Maturitní příprava k fyzice

Jakub Suchánek

Obsah

Část I

Pokročilejší témata

Kapitola 1

Matematika

1.1 Vektory

1.1.1 Notace

$\boldsymbol{x}$ znamená vektor x, tedy tučné symboly jsou vektory.

1.1.2 Pravidlo pravé ruky

$\boldsymbol{a} \times \boldsymbol{b} = \boldsymbol{c}$
Natažený ukazováček ve směru $\boldsymbol{a}$, prostředníček zahnutý do pravého úhlu ve směru $\boldsymbol{b}$, palec je do strany a ukazuje směr $\boldsymbol{c}$.

1.2 Kombinatorika

První dva známé fakty o kombinačních číslech:

1. Kombinační číslo $\binom{n}{k}$ se dá spočítat paskalovým trojúhelníkem jako k-té číslo na n-tém řádku (Paskalův trojúhelník je indexovaný od 0).
2. Kombinační číslo $\binom{n}{k}$ se dá spočítat jako $\frac{n!}{k!(n-k)!}$.

První se zamyslíme nad 2. $\frac{n!}{(n-k)!}$ nám říká kolika způsoby můžeme vybrat k prvků, protože vždy když vybíráme další člen, máme o jednu možnost méně a když už máme k prvků tak skončíme. Část $\frac{1}{k!}$ je tam kvůli tomu, že nás nezajímá v kterém pořadí jsme těch k členů získali.
Paskalův trojúhelník je mnohem zajímavější. Pokud se podíváme na nějaké číslo vede do něj z počátku mnoho cest složených z kroků doleva a doprava. Krok doleva si představíme jako není tam a krok doprava jako je tam. Proto n-tý řádek - rozhodovali jsme o n členech zda tam budou - a k-tý prvek na řádku - k-krát jsme řekli je tam. Takhle spočítáme kolik do k-tého čísla n-tého řádku vede cest, odpovídajících možným vybraným kombinacím, a to je právě kombinační číslo. Také si všimneme že součet každého řádku je 2^n.

1.2.1 Gausova křivka

Ve fyzice se často u náhodných veličin objevuje normální rozdělení (gausova křivka) a důvod pro to je, že normálové rozložení odpovídá přibližně tomu, že na osu x dáme k a na osu y $\frac{\binom{n}{k}}{2^n}$, chyba je menší pro velké n. Normálové rozložení tedy dává rozložení pravděpodobností a pokud máme mnoho členů, reálné rozložení je mu velmi blízko (molekuly ve vzduchu, lidská výška - určována n různými geny).

1.3 Komplexní čísla

1.3.1 Sčítání

Sčítání komplexních čísel provádíme po složkách, tedy stejně jako u vektorů.

1.3.2 Násobení

Násobení můžeme také provádět po složkách, ale mnohem zajímavější je vynásobit velikosti a sečíst úhly.
Důkaz:
Heldáme $(a+bi)(c+di)$, najdeme x, y, α, β takové, že $x\cos\alpha = a, x\sin\alpha = b, y\cos\beta = c, y\sin\beta = d$. Potom:

$$\begin{aligned}(x\cos\alpha + x\sin\alpha i)(y\cos\beta + y\sin\beta i) &= xy\cos\alpha\cos\beta - xy\sin\alpha\sin\beta + xy\sin\alpha\cos\beta i + xy\cos\alpha\sin\beta i \\ &= xy\cos(\alpha+\beta) + xy\sin(\alpha+\beta)i \qquad (1.1)\end{aligned}$$

1.4 Trocha kalkulu

1.4.1 Literatura

Kalkulus tu celý vysvětlovat nebudu, jen pár symbolů co budu dále používat, pokud kalkulus neumíte a nelíbí se vám školní učebnice, zde je trocha literatury:
Americká kniha, dobře se z ní učí, Peterson's Master the AP Calculus: `https://shamokinmath.wikispaces.com/file/view/Peterson's+Master+AP+Calculus.pdf`
Pokud chcete i důkazy a mnoho teorie, Matfyzácká skripta z matematické analýzy: `http://www.karlin.mff.cuni.cz/~pick/analyza-pro-studenty.pdf`
Derivace ve fyzice, FO: `http://fyzikalniolympiada.cz/texty/matematika/difpoc.pdf`
Integrály ve fyzice, FO: `http://fyzikalniolympiada.cz/texty/matematika/intpoc.pdf`
Diferenciální rovnice ve fyzice, FO: `http://fyzikalniolympiada.cz/texty/matematika/difro.pdf`

1.4.2 Notace

$\int \boldsymbol{f}(\boldsymbol{l}) \cdot d\boldsymbol{l}$ znamená, že máme integrovat podle křivky l a zároveň vynásobit kosínem úhlu $\boldsymbol{f}(\boldsymbol{l})$ vůči křivce. Podobně tam může být vektorové křížové násoben nebo místo křivky můžeme integrovat podle plochy (potom bude náobení (křížové či skalární) vůči normálovému vektoru. $\oint \boldsymbol{f}(\boldsymbol{l}) \cdot d\boldsymbol{l}$ znamená, že křivka je uzavřená (například kružnice), podobně pro plochu (například sféra (povrch koule)).
∇ tady znamená gradient (znak se jmenuje nabla).

1.4.3 Taylorův polynom

Používá se pro aproximaci polynomem v okolí zvoleného bodu, když je funkce složitá ale jsme schopni určit hodnotu několika derivací ve zvoleném bodě. Je definovaný vzorcem (pro funkci $f(x)$ z bodu t):

$$T_n^{f,a}(x) = \frac{f(t)(x-t)^0}{0!} + \frac{f'(t)(x-t)^1}{1!} + \frac{f''(t)(x-t)^2}{2!} + \frac{f'''(t)(x-t)^3}{3!} + ... + \frac{f^{(n)}(t)(x-t)^n}{n!} \qquad (1.2)$$

1.5 Koule se občas rovná bod

Pokud máme rovnici tvaru $f(r) = \frac{k}{r^2}$ jako třeba u gravitačního či elektrostatického pole a jim odpovídajícím silám, a dané pole vychází z koule, kterou můžeme rozdělit na slupky o konstantní hustotě (planety, dutá koule, koule...), potom můžeme daný objekt nahradit hmotným bodem. Důkaz: `http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/Mechanics/sphshell.html`

1.6 Tok a uzavřené plochy

Pokud pracujeme s takovouto funkcí ($f(r) = \frac{k}{r^2}$) udávající pole, a zkoumáme objekt uvnitř uzavřené plochy, potom tok plochou nezávisí vůbec na tom jak ta plocha vypadá. Podobně to je u jiných toků, třeba tok kapaliny. Tok, označovaný Φ, je v případě elektrického pole vyjádřený jako $\int \boldsymbol{E} \cdot d\boldsymbol{s}$, kde E je intenzita elektrického pole, jindy to může být množství kapaliny protékající plochou, tedy ve vzorci se intenzita pole nahradí za rychlostní vektor. Představme si sféru těsně obalující zkoumané těleso. Když ji budeme rozšiřovat tak se nebude měnit tok (roste plocha a klesá intenzita/rychlost) a i když není uzavřená plocha sférou, efektivní plochu má stejnou (proto je tam skalární součin).

1.7 Síla a sféry

Pokud pracujeme se silou udanou funkcí ($f(r) = \frac{k}{r^2}$), a zkoumáme objekt uvnitř sféry, nepůsobí na něj od ní žádná celková síla. Narozdíl od předchozího případu nemůžeme využít efektivní plochu, protože pokud je plocha v daném bodě pod větším úhlem má tam více hmoty/náboje. Pokud se ale podíváme na dva body na kouli v opačném směru, budou tečné plochy v těch bodech svírat stejný úhel vůči vzdálenosti mezi tělesem a daným bodem. Pokud toto platí tak nám to stačí, jelikož s rostoucí vzdáleností roste i plocha. Nyní ještě dokázat to tvrzení. Vezmeme si libovolný řez sférou, který obsahuje oba body (a tedy i těleso). Libovolný řez sférou bude kružnice a pokud pro všechny řezy budou tečny v bodech svírat stejný úhel k vzdálenostem, pak to bude platit i pro plochy. Tečné body a průsečík tečen vždy tvoří rovnoramený trojúhelník, a můžeme si všimnout, že jelikož jsou body od tělesa v opačných směrech, jsou i s tělesem na přímce, a tedy na základně rovnoramenného trojúhelníku.

Kapitola 2

Elektřina a magnetismus

2.1 Elektrické pole

2.1.1 Vodiče a nevodiče

Elektrické pole v dokonalém vodiči je vždy nulové, proto všechen náboj ve vodiči je na povrchu (viz. 1.6). Pro nevodiče to neplatí.

2.1.2 Gaussův zákon

Gauss odvodil myšlenku 1.6 pro elektrické pole:

$$\Phi_E = \int_S E \cdot dS = \frac{Q}{\varepsilon} \tag{2.1}$$

2.2 Náhodné procházky elektronů

2.2.1 Náhodné procházky po grafech

Mějme diskrétní multigraf $G(V, E)$. Náhodná procházka bude probíhat tak, že pokud se nacházíme v nějakém vrcholu tak si rovnoměrně náhodně vybereme jednoho ze sousedů do kterého se vydáme. Pravděpodobnostní rozložení P říká pro každý vrchol jaká je pravděpodobnost, že se na něm nacházíme. Každý graf má právě jedno stabilní pravděpodbnostní rozložení, tedy rozložení na kterém se časem ustálí. V tom bude platit:

$$\forall v \in V : \sum_{u:(v,u)\in E} P_u - P_v = 0 \tag{2.2}$$

Zavedeme do grafu několik bodů, kde bude pevně nastavená pravděpodobnost (musíme ji nastavit tak, aby na nich v průměru stále byla pravděpodbnost výskytu $\frac{1}{n}$). I pro takový grav bude stabilní rozložení existovat.

2.2.2 Aplikace na elektrický proud

Představíme si, že na každé hraně je jednotkový rezistor. Všimneme si, že rovnice 14.3 odpovídá Kirchhoffovu zákonu o proudu. A jelikož jsou všechny rezistory jednotkové, plyne z toho i Kirchoffův zákon o napětí. Pokud máme mnoho elektronů, bude se jejich reálné rozložení velmi blížit pravděpodobnostnímu rozložení, pokud nás zajímá napětí v každém bodě, stačí všechny pravděpodobnosti vynásobit konstantou.

2.2.3 Skládání rezistorů

Plyne z 14.3. Pokud před vrcholem v spadlo napětí o x, spadne za vrcholem v o $\frac{x}{k}$, kde k je počet hran vedoucích k následujícímu vrcholu. Z toho máme rovnici pro paralelní rezistory, pro sériové je to intuitivní. Z tohoto také vyplívá rovnice pro odpor drátu.

2.2.4 Vodivost

Vodivost látky si můžeme představit takto: Každý vrchol (představující atom) má nějaké množství hran vedoucích ke každému sousedovi a nějaké množství smyček (hrana vedoucí z v do v). Nevodiče budou mít mnoho smyček, protože většina elektronů se nikam nehýbe, vodiče jich budou mít velmi málo.

2.2.5 Literatura

Podrobně s důkazy to můžete nalézt v této knize
`https://rajsain.files.wordpress.com/2013/11/randomized-algorithms-motwani-and-raghavan.pdf`

2.3 Pásová struktura !nejsem si tím příliš jistý!

Pásová struktura je teorie, která vysvětluje příčiny vodivosti. Elektrony mohou zabírat různé orbitaly v atomu, čím dál jsou od jádra, tím víc je to stojí energie (to je hodně zjednodušeně). Vždy je několik orbitalů s podobnou energií. Vodiče mají jednu takovou skupinu jen částečně zaplněnou a proto je pro elektrony jednoduché se pohybovat - když se přesunou do jiného atomu, naleznou tam volný orbital se skoro stejnou energií. V nevodičích by se elektron musel přesunout do jiné skupiny orbitalů a to stojí moc energie.

2.4 Maxwellovy rovnice

2.4.1 1

Kapitola 3

Vesmír

3.1 Speciální teorie relativity

3.2 Obecná teorie relativity

3.3 Gravitační vlny

Část II

Podle otázek

Kapitola 1

Kinematika hmotného bodu

Popisuje pohyb těles, ale nezabývá se příčinami pohybu.

1.1 Hmotný bod

Bezrozměrné těleso s přiřazenou hmotností. Zanemedbává tedy rozměry a nezanedbává hmotnost.

1.2 Vztažná soustava

Jelikož neexistuje éter, tedy nějaká nehybná substance, ke které můžeme vztáhnout pohyb, musíme si zvolit skupinu těles a prohlásit je za nehybné.

1.2.1 Inerciální vztažná soustava

Inerciální vztažná soustava je taková vztažná soustava, kde platí 1. Newtonův zákon, tedy těleso se pohybuje rovnoměrně přímočaře právě tehdy, když výslednice sil na něj působících je nulová.

1.2.2 Neinerciální vztažná soustava

Neinerciální vztažná soustava je taková vztažná soustava, kde neplatí 1. Newtonův zákon.

1.3 Relativnost klidu a pohybu

Neexistuje éter, takže klid a pohyb se musí určovat podle vztažné soustavy.

1.4 Kinematické veličiny

Dráha s

$$\boldsymbol{s} = \int \boldsymbol{v} dt \tag{1.1}$$

Rychlost v

$$\boldsymbol{v} \equiv \frac{d\boldsymbol{s}}{dt} = \int \boldsymbol{a} dt \tag{1.2}$$

Zrychlení a

$$\boldsymbol{a} \equiv \frac{d\boldsymbol{v}}{dt} \tag{1.3}$$

Úhlová dráha θ

$$\boldsymbol{\theta} \equiv \frac{\boldsymbol{s} \times \boldsymbol{r}}{r^2} = \int \omega dt \tag{1.4}$$

Úhlová rychlost ω

$$\boldsymbol{\omega} \equiv \frac{d\boldsymbol{\theta}}{dt} = \int \boldsymbol{\alpha} dt = \frac{\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{r}}{r^2} \tag{1.5}$$

Úhlové zrychlení α

$$\boldsymbol{\alpha} \equiv \frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt} = \frac{\boldsymbol{a} \times \boldsymbol{r}}{r^2} \tag{1.6}$$

Dostředivé zrychlení a_{do}

$$a_{do} \equiv -\omega^2 \boldsymbol{r} \tag{1.7}$$

Perioda T
Frekvence f

$$f \equiv \frac{1}{T} \tag{1.8}$$

1.5 Jednotky a vztahy pro rovnoměrný a rovnoměrně zrychlený pohyb hmotného bodu přímočarý i po kružnici

1.5.1 Pohyb přímočarý

$$s = s_0 + v_0 t + \frac{1}{2} a t^2 \qquad \Big| \quad m \tag{1.9}$$

$$v = v_0 + at = \sqrt{v_0^2 + 2a(s - s_0)} \qquad \Big| \quad \frac{m}{s} \tag{1.10}$$

$$v_{prum} = \frac{\Delta s}{t} \qquad \Big| \quad \frac{m}{s} \tag{1.11}$$

$$a = \frac{\Delta v}{t} = \frac{2\Delta s}{t^2} \qquad \Big| \quad \frac{m}{s^2} \tag{1.12}$$

1.5.2 Pohyb po kružnici

$$\theta = \theta_0 + \omega_0 t + \frac{1}{2}\alpha t^2 \qquad \Big| \quad rad \tag{1.13}$$

$$\omega = \omega_0 + \alpha t = 2\pi f = \sqrt{\omega_0^2 + 2\alpha(\theta - \theta_0)} \qquad \Big| \quad \frac{rad}{s} \tag{1.14}$$

$$\omega_{prum} = \frac{\Delta\theta}{t} \qquad \Big| \quad \frac{rad}{s} \tag{1.15}$$

$$\alpha = \frac{\Delta\omega}{t} = \frac{2\Delta\theta}{t^2} \qquad \Big| \quad \frac{rad}{s^2} \tag{1.16}$$

$$a_{do} = \omega^2 r \qquad \Big| \quad \frac{m}{s^2} \tag{1.17}$$

$$v = \omega r \qquad \Big| \quad \frac{m}{s} \tag{1.18}$$

$$T = \frac{1}{f} = \frac{2\pi}{\omega} \qquad \Big| \quad s \tag{1.19}$$

$$f = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi} \qquad \Big| \quad Hz \tag{1.20}$$

1.6 Grafy

Kapitola 2

Dynamika křivočarých a přímočarých pohybů

2.1 Newtonovy pohybové zákony

2.1.1 1. - zákon setrvačnosti

Těleso setrvává v rovnoměrném přímočarém pohybu, je-li výslednice vnějších sil působících na těleso nulová.

2.1.2 2. - zákon síly

$$\boldsymbol{F}_{vys} = m\boldsymbol{a} \tag{2.1}$$

2.1.3 3. - zákon akce a reakce

Působí li těleso silou, je na něj působeno stejnou silou v opačném směru.

2.2 Zákon zachování hybnosti (ZZH)

Hybnost uzavřené soustavy se zachovává.

2.3 Souvislost pohybových zákonů s volbou vztažné soustavy

Inerciální vztažná soustava je definovaná tak, že musí platit 1. Newtonův zákon, a tedy i ZZH. V neinerciální soustavě tedy všechny pohybové zákony neplatí.

2.4 Podmínky platnosti zákonů v klasické mechanice

Inerciální vztažná soustava.
Rychlosti nejsou relativistické ($v << c$), tedy můžeme aproximovat

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = 1 \tag{2.2}$$

Kapitola 3

Druhy energií a jejich proměny

3.1 Mechanická energie

3.1.1 Potenciální/polohová energie

Předpokládá homogení gravitační pole, může být tedy použita při malých rozměrech (maximálně v řádu kilometrů) v blízkosti země.

$$E_p = mgh \tag{3.1}$$

Vychází to z obecné gravitační potenciální energie

$$E_p = -G\frac{Mm}{r} \tag{3.2}$$

Kde se předpokládá g konstanta a to:

$$g = G\frac{M}{r^2} \tag{3.3}$$

3.1.2 Kinitecká/pohybová energie

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2 \tag{3.4}$$

Odvození z $E = mc^2$

$$E = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}c^2 \tag{3.5}$$

$$E_k = m_0\Big(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - 1\Big)c^2 \tag{3.6}$$

Napíšeme si Tailorův polynom pro v = 0:

$$T^{E_k,0} = \frac{1}{2}m_0v^2 + \frac{3}{8}m_0\frac{v^4}{c^2} + \frac{5}{16}m_0\frac{v^6}{c^4} + O(v^8) \tag{3.7}$$

Všechny členy kromě prvního můžeme pro malé v zanedbat.

3.2 Mechanická práce

$$W = \int \boldsymbol{F} \cdot d\boldsymbol{s} \tag{3.8}$$

3.3 Mechanická práce

$$P = \frac{dW}{dt} = \boldsymbol{F} \cdot \boldsymbol{v} \tag{3.9}$$

3.3.1 Účinnost

$$\eta = \frac{P}{P_0} \tag{3.10}$$

3.4 Teplo

$$Q = mc\Delta t \tag{3.11}$$

3.4.1 Skupenské teplo

$$Q = ml \tag{3.12}$$

3.5 Přenos vnitřní energie

První termodinamický zákon:

$$\Delta U = W + Q \tag{3.13}$$

3.6 Jouleovo teplo

$$P = UI = \frac{U^2}{R} = I^2 R \tag{3.14}$$

3.7 Energie magnetického pole cívky

$$E_m = \frac{1}{2} L I^2 \tag{3.15}$$

3.8 Energie elektrického pole kondenzátoru

$$E_e = \frac{1}{2} C U^2 \tag{3.16}$$

3.9 Přeměny energie v oscilátorech

3.9.1 Mechanický oscilátor

$$E = E_k + E_p \tag{3.17}$$

$$E_K = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m v_{max}^2 \sin^2(\omega t + \varphi) \tag{3.18}$$

$$E_p = E_{k\ max} - E_k = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m v_{max}^2 \cos^2(\omega t + \varphi) \tag{3.19}$$

$$E_p = mgh + \frac{1}{2} - k\Delta l^2 \tag{3.20}$$

$$= E_{p0} + mgy_{max}(\cos(\omega t + \varphi) + 1) + ky_{max}^2(\cos(\omega t + \varphi) - 1)^2 \tag{3.21}$$

3.9.2 LC oscilátor

$$E_m = \frac{1}{2}LI^2 = \frac{1}{2}LI_{max}^2 \sin^2(\omega t + \varphi) E_e \qquad = \frac{1}{2}CU^2 = \frac{1}{2}CU_{max}^2 \cos^2(\omega t + \varphi) \tag{3.22}$$

3.10 Zákony zachování energie

3.10.1 Zákon zachování mechanické energie

$$E = E_k + E_p = konst. \tag{3.23}$$

ZZME platí pouze v klasické mechanice za předpokladu, že všechny srážky předmětů jsou dokonale pružné.

3.10.2 Zákon zachování energie

Tento zákon už platí obecně, počítá totiž se všemi energiemi - energie pole (potenciální energie, vazebná energie), kinetické energie (mechanická, teplo)...

Kapitola 4

Mechanika tuhého tělesa

Nelze zanedbat rozměry.
Zanedbáváme veškeré deformační účinky.

4.1 Posuvný a otáčivý pohyb tuhého tělesa

Pro každou sílu počítáme zvlášť sílu přenesenou do těžiště a moment síly z těžiště. Obě vektorově sčítáme. Výslednice sil dává (po vydělení hmotností) zrychlení a výslednice momentů rotační zrychlení.

4.2 Výsledek působení sil na těleso

Translační:

$$\boldsymbol{F} = \Sigma \boldsymbol{F}_i \tag{4.1}$$

$$\boldsymbol{a} = \frac{\boldsymbol{F}}{m} \tag{4.2}$$

Rotační:

$$\boldsymbol{M} = \int \boldsymbol{F} \times d\boldsymbol{r} \alpha = \frac{M}{m} \tag{4.3}$$

4.3 Dokonale tuhé těleso

Rozměry se pod působením sil nemění.

4.4 Momentová věta

Pokud vektorový součet momentů na těleso otáčivé kolem pevné osy je nulový, má těleso nulové rotační zrychlení.

4.5 Jednoduché stroje

Páka, nakloněná rovina

4.6 Těžiště

$$\boldsymbol{x}_T = \frac{\int \boldsymbol{r} dm}{m_{celk}} \tag{4.4}$$

Kapitola 5

Mechanika kapalin a plynů

5.1 Struktura tekutin

Proměný tvar. Ideální tekutina je bez vnitřního tření, u reálné měříme viskositu.

5.1.1 Kapaliny

Ideální nestlačitelné - stálý objem.

5.1.2 Plyny

Ideální dokonale stalčitelné.

5.2 Zákony statiky a dynamiky tekutin

5.2.1 Tlak

Shodný na ekvipotenciální rovině, pokud zanedbáváme působení polí, stejný v celé tekutině.
Z toho dostáváme pro zařízení s dvěmi písty:

$$\frac{F_1}{S_1} = \frac{F_2}{S_2} \tag{5.1}$$

Jelikož je na ekvipotenciální rovině stejný tlak, platí to i pro nulový tlak a hladina se nachází na ekvipotenciální rovině (v homogenním gravitačním poli je to vodorovná rovina).

Působení pole

Sílu počítáme ve směru působení síly (ať už zrovna v daném bodě tekutina je či není), h_0 je výška hladiny, h_1 je výška zkoumaného bodu, F_x je síla působící na metr krychlový kapaliny v daném bodě, je to funkce výšky.

$$p = \int_{h_0}^{h_1} F_h \cdot dh \tag{5.2}$$

Pro homogenní gravitační pole dostaneme:

$$p = \int_{h_0}^{h_1} -\rho g dh = (h_0 - h_1)\rho g = h\rho g \tag{5.3}$$

Atmosférický tlak

$$\frac{dp}{dh} = -\rho g \tag{5.4}$$

$$\frac{dp}{dh} = -\rho_0 \frac{p}{p_0} g \tag{5.5}$$

$$\frac{dp}{p} = -\frac{\rho_0 g}{p_0} dh \tag{5.6}$$

$$p = p_0 e^{-\frac{h\rho_0 g}{p_0}} \tag{5.7}$$

5.2.2 Dynamika

Rovnice kontinuity

Pro výpočet změny rychlosti proudění při změně průřezu.

$$Sv = konst. \tag{5.8}$$

Bernoulliho rovnice

Vyplívá ze ZZE:

$$E_k + E_p = konst. \tag{5.9}$$

$$\frac{1}{2} m v^2 + pV = konst. \tag{5.10}$$

$$\frac{1}{2} \rho v^2 + p = konst. \tag{5.11}$$

Kapitola 6

Gravitační pole, pohyby v tomto poli

6.1 Všeobecný gravitační zákon

$$F_g = G\frac{m_1 m_2}{r^2} \tag{6.1}$$

6.2 Veličiny gravitačního pole

6.2.1 Gravitační potenciální energie

Abychom dostali gravitační potenciální energii, musíme zintegrovat gravitační sílu od nekonečna do současné pozice:

$$E_p = \int_{\infty}^{r} G\frac{m_1 m_2}{x^2} dx = G m_1 m_2 \int_{\infty}^{r} \frac{1}{x^2} dx = -G\frac{m_1 m_2}{r} \tag{6.2}$$

6.2.2 Gravitační potenciál

$$\varphi_g = \frac{E_p}{m} \tag{6.3}$$

$$\varphi_g = -G\frac{M}{r} \tag{6.4}$$

6.3 Gravitační a tíhové pole

6.4 Pohyby v radiálním a homogenním poli

6.4.1 Pohyby v homogenním poli

V homogenním poli se tělesa pohybují po balistických křivkách (parabolách).

$$x = x_0 + v_x t \tag{6.5}$$

$$y = y_0 + v_y t - \frac{1}{2} g t^2 \tag{6.6}$$

$$\tag{6.7}$$

6.4.2 Pohyby v radiálním poli

Dvě tělesa se pohybují po stejných kuželosečkách se společným ohniskem. Pro kružnici platí $F_G = \frac{GmM}{r^2}$ a $F_{do} = \frac{mv^2}{r}$, z toho:

$$\frac{F_G}{F_{do}} = 1 \tag{6.8}$$

$$\frac{M}{r} = konst. \tag{6.9}$$

$$\tag{6.10}$$

Keplerovy zákony

Keplerovy zákony zanedbávají hmotnost oběžnic, centrální těleso se tedy nehýbe a obýhající tělesa na sebe navzájem nepůsobí.

1 - Zákon oběžných drah Planety obíhají kolem Slunce po elipsách málo se lišících od kružnic, jejichž společným ohniskem je Slunce.

2 - Zákon plošných rychlostí Plochy opsané průvodičem planety za jednotku času jsou konstantní.

3 - Zákon oběžných dob Poměr druhých mocnin oběžných dob je roven poměru třetích mocnit jejich hlavních poloos.

Oběžné dráhy

Jelikož je oběžná dráha přímo úměrná k hmotnosti druhého tělesa platí:

$$\frac{r_1}{m_2} = \frac{r_2}{m_1} \tag{6.11}$$

Podobně to platí pro jiné kuželosečky než kružnici.
Z rovnosti dostředivé a gravitační síly můžeme určit také oběžnou rychlost po kruhu:

$$\frac{mv^2}{r} = G\frac{mM}{r^2} \tag{6.12}$$

$$v_k = \sqrt{G\frac{M}{r}} \tag{6.13}$$

Pokud se těleso pohybuje rychlostí v kolmé na r, potom pro:
$v = v_k$ bude trajektorie kruhová
$v < \sqrt{2}v_k$ bude trajektorie eliptická
$v = \sqrt{2}v_k$ bude trajektorie parabolická
$v > \sqrt{2}v_k$ bude trajektorie hyperbolická
Pro zemi se $v_k = 7900\frac{m}{s}$ nazývá první kosmická rychlost a $v_p = \sqrt{2}v_k = 11200\frac{m}{s}$ druhá kosmická rychlost.
Důkaz: Pro těleso pohybující se po eliptické dráze bude celková energie:

$$E = E_{pmin} + E_{kmax} = E_{pmax} + E_{kmin} \tag{6.14}$$

$$-\frac{GMm}{(a-e)} + \frac{1}{2}mv_{max}^2 = -\frac{GMm}{(a+e)} + \frac{1}{2}mv_{min}^2 \tag{6.15}$$

Z druhého Keplerova zákona plyne, že $v_{max}(a-e) = v_{min}(a+e)$. (Rychlost je kolmá na vzdálenost od centrálního tělesa, takže můžeme plochy limitně počítat jako obsah trojúhelníku $S = \frac{1}{2}av_a = \frac{1}{2}(vdt)(a \pm e)$. Dosadíme to do rovnice výše:

$$-\frac{GMm}{(a-e)} + \frac{1}{2}mv_{max}^2 = -\frac{GMm}{(a+e)} + \frac{1}{2}mv_{max}^2\frac{(a-e)^2}{(a+e)^2} \tag{6.16}$$

Provedeme substituci $x = \frac{a-e}{a+e}$, potom je rovnice výše:

$$E_p + E_k = xE_p + x^2E_k \tag{6.17}$$

$$x_1 = 1 \tag{6.18}$$

$$x_2 = \frac{E_p}{E_k} - 1 \tag{6.19}$$

$$\frac{a-e}{a+e} = -\frac{2GM}{(a-e)v^2} - 1 \tag{6.20}$$

Z toho už se to dá snadno odvodit.

Kapitola 7

Elektrostatické pole

Existuje kolem všech elektricky nabitých těles.

7.1 Vlastnosti elektrického náboje

- Lze jej přemístit
- Je kladný či záporný
- je celočíselným násobkem elementárního náboje $e = 1,602 \cdot 10^{-19}C$
- Nosiči nábojů jsou elektron e^-, mion μ^-, tauon τ^-, jejich antičástice a W bosony W^+ a W^-. Bosony mají neceločísené náboje $0e, \pm\frac{1}{3}e, \pm\frac{2}{3}e$. Nejčastějšími nosiči z elementárních částic jsou elektrony a protony.
- Ionty jsou nabité atomy, tedy v elektronovém obalu nemají stejný počet elektronů jako v jádře protonů.
- Elektrování je přemisťování volných elektronů a vznik nabitých těles.
- Tělesa souhlasně nabitá se odbuzují, tělesa nesouhlasně nabitá se přitahují.

7.2 Veličiny popisující elektrické pole

Náboj Q vyjádřený v coulombech C
Elektrická síla F_e
Pro dva bodové náboje platí

$$F_e = k\frac{Q_1Q_2}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r}\frac{Q_1Q_2}{r^2} \tag{7.1}$$

kde $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}C^2m^{-2}N^{-1}$ je permeabilita vakua, ϵ_r je relativní permeabilita prostředí a k je Coulombova konstanta.
Intenzita pole E vyjádřená v NC^{-1} či Vm^{-1}

$$E \equiv \frac{F_e}{Q} \tag{7.2}$$

Pro radiální pole vytvořené bodovým nábojem platí: $E = k\frac{Q}{r^2}$
Pro pole vytvořené deskou, pro malou vzdálenost od desky platí: $E = \frac{Q}{2\epsilon_0\epsilon_r}$, nezáleží tedy na vzdálenosti od desky.

Elektrický potenciál φ vyjádřený ve voltech V, rozdíl potenciálů je napětí U.

$$U \equiv \frac{W}{q} = -\int \boldsymbol{E} \cdot d\boldsymbol{l} \tag{7.3}$$

Tok elektrického pole $\phi \equiv \oint \boldsymbol{E} d\boldsymbol{S}$, kde S je uzavřená plocha, vyjadřujeme ve Vm.

7.3 Vodič a izolant v elektrickém poli

Ve vodičích se mohou elektrony volně pohybovat, takže všechen náboj je na povrchu, v nevodičích by stálo elektron více energie se přesunout jinam, než by získal snížením elektrické potenciální energie, takže náboj zůstane rozložený. Z toho plyne, že ve vodičích je elektrické pole nulové, v nevodičích nikoliv.

7.4 Kondenzátory

Elektrická kapacita je definovaná jako

$$C \equiv \frac{dQ}{dV} \tag{7.4}$$

Pro vodivou kouli je kapacita

$$C = 4\pi\epsilon_0 r \tag{7.5}$$

Pro deskový kondenzátor je kapacita

$$C = \frac{S\epsilon_0 k}{d} \tag{7.6}$$

kde k je dielktrická konstanta dielektrika mezi deskami.
Energie kondenzátoru je

$$E = \frac{1}{2}CV^2 = \frac{1}{2}QV = \frac{1}{2}\frac{Q^2}{C} \tag{7.7}$$

Kapitola 8

Základní poznatky molekulové fyziky

8.1 Kinetická teorie látek

- Látky se skládají z částic.
- Částice se neustále neuspořádaně pohybují. (Rychlost bude záviset na absolutní teplotě, jelikož ta nemůže být nulová, tak se nemohou zastavit).
- Částice na sebe navzájem působí silami. Při malých vzdálenostecdh se odpuzují při větších se přitahují.

8.2 Vzájemné působení částic a jejich energie v různých skupenctvích

Síly mezi atomi/ionty/molekulami se nazývají vazebné síly.
Z toho, jak na sebe částice působí, plyne Hookův zákon, chvíli roste tato síla lineárně se vzdáleností, po další chvíli začne klesat (v tuto chvíli se látka začína deformovat plasticky).

8.2.1 Energie skupenství

Pevné látky mají pevně určenou pozici v krystalické mřížce, energie pole vazebných sil (většinou elektrostaické pole) je výrazně větší než kinetické energie atomů.
Kapaliny sice jsou v krystalické mřížce, mají ale dostatečnou kinetickou energii na to, aby měnili pozice v ní (například se mohou posouvat vrstvy). Atomy také ztrácí pevnou orientaci v krystalech.
Plyny překonaly potenciální energii, která je držela v mřížce, čímž mezi nimi vzrostly vzdálenosti a potenciální energie se výrzně zmenšila.

Okrajové a speciální případy

V plasmatu se vlivem tepla nebo silného elektromagnetického pole rozpadají vazby mezi jádry a elektrony. Nemusí být odtržené všechny elektrony to záleží na teplotě/intenzitě pole.

Tekuté krystali se chovají jako něco mezi krystalem a kapalinou. Zachovávají si nějaké vlastnosti krystalů jako třeba orientaci molekul. Právě orientace molekul se využívá v LCD, jelikož různě polarizované vrstvy umožňují prostupnost určitého množství světla.

Bose-einsteinův kondensát nastává při velmi nízských teplotách (pod miliontinu kelvinu). Vysvětluje ji kvantová fyzika, kde je aplykován dualismus vlny a částice. Platí:

$$\lambda = \frac{h}{mv}\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} \tag{8.1}$$

Z toho je vidět, že vlnová délka s klesající rychlostí a tedy i teplotou roste. Při velmi nízských teplotách vlnová délka je delší než vzdálenosti mezi atomy a atomy přestanou být rozlišitelné od sebe. Zajímavé je, že kondensát má velmi podobné vlastnosti jako extrémě horké látky (plasma v neuronové hvězdě či při supernově, a povedlo se např. způsobit implozi následovanou explozí, která se chovala velmi jako supernova.

Degenrovaný neutronový plyn je v neutronových hvězdách, kvůli teplotě se rozpadají jádra atomů, ale kvůli tlaku jsou jednotlivé neurony a protony stlačeny velmi blízsko k sobě (řádově na vzdálenost své vlnové délky).

Quark-gluonové plasma je stav hmoty při velmi vysoké teplotě a hustotě. Teplota je tak vysoká, že už nedrží už ani protony a neurony a rozpadnou se na kvarky.

8.3 Statistický přístup

Molekuly nemají všechny stejnou rychlost kvůli entropii, jsou rozloženy přibližně podle normálního rozložení, akorát rychlosti musí být kladné, takže ne úplně. Rozložení rychlostí se dá zjistit Lammertovým pokusem: Dva rotující kotouče ve vakuu mají štěrbinu v radiálním směru posunutou vůči sobě o úhel φ, jsou od sebe vzdálené o d, je na ně vystřelován plyn. Rychlost neodstíňněho plynu bude:

$$v = \frac{\omega d}{\varphi} \tag{8.2}$$

Můžeme zapisovat množství molekul o dané rychlosti, získaný histogram bude odpovídat rozdělovací funkci, která má tvar

$$P(v) = 4\pi\sqrt{\left(\frac{M_m}{2\pi RT}\right)^3}v^2e^{-\frac{M_m v^2}{2RT}} \tag{8.3}$$

Relativní četnost v nějakém intervalu rychlostí zjistíme jako určitý integrál rozdělovací funkce podle v.

8.3.1 Střední kvadratická rychlost

Taková rychlost, že kdyby všechny molekuly měli tuto rychlost, soustava by měla stejně velký součet kinetických energií všech molekul. Vychází jako

$$v_{str} = \sqrt{\frac{3RT}{\pi M_m}} \tag{8.4}$$

Kapitola 9

Základy termodynamiky

Popisuje látky makroskopicky. Stav látky popisuje pomocí tlaku, teploty a objemu.

9.1 Vnitřní energie soustavy

Vnitřní energie $U = E_k + E_p$ se mění konáním práce nebo dodáním tepla.

9.2 Teplo, teplota

Teplo je energie, kterou si dvě soustavy vymění bez konání práce. Teplota udává která látka bude teplo předávat a jak rychle. Vztah tepla a teploty je $Q = cm\Delta t$ platný vždy pro určité skupenství.

9.3 Kalorimetr

Přístroj, kde je odstíněná výměna tepla s okolím.

9.3.1 Kalorimetrická rovnice

Používá se pro zjištění výsledné teploty po ustálení v uzavřené soustavě.

$$m_1C_1(t - t_1) = m_2c_2(t_2 - t) \tag{9.1}$$

9.4 Přenos vnitřní energie

9.4.1 Přenos tepla vedením

Fourierův zákon udává $q = -\lambda\nabla t$, kde Q je hustota tepleného toku a λ je součinitel tepelné vodivosti. Z toho dostaneme, za předpokladu, že se teplota mění se vzdáleností od teplejší strany všude stejně (což je stěna, válcová stěna a kulová slupka):

$$\Delta t = \int_{teplastrana}^{studenastrana} \frac{Q_\tau}{S\lambda} dx \tag{9.2}$$

kde Q_τ je teplo proteklé za jednotku času (tepelný tok), x je vzdálenost od teplé strany, S je plocha jakožto funkce vzdálenosti od teplejší strany. Řešení pro stěnu je:

$$\Delta t = \frac{Q_\tau d}{\lambda S} \tag{9.3}$$

9.4.2 Přenos tepla prouděním

Pro nevelký rozdíl teplot a pouze přirozené proudění (veškeré proudění je způsobeno rozdílem teplot), platí rovnice $Q_\tau = \alpha S \Delta t$, kde α je součinitel přestupu tepla a S je styčná plocha s tekutinou.

9.4.3 Přenos tepla zářením

Záření se udává pro absolutně černé těleso, tedy těleso, které pohltí všechno přicházející zářezní. U reálných materiálů záleži na odrazivosti a emisivitě. Pro černé těleso platí Stefanův-Boltzmannův zákon udávající celkové vyzářené teplo a Weinův posunovací zákon udávající vlnovou délku s nejvyšší intenzitou vyzařování:

$$P = \sigma T^4 S \lambda_{max} = \frac{b}{T} \tag{9.4}$$

kde σ je Stefan-Boltzmannova konstanta a $b = 2,8979 \cdot 10^{-3} mK$ je konstanta.

9.5 Tepelné motory

Motory standartně popisujeme jako cyklus termodinamických dějů plynu (viz. další kapitola). Potom je vykonaná práce integrál té uzavřené křivky na pv diagramu.

9.6 Termodynamické zákony

0. Termodinamická rovnováha je transitivní.

1. Podle prvního termodynamického zákona $\Delta U = Q + W$ se mění vnitřní energie soustavy, znaménko bude mít práce potdle toho jestli soustava koná (-) nebo na soustavě je konána (+) práce, či jestli je soustavé dodáno (+) či sebráno (-) teplo.

2. Druhý říká, že pokud máme dva systémy, které jsou se sebou v termodynamické rovnováze (ale ne nutně mezi sebou), a spojíme je, entropie po ustálení bude alespoň taková jako byl součet entropií původních systémů, rovnost nastane pouze pokud byly systémy v rovnováze.
   Co to znamená je, že pokud se mění vnitřní energie, tak roste entropie, tedy že žádný cyklicky pracující stroj nemůže mít stoprocentní efektivitu. Také z toho plyne, že při kontaktu teplejšího a studenějšího tělesa se nemůže studenější ohřát či teplejší ochladit.

3. Nelze dosáhnout apsolutní nuly.

Kapitola 10

Struktura a vlastnosti plynů

10.1 Ideální plyn

- dokonale tekutý
- dokonale stlačitelný
- bez vnitřního tření
- zanedbáváme vzájemné působení molekul plynu

10.2 Stavová rovnice ideálního plynu

$$\frac{pV}{T} = Nk = nR = \frac{m}{M}R = konst. \tag{10.1}$$

kde k je Boltzmannova konstanta a R je molární plynová konstatna.

10.3 Děje v plynech

děj můžeme popsat pomocí rovnice:

$$pV^k = konst. \tag{10.2}$$

Podle toho jaké je k rozlyšujeme děje.

$k = 0$ izobarický - nemění se tlak

$k = 1$ izotermický - nemění se teplota

$k \in (1, \kappa)$ polytropický - nemění se tepelná kapacita (κ je Poissonova konstanta)

$k = \kappa$ adiabatický - nedochází k výměně tepla s okolím

$k \to \infty$ izochorický - nemění se objem

Kapitola 11

Struktura a vlastnosti pevných látek

11.1 Krystalická a amorfní látka

Krystalické látky mají pravidelnou strukturu (často krychlovou mřížku ale i cokoliv jiného, viz. např. diamant). Mohou mít jednolitou strukturu a potom jsou monokrystaly nebo mohou být složeny z mnoha spojených monokrystalů a potom jsou polykrystaly.
Amorfní látky sice mají pravidelnou strukturu ale jen na malých vzdálenostech, velmi často je něčím porušená, amorfní látky jsou takové jejichž krystalická struktura není pravidelná na vzdálenostech větších než 10^{-8} metru.

11.2 Ideální a skutečný krystal

Ideální krystal neobsahuje žádné poruchy a je nekonečně velký ve všech rozměrech.
Při růstu reálných krystalů nastávají chyby.

11.3 Bodové poruchy

11.3.1 Vakace

Jeden atom chybí, okolní atomy se potom přiblíží k prázdnému místu.

11.3.2 Intersticiální poloha částice

Částice je mimo pravidelnou polohu v krystalické mřížce, vychylouje potom okolní atomy od sebe z pravidelné polohy.

11.3.3 Příměsi

Dostane se tam atom co tam nepatří, zaujme místo buď místo nějakého jiného atomu v mřížce nebo v intersticiální poloze.

11.4 Deformace

Pružná (elastická) deformace nastává při menších napětích, po zmizení síly se materiál vrátí do původního stavu, öri pružné deformaci se nepřesouvají atomy, jen se deformuje tvar krystalické mřížky.
Nepružná (plastická) deformace nastává při větších nápětích, po zmizení síly se materiál nevrací do původního stavu. Je tomu proto, že při plastické deformaci se přesouvají atomy.

Druhy deformací:

- Tahem
- Tlakem
- Ohybem
- Smykem
- Kroucením

11.5 Hookův zákon

Hookův zákon lze aplikovat pouze u látek, kde prodloužení roste lineárně s napětím, např. u kovů. Pro deformaci tahem zní:

$$\sigma = E\epsilon \tag{11.1}$$

σ je normálové napětí v Pa, E je Youngův modul pružnosti v tahu, ϵ je relativní prodloužení.
Rozlyšujeme mez linearity (přestává platit Hookův zákon), mez pružnosti(látka se začíná deformovat plasticky), mez kluzu(látka se protahuje bez zvyšování napětí), mez pevnosti(maximální napětí, které látka snese) a bod, kdy dochází k přetržení.

11.6 Teplotní roztažnost

Vlivem teploty roste energie atomů což se projeví na větších vzdálenostech mezi nimi:

$$l = l_0(1 + \alpha\Delta t)V = V_0(1 + \beta\Delta t) \tag{11.2}$$

Lineární vztak se většinou dá použít jen na malých změnách teploty, roztažnost nebývá totiž úplně lineární a pro každou látku bude funkce vypadat jinak, při větších změnách teploty je vhodné použít polynom vyššího stupně.

Kapitola 12

Elektrický proud v látce

12.1 Podmínky vedení proudu

Všechno může vést proud, ale překonávání velých vzdáleností je energeticky náročné (může se dít například v plazmatu), v pevných látkách vodivosti pomáhají nezaplněné orbitaly ve valenčňí vrsvě (jako jsou ve vodičích). V polovodičích se zahřátím či ochlazením posune energie elektronů do energetické vrstvy, kde jsou volné orbitaly, potom vodí. Nevodiče se ani mírnou změnou tepla nepusunou mezi vodiče. V kovech dává každý atom alespoň jeden elektron k vedení proudu. V polovodičích je to řádově jeden elktron na 10^9 atomů. V enevodičích ještě výrazně méně.

12.2 Odpor

Odpor je závislý na teplotě, rezistivitě, délce a průřezu materiálu:

$$R = \frac{\rho l(1 + \alpha \Delta t)}{S} \tag{12.1}$$

12.3 Vedení proudu v kapalinách

Kapaliny jsou většinou izolanty

12.4 Vedení proudu v polovodičích

Polovodiče samotné příliš dobře nevedou, protože energie valenčních elektronů není dost velká, aby se dobře pohybovali v prázdném pásmu. Když se polovodič ohřeje, zvyšuje se enrgie elektronů a pohybují se lépe.

Kapitola 13

Polovodiče

13.1 Příměsová vodivost

Polovodiče samotné příliš dobře nevedou, protože energie valenčních elektronů není dost velká, aby se dobře pohybovali v prázdném pásmu. To se dá změnit přidáním příměsí, které přidají elektrony s vyšší energií nebo dodají prázdné orbitaly s nižší. Příměsi jsou typu n či p. V obou případech příměs dodá jeden elektron či díru k vedení elektřiny, takže i přes malé zastoupení v látce se tím řádově zlepší vodivost. V polovodičích typu n je příměs donor, tedy dodavá voný elektron jelikož tvoří o vazbu více než základní polovodič. V polovodičích typu je öříměš akceptor, který má o valenční eketron méně.

13.2 PN přechod

13.3 Polovodičové součástky

Kapitola 14

Stejnosměrný proud

Pokročilejší témata: 2.2.

14.1 Elektrický proud v kovech

Elektrony se pohybují velmi pomalu (protože se převážně motají na místě), ale elektrické pole se pohybuje téměř rychlostí světla. Jak klesá napětí, tak klesá také hustota elektronů. Proto elektrony nachází orbitaly s menší energií a svojí enegii odevzdávají.

14.2 Ohmův zákon

$$U = RI \tag{14.1}$$

14.3 Lineární vodiče

$$R = \rho \frac{l}{S} \tag{14.2}$$

14.4 Zdroje

14.4.1 Chemická enerie

Chemické reakce katody a anody se společným tekutým prostředím generují elektromotorické napětí.

14.4.2 Tepelná energie

Pokud umístíme dva různé vodiče vedle sebe a z jedné strany kolmé na spoj je zahřejeme začne vznikat proud. Na teplejší straně se totiž objeví elektrony s vyšší energií a volná místa pro elektrony s nižší.

14.5 Kirchhoffovy zákony

14.5.1 Kirchhoffův zákon o proudu

$$\sum_{u \in E} I_{uv} = 0 \tag{14.3}$$

14.5.2 Kirchhoffův zákon o napětí

Součet napětí na smyčce je nulový.

14.5.3 Úprava pro kondenzátory

Jelikož u kondenzátorů neteče proud, musíme to změnit na: součet nábojů v na uzlu je 0.

14.6 Zapojování rezistorů, kondenzátorů a cívek

Indukčnosti cívek a odpory rezistorů se sčítají při sériovém zapojení, kapacity kondenzátorů při paralelním zapojení.
Při sériovém zapojení kondenzátorů či paralelním zapojení rezistorů či cívek bude výsledná hodnota převrácenou hodnotou součtu převrácených hodnot všech hodnot.

14.7 Práce a výkon elektrického proudu

$$P = UI \tag{14.4}$$

Kapitola 15

Magnetické pole

15.1 Pole permanentního magnetu

15.2 Pole vodiče s proudem

15.3 Rozdělení magnetických látek

15.4 Působení magnetického pole na vodič a částice s nábojem

Kapitola 16

Nestacionární magnetické pole

16.1 Elektromagnetická indukce

16.2 Magnetický indukční krok

16.3 Fradayův zákon

16.4 Lenzův zákon

16.5 Užití elektromagnetické indukce

Kapitola 17

Mechanické a elektrické kmity

17.1 Nestacionární děje s periodickým průběhem

Harmonické kmity nastávají pokud platí $F = -ky$, kde y je výchylka a k je kladná konstanta.
Potom platí:

$$\omega = \sqrt{k} \tag{17.1}$$
$$y = y_{max} \sin(\omega t + \varphi_0) \tag{17.2}$$
$$v = y_{max}\omega \cos(\omega t + \varphi_0) \tag{17.3}$$
$$a = -y_{max}\omega^2 \sin(\omega t + \varphi_0) \tag{17.4}$$
$$\tag{17.5}$$

Kmitání může být i anharmonické, potom nemá průběh sinusoidy, ale linární kombinaci několika sinusoid. Pokud není ani periodické tak není snadné jej popsat (například dvoukyvadlo, které je popsané neřešitelnými diferenciálními rovnicemi).

17.2 Typy oscilátoru

17.2.1 Mechanické oscilátory

Blok na pružině (v libovolném směru)

Pro pružinu platí $F = -ky$, kde k je tuhost pružiny. Působení konstantních sil nevadí jelikož jenom posunou ekvilibrium (střed kmitání). Z toho máme úhlovou rychlost $\omega = \sqrt{k}$

Matematické kyvadlo

Složka gravitační síly působící kolmo na kyvadlo je $F_g \sin\alpha$, pro malou výchilku můžeme počítat $\sin\alpha = \alpha$ a máme tedy splněnou podmínku pro harmonické kmity s úhlovou rychlostí:

$$y = l \sin\alpha_{max} \sin(\omega t + \varphi_0) \tag{17.6}$$
$$a = -g \sin\alpha_{max} \sin(\omega t + \varphi_0) \tag{17.7}$$
$$\omega = \sqrt{\frac{g}{l}} \tag{17.8}$$

Rotační kyvadlo

Jelikož sin i cos jsou promítnutí rotace na jednu z os, obě složky výchylky, pohybu i zrychlení rotačního pohybu budou splňovat hramonický pohyb.

17.2.2 Elektrický LC oscilátor

Pokud na začátku máme nabitý kondenzátor či cívku, kterou teče proud, zdroj odpojíme a tyt o dva prvky spojíme do kduhu, začnou kmitat (přeměňuje se náboj na proud, energii drží elektrické pole kondenzátoru či magnetické pole cívky) s úhlovou rychlostí

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \tag{17.9}$$

17.3 Skláďání kmitů

Skládání provádíme jako součet vektorový součet dvou kmitů, kmity co nejsou v rovině nemůžeme sčítat algebraicky.
Pokud mají dva harmonické kmity stejnou period a skládáme je, tak výsledný kmit má také stejnou periodu (ale nemusí mít stejnou polarizaci ni amplitudu).
Skládáním harmonických kmitů blízské periody budou vznikat rázy, kdy se bude střídavě zvyšovat a snižovat amplituda.

17.4 Nucené kmitání a rezonance

Již probíhajícímu periodickému pohybu přidáváme další energii, podle toho jak jsme blízsko vastní frekvenci oscilátoru dochází k rezonanci růžných rozměrů (když jsme velmi daleko od vlastní frekvence, rezonance se neprojevuje, na vlastní frekvenci poroste energie oscilátoru do nekonečna. V reálných případech bude jakékoli kmitání tlumené, takže do nekonečna energie oscilátoru neporoste, jen do té doby než se odporovými sílami nebude ztrácet tolik, kolik je dodáváno.

17.5 Přeměny energie v oscilátorech

V mechanických oscilátorech se přeměňuje potenciální energie na kineteckou, v elektrickém je to podobné. Energie elektrického pole způsobená rozdílem potenciálů na kondenzátoru se přeměňuje na energii magnetického pole na cívce způsobená proudem. U všech mechanických oscilátorů je kinetická energie stejná, přesto že potenciální se může měnit podle případu. Ve výše uvedených příkladech to byla energie napětí pružiny či gravitační pot. energie, ale může to být i elektrická pot. energie, kdyby kyvadlo bylo v homogenním elektrickém poli, či nějaká jiná.

$$E_{kin} = \frac{1}{2}mv_{max}^2 \sin^2(\omega t + \varphi_0) \tag{17.10}$$

$$E_{pot} = \frac{1}{2}mv_{max}^2 \cos^2(\omega t + \varphi_0) \tag{17.11}$$

$$E_{el_p} = \frac{1}{2}CV_{max}^2 \sin^2(\omega t + \varphi_0) = \frac{1}{2}LI_{max}^2 \sin^2(\omega t + \varphi_0) \tag{17.12}$$

$$E_{mag_p} = \frac{1}{2}CV_{max}^2 \cos^2(\omega t + \varphi_0) = \frac{1}{2}LI_{max}^2 \cos^2(\omega t + \varphi_0) \tag{17.13}$$

$$\tag{17.14}$$

Kapitola 18

Střídavý proud

Zde počítáme s harmonickým střídavým proudem.

18.1 Veličiny střídavého proudu

I_m je maximální proud, U_m je maximální napětí, $i(t) = I_m \sin(\omega t + \varphi_0 + \varphi)$ okamžitý proud a $u(t) = U_m \sin(\omega t + \varphi_0)$ okamžité napětí.
I_{ef} je efektivní hodnota proudu, jde o proud stejnosměrného proudu, který by při průchodu rezistorem měl stejný výkon, podobně efektivní napětí U_{ef}.
Impedance $Z = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2}$ je vyjádřená v ω. Vyplývá z fázoru, na komplexní rovině nakreslíme v kladném reálném směru odpor, v kladném imaginárním induktanci a v záporném imaginárním kapacitanci. Potom impedance bude velikost součtu těchto tří komplexních čísel. Fázový posun proudu a napětí φ bude potom argument tohoto komplexního čísla $\tan(\varphi) = \frac{X_L - X_C}{R}$. X_L je induktance cívky $X_L = \omega L$ a X_C kapacitance kondenzátoru $X_C = \frac{1}{\omega C}$.

18.2 Obvody střídavého proudu

Chování všech sériových obvodů zapojených do zdroje vyplívá z fázoru popsaného výše.
RLC obvod bez zdroje bude kmitat s úhlovou rychlostí

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}} \tag{18.1}$$

a bude klesat energie v obvodu

$$E = \frac{Q^2}{2C} e^{-\frac{Rt}{L}} \tag{18.2}$$

18.3 Výkon střídavého proudu

$P = U_{ef} I_{ef} \cos\varphi$

18.4 Generátor

Střídavý proud se standartně generuje na alternátoru na třech cívkách zapojených do trojúhelníku a umístěných kolem rotujícího magnetu. Maxwelův druhý zákon zní:

$$U = \oint \boldsymbol{E} \cdot d\boldsymbol{l} = -\frac{d\phi_B}{dt} \tag{18.3}$$

Jelikož magnetické pole rotuje, efektivní plocha cívky se pro něj harmonicky mění, čímž se harmonicky mění magnetický tok cívkou, čímž se mění napětí na ní.
Když se připojují spotřebiče tak se přijí mezi dvě ze tří fází. Vznikne tím střídavý proud o stejné periodě a amplitudě $\sqrt{3}$-krát větší (skládáme $\sin(\omega t) - sin(\omega t + \frac{5\pi}{6})$).

18.5 Spotřebiče střídavého proudu

Nejčastější spotřebič vyžadující střidavý proud je elektromotor. Zapojuje se stejně jako alternátor a k třífázovému zdroji. Proč se na cívkách elektromotoru indukuje proud vysvětluje Ampérův kruhový zákon, v tomto případě není potřeba používat úplnou verzi, která se stala první Maxwellovou rovnicí. My si vystačíme s původní verzí:

$$\oint_C \boldsymbol{B} \cdot d\boldsymbol{l} = \mu_0 I_{enc} \tag{18.4}$$

Říká že integrál magnetického pole B po uzavřené křivce C je roven permeabilitě vakua krát proud procházející plochou uvnitř křivky C. Z toho plyne, že pokud se proud harmonicky mění, bude se i magnetické pole harmonicky měnit.

Kapitola 19

Mechanické vlnění

19.1 Vznik

19.2 Šíření vlnění

19.3 Rovnice vlnění

19.4 Odraz

19.5 Lom

19.6 Ohyb a stín vlnění

19.7 Vlastnosti zvuku

Kapitola 20

Elektromagnetické vlnění

20.1 Vznik

20.2 Charakteristika elektromagnetického vlnění

20.3 Šíření vlnění

20.4 Přenos signálu elektromagnetickým vlněním

Kapitola 21

Vlnové vlastnosti světla

21.1 Světlo jako druh vlnění

21.2 Složené nebo monochromatické světlo

21.3 Rychlost světla v různých prostředích

$c = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$

21.4 Jevy, které potvrzují vlnovou teorii světla

21.5 Disperze, interference, difrakce

21.6 Odraz, lom a polarizace

Kapitola 22

Optické zobrazení a optické soustavy

22.1 Geometrická optika

22.2 Čočky a zrcadla

22.3 Konstrukce obrazu

22.4 Zobrazovací rovnice

22.5 Oko

22.6 Optické přístroje

Kapitola 23

Kvantová fyzika

23.1 Fotoelektrický jev

23.2 Planckova teorie

23.3 Foton

23.4 Comptonův jev

23.5 Dualismus vln a částic

23.6 De Broglieho vlny

Kapitola 24

Atomová a jaderná fyzika

24.1 Modely atomu

24.2 Periodická soustava prvků

24.3 Elektronový obal z hlediska kvantových částic

24.4 Laser

24.5 Rentgenové záření

24.6 Atomové jádro

24.7 Radioaktivita

Kapitola 25

Vesmír

25.1 Sluneční soustava

25.2 Keplerovy zákony pohybu planet

25.3 Teorie velkého třesku a rozpínání vesmíru

25.4 Speciální teorie relativity

Při vyšších rychlostech roste hmotnost, zmenšují se vzdálenosti ve směru rychlosti a čas plyne pomaleji:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \tag{25.1}$$

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \tag{25.2}$$

$$\tag{25.3}$$