém:	$dl^2 = dr^2 + r^2 d\varphi^2,$
sférický systém:	$dl^2 = dr^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 + r^2 d\theta^2,$ $dl^2 = dr^2 + r^2 d\Omega^2,$
Minkowského geometrie (STR):	$ds^2 = -c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2,$ $ds^2 = -c^2 dt^2 + dr^2 + r^2 d\Omega^2,$
Schwarzschildova geometrie:	$ds^2 = -c^2 \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) dt^2 + \frac{dr^2}{1 - \frac{r_g}{r}} + r^2 d\Omega^2,$ kde $r_g = \frac{2GM}{c^2}$ je Schwarzschildův poloměr.
Fridmanova geometrie	$ds^2 = -c^2 dt^2 + R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - k r^2} + r^2 d\Omega^2 \right],$ kde $R(t)$ je expanzní funkce, k je Gaussova skalární křivost Vesmíru.

Další vztahy:

Einsteinova rovnice	$\frac{1}{2} \dot{R}(t)^2 - \frac{4}{3} \pi G \rho R(t)^2 = -k$
Rovnice adiabatické izolace Vesmíru	$p dV + dU = 0,$ $p \frac{dR^3}{dt} + \frac{d}{dt} (R^3 \rho) = 0,$
Stavová rovnice např. pro fotonový plyn je	$p = p(\rho),$ $p = \rho/3.$

1. Objem koule

Zadání: Určete objem koule v 3D.

Řešení: Pro sférickou metriku platí:

$$dl^2 = dr^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 + r^2 d\theta^2$$

takže metrický tenzor je

$$g_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & r^2 \sin^2 \theta & 0 \\ 0 & 0 & r^2 \end{pmatrix}.$$

pro objem koule máme

$$V = \int d\mu = \int \sqrt{\det(g_{ij})} dr d\varphi d\theta = \int r^2 \sin \theta dr d\varphi d\theta.$$

Po dosazení mezí dostaneme

$$V = \left(\int_0^R dr \right) \cdot \left(\int_0^{2\pi} d\varphi \right) \cdot \left(\int_0^\pi \sin \theta d\theta \right) = \frac{4}{3} \pi R^3,$$

což je známý vztah pro určení objemu koule.

Poznámka: Infinitesimální míru množiny vždy můžeme určit jako odmocninu z determinantu metriky vynásobenou diferenciály všech proměnných.

2. Objem Vesmíru

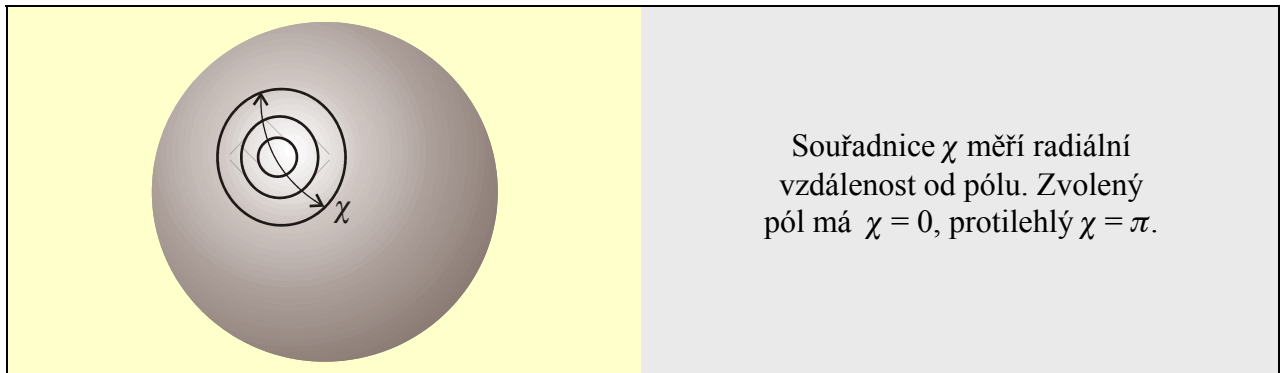
Zadání: Určete objem 3D zakřiveného Vesmíru pomocí Fridmanovy metriky.

Řešení: Pro tento problém použijeme Fridmanovu metriku pro homogenní, isotropní Vesmír

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - k r^2} + r^2 d\Omega^2 \right]$$

Pro kladné zakřivení vesmíru ($k > 0$) můžeme k psát jako $k = 1/a^2$ a využít substituci

$$r = a \sin \chi; \quad \chi \in (0, \pi).$$



Prostorová část metriky získá tvar:

$$dl^2 = a^2 R^2 (d\chi^2 + \sin^2 \chi d\Omega^2) = a^2 R^2 d\chi^2 + a^2 R^2 \sin^2 \chi \sin^2 \theta d\varphi^2 + a^2 R^2 \sin^2 \chi d\theta^2.$$

Prostorová část metrického tenzoru proto je

$$\begin{pmatrix} a^2 R^2 & 0 & 0 \\ 0 & a^2 R^2 \sin^2 \chi \sin^2 \theta & 0 \\ 0 & 0 & a^2 R^2 \sin^2 \chi \end{pmatrix}$$

Výsledný objem pak dostaneme po výpočtu determinantu podobně jako v předchozím příkladě, tj.

$$V = a^3 R^3 \left(\int_0^\pi \sin^2 \chi d\chi \right) \cdot \left(\int_0^{2\pi} d\varphi \right) \cdot \left(\int_0^\pi \sin \theta d\theta \right) = a^3 R^3 \cdot \frac{\pi}{2} \cdot 2\pi \cdot 2 = 2\pi^2 a^3 R^3.$$

Vesmír s kladnou křivostí má tedy konečný objem, je uzavřený sám do sebe a byť nemá žádnou hranici je ve smyslu objemu konečný.

Jinak je tomu v případě Vesmíru se zápornou křivostí. ($k < 0$; $a^2 = 1/|k|$). Metrika má tvar

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 + (r/a)^2} + r^2 d\Omega^2 \right]$$

Tentokrát lze výhodně použít substituci

$$r = a \operatorname{sh} \chi; \quad \chi \in (0, \infty)$$

při níž nabývá metrika tvaru

$$dl^2 = a^2 R^2 (d\chi^2 + \operatorname{sh}^2 \chi d\Omega^2).$$

Podobným postupem jako u modelu s kladnou křivostí nyní pro objem dostáváme $V \rightarrow \infty$. Tento model Vesmíru má nekonečný objem.

Poznámka: Ve Fridmanově geometrii vedou prostory s kladnou křivostí na konečný objem Vesmíru, modely se zápornou a nulovou křivostí na nekonečný objem. To ale platí jen pro Vesmíry jednoduše souvislé („bez děr“). Vesmír, kterému by ve dvou dimenzích odpovídal například toroid nebo dvojtoroid již není jednoduše souvislý. Upustíme-li od požadavku na jednoduchou souvislost, může existovat Vesmír s konstantní zápornou křivostí a přesto konečným objemem.

3. Kosmologický posuv

Zadání: Odvodte vztah pro kosmologický rudý posuv.

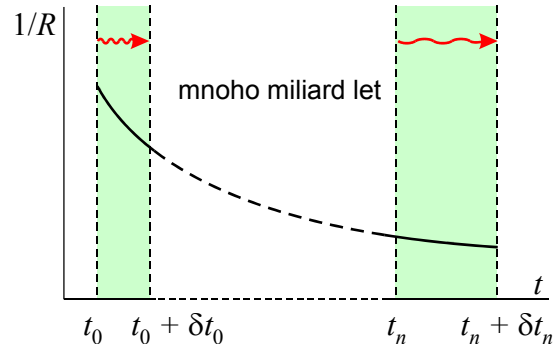
Řešení: Budeme uvažovat dlouhodobé šíření světelného pulsu ve vesmíru a jeho změny vlivem Fridmanovy metriky

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right].$$

Pro světlo je $ds^2 = 0$, souřadnicový systém zvolíme tak, aby vymizely úhlové závislosti a proto

$$\frac{c dt}{R(t)} = \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}}$$

Impuls se začal šířit místě r_0 , v čase t_0 a trval dobu δt_0 . K pozorovateli dolétl po mnoha miliardách let do místa r_n , v čase t_n a trvá δt_n .



Pro šíření počátku impulsu platí

$$\int_{t_0}^{t_n} \frac{c dt}{R(t)} = \int_{r_0}^{r_n} \frac{dr}{\sqrt{1-kr^2}}$$

a pro šíření „posledního“ fotonu impulsu platí

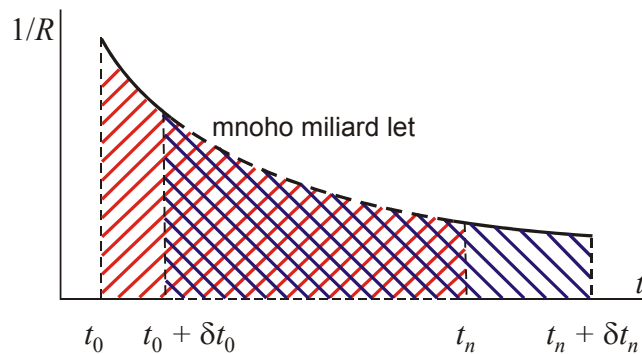
$$\int_{t_0+\delta t_0}^{t_n+\delta t_n} \frac{c dt}{R(t)} = \int_{r_0}^{r_n} \frac{dr}{\sqrt{1-kr^2}}$$

Nás zajímá délka impulsu a její změny, tedy rozdíl dvou posledních vztahů:

$$\int_{t_0+\delta t_0}^{t_n+\delta t_n} \frac{c dt}{R(t)} - \int_{t_0}^{t_n} \frac{c dt}{R(t)} = 0$$

Oba integrály probíhají přes obrovský časový úsek, v průběhu kterého se expanzní funkce změnila mnohonásobně. Uvědomíme-li si ale, že integrál má význam plochy pod křivkou $1/R$, odečte se při integraci společná plocha obou integrálů a zbude

$$\int_{t_n}^{t_n+\delta t_n} \frac{c dt}{R(t)} - \int_{t_0}^{t_0+\delta t_0} \frac{c dt}{R(t)} = 0$$



Tyto integrály jsou již jen přes dobu trvání impulsu, nikoli přes celou dobu šíření. Protože je doba impulsu nesrovnatelně menší než doba trvání Vesmíru, je možno považovat expanzní funkci $R(t)$ v době vyslání impulsu za konstantní a v době přijetí také:

$$\int_{t_n}^{t_n+\delta t_n} \frac{c dt}{R_n} - \int_{t_0}^{t_0+\delta t_0} \frac{c dt}{R_0} = 0.$$

Nyní jde o integrály z konstanty a řešení je jednoduché:

$$\frac{c \delta t_n}{R_n} - \frac{c \delta t_0}{R_0} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{c \delta t_0}{R_0} = \frac{c \delta t_n}{R_n} \quad \Rightarrow \quad \frac{\lambda_0}{R_0} = \frac{\lambda_n}{R_n}.$$

Vyslaný impuls se tedy natahuje tak, jak se mění expanzní funkce. Stručně lze říci, že při putování Vesmírem se vlnová délka záření natahuje přesně tak, jak se „nafukuje“ Vesmír.

Jako míra změny vlnové délky se zavádí rudý posuv

$$z \equiv \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{R - R_0}{R_0}$$

Největší měřené rudé posuvy jsou mezi 5 a 6.

4. Kvasar

Zadání: Kvasar má rudý posuv $z = 2.5$. Určete pozorovanou vlnovou délku čáry $\lambda = 680$ nm. Jaké byly rozměry vesmíru v době, kdy kvasar vyslal záření?

Řešení: Pro oba výpočty použijeme vztah pro kosmologický rudý posuv:

$$z \equiv \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \quad \Rightarrow \quad \lambda = (z+1) \lambda_0 = 3.5 \lambda_0 = 2300 \text{ nm},$$

$$z \equiv \frac{R - R_0}{R_0} \quad \Rightarrow \quad R_0 = \frac{R}{z+1} = 0,29 R = 29\% R.$$

Pozorovaná vlnová délka bude mimořádně natažená, až na 2300 nm a Vesmír měl v době vyslání světla kvasarem 29% dnešních rozměrů.

5. Kosmologický posuv a Dopplerův jev

Zadání: Nalezněte vztah pro kosmologický rudý posuv za předpokladu, že puls nebyl vyvolán příliš dávno.

Řešení: Jako čas emise paprsku označíme t_e a z definice rudého posuvu dostáváme

$$z = \frac{R - R_e}{R_e} \sim \frac{\frac{dR}{dt}(t - t_e)}{R_e} \sim H(t - t_e) = H\tau,$$

kde jsme označili τ dobu šíření pulsu. Z Hubbleova vztahu aplikovaného na vzdálenost l , po které se puls šíří máme

$$z \sim \frac{v}{l} \tau = \frac{v}{c} \quad \Rightarrow \quad \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} .$$

Pro pulsy z ne příliš veliké minulosti (je možné udělat lineární rozvoj expanzní funkce) lze interpretovat kosmologický posuv jako Dopplerův jev.

6. Pokles hustoty energie záření s expanzí

Zadání: Ukažte, že hustota záření (při expanzi vesmíru) klesá úměrně se čtvrtou mocninou expanzní funkce

Řešení: Tlak je úměrný hustotě energie. Například v tíhovém poli je potenciální energie mgh a její hustota ρgh je přímo rovna hydrostatickému tlaku způsobenému tíží. U světelného záření je tlak roven třetině hustoty energie:

$$p = \frac{1}{3} \rho_W$$

Vesmír jako celek můžeme považovat za adiabaticky izolovaný, tj.

$$dQ = 0 ,$$

$$dU + pdV = 0 ,$$

$$d\left(\rho_W \frac{4}{3} \pi R^3\right) + \frac{1}{3} \rho_W \frac{4}{3} \pi dR^3 = 0 ,$$

$$R^3 d\rho_W + 3 \rho_W R^2 dR + \rho_W R^2 dR = 0 ,$$

$$R^3 d\rho_W + 4 \rho_W R^2 dR = 0 ,$$

$$\frac{d\rho_W}{\rho_W} + 4 \frac{dR}{R} = 0 ,$$

$$\ln \rho_W R^4 = K ,$$

$$\rho_W \sim \frac{1}{R^4} .$$

Poznámky:

- To, že hustota energie záření klesá se čtvrtou mocninou rozměrů Vesmíru je způsobeno jednak poklesem energie se zvětšováním objemu záření ($\sim 1/R^3$) a jednak poklesem energie díky natahování vlnové délky s expanzí ($\sim 1/R$).
- Podle Stefan-Boltzmanova zákona je hustota energie také úměrná T^4 . Proto teplota expandujícího Vesmíru klesá jako $1/R$.

7. Základní řešení Einsteinovy rovnice

Zadání: Nalezněte řešení Einsteinovy rovnice za předpokladu nulové křivosti (té je blízký skutečný Vesmír) pro hustotu energie a) konstantní, b) $1/R^3$; c) $1/R^4$.

Řešení: Podle Einsteinovy rovnice je

$$\frac{1}{2} \dot{R}(t)^2 - \frac{4}{3} \pi G \rho R(t)^2 = 0.$$

a) pro $\rho = \text{const}$ plyne

$$\dot{R} \sim R \quad \Rightarrow \quad R(t) \sim \exp(\chi t),$$

b) pro $\rho \sim 1/R^3$ plyne

$$\dot{R} \sim R^{-1/2} \quad \Rightarrow \quad R(t) \sim t^{2/3},$$

c) pro $\rho \sim 1/R^4$ plyne

$$\dot{R} \sim R^{-1} \quad \Rightarrow \quad R(t) \sim t^{1/2}.$$

První případ odpovídá vakuové hustotě energie, která je dána hustotou virtuálních párů a nezávisí na momentálním stavu expanze. Vede na exponenciální nárůst expanzní funkce, tzv. inflaci. Druhý případ odpovídá koherentnímu prachu či látce a nastal v pozdějších fázích Vesmíru, v tzv. éře látky. Poslední případ odpovídá samotnému záření, které vyplňuje Vesmír. Podobný stav byl v prvních fázích existence Vesmíru, kdy záření dominovalo nad látkou (éra záření).

8. Inlace při $H = \text{const}$

Zadání: Jak by vypadala expanze vesmíru, kdyby Hubbleova konstanta byla konstantní?

Řešení: Nejprve napíšeme definici Hubblovky konstanty

$$H \equiv \frac{\dot{R}}{R}$$

a upravíme na jednoduchou lineární rovnici,

$$\dot{R} - HR = 0,$$

jejíž řešení je

$$R(t) = R_0 \exp(t - t_0)$$

Konstantní Hubbleova konstanta tedy odpovídá inflačnímu řešení.

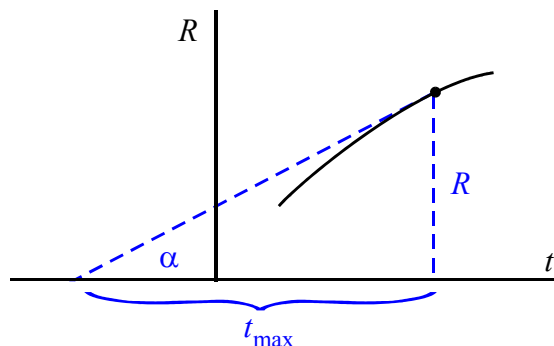
9. Stáří Vesmíru

Zadání: Odhadněte z hodnoty Hubblovky konstanty maximální stáří Vesmíru.

Řešení: Při řešení vycházíme z toho, že Vesmír se rozpíná a derivace expanzní funkce se s časem zmenšuje. Směrnici tečny můžeme napsat buď jako derivaci expanzní funkce podle času nebo ji vyjádřit z odpovídajícího trojúhelníka:

$$\left. \begin{array}{l} \text{tg } \alpha = \dot{R} \\ \text{tg } \alpha = \frac{R}{t_{\max}} \end{array} \right\} \Rightarrow \dot{R} = \frac{R}{t_{\max}} \Rightarrow t_{\max} = \frac{R}{\dot{R}} = \frac{1}{H}.$$

Maximální možné stáří Vesmíru je tedy dáno hodnotou Hubblovky konstanty. Při dnes udávané hodnotě $68 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ vychází asi 15 miliard let.



10. Látka a záření

Zadání: Určete poměr energie látky a záření dnes. Při jaké teplotě Vesmíru byla tato energie v minulosti vyrovnána?

Řešení: Přibližně je ve Vesmíru 1 miliarda fotonů na tři nukleony. Poměr obou energií je:

$$\frac{E_{\text{látky}}}{E_{\gamma}} = \frac{3 m_0 c^2}{10^9 \hbar \omega} = \frac{3 m_0 c^2}{10^9 \hbar 2\pi c / \lambda}$$

Za vlnovou délku dosadíme z Wienova zákona ($\lambda = b/T$):

$$\frac{E_{\text{látky}}}{E_{\gamma}} = 3 \times 10^{-9} \frac{b m_0 c}{2\pi \hbar T}$$

Dosadíme-li hmotnost nukleonu (1.67×10^{-27} kg) a dnešní teplotu reliktního záření (2.73 K), vyjde asi 3×10^3 . V dnešním Vesmíru je tedy zjevná nadvláda látky nad zářením. Obě energie byly vyrovnány při teplotě záření cca 10^3 až 10^4 K.

11. Stavová rovnice expandující entity

Zadání: Naleznete stavovou rovnici entity, která při expanzi mění hustotu energie jako C/R^α .

Řešení:

Pro danou entitu napíšeme první větu termodynamickou v adiabatickém přiblížení (diferenciál tepla je nulový, vesmír nevyměňuje teplo s okolím).

$$dU + pdV = 0$$

$$d(\rho V) + pdV = 0$$

$$d\left(\frac{C}{R^\alpha} R^3\right) + pdR^3 = 0$$

$$(3 - \alpha)AR^{2-\alpha}dR + 3pR^2dR = 0$$

$$(3 - \alpha)\frac{C}{R^\alpha} + 3p = 0,$$

$$p = \left(\frac{\alpha}{3} - 1\right)\frac{C}{R^\alpha},$$

$$p = w\rho; \quad w \equiv \left(\frac{\alpha}{3} - 1 \right).$$

Výsledkem je lineární vztah mezi tlakem a hustotou energie s koeficientem w , který je jedním ze základních kosmologických parametrů.

koeficient α ($\rho \sim 1/R^\alpha$)	koeficient w ($p = w\rho$)	entita	
$\alpha = 4$	$w = +1/3$	záření ($\alpha > 3$)	
$\alpha = 3$	$w = 0$	hmota ($\alpha = 3$)	
$\alpha < 2$	$w < -1/3$	energie ($\alpha < 3$)	zrychlená expanze
$\alpha = 0$	$w = -1$		kosmologická konstanta, projevy vakua
$\alpha < 0$	$w < -1$		fantómové, big rip

Poznámka: Podstatná je hodnota parametru w pro temnou energii. Aby docházelo k pozorované zrychlené expanzi vesmíru, musí podle rovnic obecné teorie relativity platit, že $w < -1/3$. Pro vakuovou energii spojenou s kvantově mechanickými procesy ve vakuu je $w = -1$ a expanzní funkce roste exponenciálně. Pokud by dokonce bylo $w < -1$ bude expanze natolik překotná, že zasáhne samotnou strukturu látky a rozerve v budoucnu samotná atomová jádra. Této situaci říkáme *big rip* – velké rozervání. Z měření WMAP, CBI, 2dF a SDSS vychází, že parametr w se pro temnou energii nachází v intervalu hodnot $<-1; -0,78$).

IX. POHYBY ČÁSTIC V POLÍCH

1. Náboj v elektrickém poli

Zadání: Řešte relativisticky urychlování náboje z nulové rychlosti ve směru pole.

Řešení nerelativistické: Budeme integrovat pohybovou rovnici

$$m \ddot{x} = QE \quad \Rightarrow \quad v \equiv \dot{x} = \frac{QE}{m} t \quad \Rightarrow \quad x = \frac{QE}{2m} t^2.$$

Nerelativistické řešení má zjevné vady, například $\lim_{t \rightarrow \infty} v = \infty$. Náboj je neomezeně urychlován.

Řešení relativistické: Budeme integrovat relativistickou pohybovou rovnici

$$\frac{d}{dt}(mv) = QE \quad \Rightarrow \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}} v \right) = QE \quad \Rightarrow \quad \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}} v = QEt.$$

Vidíme, že po první integraci jsme nedostali rychlost samotnou, ale vztah, ze kterého teprve musíme rychlost vypočítat:

$$\frac{m_0^2 v^2}{1-v^2/c^2} = Q^2 E^2 t^2 \quad \Rightarrow \quad m_0^2 v^2 = Q^2 E^2 t^2 (1-v^2/c^2) \quad \Rightarrow$$
$$v = \frac{QEt}{m_0 \sqrt{1 + \frac{Q^2 E^2 t^2}{m_0^2 c^2}}}.$$

Výraz pro rychlost již není tak jednoduchý, zato ale nediverguje, $\lim_{t \rightarrow \infty} v = c$. Chcete-li znát polohu, je třeba provést ještě jednu integraci

$$x = \int_0^t \frac{QEt}{m_0 \sqrt{1 + \frac{Q^2 E^2 t^2}{m_0^2 c^2}}} dt = \frac{m_0 c^2}{QE} \left[\sqrt{1 + \frac{Q^2 E^2 t^2}{m_0^2 c^2}} \right]_0^t = \frac{m_0 c^2}{QE} \left(\sqrt{1 + \frac{Q^2 E^2 t^2}{m_0^2 c^2}} - 1 \right).$$

2. Larmorův poloměr

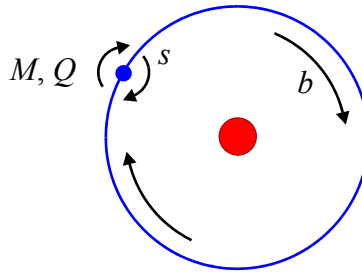
Zadání: Určete Larmorův poloměr pro

- elektron s energií 10 keV v magnetickém poli Země ($B = 5 \times 10^{-5}$ T),
- proton ve Slunečním větru s rychlostí 300 km/s ($B = 5 \times 10^{-9}$ T),
- iont He^+ s energií 1 keV ve sluneční atmosféře v blízkosti slunečních skvrn ($B = 5 \times 10^{-2}$ T).

Řešení: Převeďte údaje na rychlost a potom je $r_L = mv/QB$. Vyjde a) několik metrů, b) stovky kilometrů, c) desítky centimetrů.

3. Magnetický moment nabité částice

Zadání: Částice s nábojem Q rotuje rychlostí v . Nalezněte magnetický moment částice.



Řešení: Magnetický moment je součin proudu a plochy, kterou obtéká

$$\mu = IS = \frac{Q}{T} \pi r^2 = \frac{Q}{2\pi r/v} \pi r^2 = \frac{Q}{2} r v = \frac{Q}{2M} M r v = \frac{Q}{2M} b.$$

Vztah platí i vektorově:

$$\boldsymbol{\mu} = I \mathbf{S} = \frac{Q}{2M} \mathbf{b}$$

Poznámka: Magnetický moment je až na konstantu $Q/2M$ úměrný momentu hybnosti. Rotuje-li nabitá částice, chová se jako malý magnetek. Magnetický moment je kvantován stejně jako moment hybnosti. Proto se kvantové číslo určující projekci momentu hybnosti do libovolné osy nazývá magnetické kvantové číslo. Pozor! Uvědomíme-li si, že projekce momentu hybnosti do libovolné osy je jen násobkem Planckovy konstanty, ($b = m\hbar$), může magnetický moment nabývat jen násobky základního kvanta (Bohrova magnetonu):

$$\mu = \frac{Q\hbar}{2M} m ; m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (1)$$

I nepohyblivá částice může mít nenulový magnetický moment způsobený spinem (vlastní rotační moment). Ve skutečnosti je magnetický moment částice dán kombinací orbitálních a spinových vlastností ($b = j\hbar$) a u vztahu (1) je tzv. Landého faktor g , jehož hodnota se určuje z kvantové mechanických úvah:

$$\mu = g \frac{|Q|\hbar}{2M} j ; j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2)$$

Do znaménka g se zahrnuje znaménko náboje. Pro elektron $g = -2$; pro proton $g = 5.68$ a pro neutron $g = -3.86$.

4. Magnetická rezonance

Zadání: Určete rezonanční frekvenci magnetického dipólu ve vnějším magnetickém poli.

Řešení: Ve vnějším magnetickém poli má magnetický dipól energii $W = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}$, dipól se snaží získat minimální možnou energii a zorientovat se podél silokřivek. Tím dojde k precesnímu pohybu, který známe u setrvačníků. V mikrosvětě jsou ale rotační pohyby kvantovány a precesní úhel θ nemůže být libovolný. Pohyb se děje jen po některých kuželových plochách. Rozdíl energie při přechodu z jedné plochy na druhou je kompenzován vyzářením nebo pohlcením rezonančního fotonu. Určíme tedy nejprve možné hodnoty potenciální energie setrvačniku:

$$W = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} = -\mu_z B; \quad \mu_z = g \frac{|Q|\hbar}{2M} j; \quad j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

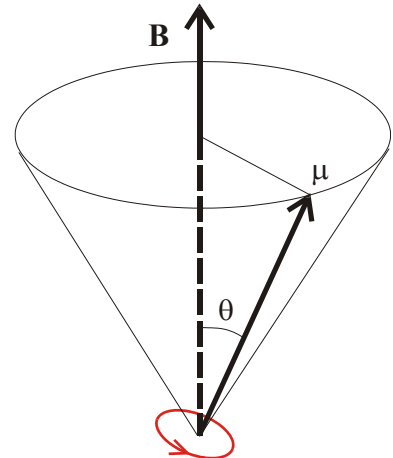
Rozdíl dvou sousedních energetických hladin tak vychází

$$\Delta W = g \frac{|Q|\hbar}{2M} B.$$

Hledaná rezonanční frekvence fotonů je

$$\omega_{rez} = \frac{\Delta W}{\hbar} = \frac{|Q|\hbar}{2M} g B = K g B; \quad K = \begin{cases} 1.44 \text{ MHz/T atom} \\ 0.76 \text{ kHz/T jádro} \end{cases}$$

Konstanta K je charakteristická pro daný typ rezonance. V celém atomu je dána vlastnostmi elektronů v atomárních obalech, v jádře je dána především vlastnostmi protonů. Elektronová i jaderná magnetická rezonance jsou základem moderních zobrazovacích metod.



5. Magnetický moment jako invariant

Zadání: V pomalu se měnících polích se magnetický moment částice zachovává. Částice při pohybu „upravuje“ svoji rychlost podle velikosti pole. Určete proto magnetický moment jako funkci rychlosti a magnetického pole.

Řešení:

$$\boldsymbol{\mu} = I\mathbf{S} = \frac{Q}{2M} \mathbf{b} = \frac{Q}{2} \mathbf{r} \times \mathbf{v} \quad \Rightarrow \quad \mu = \frac{Q}{2} r_L v_{\perp} = \frac{Q}{2} \frac{m v_{\perp}}{QB} v_{\perp} = \frac{m v_{\perp}^2}{2B}$$

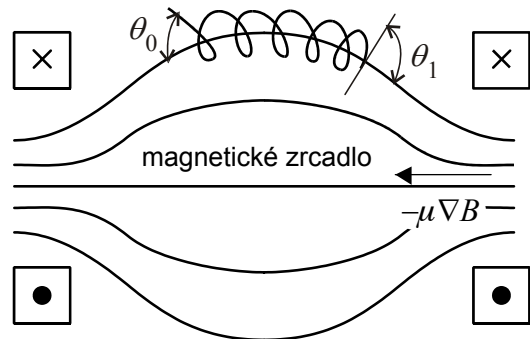
Kolmá složka rychlosti pohybu se při obrotování nabitě částice kolem siločivky nastavuje podle hustoty siločivky (velikosti pole). Hustota siločivky se nesmí podstatně změnit za jednu otočku částice.

6. Magnetické zrcadlo

Zadání: Určete podmínku odrazu na magnetickém zrcadle, je-li částice do zrcadla nastřelena pod úhlem θ_0 v poli o velikosti B_0 .

Řešení: Zákon zachování energie nám v magnetickém poli dává

$$\frac{m v_{\perp}^2}{2} + \frac{m v_{\parallel}^2}{2} + Q\phi = \text{const} \quad \Rightarrow \quad \frac{m v_{\perp}^2}{2} + \frac{m v_{\parallel}^2}{2} \Rightarrow v^2 = \text{const} \quad \Rightarrow \quad v = \text{const}.$$



Magnetické pole tedy neovlivňuje velikost rychlosti, způsobuje jen změnu směru rychlosti, tj. přelévání mezi podélnou a kolmou složkou, neboli úhel náklonu k siločivce. Ten je dán dalším zákonem zachování – magnetickým momentem částice:

$$\frac{v_{\perp}^2}{2B} = \text{const} \Rightarrow \frac{v^2 \sin^2 \theta}{2B} = \text{const} \Rightarrow \frac{\sin^2 \theta}{B} = \text{const}$$

Ve dvou různých místech zrcadla tedy platí:

$$\frac{\sin^2 \theta_0}{B_0} = \frac{\sin^2 \theta_1}{B_1}$$

Při odražení částice musí být úhel pohybu vzhledem k silokřivce $\theta_1 = \pi/2$ a pole musí dosáhnout hodnoty

$$B_1 = \frac{B_0}{\sin^2 \theta_0}$$

7. Gravitační drift

Zadání: Nalezněte rychlost driftu elektronů v gravitačním poli naší Země 300 km nad Zemí ($B \sim 5 \times 10^{-5}$ T).

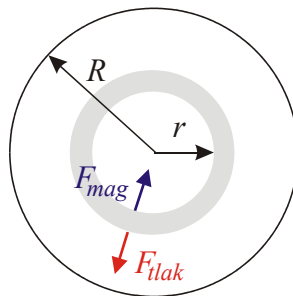
Řešení: Nejprve určete velikost gravitační síly, případně tíhovou sílu v dané výšce. Potom nalezněte driftovou rychlost ze vztahu

$$v_D = \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{QB^2} \approx \frac{F}{QB}$$

Vyjde, že gravitační drift je zcela zanedbatelný pro elektrony i pro ionty (10^{-6} m/s, 10^{-3} m/s).

8. Bennettův pinč

Zadání: Nalezněte průběh tlaku v proudovém vlákně s konstantní proudovou hustotou.



Řešení: Nejprve určíme z Ampérova zákona pole uvnitř vlákna ve vzdálenosti r od centra:

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I \Rightarrow H \cdot 2\pi r = j \cdot \pi r^2 \Rightarrow B = \frac{\mu j}{2} r = \frac{\mu I}{2\pi R^2} r$$

Samo magnetické pole uvnitř pinče vzrůstá lineárně se vzdáleností směrem od centra. Na povrchu vlákna je největší a vně vlákna klesá jako $1/r$. Na libovolnou vrstvu v průřezu pinče působí směrem ven síla gradientu tlaku látky a směrem dovnitř síla gradientu tlaku pole, obě síly jsou v rovnováze:

$$-\frac{dp_l}{dr} - \frac{dp_m}{dr} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{dp_l}{dr} = -\frac{d}{dr} \left(\frac{B^2}{2\mu} \right) = -\frac{\mu I^2}{4\pi^2 R^4} r.$$

Získali jsme tak diferenciální rovnici pro tlak látky, kterou snadno integrujeme. Integrační konstantu určíme z podmínky $p(R) = 0$:

$$p_l(r) = \frac{\mu I^2}{8\pi^2 R^4} (R^2 - r^2).$$

Tlak klesá od centra k okrajům vlákna parabolicky, v centru má hodnotu

$$p_l(0) = \frac{\mu I^2}{8\pi^2 R^2}.$$

Poznámka: Podobným způsobem se počítá rovnováha hvězd. Gradient tlaku látky je vyrovnáván gravitační silou. Po sestavení rovnice rovnováhy se integruje (zpravidla numericky) od centra směrem ven. Výpočet se zastaví v okamžiku kdy tlak vychází nulový a integrace se dostala až na povrch hvězdy.