

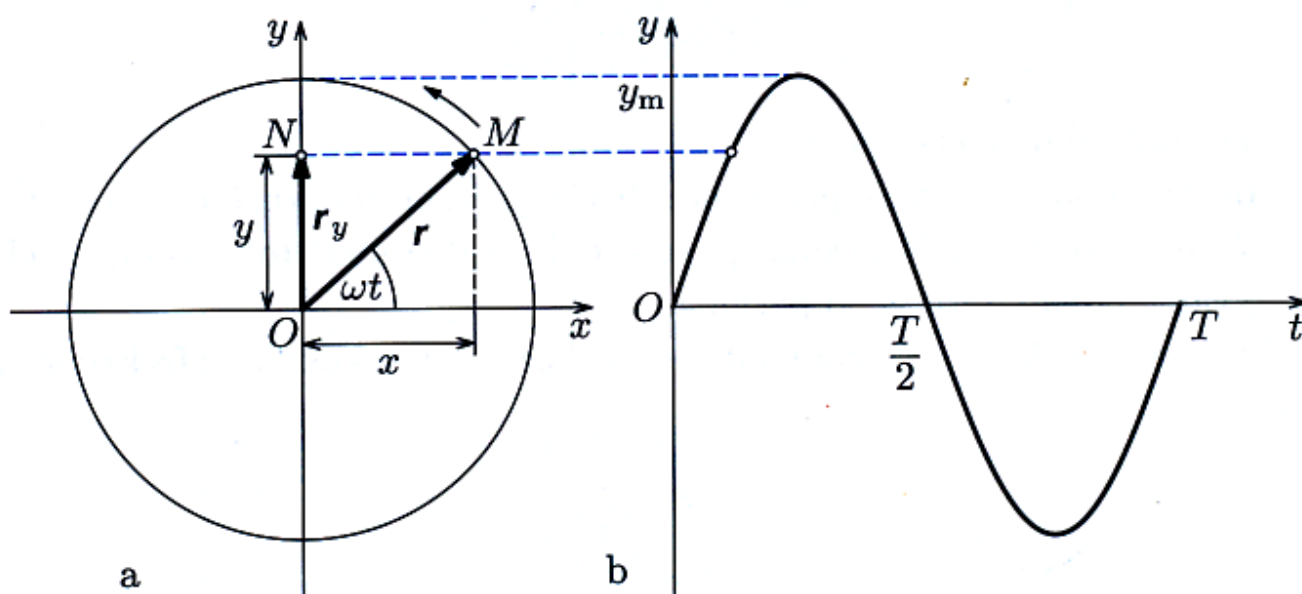
Kmitání mechanického oscilátoru

Mechanický oscilátor - zařízení, které po vychýlení z rovnovážné polohy volně kmitá.

Kmitání (oscilace) - časově proměnné změny jedné nebo několika fyzikálních veličin kolem jisté střední hodnoty.

Harmonický pohyb - kmitavý pohyb, jehož časový diagram má podobu sinusoidy (kosinusoidy)

Kinematika harmonického pohybu



$$x = r * \cos(\omega t)$$

$$y = r * \sin(\omega t)$$

Pro harmonické kmitání platí $y = y_m * \sin(\omega t)$

y_mamplituda výchylky (amplituda)

ωt okamžitá fáze kmitání

Úhlová frekvence $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi f$ $[\omega] = \frac{1}{s}$

Frekvence (kmitočet) $f = \frac{1}{T}$ $[f]=\text{Hz}$

Okamžitá výchylka s počáteční fází

$$y = y_m * \sin(\omega t + \varphi_0)$$

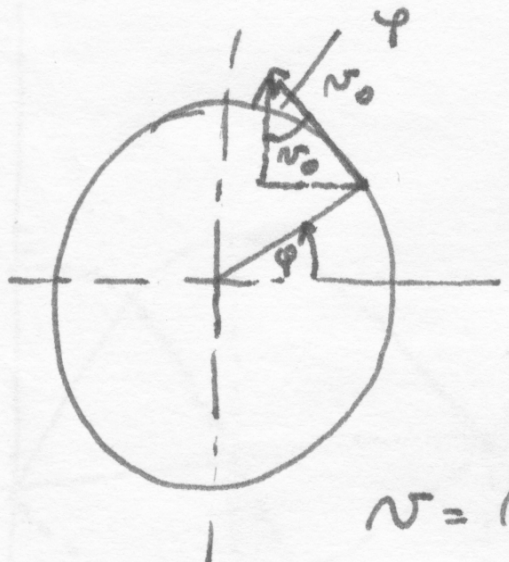
φ_0 počáteční fáze

Fázový rozdíl dvou veličin harmonického kmitání o stejné frekvenci je určen rozdílem jejich počátečních fází.

Okamžitá rychlost a zrychlení harmonického oscilátoru

Okamžitá rychlost

Okamžitá rychlost



$\omega = \frac{\varphi}{t}$
 $\omega t = \varphi$

$v = v_0 \cdot \cos \varphi$

$v = v_0 \cdot \cos(\omega t)$

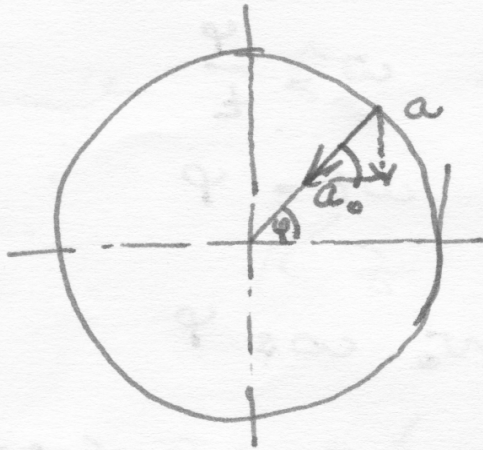
$v_0 = r \cdot \omega$

$v = r \cdot \omega \cdot \cos(\omega t)$

$v = \omega \cdot y_m \cdot \cos(\omega t)$

Okamžité zrychlení

Zrychlení



$$a = -a_0 \cdot \sin \varphi$$

$$a = -a_0 \cdot \sin \omega t$$

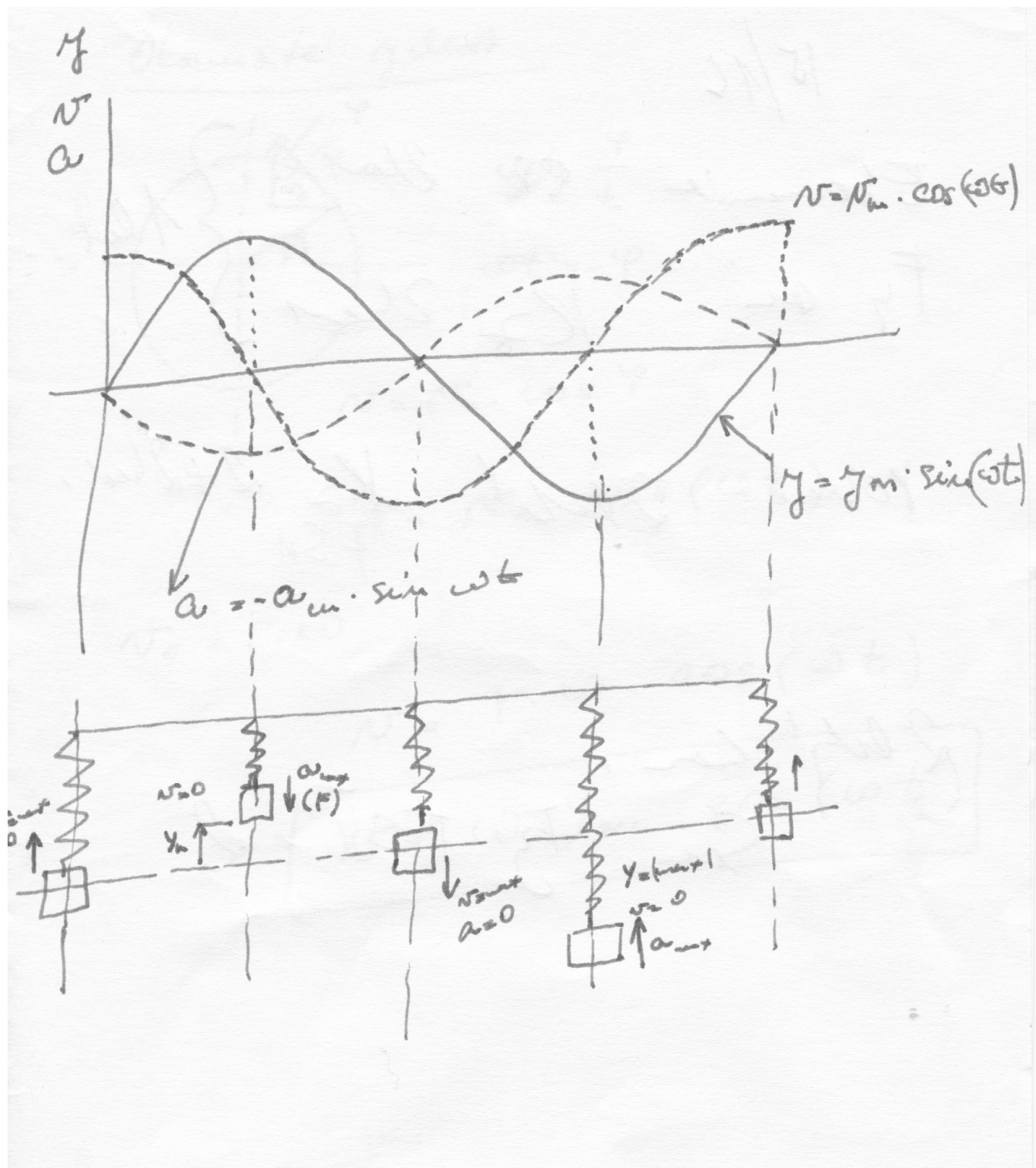
$$a_0 = \frac{v_0^2}{r} = \frac{r^2 \omega^2}{r} = r \omega^2$$

$$a = -r \omega^2 \cdot \sin \omega t$$

$$a = -\omega^2 \cdot \underbrace{y_m \cdot \sin \omega t}$$

$$a = -\omega^2 \cdot y$$

Závislost výchylky, rychlosti a zrychlení na čase

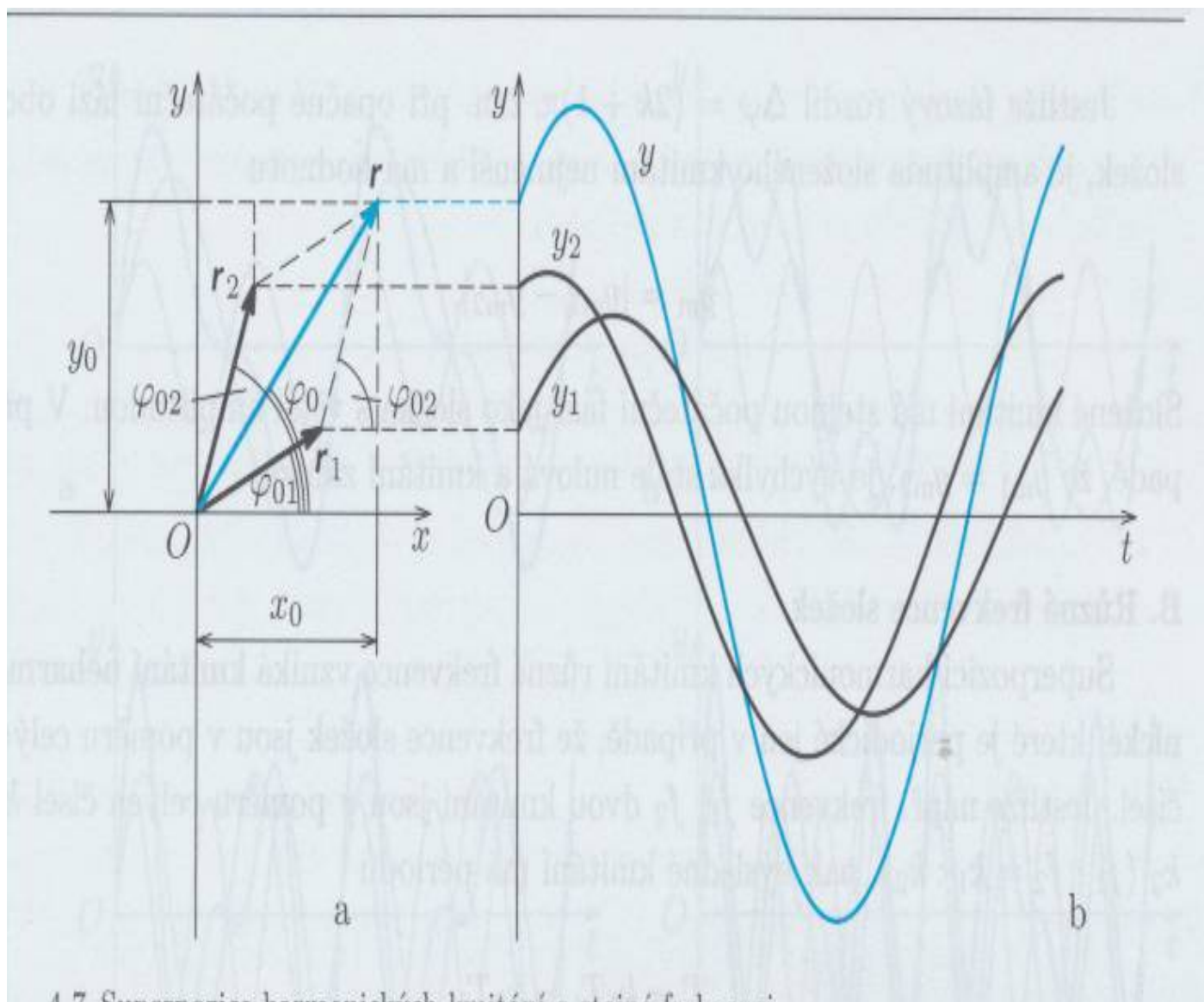


Složené kmitání

Zákon superpozice : Jestliže hmotný bod koná současně několik harmonických kmitavých pohybů téhož směru s okamžitými výchylkami $y_1 ; y_2 \dots\dots\dots y_n$, je okamžitá výchylka y výsledného kmitání : $y = y_1 + y_2 + \dots\dots\dots + y_n$.

Skládání kmitů v jedné přímce

A) Stejné frekvence složek (izochronní kmitání)



4.7 Superpozice harmonických kmitů se stejnou frekvencí

$$y_1 = y_{m1} \cdot \sin(\omega t + \varphi_{01})$$

$$y_2 = y_{m2} \cdot \sin(\omega t + \varphi_{02})$$

$$x = r_1 \cdot \cos \varphi_{01} + r_2 \cdot \cos \varphi_{02}$$

$$y = r_1 \cdot \sin \varphi_{01} + r_2 \cdot \sin \varphi_{02}$$

Výsledné' amplitudy':

$$\cot \varphi_0 = \frac{x}{y} = \frac{r_1 \cdot \cos \varphi_{01} + r_2 \cdot \cos \varphi_{02}}{r_1 \cdot \sin \varphi_{01} + r_2 \cdot \sin \varphi_{02}}$$

Amplituda

$$y_m = \sqrt{r_1^2 \cdot \cos^2 \varphi_{01} + 2r_1 r_2 \cos \varphi_{01} \cdot \cos \varphi_{02} + r_2^2 \cdot \cos^2 \varphi_{02} +$$

$$+ r_1^2 \cdot \sin^2 \varphi_{01} + 2r_1 r_2 \sin \varphi_{01} \sin \varphi_{02} + r_2^2 \cdot \sin^2 \varphi_{02}}$$

$$\Rightarrow y_m = \sqrt{r_1^2 (\sin^2 \varphi_{01} + \cos^2 \varphi_{01}) + r_2^2 (\sin^2 \varphi_{02} + \cos^2 \varphi_{02})$$

$$+ 2r_1 r_2 (\cos \varphi_{01} \cdot \cos \varphi_{02} + \sin \varphi_{01} \cdot \sin \varphi_{02})$$

$$y_m = \sqrt{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos(\varphi_{02} - \varphi_{01})}$$

Ze součtového vzorce:

$$\cos(\alpha - \beta) = \cos\alpha \cdot \cos\beta + \sin\alpha \cdot \sin\beta$$

Největší amplituda na' kmitání,

jestliže $\Delta\varphi = 2k\pi$ ($k = 0; 1; 2 \dots$)

Nejmění' pro $\Delta\varphi = (2k+1)\pi$

Časový signál v rozhlase je tvořen čtyřmi zvukovými značkami o frekvenci 1 000 Hz, z nichž první tři mají trvání po 100 ms a čtvrtá 500 ms. Kolik kmitů při každé značce proběhne?

$$f = 10^3 \text{ Hz}, t_1 = 0,1 \text{ s}, t_2 = 0,5 \text{ s}; n_1 = ?, n_2 = ?$$

$$n_1 = ft_1 = 100, \quad n_2 = ft_2 = 500$$

Registrační papír v elektrokardiografu se pohybuje rovnoměrně rychlostí o velikosti $20 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$. Jakou délku bude mít záznam jedné periody činnosti srdce, které vykoná 72 tepů na minutu?

$$v = 20 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, f = 72 \text{ min}^{-1} = 1,2 \text{ Hz}; l = ?$$

$$l = vT = \frac{v}{f} = 1,7 \cdot 10^{-2} \text{ m} = 17 \text{ mm}$$

Napište rovnici harmonického kmitání, které má amplitudu výchylky 5 cm, periodu 0,5 s a nulovou počáteční fázi.

$$y_m = 5 \text{ cm} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ m}, T = 0,5 \text{ s}, \varphi_0 = 0$$

$$\{y\} = 5 \cdot 10^{-2} \sin \frac{2\pi}{T} \{t\} = 5 \cdot 10^{-2} \sin 4\pi \{t\}$$

Hmotný bod M_1 kmitá s okamžitou výchylkou $\{y_1\} = \{y_{m1}\} \sin(2\pi\{t\} + \pi/4)$, kde $y_{m1} = 2 \text{ cm}$, a hmotný bod M_2 kmitá s okamžitou výchylkou $\{y_2\} = \{y_{m2}\} \sin(4\pi\{t\} - \pi/2)$, kde $y_{m2} = 1 \text{ cm}$. Určete a) okamžitou výchylku kmitání obou bodů v počátečním okamžiku, b) okamžitou výchylku bodu M_1 v okamžiku, kdy bod M_2 poprvé prošel rovnovážnou polohou ($y_2 = 0$), c) dobu, za kterou budou mít oba hmotné body poprvé současně nulovou okamžitou výchylku.

a) V počátečním okamžiku $t = 0$, a proto

$$\{y_1\} = 2 \cdot 10^{-2} \sin \frac{\pi}{4} = 1,4 \cdot 10^{-2},$$

$$y_1 = 1,4 \text{ cm},$$

$$\{y_2\} = 10^{-2} \sin \left(-\frac{\pi}{2} \right) = -10^{-2},$$

$$y_2 = -1 \text{ cm}.$$

b) Bod M_2 má okamžitou výchylku nulovou, když

$$\sin \left(4\pi\{t\} - \frac{\pi}{2} \right) = 0,$$

a tedy pro čas první nulové výchylky platí

$$4\pi\{t\} = \frac{\pi}{2}.$$

Odtud

$$t = \frac{1}{8} \text{ s}.$$

Pro okamžitou výchylku bodu M_1 pak vychází

$$\{y_1\} = 2 \cdot 10^{-2} \sin \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{4} \right) = 2 \cdot 10^{-2},$$

$$y_1 = 2 \text{ cm}.$$

c) Hmotný bod M_1 má nulovou okamžitou výchylku, když

$$\sin \left(2\pi\{t_1\} + \frac{\pi}{4} \right) = 0,$$

a tedy

$$2\pi\{t_1\} = -\frac{\pi}{2},$$

takže $t_1 = -1/8$ s. Poněvadž hmotný bod prochází rovnovážnou polohou v každé půlperiodě,

platí $t_1 = -1/8 \text{ s} + k_1 T_1/2$, kde $k_1 = 0, 1, 2, \dots$ Podobně platí pro bod M_2 (viz b)

$t_2 = 1/8 \text{ s} + k_2 T_2/2$. Z rovnic pro okamžitou výchylku vyplývá, že bod M_1 kmitá s periodou

$T_1 = 1$ s a bod M_2 kmitá s periodou $T_2 = 0,5$ s. Oba body budou mít současně nulovou

výchylku v čase $t = t_1 = t_2$, tzn. když

$$-\frac{1}{8} \text{ s} + k_1 \frac{T_1}{2} = \frac{1}{8} \text{ s} + k_2 \frac{T_2}{2}.$$

Odtud po dosazení za T_1 a T_2 vychází podmínka $2k_1 = k_2 + 1$, čili při všech lichých hodnotách k_2 . Poprvé od počátečního okamžiku projdou oba hmotné body rovnovážnou polohou při $k_1 = 1$ a $k_2 = 1$, čili za dobu

$$t = -\frac{1}{8} \text{ s} + \frac{T_1}{2} = \frac{3}{8} \text{ s}.$$

Hmotný bod vykoná 150 kmitů za minutu. Určete počáteční fázi kmitání, jestliže hmotný bod dosáhl kladné amplitudy výchylky za dobu 0,3 s od počátečního okamžiku.

$$f = 150 \text{ min}^{-1} = 2,5 \text{ s}^{-1}, t = 0,3 \text{ s}, y = y_m; \varphi_0 = ?$$

$$T = \frac{1}{f} = \frac{1}{2,5} \text{ s} = 0,4 \text{ s}$$

$$\frac{t}{T} = \frac{0,3}{0,4} \Rightarrow t = \frac{3}{4} T$$

Kmitání hmotného bodu vyjadřuje rovnice $y = y_m \sin(\omega t + \varphi_0)$. Poněvadž $y = y_m$, platí

$$\sin(\omega t + \varphi_0) = 1,$$

$$(\omega t + \varphi_0) = \frac{\pi}{2},$$

$$\varphi_0 = \left(\frac{\pi}{2} - 2\pi \frac{0,3}{0,4} \right) = -\pi.$$

Skládání kmitů b jedné přímce**B) Různé frekvence složek**

- obecně vzniká neharmonické kmitání , které je periodické v případě, že frekvence složek jsou v poměru celých čísel.

$$f_1 : f_2 = k_1 : k_2$$

Pro periodu výsledného kmitání platí $T = k_1 \cdot T_1 = k_2 \cdot T_2$

Zvláštní případ : $f_k = k \cdot f_z$ $k = 1, 2, 3$ f_z - základní frekvence - první harmonická složka , ostatní jsou vyšší harmonické složky.

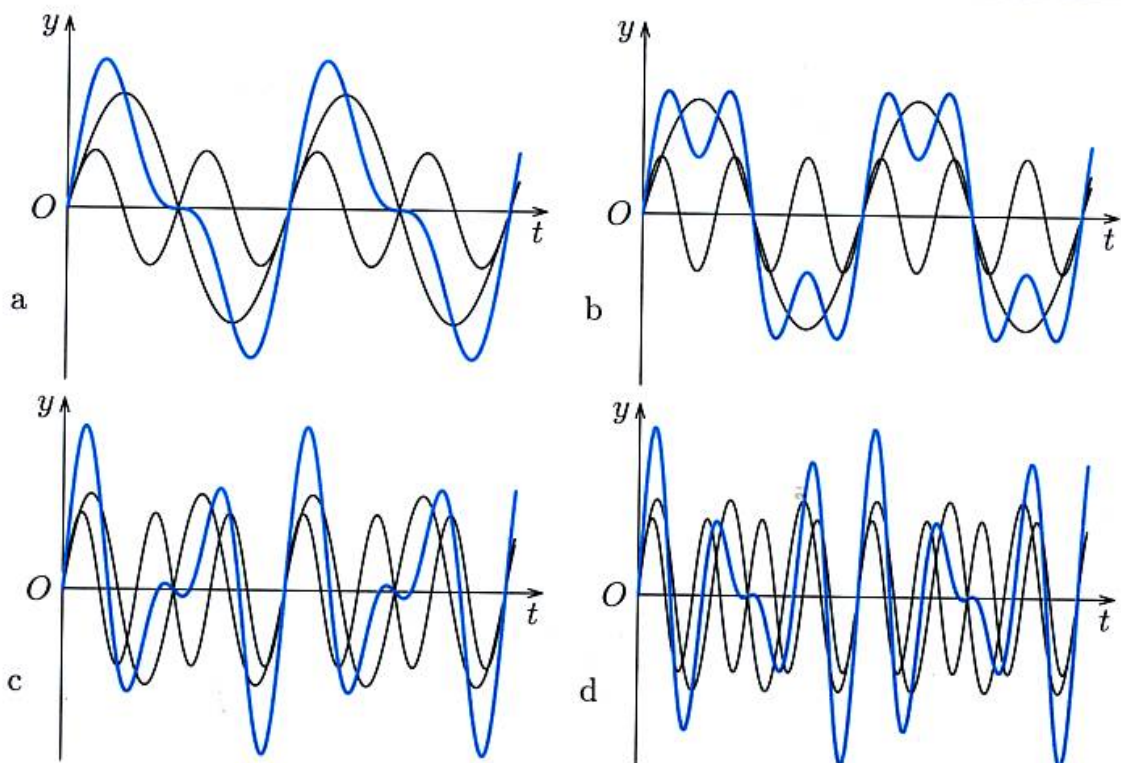
Pro akustiku platí základní tón a vyšší harmonické tóny.

Skládání kmitů 1 : 2oktáva

1 : 3

2 : 3kvinta

3 : 4kvarta



Skládání kmitů b jedné přímce

C) Blízké frekvence složek

$$y_1 = A \cdot \sin \omega_1 t$$

$$y_2 = A \cdot \sin \omega_2 t$$

odvozeno pro případ
 $A = A_1 = A_2$
 $\varphi_{01} = \varphi_{02} = 0$

$$y = y_1 + y_2 = A \cdot (\sin \omega_1 t + \sin \omega_2 t)$$

$$\text{VZOREC: } \sin \alpha + \sin \beta = 2 \cdot \sin \frac{\alpha + \beta}{2} \cdot \cos \frac{\alpha - \beta}{2}$$

$$y = A \cdot 2 \cdot \sin \frac{(\omega_2 + \omega_1)t}{2} \cdot \cos \frac{(\omega_2 - \omega_1)t}{2}$$

Předpoklad blízké frekvence:

$$\omega_1 = \omega - \Delta \omega$$

$$\omega_2 = \omega + \Delta \omega$$

$$y = A \cdot 2 \cdot \sin \frac{(\omega - \Delta \omega + \omega + \Delta \omega)t}{2} \cdot \cos \frac{2 \Delta \omega t}{2}$$

$$y = 2A \cdot \sin \omega t \cdot \cos \Delta \omega t$$

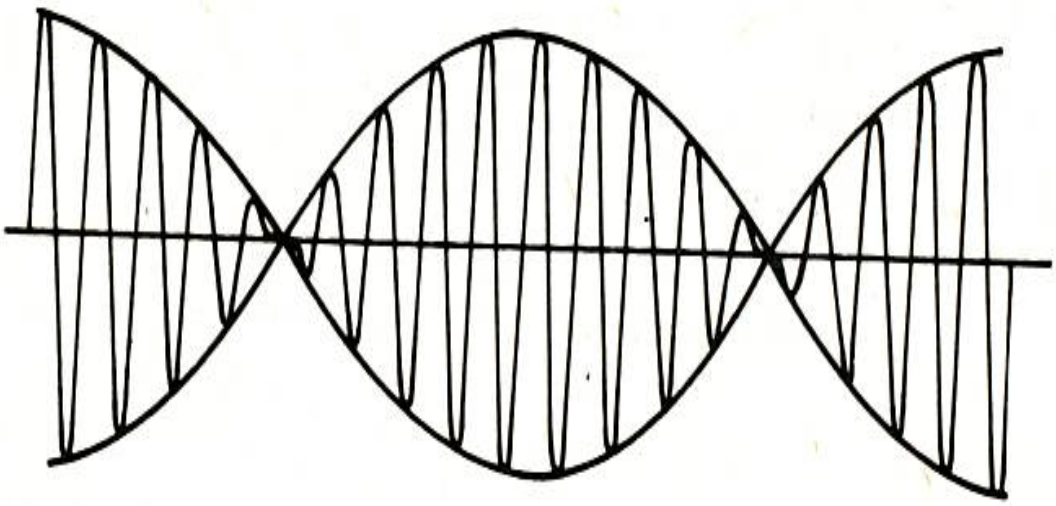
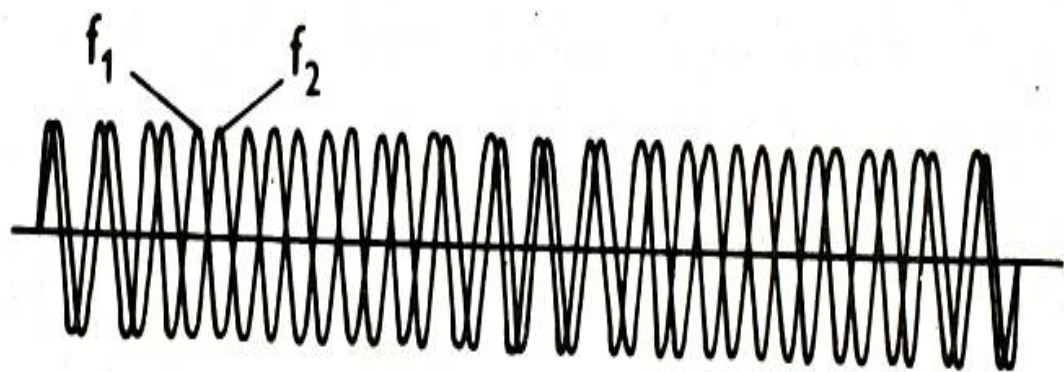
jestliže $Y_m = |2A \cdot \cos \Delta \omega t|$

$$y = Y_m \cdot \sin \omega t$$

Perioda ... $T = \frac{2\pi}{\omega_2 - \omega_1} = \frac{\pi}{\Delta \omega}$

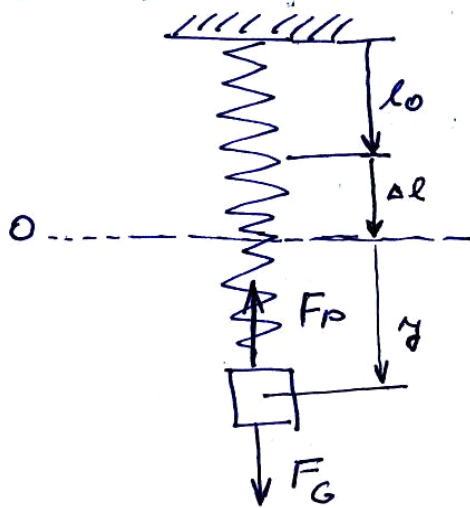
$$f = \frac{1}{T} = \frac{\omega_2 - \omega_1}{2\pi} = f_2 - f_1$$

A kmitů - záložně



Dynamické harmonické kmitání

Ⓐ Pružinový oscilátor



l_0 ... volná délka pružiny při
nezatížení pružiny

0 ... růnovážná poloha

$$F_p = F_g$$

$$k \cdot \Delta l = m \cdot g$$

$$\Delta l = \frac{m \cdot g}{k}$$

y ... výchylka z rovnovážné
polohy

Pro celkovou sílu platí:

$$F_G = m \cdot g$$

$$F_p = k \cdot (\Delta l + y)$$

$$F = F_p - F_G \Rightarrow F = k \cdot (\Delta l + y) - m \cdot g$$

$$F = k \cdot \Delta l + k \cdot y - m \cdot g$$

$$F = m \cdot g - k \cdot y - m \cdot g$$

$$F = -k \cdot y$$

F... příčina harmonického kmitání
mechanického oscilátoru.

$F = -k \cdot y$... vlastní kmitání oscilátoru

Uvěme, že : $y = A \cdot \sin \omega t$

$$v = A \cdot \omega \cdot \cos \omega t$$

$$a = -A \omega^2 \cdot \sin \omega t$$

Tedy $a = -\omega^2 \cdot y$

Zároveň platí : $F = m \cdot a$

$$\boxed{F = -m \omega^2 \cdot y}$$
 pohybová rovnice
harmonického
kmitavého prvku

Porovnáme - <

$$F = -m \cdot \omega^2 \cdot y \quad \text{a} \quad F = -k y$$

potom platí :

$$-k y = -m \omega^2 y$$

úhlová frekvence vlastního kmitání
oscilátoru

$$\boxed{\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}}$$

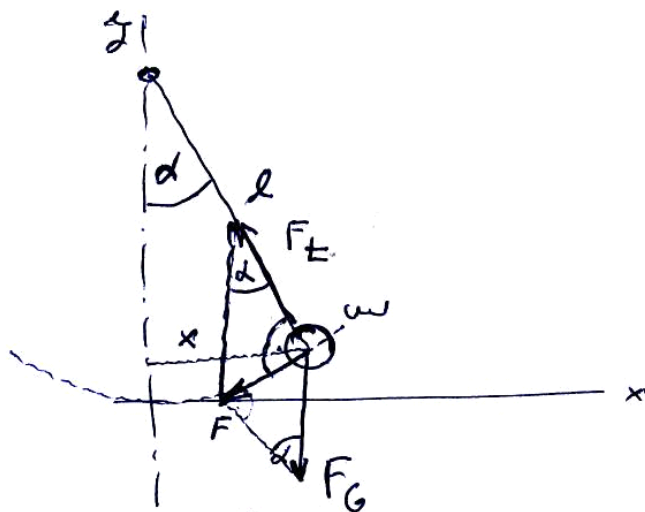
období platí :

$$\omega_0 = 2\pi f_0 \Rightarrow \boxed{f_0 = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{k}{m}}}$$

$$\boxed{T_0 = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{m}{k}}}$$

(B) Matematické kyvadlo

- hmotný bod zavěšený na tenké vlákno zanedbatelné hmotnosti



$$\sin \alpha = \frac{x}{l} = \frac{F}{F_G}$$

Pro malé úhly platí $\sin \alpha \approx \alpha$

$$\alpha = \frac{x}{l} = \frac{F}{F_G}$$

Polybovou rovnici lze zapsat ve tvaru:

$$F = -m\omega^2 x = -\frac{m \cdot g \cdot x}{l}$$

$$\omega^2 = \frac{g}{l}$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{l}}$$

$$T_0 = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{l}{g}}$$

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{g}{l}}$$

Přeměna energie mechanického oscilátoru

$$E_k = \frac{1}{2} m v^2$$

$$v = \omega A \cdot \cos(\omega t + \varphi_0)$$

$$E_k = \frac{\omega^2 \cdot A^2 \cdot m}{2} \cos^2(\omega t + \varphi_0)$$

$$E_p = \frac{1}{2} k y^2$$

$$k = m \omega^2$$

$$y = [A \cdot \sin(\omega t + \varphi_0)]^2$$

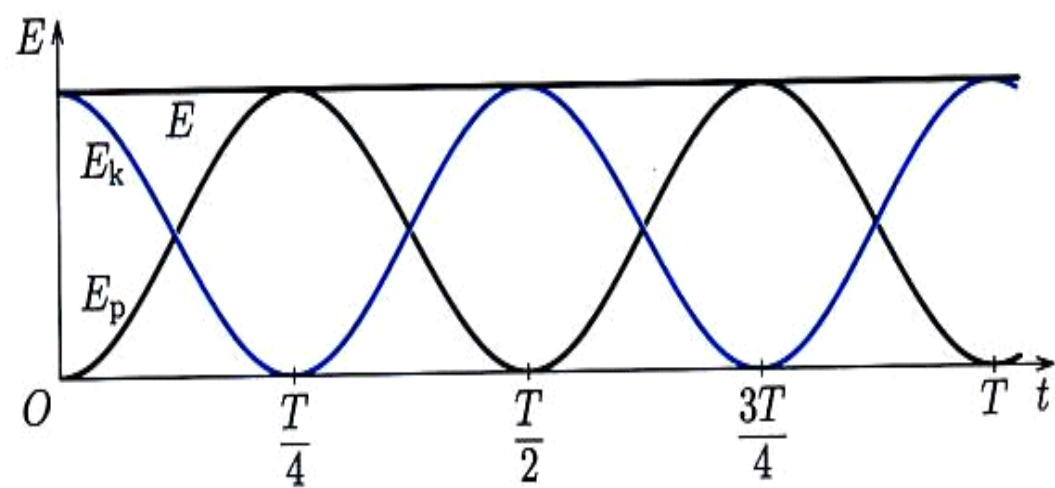
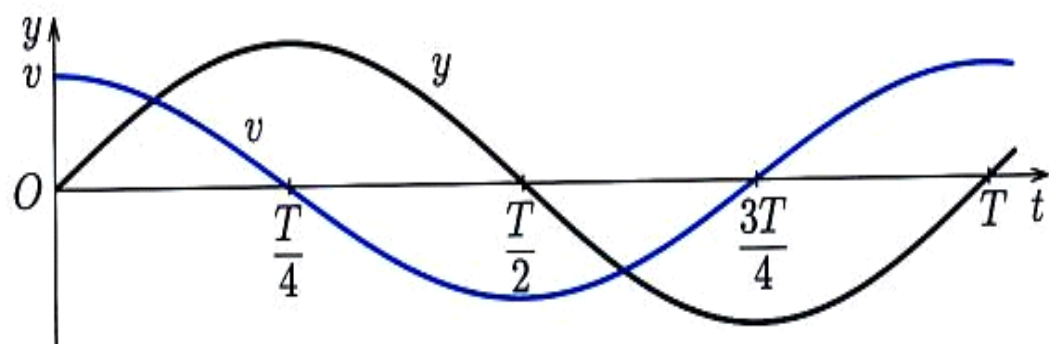
$$E_p = \frac{1}{2} m \omega^2 \cdot A^2 \sin^2(\omega t + \varphi_0)$$

Celková energie mechanického oscilátoru

$$E = E_k + E_p = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi_0) + \frac{1}{2} m \omega^2 A^2 \sin^2(\omega t + \varphi_0)$$

$$E = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2 \underbrace{[\sin^2(\omega t + \varphi_0) + \cos^2(\omega t + \varphi_0)]}_1$$

$$E = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2$$



Thumene' kmitane'

Vlastni' kmitane' oscilatoru je vzdy' thumene'

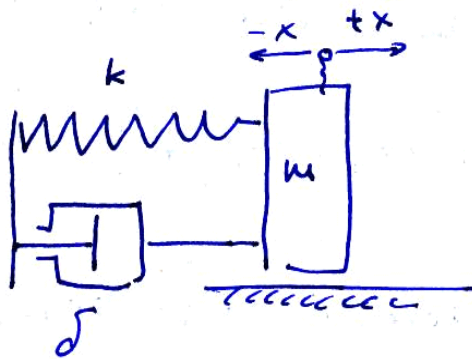
$$\text{Plak': } y = A \cdot e^{-\gamma t} \cdot \sin \omega t$$

γ ... soucinite' thumene'

$\omega_0^2 > \gamma^2$... thumene' kmitane'

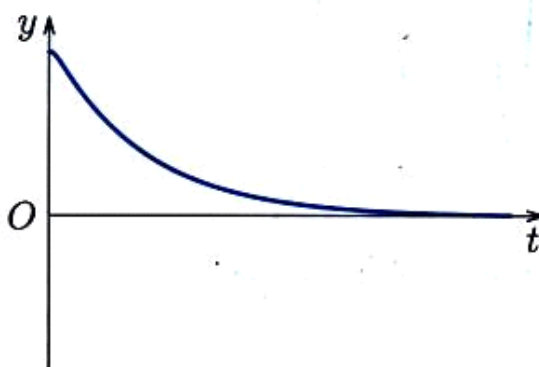
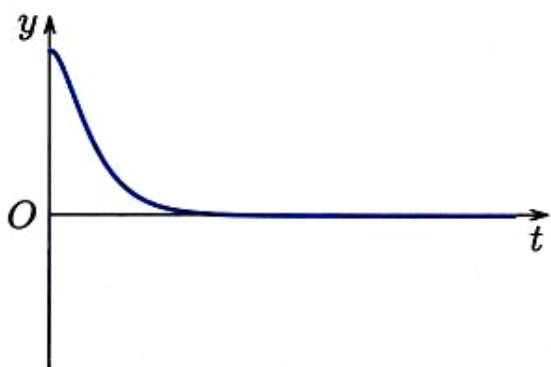
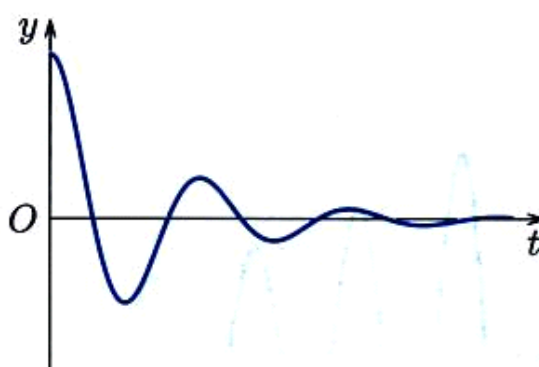
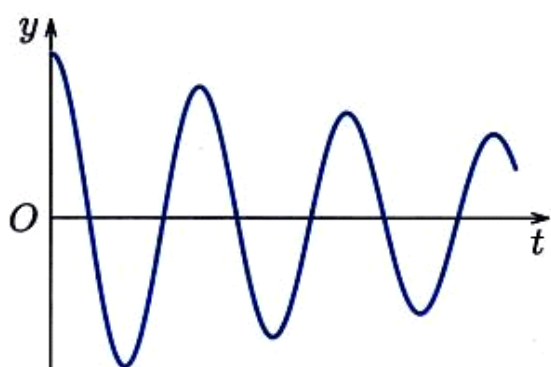
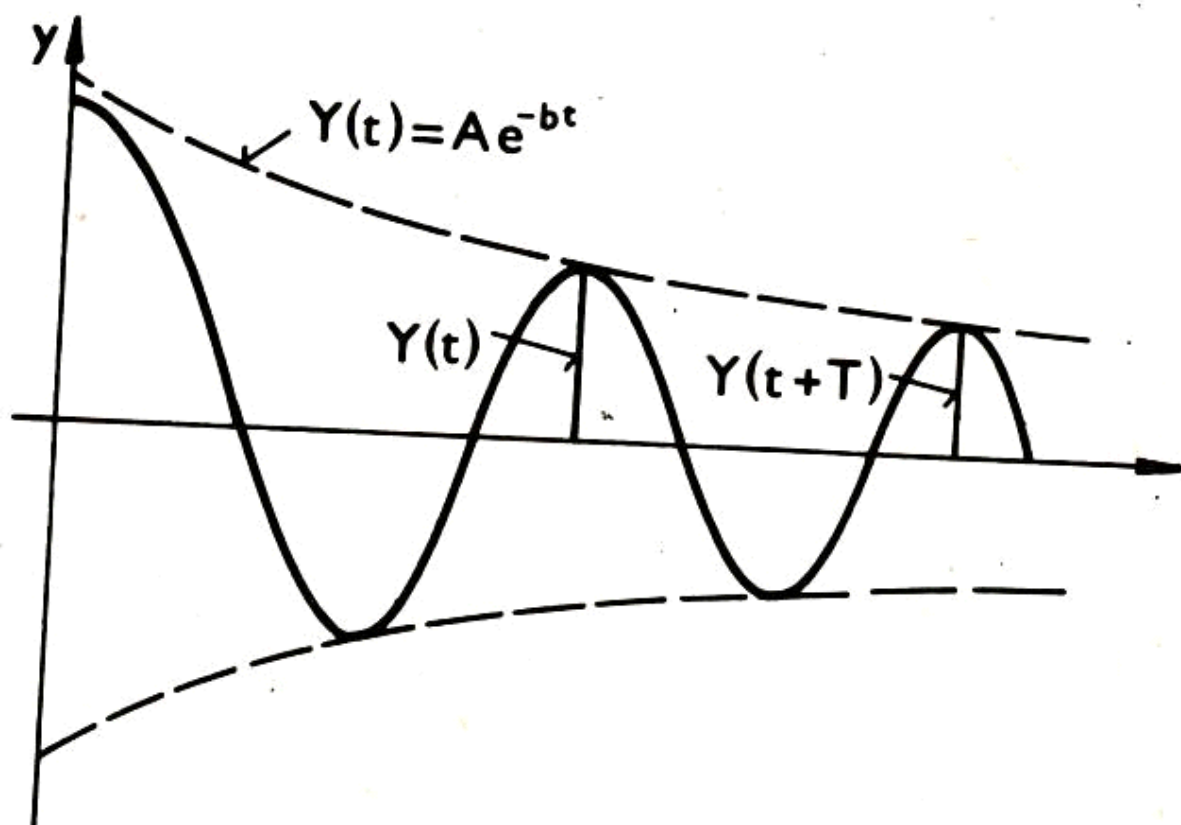
$\omega_0^2 < \gamma^2$... aperiodicky' pohyb, oscilator se zvolna uraci do rovnovazne'

$\omega_0^2 = \gamma^2$... kriticke' thumene' \rightarrow do rovnovazne' polez dospete u nejkratse' dobe'



$$\text{Plak': } \omega = \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2}$$

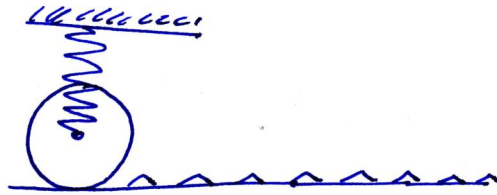
$$T = \frac{2\pi}{\omega}$$



Nucené kmitání uvnitř oscilátoru

Netlumivé kmitání působením vnější síly $F \Rightarrow$

\Rightarrow Nucené kmitání



Při nuceném kmitání oscilátor kmitá vždy s frekvencí vnějšího působení, nezávisle na vlastnostech kmitajícího objektu.

Rezonance oscilátoru

Pražinný rez. oscilátor, na který působí vnější síla $F = F_m \cdot \sin \omega t$

Polybové rovnice:

$$m \cdot a = -ky + F_m \cdot \sin \omega t$$

$$a = -\omega^2 y_m \cdot \sin \omega t$$

$$y = y_m \cdot \sin \omega t$$

$$-m \cdot \omega^2 y_m \cdot \sin \omega t = -k y_m \cdot \sin \omega t + F_m \cdot \sin \omega t$$

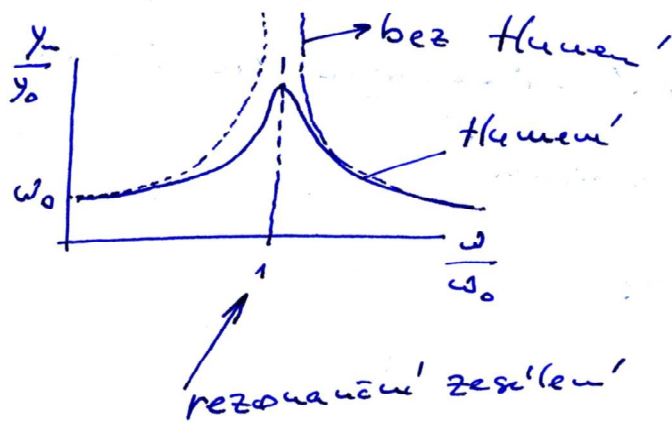
$$-\omega^2 y_m \cdot \sin \omega t = -\frac{k}{m} y_m \cdot \sin \omega t + \frac{F_m}{m} \cdot \sin \omega t$$

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2$$

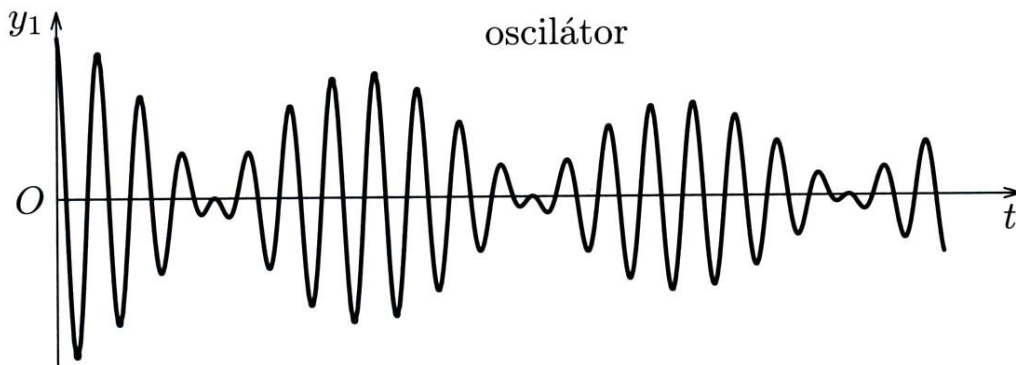
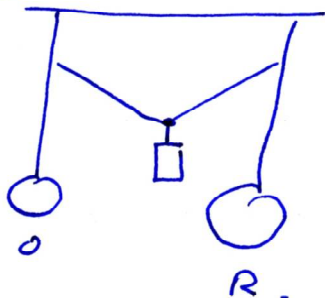
$$-\omega^2 y_m = -\omega_0^2 y_m + \frac{F_m}{m}$$

$$\boxed{y_m = \frac{F_m}{m} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2}}$$

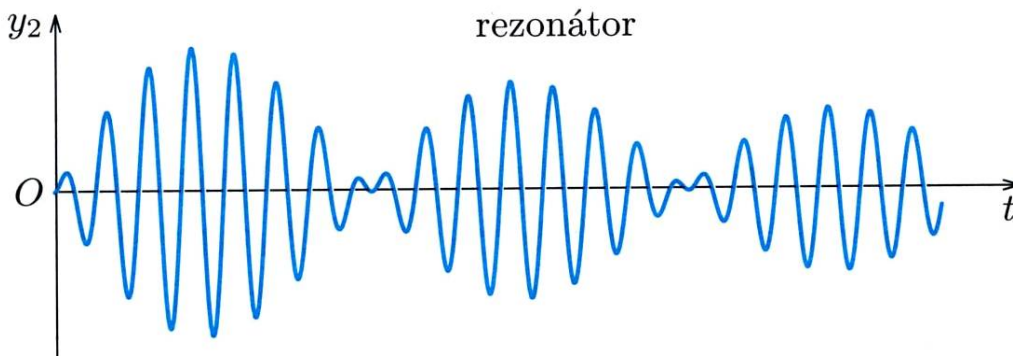
Co se stane při $\omega_0 = \omega$?



Sprážená kyvadla



oscilátor



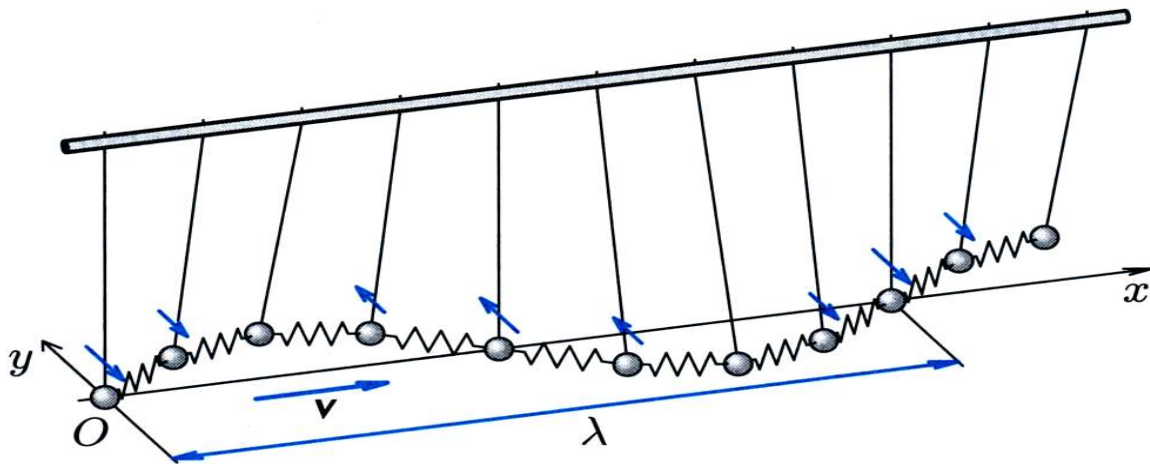
rezonátor

Mechanické vlnění

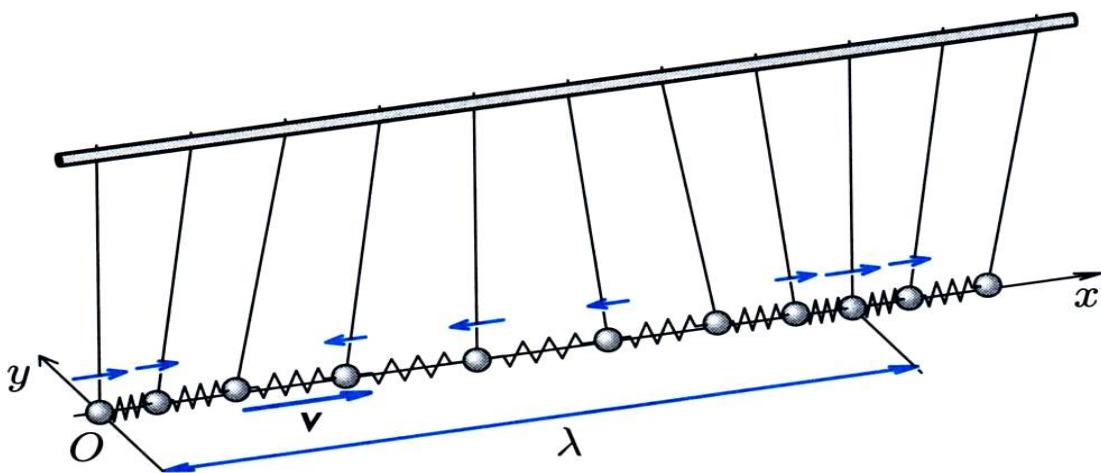
Mechanické vlnění - kmitání se šíří látkovým prostředím, šíření vln není spojeno s přenosem látky, je ovšem přenášena energie.

Postupně se vlnění šíří tak, že jednotlivé oscilátory jsou vzájemně vázány pružnými vazbami - **postupné mechanické vlnění v pružném prostředí.**

Podle směru rychlosti, kterým se šíří vlna, vzhledem ke směru rychlosti kmitajících bodů lze rozlišit postupné vlnění na **podélné a příčné.**

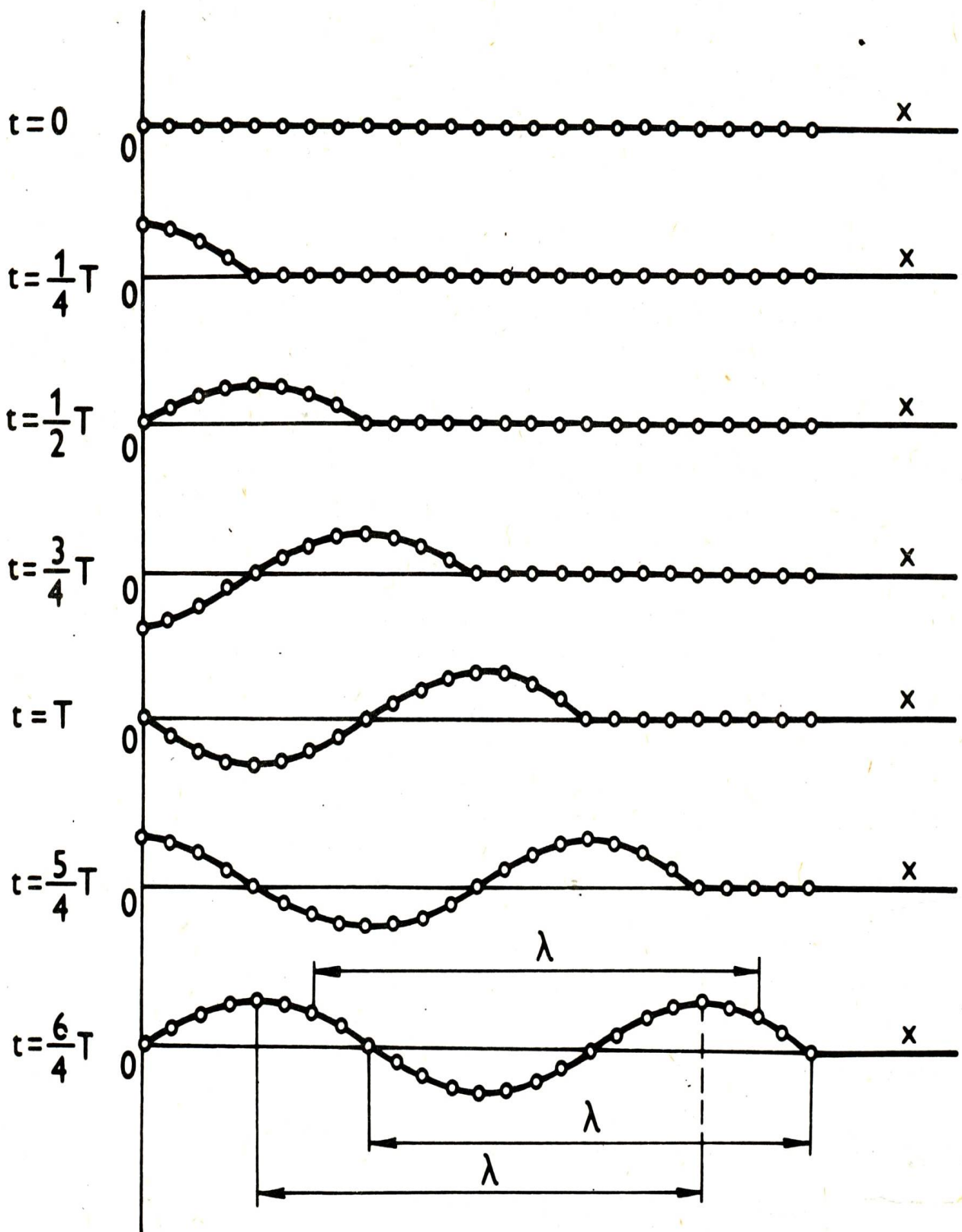


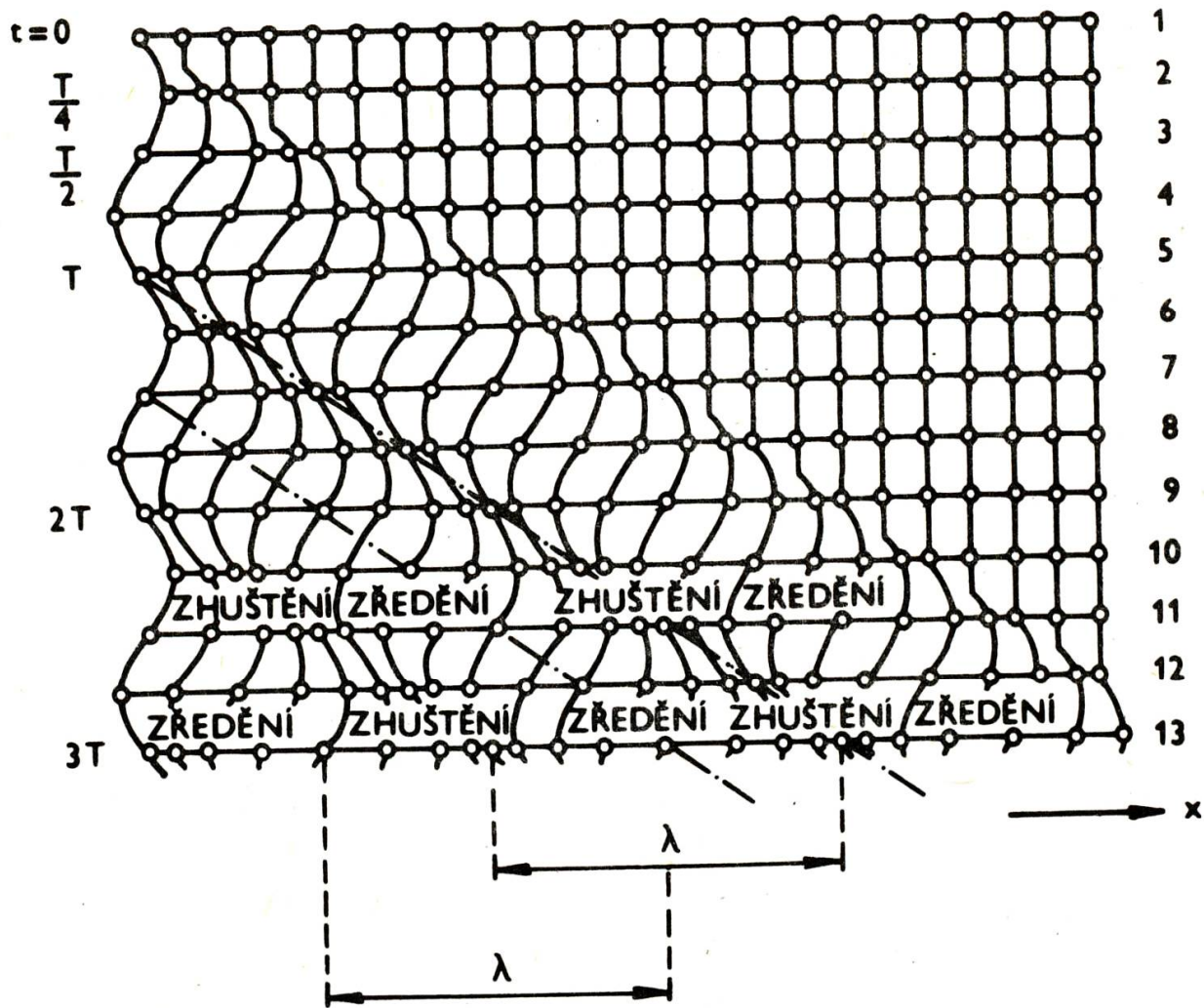
4-22 Vznik postupného vlnění příčného



4-24 Postupné vlnění podélné

Vlnová délka je vzdálenost dvou nejbližších bodů, které kmitají se stejnou fází.





Vlnová funkce

v ... fázová rychlost

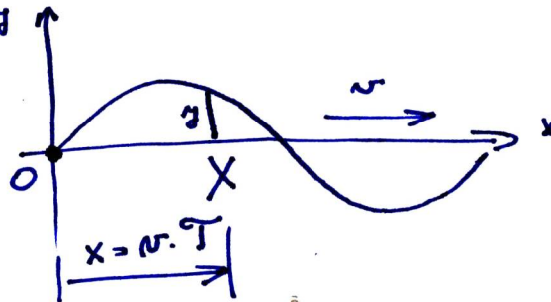
$$\lambda = v \cdot T$$

nebo $\lambda = v \cdot \frac{1}{f}$

Výhybka bodu x počítáme souřadnic

$$y_0 = y_m \cdot \sin \omega t$$

Jestliže:



T ... o kolik s se kmitání bodu x opožďuje za kmitáním bodu 0 .

$$y = y_m \cdot \sin \omega (t - T)$$

$$y = y_m \cdot \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right)$$

Jestliže: $\omega = \frac{2\pi}{T}$

$$y = y_m \cdot \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{v \cdot T} \right)$$

$$y = y_m \cdot \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right)$$

Interference vlnění v přímé řadě

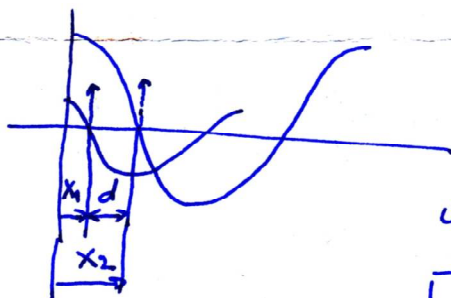
Interference vlnění v přímé řadě
 současně šířeni dvou vln uzeďvise na sobě.
 Složením vzniká výsledná vlna \Rightarrow interference
vlnění

$$y_1 = A_1 \cdot \sin \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) + \varphi_{01} \right]$$

$$y_2 = A_2 \cdot \sin \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) + \varphi_{02} \right]$$

odvození pro skloché ω, v

Vybereme si dvě místa na bodové řadě, kdy
 mají větší kmitů příslušných částic nulovou
 výchylku \rightarrow argument sinu je tedy roven 0.



$$\omega \left(t - \frac{x_1}{v} \right) + \varphi_{01} = \omega \left(t - \frac{x_2}{v} \right) + \varphi_{02}$$

$$\varphi_{02} - \varphi_{01} = \frac{\omega}{v} (x_2 - x_1)$$

vzdálenost
 fázové posunutí
 částic kmitů

vzdálenost posunutí
 vln d

$$\varphi_{02} - \varphi_{01} = \frac{2\pi}{T \cdot v} (x_2 - x_1)$$

$$\varphi_{02} - \varphi_{01} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d$$

Zajímavé případy

$$A) \text{ Posunutí } \varphi_2 - \varphi_1 = \underbrace{0, \pm 2\bar{u}, \pm 4\bar{u} \dots}_{\pm 2k\bar{u}}$$

$$d = \frac{\lambda}{2\bar{u}} \cdot 2k\bar{u}$$

$$\boxed{d = \pm k \cdot \lambda}$$

Je-li dráhou rozdíl obou vln roven celému počtu vlnových délek, obě vlny se maximálně zesílí.

$$B) \text{ Posunutí } \varphi_2 - \varphi_1 = \underbrace{\pm \bar{u}, \pm 3\bar{u}, \pm 5\bar{u} \dots}_{(2k-1)\bar{u}}$$

$$d = \frac{\lambda}{2\bar{u}} \cdot (2k-1)\bar{u}$$

$$d = \left(k - \frac{1}{2}\right) \lambda \dots \text{pro řádu} \Rightarrow \boxed{d = \pm (2k-1) \frac{\lambda}{2}}$$

Dráhou rozdíl roven lichému násobku poloviční vlnové délky \Rightarrow maximální zesílení

Stojaté vlnění

Dvě vlny postupující proti sobě, setrvalými a
v bodě $x=0$; $t=0$

$$y_1 = A \cdot \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right)$$

$$y_2 = A \cdot \sin \omega \left(t + \frac{x}{v} \right)$$

$$y = y_1 + y_2 = A \cdot \left[\sin \left(\omega t - \frac{\omega x}{v} \right) + \sin \left(\omega t + \frac{\omega x}{v} \right) \right] =$$

$$= A \cdot \left[\sin \omega t \cdot \cos \frac{\omega x}{v} - \cos \omega t \cdot \sin \frac{\omega x}{v} + \sin \omega t \cdot \cos \frac{\omega x}{v} + \right. \\ \left. + \sin \frac{\omega x}{v} \cdot \cos \omega t \right] = 2A \cdot \cos \frac{\omega x}{v} \cdot \sin \omega t$$

Použité vzorce:

$$\sin(x+y) = \sin x \cos y + \cos x \sin y$$

$$\sin(x-y) = \sin x \cos y - \cos x \sin y$$

Výsledná funkce

$$y = 2A \cdot \cos \omega \frac{x}{v} \cdot \sin \omega t$$

$$y = 2A \cdot \cos \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{x}{v} \cdot \sin \omega t$$

$$y = 2A \cdot \cos \frac{2\pi}{\lambda} \cdot x \cdot \sin \omega t$$

$$y = A_{\text{vyl}} \cdot \sin \omega t$$

↳ není funkce času!

① Maximální Amplituda

$$\cos 2\bar{u} \cdot \frac{x}{\lambda} = \pm 1$$

$$\begin{cases} \cos 0 \pm 2k\bar{u} = 1 \\ \cos \pi \pm 2k\bar{u} = -1 \end{cases}$$

$$\cos 0 \pm k\bar{u}$$

$$\frac{2\bar{u} \cdot x}{\lambda} = \pm k \cdot \bar{u}$$

$$\boxed{x = \pm k \cdot \frac{\lambda}{2}}$$

Místům, kde Amplituda = max říkáme
kmitny a nacházejí se ve vzdálenostech
odpovídající celému počtu půlvln.

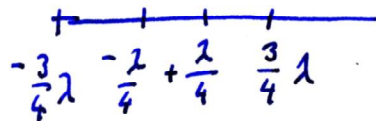
② Minimální Amplituda

$$\cos 2\bar{u} \cdot \frac{x}{\lambda} = 0$$

$$\text{pro } \frac{\cos \frac{\pi}{2} \pm k\bar{u}}{\cos k}$$

$$2\bar{u} \cdot \frac{x}{\lambda} = \frac{\pi}{2} \pm k\bar{u}$$

$$x = \frac{\lambda}{4} \pm \frac{\lambda}{2} \cdot k$$



Místa, která jsou trvale v klidu \Rightarrow uzly.

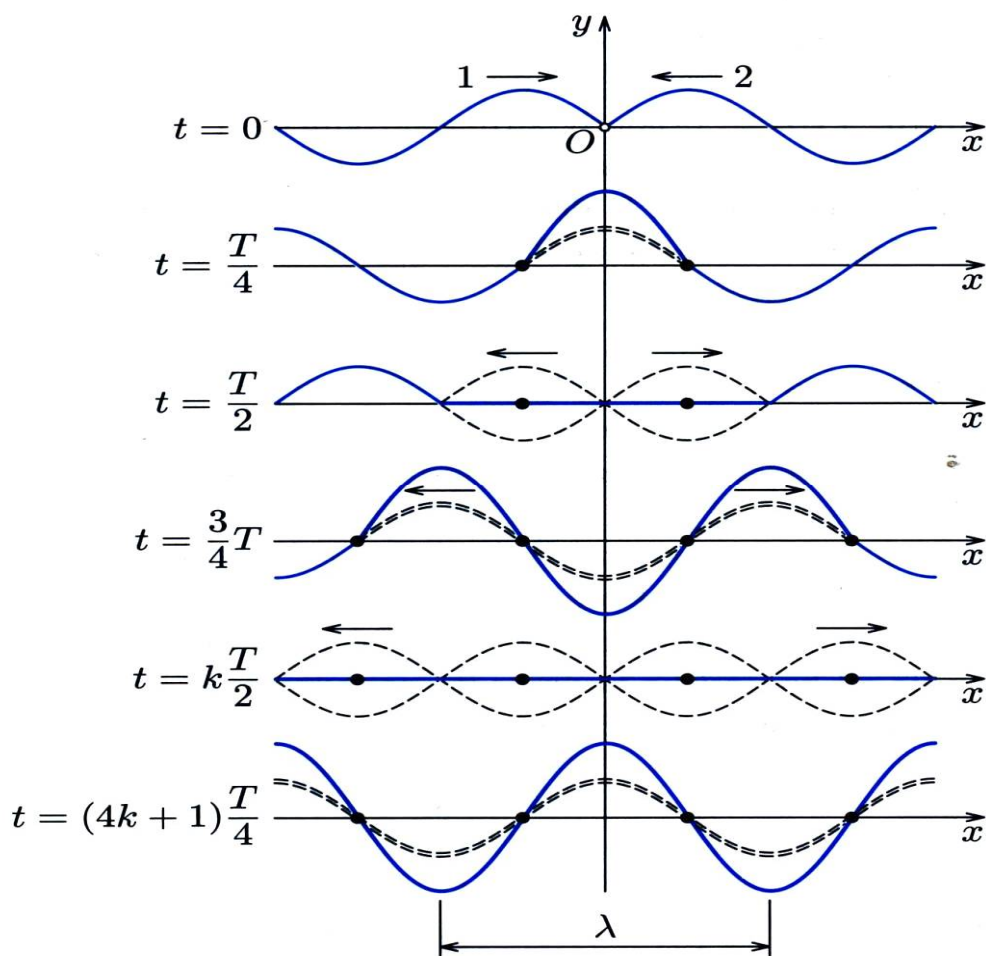
od zvoleného počátku jsou vzdáleny 0

celý počet čtvrt vln.

vlna nepostupuje \Rightarrow stojaté vlnění - chvění!

Při postupném vlnění kmitají všechny body řady se stejnou amplitudou, avšak s různou fází, která se šíří fázovou rychlostí.

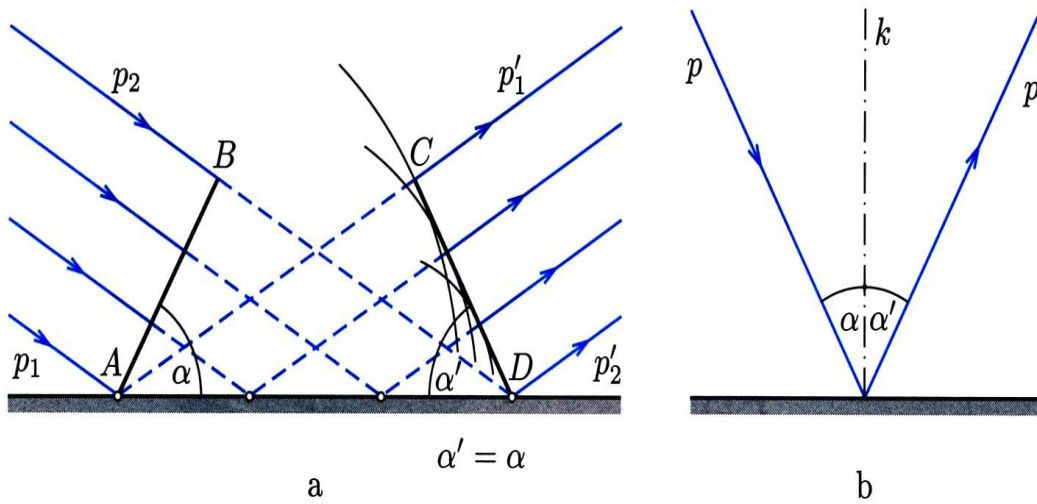
Při stojatém vlnění kmitají všechny body se stejnou fází ve všech místech vzdálených o vlnovou délku, avšak s amplitudou periodicky závislou na poloze bodu.



Odraz a lom vlnění

A) Odraz

Úhel odrazu vlnění se rovná úhlu dopadu. Odražený paprsek leží v rovině dopadu.



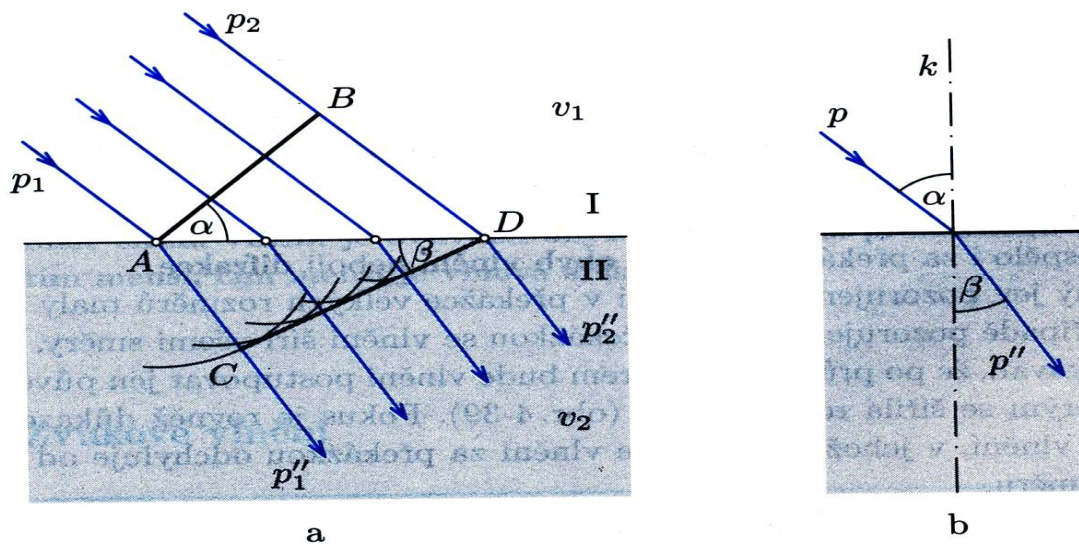
$$|AC| = |BD|$$

$$|AB| = |CD|$$

$$\triangle ABD \cong \triangle DCA$$

$$\alpha = \alpha'$$

Lom vlnění



Poměr sinu úhlu dopadu k sinu úhlu lomu je pro daná dvě prostředí stálá veličina a rovná se poměru rychlostí vlnění v obou prostředích. Nazývá se index lomu vlnění n pro daná prostředí. Lomený paprsek zůstává v rovině dopadu.

$$|BD| = v_1 \cdot t$$

$$|AC| = v_2 \cdot t$$

$$\sin \alpha = \frac{|BD|}{|AD|}$$

$$\sin \beta = \frac{|AC|}{|AD|}$$

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\frac{|BD|}{|AD|}}{\frac{|AC|}{|AD|}} = \frac{|BD|}{|AC|} = \frac{v_1 \cdot t}{v_2 \cdot t} = \frac{v_1}{v_2} = n$$

fyz6-42

Ohyb vlnění

- Pomocí Huygensova principu vlnoploch lze vysvětlit jen přibližně, podrobnější rozbor provedl Fresnel.
- Ohyb je tím menší, čím menší je vlnová délka.

Základní akustické veličiny

Opakování základních veličin :

- rychlost zvuku 344,36 m/s (při teplotě 20 °C a normálním tlaku, 50% vlhkosti vzduchu)
- pro závislost na teplotě platí $v = (331,82 + 0,61t)$ m/s t.....ve °C
- pro jiná prostředí např. voda 1500 m/s , ocel 5000 m/s , sklo 5200 m/s
- obecně se zvuk šíří pružným látkovým prostředím
- zvuk je tedy mechanické vlnění v látkovém prostředí, které je schopno vyvolat v lidském uchu sluchový vjem 16 Hz - 16 KHz (pod infrazvuk nad ultrazvuk)
- v plynech a kapalinách se zvuk šíří jako podélné vlnění, v pevných látkách podélné i příčné.
- charakteristiky (amplituda, frekvence, vyšší harmonické složky); periodický zvuky - tón.
- referenční tón : hudba440 Hz , v technice 1kHz
- akustický výkon $P = \frac{\Delta E}{\Delta t}$ (W)
- intenzita zvuku $I = \frac{\Delta P}{\Delta S}$ (W.m⁻²)

Prahové hodnoty :

práh slyšitelnosti $I_0 = 10^{-12}$ W.m⁻²

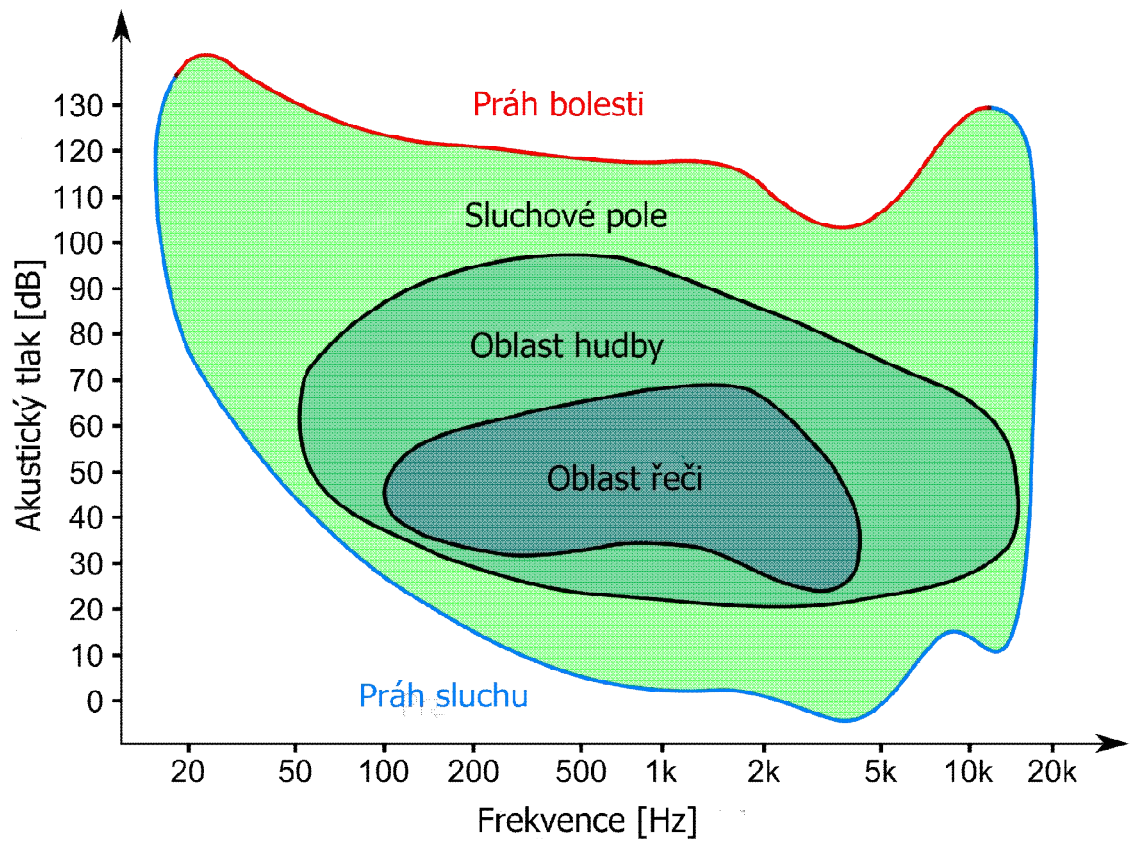
práh bolesti $I_B = 1$ W.m⁻²

Hladina intenzity zvuku (bel) : $L = \log \frac{I}{I_0}$

Jestliže decibel je desetina belu , potom platí :

$$L = 10 * \log \frac{I}{I_0} \text{ (dB)}$$

Mezi prahem slyšitelnosti a prahem bolesti je tedy stupnice 120 dB.



Ⓐ P se zdrojů zdroj se nepřesune



obecně

$$\lambda = v \cdot T$$

$$\lambda = \frac{v}{f}$$

$$f_1 = \frac{v+u}{\lambda}$$

$$f_1 = \frac{v+u}{\frac{v}{f}} \Rightarrow f_1 = f \cdot \frac{v+u}{v}$$

$$f_1 = f \cdot \left(1 + \frac{u}{v}\right)$$

Ⓑ P se od zdrojů vzdaluje

$$f_2 = \frac{v-u}{\lambda}$$

$$f_2 = \left(1 - \frac{u}{v}\right) \cdot f$$

Ⓒ) Prijímač v kľuču w
zdroj sa v zložení \overline{w}

$$f_1 = \frac{v}{\lambda_1} = \frac{v}{v+w} \cdot f$$

$$f_1 < f$$

Ⓓ) Prijímač v kľuču w zdroj
sa približuje

$$f_2 = \frac{v}{\lambda_2} = \frac{v}{v-w} \cdot f$$

$$f_2 > f$$

4.76 Vlnění o frekvenci 450 Hz se šíří fázovou rychlostí o velikosti $360 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ve směru přímky p . Jaký je fázový rozdíl kmitavých pohybů dvou bodů, které leží na přímce p a mají vzájemnou vzdálenost 20 cm?

$$\mathbf{R4.76} \quad f = 450 \text{ Hz}, \quad v = 360 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, \quad \Delta x = 20 \text{ cm} = 0,2 \text{ m}; \quad \Delta \varphi = ?$$

$$\lambda = \frac{v}{f} = 0,8 \text{ m}$$

$$\Delta \varphi = 2\pi \frac{\Delta x}{\lambda} = 2\pi \frac{0,2}{0,8} = \frac{\pi}{2}$$

4.78 Vlnění o frekvenci 100 Hz se šíří ve směru přímky fázovou rychlostí o velikosti $5\,000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Jakou nejmenší vzájemnou vzdálenost mohou mít dva body, které kmitají se stejnými fázemi?

$$\mathbf{R4.78} \quad f = 100 \text{ Hz}, \quad v = 5 \cdot 10^3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}; \quad \lambda = ?$$

$$\lambda = \frac{v}{f} = 50 \text{ m}$$

4.81 Vlnění o frekvenci 725 Hz se šíří ve vodě fázovou rychlostí o velikosti $1\,450 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Jaká je nejmenší vzájemná vzdálenost (měřená ve směru šíření vlnění) dvou bodů, které kmitají s opačnými fázemi?

$$\mathbf{R4.81} \quad f = 725 \text{ Hz}, \quad v = 1\,450 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, \quad \Delta \varphi = \pi; \quad \Delta x = ?$$

$$\Delta \varphi = 2\pi \frac{\Delta x}{\lambda} \Rightarrow \Delta x = \frac{\Delta \varphi \lambda}{2\pi} = \frac{\Delta \varphi v}{2\pi f} = 1 \text{ m}$$

4.87 Zdroj vlnění koná netlumené kmity, které lze popsat rovnicí $\{y\} = 0,05 \sin 500\pi \{t\}$, jestliže délku vyjadřujeme v metrech a čas v sekundách. Vlnění se šíří ze zdroje ve směru přímky rychlostí o velikosti $300 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Jakou okamžitou výchylku má bod vzdálený 60 cm od zdroje v čase 0,01 s od začátku kmitání zdroje?

$$\mathbf{R4.87} \quad v = 300 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, \quad x = 60 \text{ cm} = 0,6 \text{ m}, \quad t = 0,01 \text{ s}; \quad y = ?$$

Z rovnice $\{y\} = 0,05 \sin 500\pi \{t\}$ najdeme:

$$y_m = 0,05 \text{ m}, \quad \omega = \frac{2\pi}{T} = 500\pi \Rightarrow T = \frac{2}{500} \text{ s} = 4 \cdot 10^{-3} \text{ s}$$

$$\{y\} = 0,05 \sin 2\pi \left(\frac{10^{-2}}{4 \cdot 10^{-3}} - \frac{0,6}{300 \cdot 4 \cdot 10^{-3}} \right) = 0$$

4.90 Interferenci dvou vlnění o periodách $2,1 \cdot 10^{-3}$ s vzniká stojaté vlnění. Vzájemná vzdálenost sousedních uzlů je 1,5 m. Jak velkou rychlostí se šíří postupné vlnění?

$$\mathbf{R4.90} \quad T = 2,1 \cdot 10^{-3} \text{ s}, \Delta x = 1,5 \text{ m}; v = ?$$

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2} = 1,5 \text{ m} \Rightarrow \lambda = 3,0 \text{ m}$$

$$v = \frac{\lambda}{T} = 1,4 \cdot 10^3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

4.91 Dva zdroje příčných vlnění kmitají s periodami 0,1 s a se stejnými fázemi. Ze zdrojů se šíří vlnění rychlostmi o velikosti $1\,000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ve směru téže přímky a interferují spolu. Určete dráhový rozdíl obou vlnění v bodech, v nichž má nastat a) interferenční maximum, b) interferenční minimum.

$$\mathbf{R4.91} \quad T = 0,1 \text{ s}, v = 1\,000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}; \Delta x = ?$$

$$\text{a) } x_{\max} = k\lambda = kvT = k \cdot 10^2 \text{ m}, \text{ kde } k = 0, 1, 2, \dots$$

$$\text{b) } x_{\min} = (2k + 1)\frac{\lambda}{2} = (2k + 1) \cdot 50 \text{ m}$$

4.96 2 Ponorka se pohybuje pod hladinou moře stálou rychlostí o velikosti $18 \text{ km} \cdot \text{h}^{-1}$. Zvukový signál, který vyslala směrem dopředu, se ve vodě šíří rychlostí o velikosti $1\,400 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ a po odrazu od překážky se vrací k ponorce. Od vyslání signálu do jeho přijetí po odrazu uplyne doba 50 ms. Na změnu směru ponorky je potřebná doba 5,0 s. Narazí ponorka na překážku?

$$\mathbf{R4.96} \quad v = 18 \text{ km} \cdot \text{h}^{-1} = 5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, v_z = 1\,400 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, \Delta t = 50 \text{ ms} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ s}, t = 5 \text{ s}$$

$$s = 2x + v\Delta t = v_z \Delta t$$

$$x = \frac{v_z - v}{2} \Delta t = v \Delta t' \Rightarrow \Delta t' = \frac{v_z - v}{2v} \Delta t = 7 \text{ s}$$

Doplnění k dalekohledům :

- refraktory - dalekohled s využitím čoček (refrakce - zobrazení lomem)
- reflektory - použití zrcadla

Vlnová optika

Vlnová podstata světla - vysvětlení jevů, jako jsou interference, ohyb a polarizace.

Interference světla

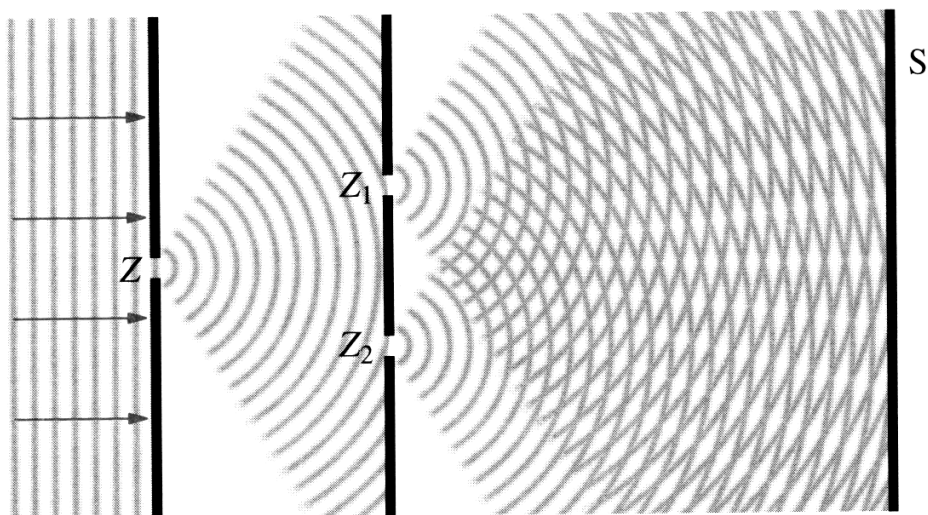
Podmínkou interference světla je **koherence** světelného vlnění.

Koherentní jsou světelná vlnění stejné frekvence , jejichž vzájemný fázový rozdíl v uvažovaném bodě prostoru se časem nemění.

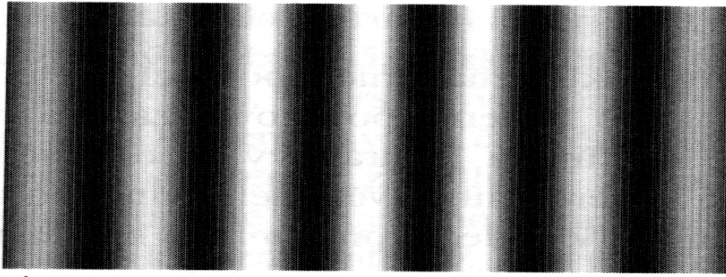
Nesplňuje velká část "běžných" světelných zdrojů, kdy světlo vzniká přeměnou energie ve velkém množství atomů zcela náhodně.

Koherence lze dosáhnout rozdělením světla z jednoho světelného zdroje při proběhnutí různě dlouhých drah . Světelná "klubka" se ovšem musí setkat.

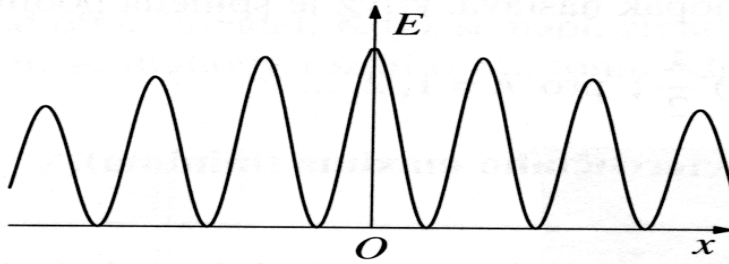
Youngův pokus a interferenční obrazec (interferogram) dvousvazkové interference je použita osvětlená štěrbinina, která tvoří *štěrbinový zdroj světla Z* .



3-2 Demonstrace Youngova pokusu



a)



b)

Interferenční maximum vzniká v bodech, kde platí : $\Delta l = k * \lambda$

Interferenční minimum : $\Delta l = (2k - 1) * \frac{\lambda}{2}$

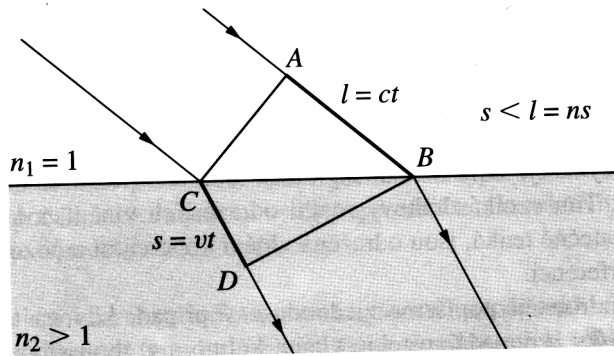
$$k = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Praktické využití

- Interferometrie (interferometr)
- Holografie

Interference na tenké vrstvě

• Optická dráha l



Vzdálenosti s dvou bodů v optickém prostředí o indexu lomu n odpovídá ve vakuu optická dráha l .

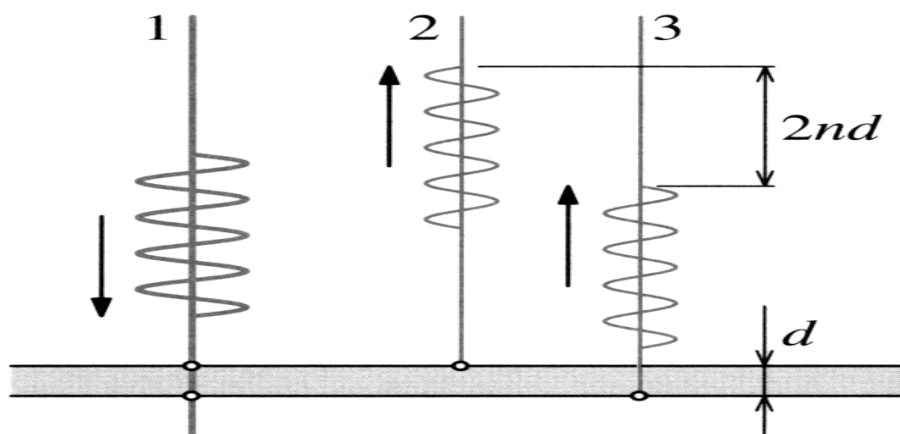
$$n = \frac{c}{v} \Rightarrow l = n \cdot v \cdot t \Rightarrow l = n \cdot s$$

• Odraz vlnění

Při odrazu na rozhraní s opticky hustším prostředím se fáze světelného vlnění mění na opačnou. Při odrazu na opticky řidším prostředí se fáze nemění.

Důsledky pro interferenci na tenké vrstvě

(změna fáze na opačnou - posunutí o polovinu vlnové délky)



b)

Podmínka pro interferenční maximum :

$$\Delta l + \frac{\lambda}{2} = k\lambda$$

$$\Delta l = 2nd = k\lambda - \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{2}(2k - 1)$$

Pro interferenční minimum :

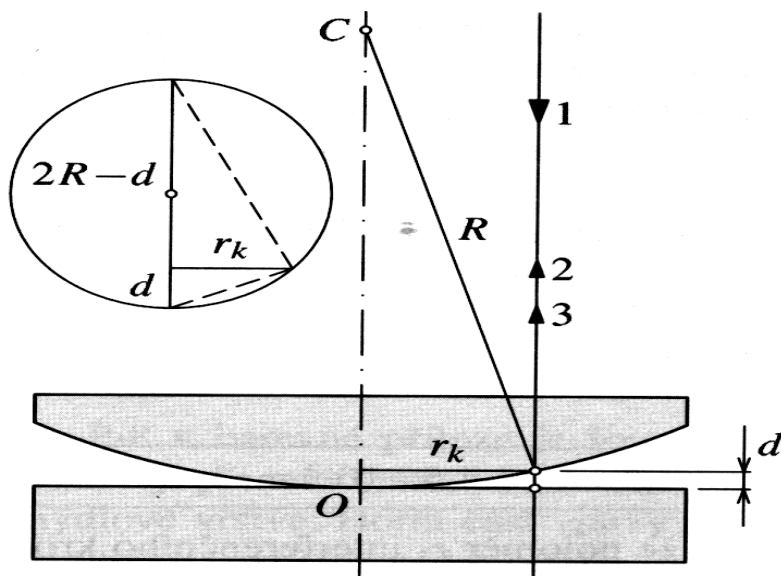
$$\Delta l + \frac{\lambda}{2} = (2k - 1) \frac{\lambda}{2}$$

$$\Delta l + \frac{\lambda}{2} = k\lambda - \frac{\lambda}{2}$$

$$\Delta l = 2nd = k\lambda - \lambda = K\lambda$$

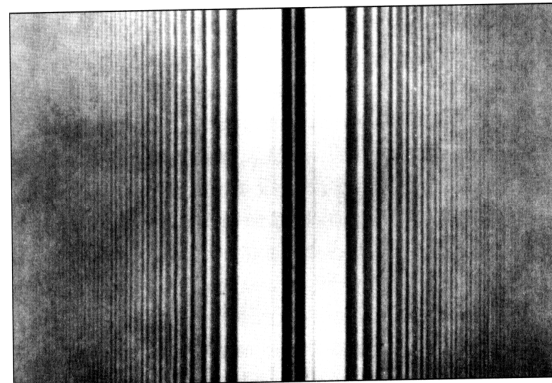
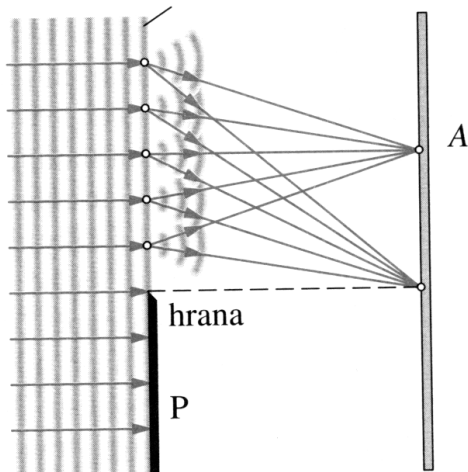
Užití : Antireflexní (protiodrazná) vrstva - vrstvička na čočce vytvořena tak, aby po odrazu vzniklo interferenční minimum.

Newtonova skla - Newtonovy kroužky



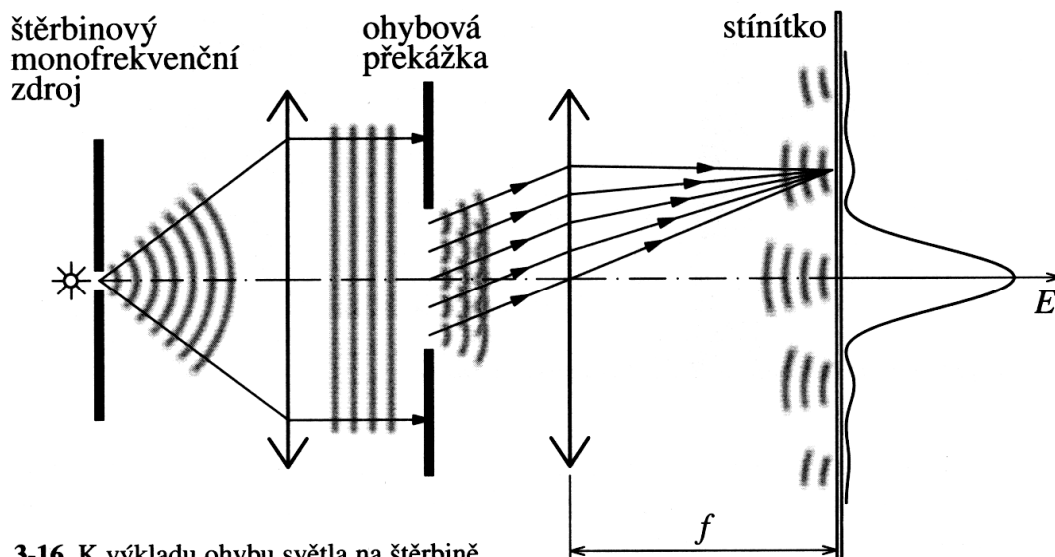
Ohyb (difrakce) světla

- Ohyb světla na hraně -ovlivněn vlnovou délkou (světlo x zvuk)
- Ohybový obrazec
- Vícesvazková interference (podmínka koherence při osvětlení laserem a nebo štěrbinovým zdrojem)
- Šíření vlnění bez další optické soustavy Huygensův-Fresnelův princip - vlnoplochy.



3-14 Ohyb světla na tenkém neprůhledném vlákně

- Fraunhoferovy ohybové jevy - vložení optické soustavy
- Nulté interferenční maximum , vedlejší interferenční maxima



3-16 K výkladu ohybu světla na šěrbině

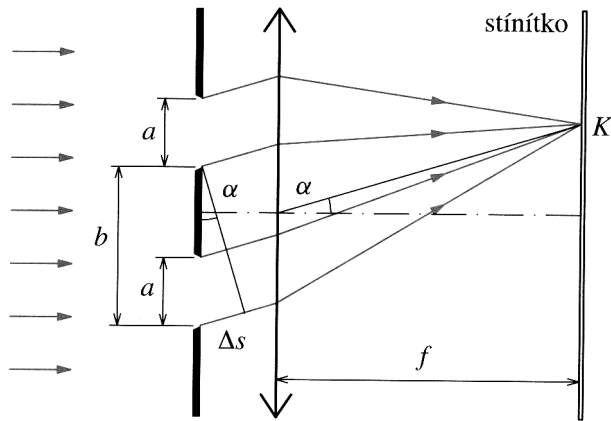
Rozložení maxima a minima závisí jednak na šířce štěrbině , ale také na vlnové délce použitého světla. Čím užší štěrbině při dané délce, tím výraznější ohyb světla - vzdálenost mezi interferenčními minimy se zvětšuje.

Dané skutečnosti lze snadno modelovat počítačem. S tím souvisí omezení při rozlišovací schopnosti dalekohledu - úzké štěrbině. (Dvě vzdálené hvězdy blízko sebe).

Rozlišovací schopnost optického přístroje je tím větší, čím větší je průměr objektivu a čím menší je vlnová délka použitého světla.

Optická mřížka

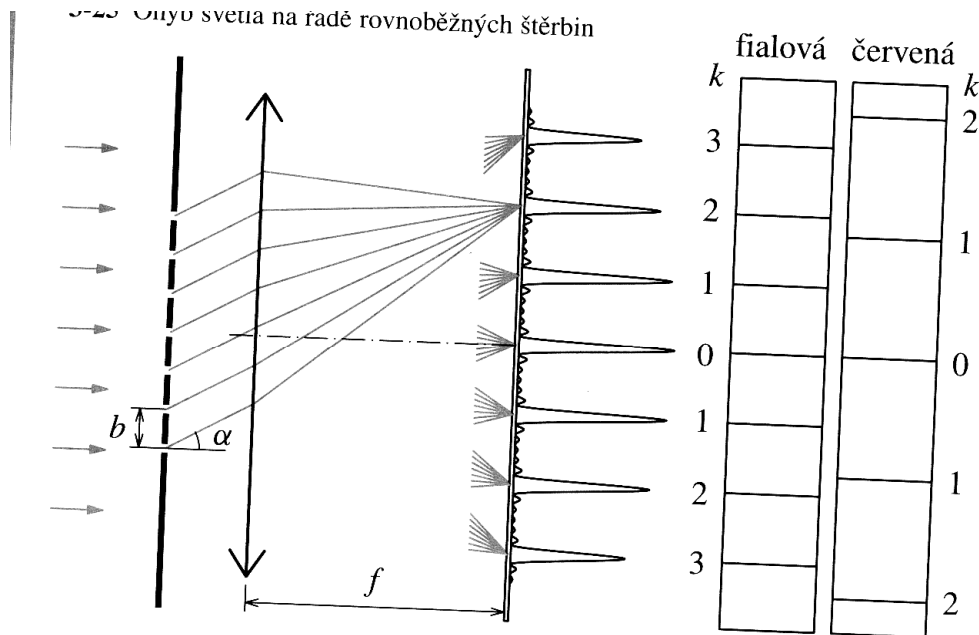
Ohyb světla na vícenásobné štěrbině :

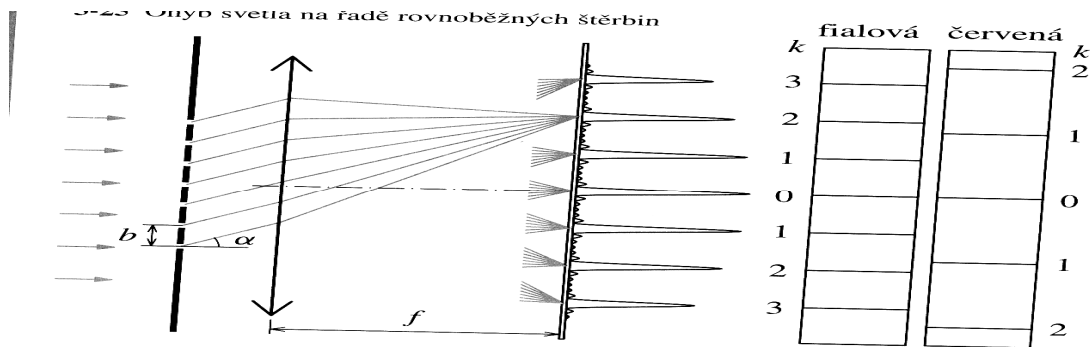


Pro podmínku interference platí : $b \cdot \sin(\alpha) = k \cdot \lambda$

Od středu, kde vzniká nultý řád difrakce a na jednotlivé strany od osy pak difrakce dalších řádů.

Optickou mřížku sestojíme tak, že vytvoříme velké množství štěrbin (vrypů). Vzdálenosti b potom říkáme perioda mřížky.



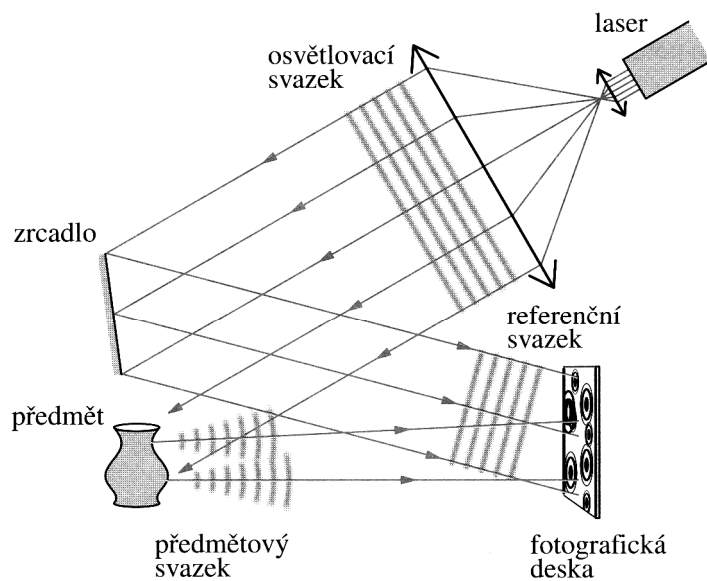


parametr b perioda mřížky

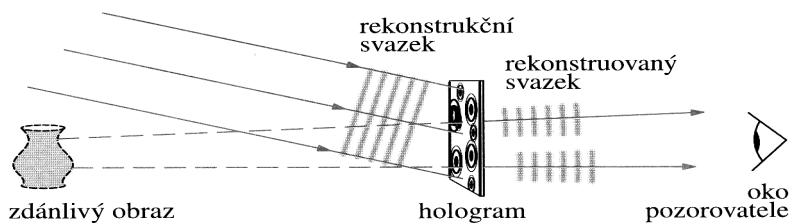
Pokud dopadá na mřížku bílé světlo, uprostřed vzniká bílé maximum a po stranách maxima dalších řádů ovšem tak, že blíže k maximum je fialová část spektra a dále od maxima červená část (u okraje mřížky). Jedná se o mřížkový spektroskop.

Holografie

Hologram ...záznam předmětu v citlivé vrstvě, nese záznam o intenzitě světla a o fázi.



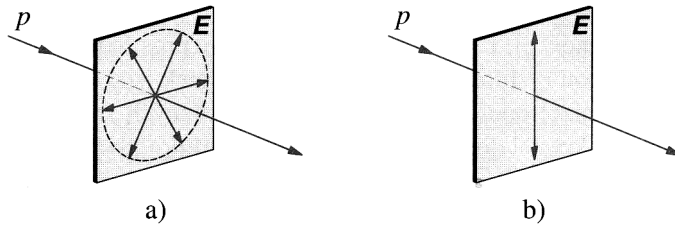
3-27 Princip vzniku hologramu



3-28 Rekonstrukce hologramu

Polarizace

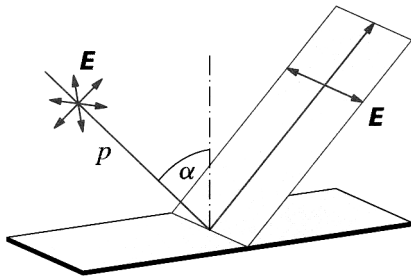
Polarizované světlo - vektor intenzity E kmitá stále v jednom směru, který je kolmý na směr šíření.



3-29 K výkladu polarizace světla

Způsoby polarizace :

A) Odrazem



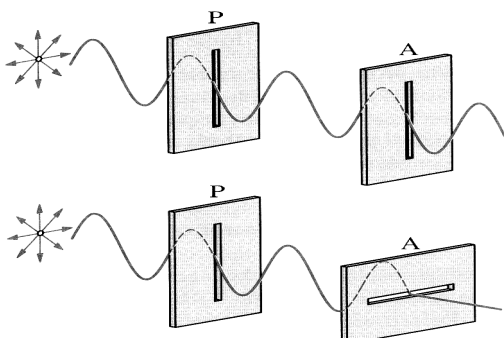
Polarizace nastává pouze pro určitý polarizační úhel (Brewsterův-brústrův).

B) Lomem a dvojlomem

K polarizaci dochází také lomem a nebo pro některé anizotropní látky dvojlomem. Při dvojlomu vzniká paprsek řádný a mimořádný, oba paprsky jsou polarizovaná a kmitají v navzájem kolmých rovinách.

C) Absorbci

Při použití polarizačního filtru (polaroidu) , jsou velmi dlouhé molekuly filtru schopny v určitém směru absorbovat elektrickou složku. Světlo se tak v polarizátoru zeslabuje.



3-32 Mechanický model polarizátoru a analyzátoru

Užití polarizace

A) Polarimetrie

Měříme stočení kmitové roviny ve zkoumané látce

B) Fotoelasticimetrie

Výroba modelu předmětu a jeho zatížení. Sledujeme průchod polarizovaného světla předmětem, kdy se mění jeho vlastnosti podle směrů zatížení - anizotropní prostředí.

C) Zapisovač LCD

Mezi dvě skleněné destičky vložíme vrstvu tekutých krystalů (polaroid). Jejich složení se ovšem mění, podle vytvořeného elektrického pole. Horní vrstva polarizuje světlo. Používáme buď odraz světla na spodní destičce a nebo podsvětlený display.

D) Snímač CD disku

Polarizované světlo se odráží na prohlubních na disku - pit. Polarizovaným světlem rozlišujeme (po průchodu čtvrtvlnou destičkou) , zda se jedná o odražené světlo a nebo světlo příchozí.

Elektromagnetické záření

Elektromagnetické záření nemusí mít pouze vlnovou podobu, obecně přenos energie.

| Elektromagnetické záření | Vlnová délka ve vzduchu |
|--------------------------|---------------------------|
| rádiové záření | 30 km až 30 μm |
| infračervené záření | 0,3 mm až 760 nm |
| světlo | 760 nm až 390 nm |
| ultrafialové záření | 400 nm až 10 nm |
| rentgenové záření | 10 nm až 1 pm |
| záření gama | < 300 pm |

- 1) Rádiové záření - nejdelší vlnová délka, podrobněji bylo probráno viz dipól atd.
- 2) Infračervené záření - zdrojem jsou zahřátá tělesa. Při pohlcování se těleso naopak zahřívá (viz infrazářiče), má podobné vlastnosti jako světlo, lze používat optické soustavy. Viz infračervený dalekohled atd. Použití také u různých typů ovladačů v elektronice.
- 3) Světlo - bylo probráno
- 4) Ultrafialové záření za světlem fialové barvy. Vyvolává pigmentaci, zhnědnutí při opalování atd. Je ovšem také kůži a oku nebezpečné. Zdrojem jsou tělesa zahřátá na vysokou teplotu a speciální výbojky naplněné párami rtuti - solária. Záření ničí choroboplodné mikroorganismy - dezinfekce. Obyčejné draselné sklo ultrafialové záření pohlcuje, u solárií tedy používáme sklo křemenné. Izolant ultrafialového záření - ozonová vrstva, umožňující život.
- 5) Rentgenové záření - rozdělujeme podle vlnové délky na měkké (delší vlnové délky) a tvrdé (krátké vlnové délky) , bude probráno.
- 6) Záření gama - vyloženo v jaderné fyzice.

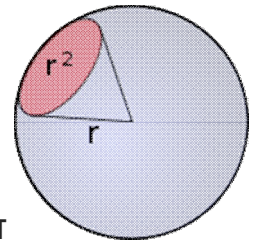
Přenos energie zářením

Fotometrie - měření v oblasti viditelného spektra (posuzujeme účinky vzhledem k lidskému zraku)
jednotky typu kandela (cd) , lumen (lm) , lux(lx)

Radiometrie - obecně se zabýváme elektromagnetickým zářením (přenosem energie)
jednotky, kde základem je watt.

Fotometrie

a) svítivost charakteristika zdroje, jednotkou je candela (cd). Jedná se o svítivost I zdroje, kterou vyzařuje v daném směru monochromatické světlo o vlnové délce 555 nm (lidské oko je nejcitlivější), kdy intenzita záření činí 1/683 wattů na jeden steradián.



Steradián je prostorový úhel, celé kouli odpovídá velikost 4π

Pro představu 100W žárovka má svítivost 200cd.

b) Světelný tok ϕ , vyjadřuje intenzitu zřakového vjemu lidského oka. Jeho jednotkou je lumen (lm).

Jeden lumen - 1W přenášený ze zdroje světla o vlnové délce 555nm odpovídá světelnému toku 683lm.

Jeden lumen - zdroj jehož světelný tok je rovnoměrně rozdělen, o svítivosti 1cd do prostorového úhlu 1 sr.

c) Osvětlení E , část světelného toku, který dopadá na jednotku plochy.

$$E = \frac{\Delta \phi}{\Delta S}$$

Jednotkou osvětlení je lux.

Zřejmě musí platit : $E = \frac{I}{R^2} * \cos \alpha$, úhel dopadu od kolmice.

Měření osvětlení - luxmetr.

Elektromagnetické záření - radiometrie

| Radiometrické veličiny | Jednotky radiometrických veličin | Fotometrické veličiny | Jednotky fotometrických veličin |
|-------------------------|----------------------------------|-----------------------|---------------------------------|
| zářivost I_e | $\text{W} \cdot \text{sr}^{-1}$ | svítivost I | cd (kandela) |
| zářivý tok Φ_e | W | světelný tok Φ | lm (lumen) |
| intenzita ozáření E_e | $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ | osvětlení E | lx (lux) |

Tepelné záření

Vlivem tepelného pohybu získávají částice vyšší energii, kterou vyzařují v podobě energie elektromagnetického záření. Toto záření vyzařují všechna tělesa a jeho vlnová délka závisí na teplotě tělesa.

Luminiscence - záření o kratší vlnové délce vyvolá v látce určitého složení vznik záření o delší vlnové délce. Ultrafialové záření tak může vyvolat bílé světlo. (zářivka)

Látky, ve kterých lze tento jev vyvolat jsou luminofory.

Druhy luminiscence :

- fotoluminiscence - vyvolá elektromagnetické záření (zářivka)
- elektroluminiscence - vyvolá elektrické pole (dioda)
- katodoluminiscence - dopadající elektrony (televize)

Teplotní záření

Záření - šíření energie prostorem

Záření vázané na látku - např. akustické záření

Záření, které není vázané na látku :

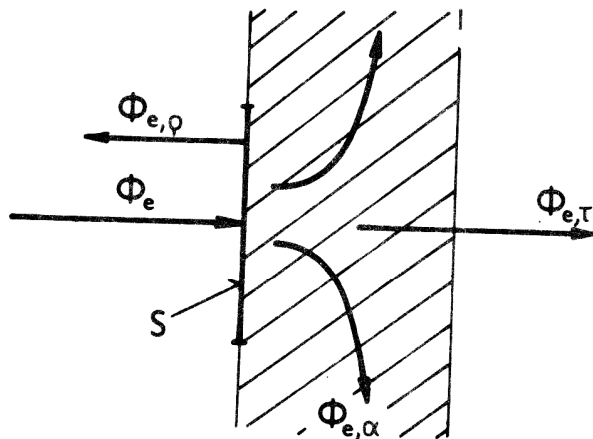
- částicové (korposkulární) : záření se přenáší formou kinetické energie letících částic.
- elektromagnetické : přenos energie formou elektromagnetického vlnění.

Pro elektromagnetické záření musí platit : $c = \lambda * f$

Popis teplotního záření :

- zářivý tok $\Phi_e = \frac{dW}{dt}$ W

- Intenzita vyzařování..... $H_e = \frac{d\Phi_e}{dS}$ W/m²



Obr. 4.2

..... je znázorněna
schematická situace, kdy celkový zářivý tok Φ_e dopadá na těleso, část z něj $\Phi_{e\rho}$ se od povrchu tělesa odráží, další část $\Phi_{e\alpha}$ se v tělese pohltí a část $\Phi_{e\tau}$ tělesem projde do okolního prostředí. Nyní lze tyto vlastnosti popsat následujícími součiniteli:

$$\rho = \frac{\Phi_{e\rho}}{\Phi_e} \quad \text{součinitel odrazivosti}$$

$$\tau = \frac{\Phi_{e\tau}}{\Phi_e} \quad \text{součinitel propustnosti}$$

$$\alpha = \frac{\Phi_{e\alpha}}{\Phi_e} \quad \text{součinitel pohltivosti}$$

Vzhledem k tomu, že

$\rho = 1$, což je absolutně /dokonale/ lesklé těleso - odráží veškerý dopadající zářivý tok

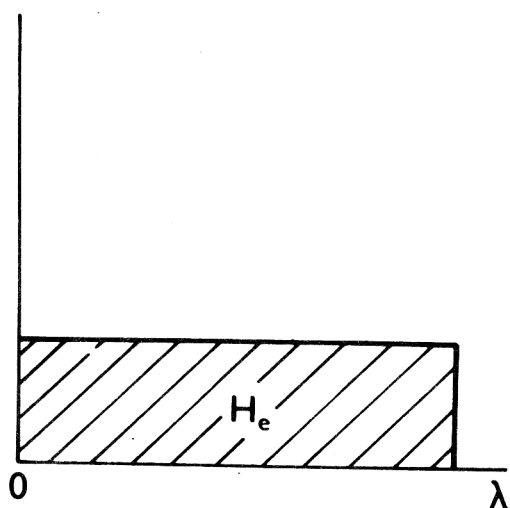
$\alpha = 1$, což je absolutně /dokonale/ černé těleso, které pohltí veškerý dopadající zářivý tok.

Vyzařovací zákony (zjednodušeně absolutně černé těleso)

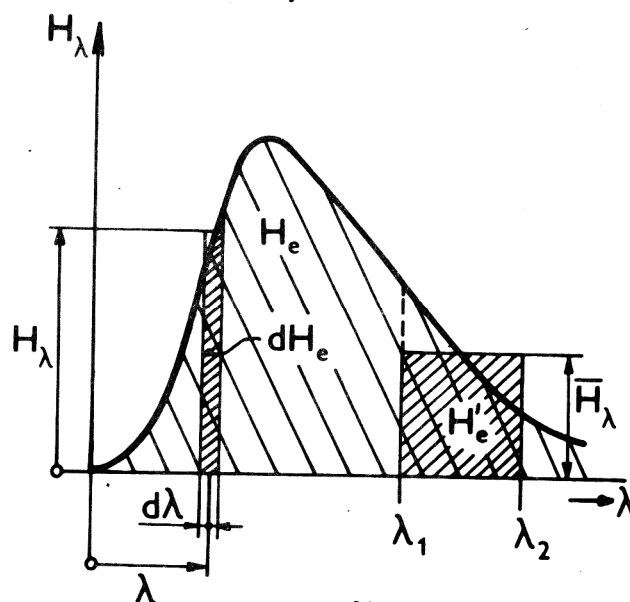
- první pokus (Kirchhoff, Stefan, Boltzmann 1859,1879)

$$H_o = f(T) \dots\dots H_o = C_o \left(\frac{T}{100} \right)^4 \dots\dots \text{intenzita vyzařování v celém intervalu } \langle 0, \lambda \rangle$$

Spektrální hustota intenzity vyzařování $H_\lambda = f(\lambda, T)$

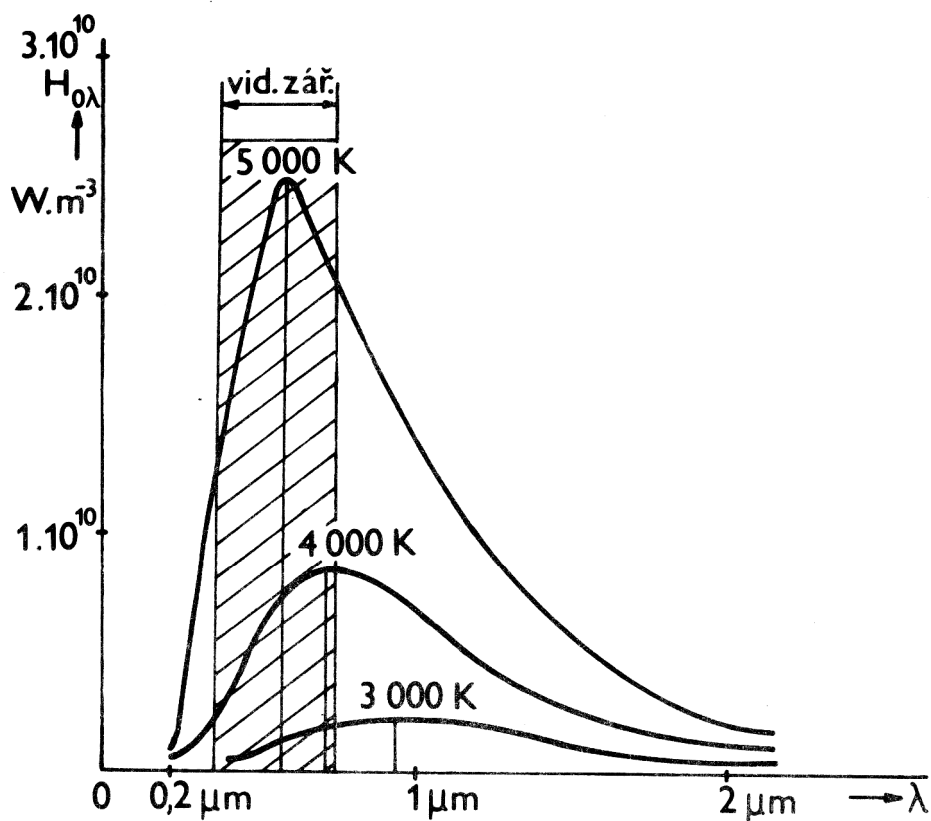


Obr. 4.4a/



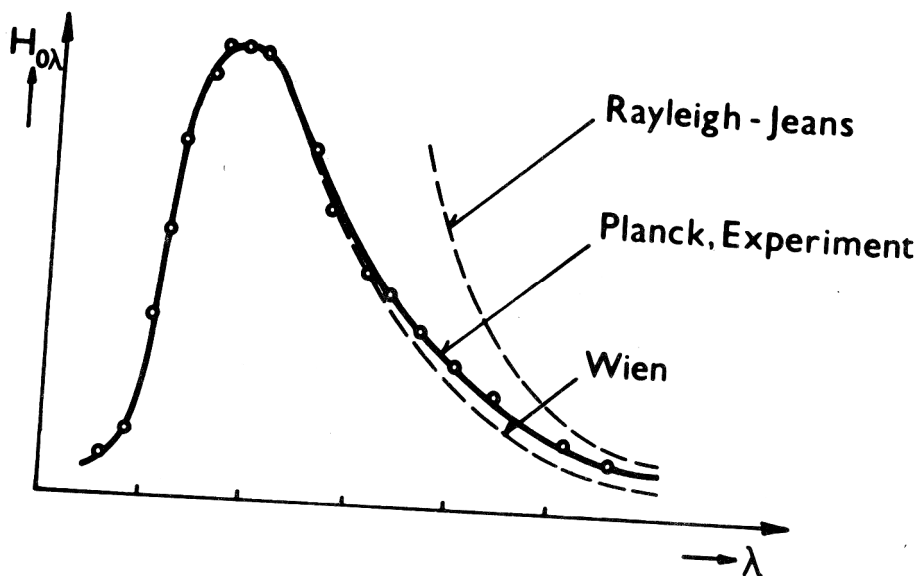
Obr. 4.4b/

Naměřeno pro černé těleso :



Jak najít matematickou funkci této křivky ?

Mnoho pokusů :



Výsledný tvar až Max Planck (1900) , kdy černé těleso nevyzařuje energii spojitě, ale po určitých kvantech $E = h \cdot f$

h ...Planckova konstanta $6,625 \cdot 10^{-34}$ J.s , položil tak základ kvantové fyziky.

Dodatky :

$$H_{0\lambda} = \frac{2 \pi h c^2}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc}{kT \lambda}} - 1 \right)}$$

Wienův zákon posunu (posunovací zákon)

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T} \quad b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m.K}$$

Spektra látek

Emisní spektrum

- čárové spektrum
- spojité spektrum

Absorbční spektrum

- pásové spektrum
- spektrální analýza
- spektroskop
- čárové spektrum vodíku

Rentgenovo záření

- Elmagetické záření s **malou vlnovou délkou** $\lambda \in (10^{-12}, 10^{-8})$ m s **vysokou frekvencí** $f \in (10^{16}, 10^{20})$ Hz

- Objev – prosinec **1895 Wilhelm Conrad RÖNTGEN** pozoroval **katodové záření** (elektrony uvolněné ve vakuové trubici). Zjistil, že při dopadu katodového záření na anodu vzniká záření , které



- z katody
snadno

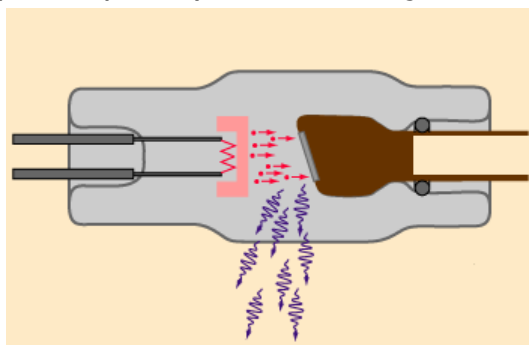


prochází i neprůhlednými látkami. Nazval toto záření **X paprsky**.

- za tento objev a studium záření dostal v roce **1901 1. NC za fyziku**

Zdroje a vznik

- RTG záření vzniká v každé **vakuové trubici**, v níž mohou elektrony před dopadem na kovovou překážku (anodu) získat dostatečnou kinetickou energii (**10keV**) $1\text{eV} = 1.602 \cdot 10^{-19}$ J ...elektronvolt
- **RENTGENTKA**
 - skleněná trubice vyčerpaná na **vysoké vakuum** (10^{-1} - 10^{-6} Pa)
 - **katoda** – žhavený wolframový drát , který emituje elektrony a ty jsou urychlovány elektrickým polem (**U= 10kV – 400 kV**) směrem k **anodě**
 - **anoda** – těžko tavitelný kov (platina, wolfram)
 - anoda **chlazena**, aby snesla zahřátí při dopadu elektronů nebo **rotuje**, aby elektrony nedopadaly stále do stejného místa anody



Vlastnosti

- ionizuje vzduch
- **vyvolává zčernání fotografické desky**
- je různě pohlcováno různými látkami – pohlcování závisí na atomovém čísle Z látky, **těžší prvky více pohlcují RTG záření**
- **tvrdé RTG** – krátké vlnové délky, vysoká frekvence – lépe proniká
- **měkké RTG** – delší vlnové délky, nižší frekvence

Spektrum rentgenového záření

RTG obsahuje **dva druhy záření**:

1. BRZDNÉ ZÁŘENÍ

- **Vzniká zabrzděním elektronů o anodu**, nabitá částice s brzdným zrychlením dle Maxwella generuje elmag.záření
- **spojité spektrum**, ohraničené nejkratší vlnovou délkou λ_{\min} (ex. max. frekvence f_{\max})
- hranice λ_{\min} – závisí na napětí mezi katodou a anodou tj. na rychlosti dopadajících elektronů $U \uparrow \Rightarrow v \uparrow \Rightarrow \lambda_{\min} \downarrow (f_{\max} \uparrow)$
- nezávisí na materiálu anody

- **existenci minimální vlnové délky neumí klasická fyzika vysvětlit!!
Další neschopnost klasické fyziky!!
vysvětlení: RTG záření jako proud fotonů- nejvíce energetický foton ve spektru má energii odpovídající celé energii dopadajícího elektronu (větší energii už foton mít nemůže)**

tj. $e \cdot U = h \cdot f_{\max}$
energie dopadu elektronu = energie fotonu...nejvyšší možná

$$f_{\max} = \frac{c}{\lambda_{\min}}$$

2. CHARAKTERISTICKÉ ZÁŘENÍ

- objev CH.G.Barkl **NC 1917**
- nespojitě **čarové spektrum**, složené z jednotlivých čar (podobně jako u světelných spekter plynů)
- **vlnové délky příslušné jednotlivým čarám závisí na materiálu anody** (vždy mají vlnovou délku větší než je minimální λ_{\min})
- vzniká **při přeskoku elektronů v atomech anody z vysoce excitované energetické hladiny**, tato excitace je vyvolána dopadem elektronů na atomy anody
- tzv. **RTG spektroskopie** – analýza materiálů, materiál se bombarduje urychlenými nabitými částicemi, atomy materiálu se excitují a vyzařují charakteristické čarové RTG spektrum

OBJEV KRYSTALICKÉ MŘÍŽKY

- 1912 – bylo prokázáno, že **RTG má vlnovou povahu** – jedná se o elektromagnetické vlnění s **krátkou vlnovou délkou**
- **Max von Laue** (NC 1914) – navrhl pokus, který tuto povahu prokázal. Pokus realizovali Fridrich a Knipping



- Povaha byla prokázána pomocí jevu typického pro vlnění – **ohybu**.

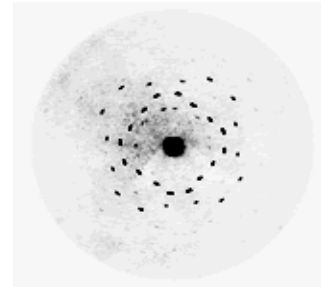
Ohyb je pozorovatelný na překážkách,

jejichž rozměry jsou srovnatelné s vlnovou vlněním,

v případě RTG musí být rozměry velmi malé – překážkou byla **krystalová mřížka**. Při pokusu byla zářením ozařována destička z krystalu o tloušťce cca mm, na fotografické desce vznikla pravidelná soustava osvětlených plošek (interferenčních maxim).

Význam pokusu:

1. Dokázal vlnovou povahu RTG
2. Poprvé dokázal existenci krystalové mřížky !



délkou

RTG
0,5

Užití RTG záření:

rtg diagnostika – ZOBRAZOVACÍ METODA

(poprvé na bojištích 1.světové války – pojízdné rentgeny)

- rtg záření prochází tělem pacienta, těžší atomy pohlcují záření více – např. vápník v kostech, lehké atomy měkkých tkání méně, vzniká kontrastní zobrazení na fotografické desce – **rtg snímek**, případně je záření snímáno a zpracováno digitálně

CT TOMOGRAFIE - RTG zdroj osnímkuje pacienta v různých směrech pod úhly 0 – 180 ° – velký počet snímků s malou dávkou záření ... po digitálním zpracování počítačem lze vyvolat obraz libovolného řezu orgánem pacienta (tomé = řez)
...3D zobrazení

RTG defektoskopie - obdobná aplikace v technice, zobrazení defektů výrobků a stavebních konstrukcí, únavy materiálu – pneumatiky závodních vozů F1; celní kontroly kamionů ...pojízdné RTG zdroje

Fotoelektrický jev

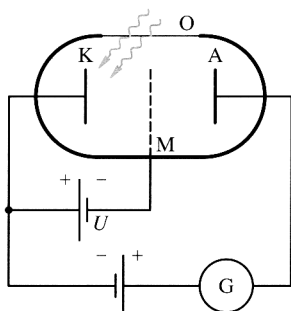
- rovnovážné záření - záření černého tělesa, kdy se v dutině stejně pohltí, jako vyzáří
- kvantová hypotéza - záření vydávané a pohlcované jednotlivými atomy zahřátého tělesa nemůže mít libovolnou energii, ale jedná se o určitá kvanta $E = h \cdot f$

Fotoelektrický jev je takový jev, při němž v obvodu elektrického proudu buď vzniká nebo se mění elektrický proud, jestliže některá část obvodu je osvětlena.

Rozlišujeme :

- vnější fotoelektrický jev (fotoemise) - světlo dopadající na povrch kovu může z něho uvolňovat elektrony
- fotovodivost - snížení elektrického odporu osvětlené části některých polovodičů
- hradlový fotoelektrický jev - vznik elektrického napětí mezi dvěma prostředími (například kov a polovodič)

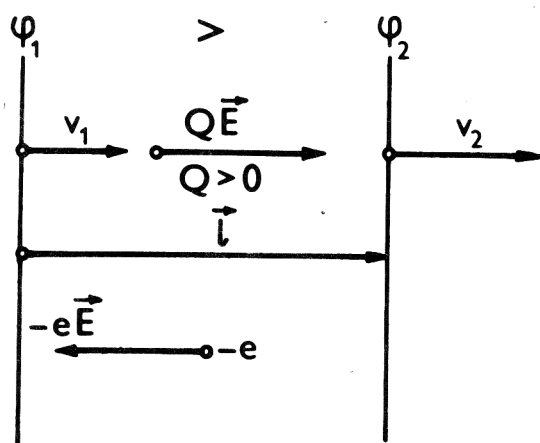
Vnější fotoelektrický jev



2-3 Schéma experimentu ke studiu fotoefektu (O – okénko, K – katoda, A – anoda, M – mřížka, G – galvanometr)

Pojem brzdné napětí

Pro vyšetření kvantové povahy světla má zvláštní význam vnější fotoelektrický jev, protože interakci záření s látkou lze posuzovat podle chování uvolněných



Obr. 4.8

fotoelektronů, jejichž pohyb ve vakuu se dá ovlivňovat elektrickým polem. Takové pole je charakterizováno hladinami potenciálu $\varphi = \text{konst.}$ a intenzitou \vec{E} /na obr.4.8 je pro jednoduchost nakreslen případ homogenního pole/. Má-li částice s nábojem $Q > 0$ na hladině potenciálu $\varphi_1 = \text{konst.}$ kinetickou energii $\frac{1}{2} m v_1^2$, pak mechanickou prací síly, již elektrické pole působí na částici, vzroste její kinetická energie na hladině potenciálu $\varphi_2 < \varphi_1$ na hodnotu $\frac{1}{2} m v_2^2$ podle rovnice

$$A = Q(\varphi_1 - \varphi_2) = \Delta W_k = \frac{1}{2} m v_2^2 - \frac{1}{2} m v_1^2.$$

Elektron nese náboj $Q = -e = -1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ / elementární náboj / :

1. pohyb elektronu ve směru pole /ve směru \vec{E} /

$$A = -e(\varphi_1 - \varphi_2) = -eU = \Delta W_k < 0, \quad /4.30/$$

elektron je brzděn, $U = \varphi_1 - \varphi_2$ je brzdné napětí;

2. pohyb elektronu proti směru pole

$$A = -e\vec{E} \cdot \vec{l} = -e(\varphi_2 - \varphi_1) = -e[-(\varphi_1 - \varphi_2)] = eU = \Delta W_k > 0; \quad /4.31/$$

v tomto případě je úbytek potenciálu /ve směru pohybu hodnota dřívější minus hodnota pozdější či vzdálenější/ $\varphi_2 - \varphi_1$, napětí U je urychlující napětí.

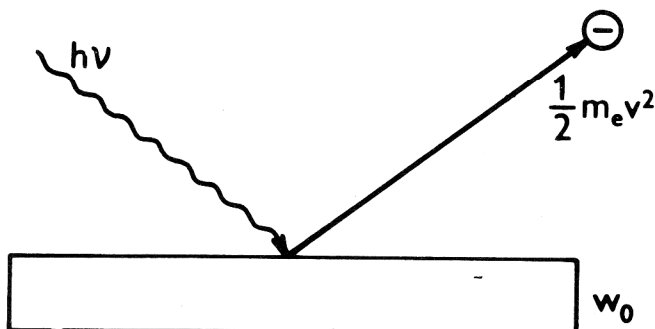
Při napětí $U = 1 \text{ V}$ získá elektron energii

$$\Delta W_k = W = eU = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 1 \text{ V} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 1 \text{ elektronvolt} = 1 \text{ eV}$$

/4.32/

Jednotka elektronvolt je vhodnou mírou pro energii mikročástic. Jeden elektronvolt / 1 eV/ je tedy energie, kterou získá /nebo pozбудe/ elektron v elektrickém poli mezi dvěma místy, mezi nimiž je napětí 1 volt.

Princip vnějšího fotoelektrického jevu je schematicky naznačen na obr. 4.9. Dopadá-li ve vakuu na kov monochromatické záření o frekvenci ν dochází k uvolnění slabě vázaných elektronů z kovu do vakuu. Energetická bilance je jednoduchá a lze ji popsat vztahem



Obr. 4.9

$$h \cdot \nu = \frac{1}{2} m_e v^2 + W_0 \quad /4.33/$$

kde člen $h \cdot \nu$ představuje energii kvanta záření vstupující do reakce, člen $\frac{1}{2} m_e v^2$ představuje kinetickou energii elektronů vystupujících z kovu s rychlostí v a W_0 se nazývá výstupní práce a představuje energii potřebnou na uvolnění elektronu z kovu s nulovou rychlostí.

Položíme-li $W_0 = \epsilon_0 = h\nu_0$, pak ν_0 je mezní frekvence /nejmenší frekvence/ monochromatického záření, jež vůbec ještě může elektrony z kovu uvolnit. Má pro různé kovy různé hodnoty a nazývá se charakteristická frekvence ν_0 . Z bilance /4.33/

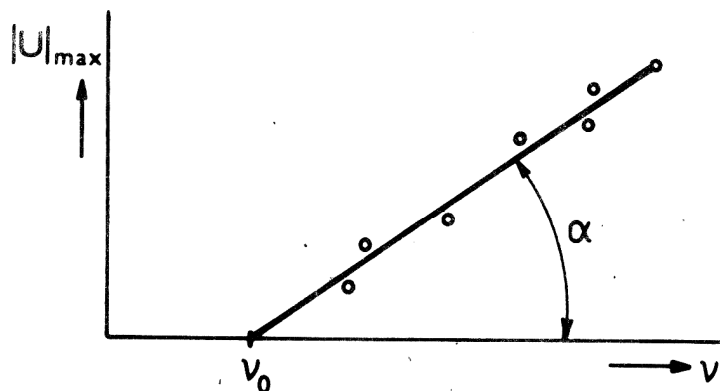
tedy plyne Einsteinova rovnice

$$|U|_{\max} = \frac{h}{e} (\nu - \nu_0),$$

14.341

vyjadřující lineární závislost energie uvolněných fotoelektronů, měřenou brzdným napětím $|U|_{\max}$, na frekvenci ν monochromatického záření, znázorněnou na obr. 4.10. Směrnice přímky

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{h}{e},$$



vyjádřená podílem u n i v e r -
s á l n í c h konstant h
/Planckova konstanta/ a e /ele-
mentární elektrický náboj/ má
hodnotu, odpovídající s velkou
přesností experimentálně zjiště-
ným hodnotám. Zvláště přesná mě-
ření vykonal Millikan /1916/.

1. Pro každý kov existuje určitá mezní frekvence f_0 (a jí odpovídající mezní vlnová délka λ_0) taková, že elektrony se uvolňují pouze při ní a vyšších frekvencích (obr. 2-4). Jestliže je frekvence f záření menší než mezní frekvence, fotoelektrický jev nenastává. Elektrony z cesia se budou například uvolňovat již viditelným světlem ($f_0 = 467 \text{ THz}$, $\lambda_0 = 642 \text{ nm}$), zatímco ze stříbra budou uvolňovány až ultrafialovým zářením ($f_0 = 1136 \text{ THz}$, $\lambda_0 = 264 \text{ nm}$).
2. Je-li frekvence záření vyšší než mezní, bude proud protékající obvodem úměrný intenzitě záření.
3. Energie elektronů, které se z kovu uvolňují, roste lineárně s frekvencí záření.

Vlnově - částicový dualismus (korpuskulárně vlnový dualismus)

Záření se projevuje ve formě vln (vykazuje např. interferenční jevy), ale v souvislosti s podmínkou kvantování si můžeme záření představit jako soubor elementárních částic, jímž Einstein dává název **fotony**.

Fotony se pohybují rychlostí světla, lze využít vztah pro energii :

$$m_{\text{fotonu}} \cdot c^2 = h \cdot f$$

Odtud hmotnost fotonu pohybující se rychlostí světla : $m_{\text{fotonu}} = \frac{h \cdot f}{c^2}$

Foton je spjat s rychlostí světla, **jeho klidová hmotnost je nulová**.

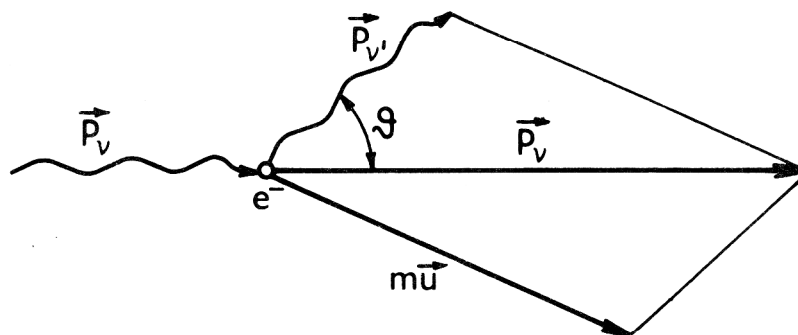
Hybnost fotonu :
$$p_{\text{fotonu}} = m \cdot c = \frac{h \cdot f}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

Coptonův jev

4.1.5 Comptonův jev

Při průchodu záření hmotou /např. rentgenového záření/ dochází jednak k absorpci tohoto záření a v případech, kdy absorpce je malá, lze pozorovat rozptýl záření. Při studiu rozptýleného záření pozoroval Compton, že rozptýlené paprsky obsahují kromě původního záření o frekvenci ν také záření o frekvenci ν' , při čemž $\nu' < \nu$.

Teoretický popis tohoto jevu podal Compton a je založen na předpokladu, že při rozptýlu rentgenového záření dochází ke srážce fotonu se slabě vázanými elektrony rozptylujícího kovu. Schematické znázornění srážky fotonu a volného elektronu je na obr. 4.11.



Obr. 4.11

Vlastní výpočet vychází ze splnění zákona zachování hybnosti při srážce

$$\vec{p}_\nu = \vec{p}_{\nu'} + m \vec{u} \quad 14.361$$

kde \vec{p}_ν a $\vec{p}_{\nu'}$ představuje hybnost fotonu před a po srážce a $m \vec{u}$ je hybnost elektronu při uvedení z klidu do pohybu rychlostí \vec{u} .

a ze zákona zachování energie

$$E + m_0 c^2 = E' + m c^2 \quad 14.371$$

kde $E = h \cdot \nu$ a $E' = h \cdot \nu'$ jsou energie fotonů před a po srážce. člen $m_0 \cdot c^2$ představuje klidovou hodnotu energie elektronu a $m \cdot c^2$ hodnotu energie elektronu po uvedení do pohybu rychlostí \vec{u} .

Rovnice 14.361 a 14.371 nyní řešíme vzhledem k neznámým veličinám ν' a u . Vektorovou rovnici 14.361 lze pomocí kosinové věty převést na tvar /viz obr.4.11/.

$$(m \cdot u)^2 = p_\nu^2 + p_{\nu'}^2 - 2 p_\nu \cdot p_{\nu'} \cdot \cos \vartheta$$

a s využitím

$$p_\nu = \frac{h \cdot \nu}{c}$$

obdržíme

$$h^2 (\nu^2 - 2\nu \cdot \nu' \cos \vartheta + \nu'^2) = c^2 \cdot m^2 \cdot u^2. \quad 14.381$$

Zákon zachování energie /4.34/ přepíšeme na tvar

$$h(\nu - \nu') + m_e \cdot c^2 = m \cdot c^2$$

a vytvoříme jeho druhou mocninu :

$$h^2(\nu^2 - 2\nu\nu' + \nu'^2) + 2m_e \cdot c^2 h(\nu - \nu') + m_e^2 c^4 = m^2 \cdot c^4. \quad 14.39/$$

Odečtením /4.39/ od /4.38/ obdržíme

$$2h^2\nu\nu'(1 - \cos \vartheta) - 2hc^2 m_e (\nu - \nu') = - \left[m^2 \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right) - m_e^2 \right] c^4$$

Pravá strana této rovnice vzhledem ke vztahu $m = m_e / \sqrt{1 - \beta^2}$ je rovna nule a lze ji dělit členem $2h\nu\nu'$, čímž získáme

$$h(1 - \cos \vartheta) - c^2 m_e \frac{(\nu - \nu')}{\nu\nu'} = 0,$$

a po úpravě

$$\left(\frac{c}{\nu'} - \frac{c}{\nu}\right) = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \vartheta).$$

Zavedením vlnových délek $\lambda = \frac{c}{\nu}$ a $\lambda' = \frac{c}{\nu'}$ obdržíme Comptonův posuv

$$\lambda' - \lambda = \Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \vartheta) = A(1 - \cos \vartheta) = 2A \sin^2 \frac{\vartheta}{2}. \quad 14.40/$$

Konstanta A má rozměr vlnové délky, nazývá se Comptonovou vlnovou délkou a její hodnotu lze určit pomocí univerzálních konstant

$$A = \frac{h}{m_e c} = 2,426 \cdot 10^{-12} \text{ m}, \quad 14.41/$$

což je ve velmi dobré shodě s výsledky přesných měření, která udávají hodnotu

$$A = (2,424 \pm 0,004) \cdot 10^{-12} \text{ m}.$$

Grafické znázornění vztahu /4.40/ je uvedeno na obr. 4.12. Rovnice /4.40/ je rovnicí kardioidy /srdcovky/ v polárních souřadnicích. Zvolíme-li směr dopadajícího svazku za polární osu a sestrojíme-li kardioidu, která ji protíná v počátku a v bodě vzdáleném o $2A$ proti směru záření, je Comptonův posuv $\Delta\lambda$ dán délkou průvodiče vedeného z počátku ve směru rozptýleného paprsku. Pro úhel rozptylu $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ má Comptonův posuv hodnotu $\Delta\lambda_{\pi/2} = A$.

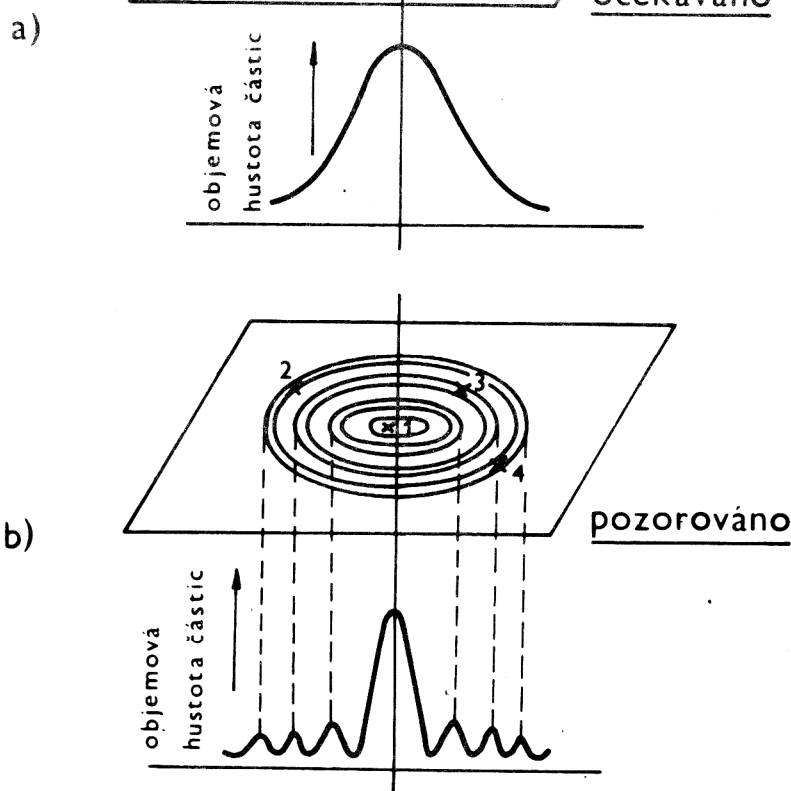
Výklad Comptonova jevu je dalším potvrzením fyzikální představy částicové struktury záření a vlnově-číslicového dualizmu.

Vlnové vlastnosti částic

• Davissonův-Germerův pokus

Experimentálním důkazem částicového, doprovodného vlnění je pokus Davissonův a Germerův, jehož schéma je uvedeno na obr. 4.14. Elektronův svazek vystupující ze

žhavené katody K se zrychluje elektrickým polem mezi katodou K a anodou A. Clonou C je vymezen úzký svazek kruhového průřezu a ten prochází tenkou kovovou fólií. Bude-li tato folie dostatečně tenká (10^{-9} m) tak, aby v ní nedocházelo k absorpci elektronů, pak se předpokládalo, že dojde k jejich rozptylu a na fotografické desce umístěné kolmo k původnímu směru paparku se objeví obraz s největší světlostí uprostřed a s plynulým ubýváním světlosti směrem od středu. Předpokládaná hustota prošlých elektronů je znázorněna na obr. 4.14a.



Obr. 4.14

Ve skutečnosti se na fotografické desce objeví soustava soustředných světlých a tmavých kruhů, jímž odpovídá rozdělení hustoty dopadlých elektronů znázorněné na obr. 4.14b. Toto rozdělení je zcela shodné s rozdělením, které získáme při ohybu monochromatického světla při průchodu malým kruhovým otvorem v tenké neprůhledné destičce.

Uvedený obraz soustředných kruhů je v podstatě interferenční obraz vznikající při ohybu /difrakci/ doprovodného vlnění elektronů na krystalech kovu. Tím tento pokus prokázal existenci částicového, neboli doprovodného nebo také často nazývaného de Broglieho vlnění.

- de Brugleiova hypotéza - každé volně se pohybující částici o energii E a hybnosti p lze přiřadit frekvenci a a vlnovou délku podobně, jako fotonům.

$$f = \frac{E}{h} = \frac{mc^2}{h} \quad \lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

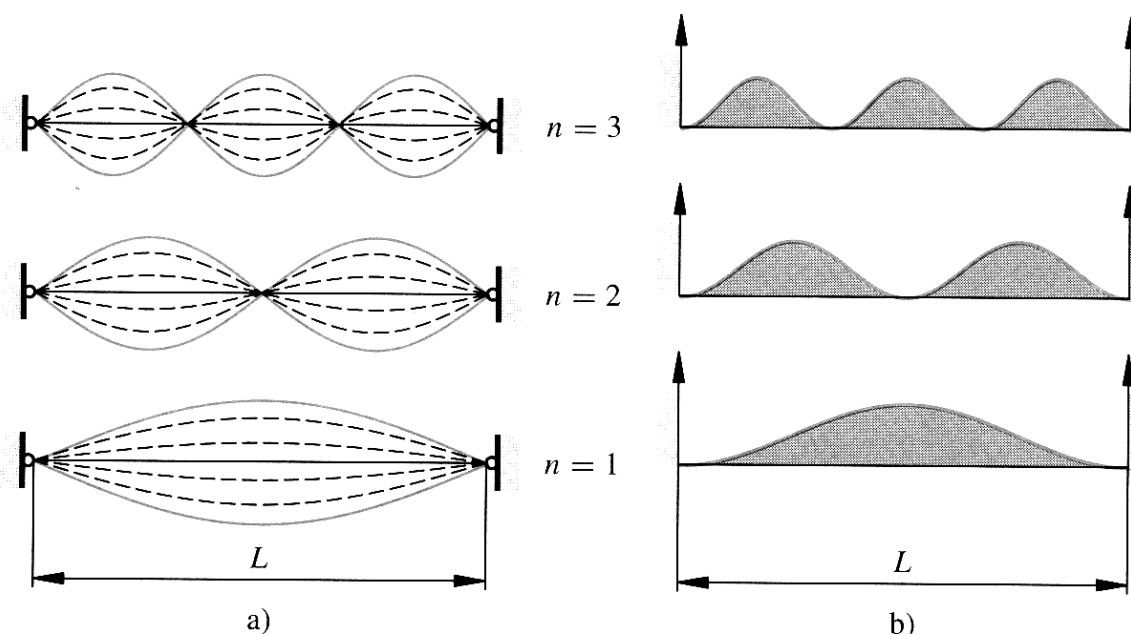
Zapsána vlnová funkce : $\Psi(x, y, z, t)$

- Význam vlnové funkce (Max Born) - druhá mocnina absolutní hodnoty umožňuje vypočítat pravděpodobnost, s jakou se částice nachází v daném místě.

$$dP = |\Psi(x, y, z, t)|^2 * dV$$

neboli : $\int_{(V)} |\Psi(x, y, z, t)|^2 \cdot dV = 1$

- Tunelový jev
- Kvantová mechanika - princip korespondence - zákony kvantové mechaniky musí postupně přecházet v zákony klasické mechaniky (se zvětšujícím se rozměrem).
- Částice v nekonečně hluboké potenciální jámě
Podobně jako struna, i např. elektron se bude nacházet jen v určitých energetických stavech - Schrodinger.



$$E = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{h^2}{2m\lambda^2} \Rightarrow \Rightarrow \Rightarrow E_n = \frac{h^2}{8mL^2}n^2$$

protože :

$$\lambda = \frac{2L}{n}$$

- Kvantování energie, kdy částice může být jen v určitém energetickém stavu - má určitou energetickou hladinu, které odpovídá **kvantové číslo n**. Pro n=1 se částice nachází v základním energetickém stavu, další stavy pak nazýváme **vzbuzené**, neboli **excitované stavy**.
- Rozložení pravděpodobnosti výskytu částice se během času nemění je **stacionární**.
- Částice v těchto stavech neztrácí energii, k tomu dochází pouze tehdy, když částice přechází z jednoho stavu na druhý : $h \cdot f_{n,m} = E_n - E_m$
- Heisenbergova relace neurčitosti - čím přesněji určíme polohu částice. tím méně přesně je určena její hybnost.

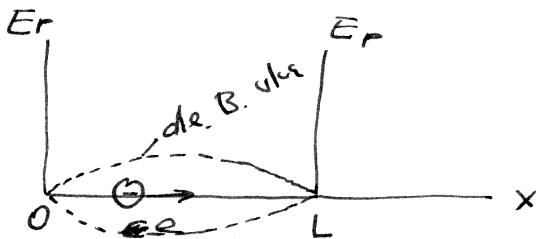
$$\Delta x \bullet \Delta p \geq h$$

Kvantování fyzikálních veličin

Kvantování fyzikálních veličin

Matematická např. konstanta $E = \frac{1}{2} k y^2$
společně veličina

Mikročástice v potenciálové jámě



Po odrazech uhy od stěn vzniká
stojatá vlna:

Musi platit
$$L = n \cdot \frac{\lambda_n}{2}$$

jestliže $n=1, 2, \dots$ dostáváme diskontinuální
hodnoty vlnových délek
$$\lambda_n = \frac{2L}{n}$$

Pro tyto hodnoty musí platit
hybnost:

$$p_n = \frac{h}{\lambda_n} = \frac{n \cdot h}{2L}$$

energie:

$$E_n = \frac{p_n^2}{2m} = \frac{n^2 h^2}{8mL^2}$$

$$E = \frac{1}{2} m v^2$$

$$E_n = \frac{1}{2} p^2$$

$$E = \frac{p^2}{2m}$$

Heisenbergovy vztah neurčitost.

Pořb
Pohyb tělesa lze určit souřadnicemi
polohy (x, y, z) a souřadnicemi hybnosti
 (p_x, p_y, p_z) a zároveň jedněch souřadnic
lze s určitou určitostí a souřadnicemi v čase
 Δt .

pro mikroskopické a le planí:

$$\Delta x \geq \lambda \quad \left(\text{neurčitost polohy vzhledem} \right. \\ \left. \text{ke měřicímu je větší než} \right. \\ \left. \text{vlásová de Broglieho vlnová délka} \right)$$
$$\Delta p \geq \frac{h}{\lambda} \rightarrow \text{hybnost fotonu}$$

Vyvoď sebereu'

$$\boxed{\Delta x \cdot \Delta p \geq h}$$

Heisenbergovy vztah neurčitost.
Čím přesněji určíme polohu, tím
méně přesně určíme hybnost.

Po rozšíření $\frac{\Delta x}{\Delta t} \cdot \Delta p \cdot \Delta t \geq h$

2. Heis. vztah.

$$v \cdot \Delta p \cdot \Delta t \geq h$$

$$\rightarrow \boxed{\Delta E \cdot \Delta t \geq h}$$

Δt nepřesnost doby života částice,
 ΔE nepřesnost energie

Vázaný je částic v mikroskopet
přiblíží diskrétní hodnoty, lybnost,
energie i dalších veličin. Tyto
veličiny mají kvantové
fyzičtější veličiny.

stav, který má přiblíží stojící
vlákn \Rightarrow stacionární stav (s časem se
nemění)

Tomu odpovídá hladina energie E_n

Číslo n \rightarrow kvantové číslo daného stav.
stavu

$n=1$... základní stav

vyšší hodnoty $n=2,3,4$... excitované
stavy (vyžáření nebo polcezení fotonu)

Princip korespondence

Pro velké hodnoty $n \gg 1$ platí

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{(n+1)^2 - n^2}{n^2} \approx \frac{2}{n} \ll 1$$

Pro velké n výsledek odpovídá
spojitým hodnotám \Rightarrow klasická
mechanika.

Rutherfordův model atomu

- jádro ve středu, v něm soustředěna veškerá hmotnost, velikost řádově desetitisíckrát menší než celého atomu (atom cca 10^{-10} m)
- elektronový obal. v něm pohybující se elektrony, jinak by došlo k přisátí elektronu na jádro.
- představa planetárního systému

Proti :

- elektron kroužící kolem jádra se chová jako oscilátor, ztrácí energii a k pádu do jádra by došlo za cca 10^{-9} s
- podle Keplerova zákona (čtverec oběžné doby je přímo úměrný trojmoci velké poloosy) by spektrum vyzařovaného světla mělo být spojité (není).
- Rutherfordův model je tedy nestabilní

Bohrův model atomu

Využil podmínku kvantování (1912) s tím, že změny energetického stavu se dějí tak, že :

$$hf = W_1 - W_2$$

Jestliže zavedeme souřadnice polohy X a hybnosti P , potom lze pro celkovou energii oscilátoru napsat :

$$W = W_{pot} + W_{kin} = 2\pi^2 m_e f^2 x^2 + \frac{1}{2m_e} p^2$$

Protože zároveň platí : $W = nhf$

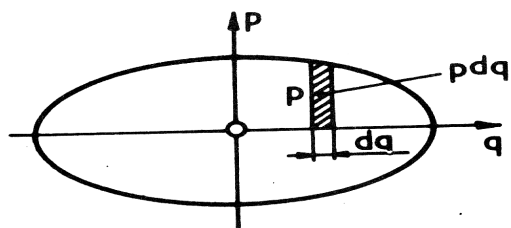
Pak lze napsat :

položíme-li $\omega = 2\pi\nu$, a $W_{\text{kin}} = \frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{(m_e v)^2}{2m_e}$. Podle Planckovy hypotézy je tato energie ve stabilních stavech mikrooscilátorů kmitajících s frekvencí ν konstantní a rovna $W = nh\nu$, takže dosadíme-li tuto energii do hořejší rovnice, dostaneme

$$\frac{q^2}{\frac{nh}{2\pi^2\nu m_e}} + \frac{p^2}{2m_e nh\nu} = 1 \quad \text{či} \quad \frac{q^2}{a^2} + \frac{p^2}{b^2} = 1 \quad 15.21$$

To je osová rovnice elipsy s osami q, p , hlavní poloosou a a vedlejší poloosou b . Fázový obraz harmonicky kmitajícího oscilátoru opisuje tedy ve fázové rovině elipsu /obr. 5.3/. Její plošný obsah dostaneme ze srovnání jmenovatelů v obou rovnicích /5.21/

$$\pi ab = \sqrt{\left(\frac{nh}{2\pi^2\nu m_e} \cdot 2m_e nh\nu\right)} = nh. \quad 15.31$$



fázová rovina

Obr. 5.3

Tento plošný obsah lze podle obr. 5.3 vyjádřit obecně integrálem $\oint p dq$, kde integrační značka vyjadřuje, že je třeba integraci provést přes jednu periodu kmitajícího systému, tedy přes plný obor variability souřadnice q /jde o abstraktní plochu ve fázové rovině!/. Tento integrál se proto nazývá fázový integrál. Stabilní /vybrané/ energetické stavy Planckových zářivých mikrooscilátorů jsou tedy charakterizovány podle /5.31/ tím, že příslušné fázové integrály jsou celistvým násobkem konstanty h ,

$$\oint p dq = nh. \quad 15.41$$

Zároveň musí také platit :

vyjádřit ve tvaru

$$\oint p ds = h \oint \frac{ds}{\lambda} = nh \quad \text{či} \quad \oint \frac{ds}{\lambda} = n,$$

kde n hlavní kvantové číslo.

Jinými slovy :

Stabilní je jen taková elektronová dráha, na níž připadá celistvý počet vlnových délek příslušného částicového vlnění.

Bohrův model tedy :

- vychází z Rutherfordova modelu
- vyznačuje se stabilními energetickými stavy v nichž elektrony mohou existovat aniž by vyzařovaly energii
- atom vyzařuje, či pohlcuje energii formou kvantových skoků
- neodpovídá ovšem principu neurčitosti

Atomová spektra vodíku

Experimentální výsledky měření vodíkových spekter /z mezihvězdných prostor/ ukázaly, že vlnové délky, vlnočty či frekvence, příslušející jednotlivým spektrálním čarám, lze sdružit do skupin, které se nazývají spektrální série. Vlnočty σ čar se řídí velmi přesně jednoduchými empirickými vzorci, které mají v jednotlivých sériích, tvořících úplné spektrum, touž formu. Poprvé tuto formu objevil Balmer /1885/ pro sérii atomového spektra vodíku pojmenované po něm Balmerova série, které leží ve viditelné části spektra. Balmerův vzorec pro vlnočty čar v jeho sérii má tvar

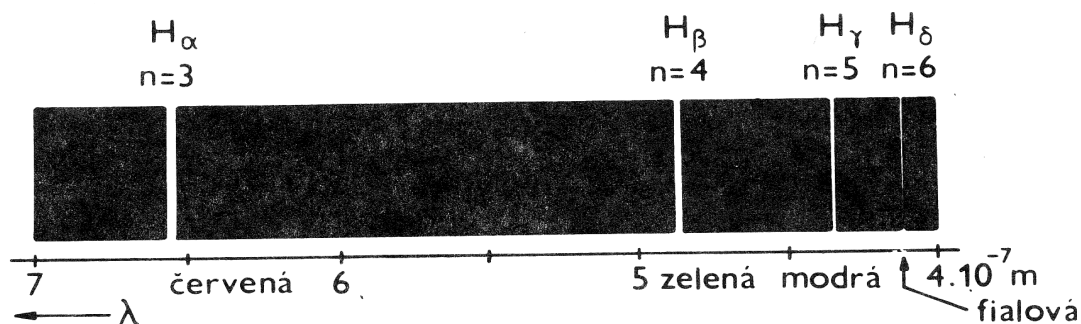
$$\sigma = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 3, 4, 5, \dots \quad /5.7/$$

Konstanta R se jmenuje Rybergův vlnčet, jehož experimentální hodnota je

$$R = 1,096\,775\,8 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}. \quad /5.8/$$

Vysoká přesnost této konstanty, daná počtem platných desetinných míst, nesmí udivovat. Vyplývá z přesnosti spektroskopických měření, jež patří k nejvyšším v experimentální fyzice. Balmerova série atomového spektra vodíku je na obr. 5.7. Ve viditelné části má čtyři čáry: červená čára označená H_α má nejmenší vlnčet a nej-

delší vlnovou délku, pro které ze vzorce /5.7/, položíme-li v něm $n = 3$, vychází $\sigma = 1,524\,1 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ a $\lambda = 1/\sigma = 6,561 \cdot 10^{-7} \text{ m}$; za ní následuje zelená čára H_β



Obr. 5.7

delší vlnovou délku, pro které ze vzorce /5.7/, položíme-li v něm $n = 3$, vychází $\sigma = 1,524\,1 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ a $\lambda = 1/\sigma = 6,561 \cdot 10^{-7} \text{ m}$; za ní následuje zelená čára H_β pro níž při $n = 4$ je $\sigma = 2,057\,6 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ a $\lambda = 4,860 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ atd, jak je na obr. 5.8 naznačeno. S klesající vlnovou délkou se čáry v ultrafialové části se slábnoucí intenzitou stále více k sobě kupí a série končí hranou při vlnčetě a vlnové délce $\sigma = 2,743 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$, $\lambda = 3,645 \cdot 10^{-7} \text{ m}$, které vycházejí ze vzorce /5.7/ pro $n \rightarrow \infty$.

Později byly zjištěny v ultrafialové a v infračervené části vodíkového spektra další série, jejichž vlnočty jsou dány vzorci :

Lymanova série $\sigma = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 2, 3, 4, \dots$

Paschenova série $\sigma = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 4, 5, 6, \dots$

Brackettova série $\sigma = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 5, 6, 7, \dots$

Pfundova série $\sigma = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 6, 7, 8, \dots$

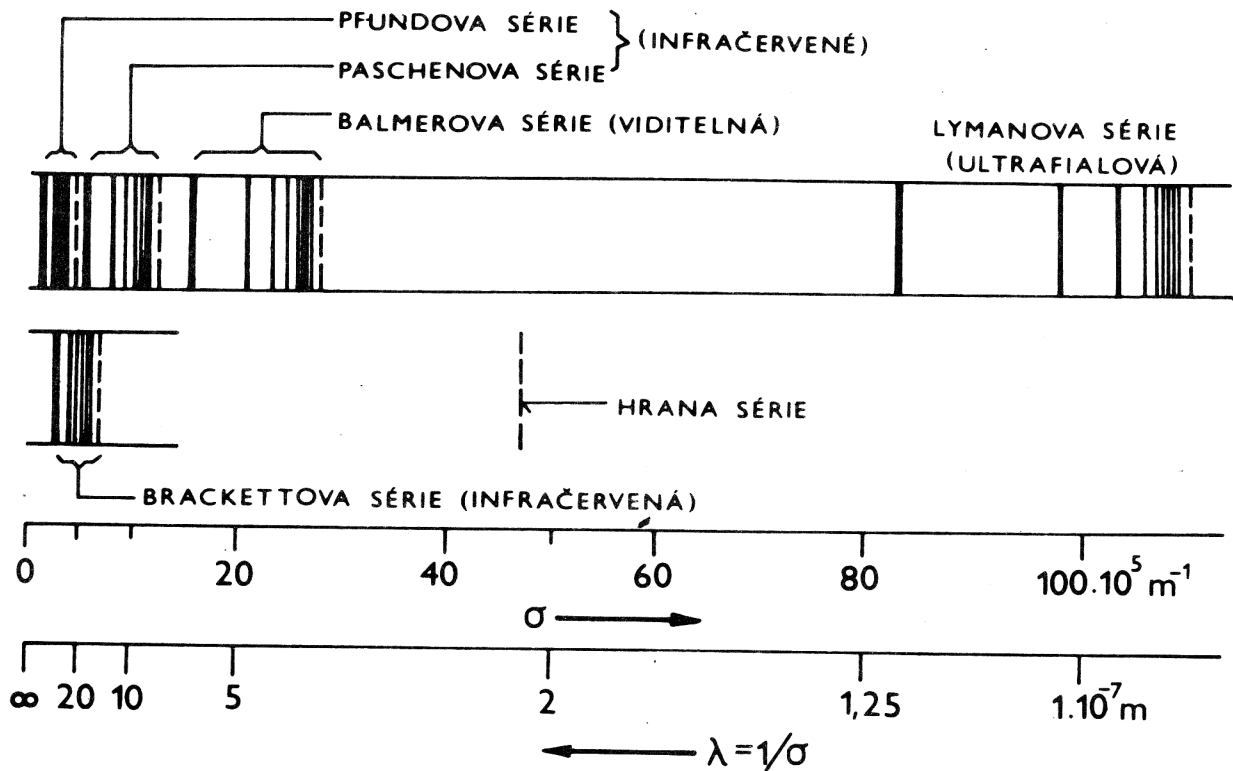
Úplné atomové spektrum vodíku je na obr. 5.8, v ultrafialové části se jednotlivé série částečně překrývají. Je zřejmé, že vlnočty čar ve spektrálních sériích lze vyjádřit obecným vzorcem

$$\sigma = \frac{R}{s^2} - \frac{R}{n^2}, \quad \begin{aligned} s &= 1, 2, 3, \dots; \\ n &= s+1, s+2, s+3, \dots \end{aligned} \quad /5.9/$$

Vlnočty jsou určeny rozdíly dvou čísel T_1 a T_2 , které se nazývají spektrální termy. Ukazuje se, že každou spektrální čáru, vyzařovanou atomem, lze vyjádřit jako rozdíl dvou termů $\sigma_{12} = T_1 - T_2$, takže každý atom je charakterizován jistým systemem termů, vyjádřených formou vlnočtů.

Jaký je fyzikální význam spektrálních termů? Vynásobíme /5.9/ konstantou hc , přičemž $\sigma = \nu/c$; máme vzhledem k Bohrovu postulátu /5.1/ o vybraných energetických stavech atomů

$$h\nu = \frac{hcR}{s^2} - \frac{hcR}{n^2} = hcT_s - hcT_n = W_n - W_s = -\Delta W, \quad /5.10/$$



Obr. 5.8

Je zřejmé, že energie elektronů ve vybraných energetických stavech jsou úměrné spektrálním termům

$$W_n = -hcT_n = -\frac{hc}{n^2} R, \quad W_s = -hcT_s = \frac{hc}{s^2} R. \quad /5.11/$$

Existence termů tedy na jedné straně experimentálně potvrzuje předpoklad o vybraných energetických stavech, na druhé straně Bohrov model interpretuje spektrální termy jako veličiny, charakterizující energie příslušející stabilním energetickým hladinám v atomech, jejichž systém je pro každý atom příznačný.

Bohrův model atomu vodíku

- Elektron obíhá kolem jádra po kruhových drahách , jejichž poloměr splňuje podmínku rovnováhy mezi Coulombovou silou a silou odstředivou :

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r}$$

- Současně je splněna podmínka kvantování a "povolených drah".

$$2\pi r m v = n h$$

- Obíhá-li elektron v některé z kvantových drah, je jeho energie konstantní a atom nevyzařuje.
- Při přechodu na jinou kvantovou dráhu atom vyzáří (nebo pohltí) foton

- Pro doprovodnou de Broglieho vlnu platí : $\lambda = \frac{h}{mv}$

Celkově musí tedy platit vztahy

Oběžná rychlost elektronu : $v = \frac{e}{\sqrt{4\pi\epsilon_0 m r}}$

Vlnová délka vlny : $\lambda = \frac{h}{e} \sqrt{\frac{4\pi\epsilon_0 r}{m}}$

Pokud platí podmínka celého počtu vln na délku dráhy : $2\pi r = n\lambda$

Musí platit pro jednotlivé poloměry (n=1 - Bohrův poloměr) :

$$r = n^2 \frac{h^2 \epsilon_0}{\pi m e^2}$$

Pro energie platí: $W_k = \frac{1}{2}mv^2$

což po dosazení za rychlost ze vztahu /5.15/ vede na

$$W_k = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 \cdot r_n} \quad /5.20/$$

a potenciální energii

$$W_p = \frac{(-e) \cdot (+e)}{4\pi\epsilon_0 \cdot r_n} = - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} \quad /5.21/$$

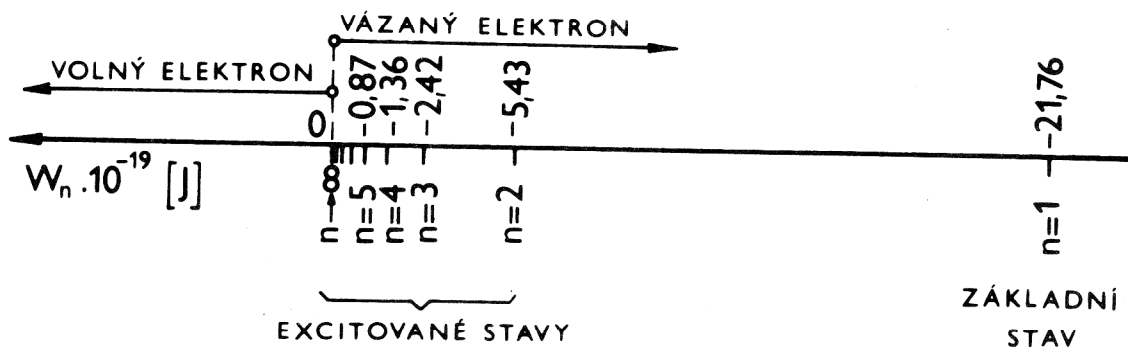
Celková energie je určena součtem W_k a W_p , což s použitím /5.20/ a /5.21/ vede na výsledek

$$W_n = W_k + W_p = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} = - \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} \quad /5.22/$$

Dosadíme-li do /5.22/ za r_n vztah /5.18/ získáme

$$W = - \frac{m_e \cdot e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad /5.23/$$

Energie určené vztahem /5.23/ se nazývají energetické hladiny atomu vodíku a jsou znázorněny na obr. 5.9. Tyto energie /a hladiny/ jsou záporné, což respek-



Obr. 5.9

tuje skutečnost, že elektron v daném stavu potřebuje dodat právě tuto energii, aby se uvolnil od jádra atomu. Energetická hladina pro $n = 1$ se nazývá základním stavem atomu a vyšší hladiny jsou excitované stavy. V limitním případě, kdy $n \rightarrow \infty$ je $W_n \rightarrow 0$ což znamená, že elektron již není vázán k jádru atomu.

Energii základního stavu můžeme vypočítat ze vztahu /5.23/

$$W_1 = - \frac{m_e \cdot e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} = - 2,17 \cdot 10^{-18} \text{ J} = - 13,6 \text{ eV} \quad /5.24/$$

Zde je potřeba zdůraznit, že experimentální výsledky udávají, že na oddělení elektronu od jádra vodíku je nutno dodat energii 13,6 eV, což je v souladu s výsledkem /5.24/.

Téma : Opakování, kvantová čísla

Opakování :

- Bohrov model
- Bohrov poloměr
- Princip kvantování

Kvantová čísla

1) Orbitální (vedlejší) kvantové číslo l

Celková energie elektronů je určena součtem potenciální, energie elektronu pohybujícího se kolem jádra a pohybu směrem od a k jádru. Z prostorového pohybu lze dokázat, že kromě energie (n) je kvantován i moment hybnosti (l).

l ...určuje tvar orbitalu $0,1,2,3,4,\dots,n-1$ (s,p,d,f,g,h,i.....)

2) Magnetické kvantové číslo $m = 0, +1, +2, +3, \dots, +l$

Elektron při jeho oběhu kolem jádra si lze představit jako proudovou smyčku v magnetickém poli. Na takovou smyčku působí magnetické pole momentem. Směr takového momentu hybnosti je kvantovánprostorové kvantování.
Určuje orientaci orbitalu v prostoru. (Zeemanův jev - rozštěpení termů)

3) Spinové kvantové číslo $s = \pm 1/2$

Sternův - Gerlachův pokus při odpařování atomů stříbra ($l = 0$) pozorujeme působení silného nehomogenního magnetického pole, což bylo vysvětleno tím, že elektron má vlastní (vnitřní) magnetický moment a s ním spojený vlastní moment hybnosti. Stav nabývá dvou hodnot.

Počet kvantových stavů : $2n^2$

Téma : Soustava chemických prvků

Základním nevzbuzeným stavem atomu je takový stav, v němž atom, bez vnějších vlivů, může libovolně dlouho setrávat.

U vodíku je to stav s minimem energie (stejně jako u ostatních atomů). Pro vodík charakterizováno stavem $n = 1$; $l = 0$; $m = 0$; $s = 1/2$. Složitější atomy se vlivem vzájemné interakce elektronů nemohou do podobného stavu dostat. Pokud by tomu tak bylo, odpovídal by jejich poloměr přibližně Bohrovu poloměru. Molární hmotnost atomu se však s rostoucím atomovým číslem zvětšuje.

Závislost molárního objemu na atomovém čísle

| prvek | Li | Na | K | Rb | Cs |
|---|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| atomové číslo Z | 3 | 11 | 19 | 37 | 55 |
| stav valenčního elektronu | 2s | 3s | 4s | 5s | 6s |
| relativní atomová hmotnost A_r | 6,94 | 23,0 | 39,1 | 85,5 | 133 |
| hustota $\{\rho\}$ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ | 534 | 966 | 860 | 1530 | 1900 |
| molární objem $\{V_m\}$ $\text{m}^3\cdot\text{kmol}^{-1}$ | $1,30\cdot 10^{-2}$ | $2,38\cdot 10^{-2}$ | $4,55\cdot 10^{-2}$ | $5,59\cdot 10^{-2}$ | $7,00\cdot 10^{-2}$ |

Daný kvantový stav tedy nemůže být obsazen libovolným počtem elektronů.

Odtud vyplývá Pauliho vylučovací princip :

V jednom atomu může v určitém kvantovém stavu existovat pouze jediný elektron.

V základním stavu má atom nejmenší energii ze všech stavů dovolených vylučovacím principem.

U složitějších atomů závisí celková energie na hlavním kvantovém čísle a také na orbitálním kvantovém čísle, další příspěvek tvoří spin. Největší část energie připadá na hlavní kvantové číslo n .

Podle představy pohybu závisí velikost energie (n) na velikosti velké poloosy eliptické dráhy a lze tedy uvažovat o tom, že elektrony s podobnou energií se nacházejí v jakýchsi slupkách či elektronových sférách (K L M N ...)

Největší přípustný počet elektronů v jednotlivých sférách (v n-té sféře)

$$\sum_0^{l=n-1} 2(2l+1) = 2[1 + 3 + 5 + \dots + (2n-1)]$$

Pro aritmetickou posloupnost platí : $n/2 * (\text{první člen} + \text{poslední člen})$

$$\text{Tedy : } 2 \left[\frac{n}{2} (1 + 2n - 1) \right] = 2n^2$$

Tabulka 8-1

| n | Slupka elektronového obalu | Počet elektronů v podslupce | | | | | Největší počet elektronů |
|---|----------------------------|-----------------------------|------------|------------|------------|------------|--------------------------|
| | | s l = 0 | p l = 1 | d l = 2 | f l = 3 | g l = 4 | |
| 1 | K | 2 | — | — | — | — | 2 |
| 2 | L | 2 | 6 | — | — | — | 8 |
| 3 | M | 2 | 6 | 10 | — | — | 18 |
| 4 | N | 2 | 6 | 10 | 14 | — | 32 |
| 5 | O | 2 | 6 | 10 | 14 | 18 | 50 |

Periodická soustava prvků :

- Počet elektronů v elektronovém obalu je roven pořadovému číslu Z prvků v periodické soustavě
- Stav elektronu je určen kvantovými čísly
- Energetické hladiny atomu v základním stavu obsazují elektrony podle principu minimální energie
- Je splněn Pauliho vylučovací princip

Porušení tohoto principu začíná u draslíku, kde se kromě čísla n uplatňuje i číslo l, kdy se začíná obsazovat vyšší slupka, když ještě není obsazena vrstva předcházející (lanthanoidy..) - **přechodové prvky**

Téma : Lasery

- Spontánní emise - vyzáření fotonu při přechodu elektronu na nižší energetický stav probíhá náhodně a nekoordinovaně. Vzniká nekoherentní záření s různou fází.
- Absorbce - pohlcení fotonu, kdy dojde k pohlcení energie a přechodu na vyšší energetickou hladinu.
- Stimulovaná emise - foton dopadá na atom s elektrony ve vyšším energetickém stavu, nebude pohlcen, ale z atomu bude vyzářen další foton s tím, že dojde ke snížení energetického stavu atomu, V takovém případě je možný lavinovitý průběh a zesílení světla.

Podmínkou takové situace musí být fakt, že většina atomů dané látky musí být ve vyšším energetickém stavu. Takovou situaci vytvoříme dodáním energie například osvětlením, elektrickým proudem, chemicky a pod. (nikoli zahřátím). Většina atomů se tak bude vyskytovat na vyšší energetické hladině - **vytvořili jsme populační inverzi a tím aktivní prostředí.**

Metastabilní hladina excitovaný stav vydrží poměrně dlouho a poté dochází k samovolnému uvolňování fotonů - **luminiscence.**

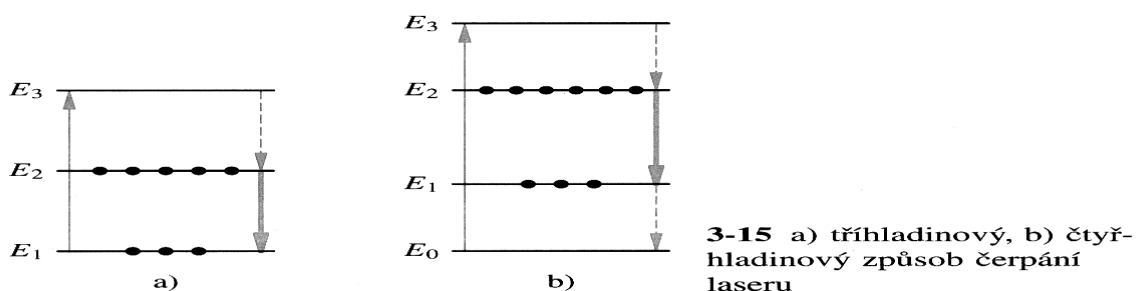
Rychlé uvolnění tím, že vytvoříme zpětnou vazbu, těleso umístíme mezi dvě rovnoběžná zrcadla, jedno polopropustné pro průchod paprsku.

Laser tak vytvoří velmi krátký světelný pulz s koherentním a monofrekvenčním paprskem.

Světelný tlak pro paprsek : $t = 10^{-12}$ s ; $E = 1$ J znamená že výkon je 10^{12} W.

Světelný tlak na 1mm^2 :

$$P = \frac{F}{S} = \frac{p}{t * S} = \frac{E}{c * S * t} = \frac{1}{3 * 10^8 * 1 * 10^{-6} * 10^{-12}} = 3 * 10^9 \text{ Pa}$$



Téma : Jádru atomu

Rutherfordův rozptylvelikost jádra je menší než řádově 10^{-14} m.

Jádru je nositelem **Z** kladných nábojů o velikosti **e**. **Z**... atomové číslo

Hmotnost atomu je prakticky soustředěna v jádře . Hmotnost jádra se tedy téměř neliší od hmotnosti celého atomu.

Relativní atomová hmotnost $A_r = \frac{m_a}{m_u}$

Chemický prvek není stejnorodý a skládá se z atomů se stejným číslem **Z** ale s různou atomovou hmotností **Ar**. Periodické soustavě prvků jsou tak střední hodnoty **Ar**.

Druh atomů se stejným číslem **Z a se stejnou relativní atomovou hmotností **Ar**....NUKLID.**

Celé číslo nejbližší relativní atomové hmotnosti nukliduhmotnostní číslo **A**.

Atomy se stejným **Z, ale různým **A** se nazývají izotopy.** Přírodní prvek je směs izotopů, které se neliší svými chemickými vlastnostmi.

Nuklidy se stejným **A** a různým **Z** se nazývají izobary.

Značení $\begin{matrix} A \\ Z \end{matrix} X$

Odtud teorie, že atom se skládá z protonů a elektronů, jejichž počet je $A-Z$, což odpovídalo celkovému náboji : $Ae+(A-Z)(-e)=Ze$. Této teorii odpovídal i fakt, že při beta záření vyletují z jádra elektrony.

Tato teorie selhává na následujících poznatcích :

- **Z** pásových spekter lze zjistit, že jádra atomů mají celočíselný spin. Jádro

dusíku ${}^{14}_7\text{N}$ má celočíselný spin. Proton i elektron mají ovšem spin $1/2$. Není jasné, jak lze z 21 částic se spinem $1/2$ vytvořit celočíselný spin.

- **Z** teorie neurčitosti víme, že : $\Delta p \geq \frac{h}{\Delta r}$, pro uvedené hodnoty tedy platí pro minimální hodnotu hybnosti $6,6 \cdot 10^{-20} \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$. Po zjednodušení lze pro hodnotu energie psát $W_k = p \cdot c$. Odsud vyplývá, že $W_k = 1,98 \cdot 10^{-11} \text{ J}$. Pokud víme, že $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, potom jsme u energie řádově 124

MeV. Při záření beta ovšem vylétují elektrony s energií max. kolem 3Mev.

Východiskem těchto a dalších rozporů bylo objevení neutronu. Tady částice s přibližně stejnou hmotností jako proton, ale bez elektrického náboje. Odtud předpoklad o proton-neutronovém složení jádra, který se ukázal jako správný. Odtud nukleony (částice v jádře) a nukleonové číslo A.

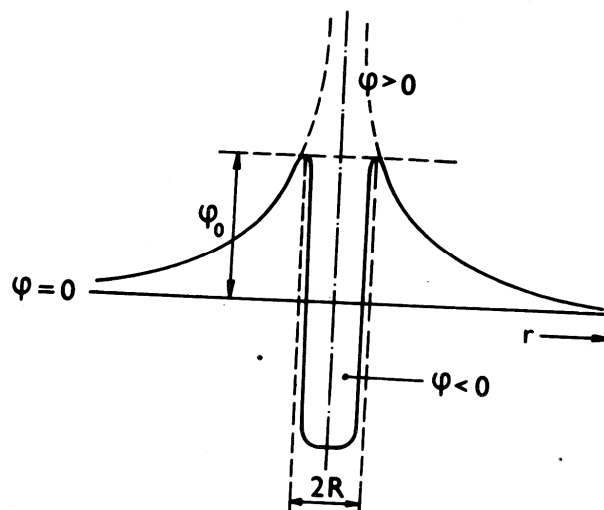
Neutronové číslo $N = A - Z$.

Téma : Vlastnosti atomových jader

Pokusy s rozptylem alfa částic ukázaly odchylky vlivem odpuzování pouze při malých energiích (do 7 MeV), při vyšších energiích ovšem částice pronikne blíže k jádru a pozorujeme anomální rozptyl a v některých případech dokonce pohlcení částice. To je v těsné blízkosti jádra možné silou neelektrické povahy, která musí mít velkou hodnotu, protože nad odpuzováním převládá. Klesá ovšem se vzdáleností od jádra mnohem rychleji a proto se jí říká **síla krátkého dosahu**.

Výsledný potenciál v okolí jádra má průběh ve formě potenciální jámy, kde R je poloměr jádra.

$$\varphi_0 = \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 R}$$



Pokud předpokládáme poloměr jádra, jako poloměr koule, potom pro objem

$V = \frac{4}{3}\pi R^3$ musí platit, že bude úměrný počtu nukleonů v jádře :

$$R = r_0 \sqrt[3]{A}$$

, kde konstanta r_0 má podle měření hodnotu :

$(1,2 \text{ až } 1,45) \cdot 10^{-15} \text{ m}$.

Hmotnost jádra je prakticky rovna součinu hmotnostního čísla a atomové hmotnostní konstanty m_u , odtud je tedy možné vypočítat hustotu jaderné látky, pokud za r_0 bereme střední hodnotu.

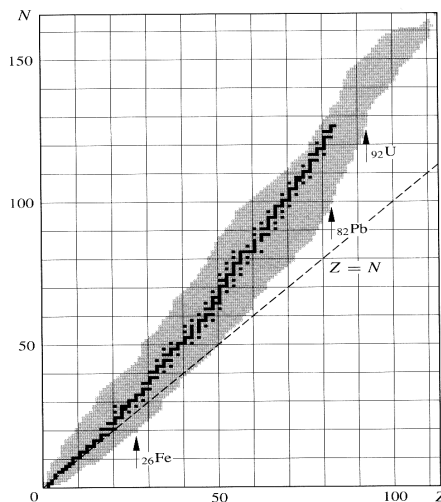
$$\rho = \frac{A m_u}{V} = \frac{A m_u}{\frac{4}{3} \pi R^3} = \frac{3}{4 \pi} \frac{m_u}{r_0^3} \approx \frac{3 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}}{4 \pi \cdot (1,3 \cdot 10^{-15} \text{ m})^3} = 1,8 \cdot 10^{17} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}.$$

Tato hodnota nezávisí na hmotnostním čísle a je v podstatě stejná pro všechná jádra. Kdyby se tedy látky skládaly pouze z atomových jader, byla by hmotnost 1 cm^3 látky 1,8 miliónu tun. Tato obrovská hustota látky v jádře jednoduše vysvětluje velikou hustotu některých hvězd, v nichž obrovské tlaky způsobují značné sblížení atomových jader.

Zmínili jsme se již o jaderném spinu. Byl zaveden z podobných důvodů jako spin elektronů v elektronovém obalu atomu, jímž byla vysvětlena jemná struktura spektrálních čar. Jaderným spinem se podařilo vyložit tzv. hyperjemnou strukturu, projevující se dvojitostí čar, kterou lze zjistit spektrografy s mimořádně velkou rozlišovací schopností. Protože nukleony mají spin $1/2$ je zřejmé, že spin jader složených ze sudého počtu nukleonů / A sudé / je celočíselný, kdežto u jader s lichým A poločíselný. Platí další pravidlo, že tzv. sudosudá jádra / A sudé, Z sudé / mají nulový spin.

Jaderné síly

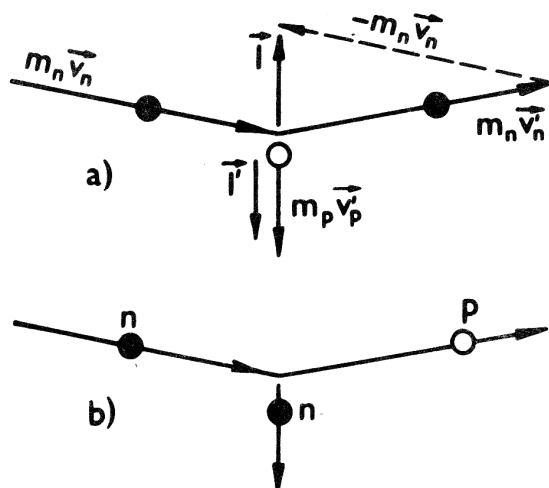
- Jaderné síly jsou krátkého dosahu (nepřesahují poloměr jádra), pro $A > 30$ roste vazební energie prakticky úměrně s počtem nukleonů v jádře. Nukleon má tedy vliv pouze na své bezprostřední okolí, v opačném případě (každý s každým) by musel být vztah $A \cdot (A-1)$ tedy A^2 . Zajímavé je, že velice pevnou vazbu má částice alfa (dva protony a dva neutrony) Neexistuje však stabilní jádro složené z 5 nukleonů. Zřejmě z toho důvodu, že existuje jev **nasycení jaderných sil** (kdy se nasytí u 2+2 a již neváže pátý).
- Jaderné síly nezávisí na elektrickém náboji nukleonů. Nejstabilnější jádra jsou jádra u nichž je shodný počet neutronové číslo N se rovná protonovému číslu a nebo je jen o málo vyšší. Přebytek neutronů u nejstabilnějších těžkých jader lze vysvětlit tím, že musí kompenzovat elektrické odpuzivé působení mezi protony, které silně roste s protonovým číslem.



Experimentální ověření krátkého dosahu jaderných sil i jejich nezávislosti na náboji nukleonů poskytuje studium rozptylu nukleonů na lehkých jádrech, nejlépe na vodíku, podobnému Rutherfordovu rozptylu částic α na těžkých jádrech s tím rozdílem, že terčové jádro, stejně lehké jako střela, se při vzájemném působení dá také do pohybu. Na obr. 5.31a/ letí rychlý neutron o energii např. 100 MeV a větší kolem protonu, o němž předpokládáme, že je před tím v klidu. V malé oblasti, v níž působí jaderné síly, a již neutron prolétává velmi krátkou dobu, dostává krátkodobý impuls

$$I = m_n v_n' - m_n v_n$$

který náhle a jen nepatrně způsobí změnu směru letu neutronu /na obrázku je to pro přehlednost nakresleno poněkud přehnaně/. Podle principu akce a reakce dostává proton opačně orientovaný impuls $I' = -I$ a odletí ve směru, který je prakticky kolmý ke směru letu neutronu, jehož dráha se jen nepatrně lomí. A nyní se pozoruje zvláštní jev. Při rozptylu rychlých neutronů na protonech asi polovina



Obr. 5.31

protonů se nepohybuje podle obr. 5.31a/, ale pohybuje se naopak ve směru dopadajících neutronů a stejná část neutronů se rozptyluje ve směru kolmém k původnímu směru letu podle obr. 5.31b/. Lze tedy říci, že asi v polovině případů dochází k výměně protonu a neutronu. Z toho plyne důležitá vlastnost jaderných sil, záležející v tom, že v procesu vzájemného působení mění se proton na neutron a neutron na proton. Proto se jaderným silám říká výměnné síly.

Otázkou ovšem je, jaké částice si blízké nukleony navzájem vyměňují. V úvahu by přicházela např.

výměna elektronu, takže neutron vyšle elektron, čímž se stane protonem a proton absorpcí elektronu se změní v neutron. Avšak výpočet pomocí údajů získaných z rozpadu β vede k závěru, že výsledné síly vyplývající z výměny elektronů nebo pozitronů mezi nukleony jsou tak nepatrné, že ve struktuře jádra nemohou hrát žádnou roli.

Japonský fyzik H. Yukawa založil v r.1935 mezonovou teorie jaderných sil, podle které si blízké nukleony vyměňují částice, které jsou těžší než elektrony a nazývají se mezony /podle řeckého mesos, t.j. střední/. Tyto částice mohou nést kladný nebo záporný elementární náboj /mezony π^+ a π^- / nebo mohou být neutrální (π^0). Síly působící mezi dvěma neutrony nebo dvěma protony jsou výsledkem vzájemné výměny mezonů π^0 . Jaderná síla mezi neutronem a protonem může vzniknout dvojnásobkem :

a/ neutron vyšle mezon π^- a mění se v proton, proton se absorpcí mezonu π^- přemění v neutron,

b/ proton vyšle mezon π^+ a mění se v neutron, neutron absorpcí mezonu π^+ se přemění v proton.

Kapkový model - kohezní síly.

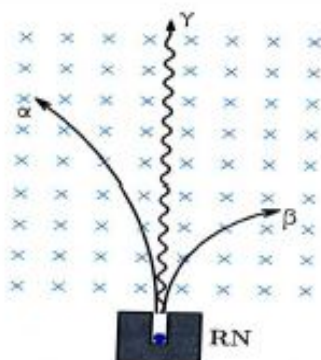
Téma : Přírozená radioaktivita

DŮ : ---

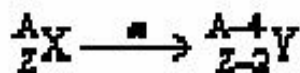
Becquerel v roce 1896 zjistil, že některé prvky vyzařují záření.

Povaha tohoto záření je závislá na daném prvku, nezáleží tedy na teplotě, chemické vazbě, elektrickém a nebo magnetickém poli. Navíc vlivem tohoto záření prvky mění svoji chemickou podstatu. Z těchto poznatků vyplývá, že toto záření musí vznikat v jádře atomu. Mluvíme o přírozené radioaktivitě, jedná se o druh záření, tedy o přenos energie.

Při zkoumání o druhu záření lze najít odlišnosti v magnetickém poli. Podle odchylky tedy vidíme tři druhy záření.



Zaření α - částice α , jádra helia s nukleonovým číslem $A = 4$ a protonovým číslem $Z = 2$. To znamená, že nesou dva kladné elementární náboje. Rychlost pohybu částic je 5 – 7,5% rychlosti světla (tedy cca $2 \cdot 10^7 \frac{m}{s}$). Pohlcováno např. listem papíru.



Zaření β - u přírodních radioaktivních prvků je složeno ze záporných elektronů, přesněji jej tedy označujeme β^- . Rychlost elektronů, které tvoří toto záření je až 99% rychlosti světla, ale elektrony nemají pro tentýž radionuklid stejnou rychlost, ale všechny možné rychlosti v daném rozmezí. Pohlcováno např. tenkým hliníkovým plechem.



Zaření γ - elektromagnetické záření, které je tvořeno fotony s větší energií, než má např. rentgenové záření. Z toho důvodu má toto záření velkou pronikavost. Lze oslabit např. silnou vrstvou olova.

Téma : Radioaktivní řady, poločas přeměny

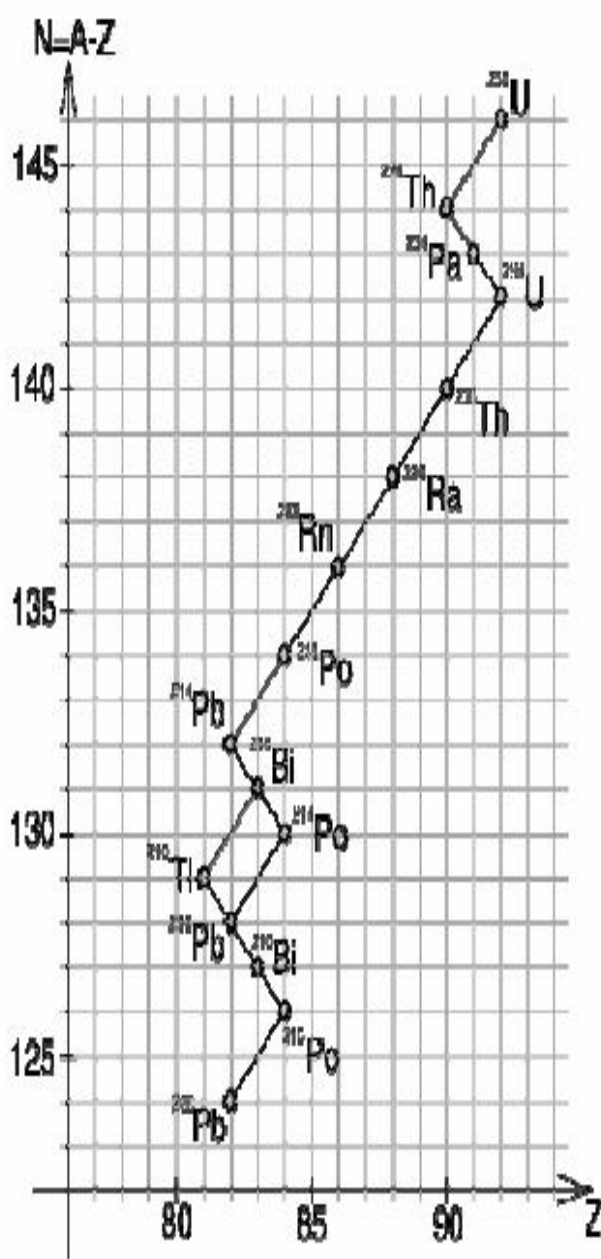
DÚ : ----

Radioaktivita je jaderný děj, při němž se nestabilní izotop určitého prvku (radionuklid) mění na izotop jiného prvku, přičemž se z jádra radionuklidu uvolňují určité částice.

Výchozí radionuklid, který se rozpadne na jiný nuklid, se nazývá **mateřský nuklid**. Produkt tohoto rozpadu je **dceřiný nuklid**. Tato posloupnost produktů se nazývá **radioaktivní (přeměnová) řada**.

Přeměnové řady se obvykle označují podle výchozího radionuklidu (urano-radiová $^{238}_{92}\text{U}$; thoriová $^{232}_{90}\text{Th}$; aktiniová- aktinouran $^{235}_{92}\text{U}$)

Příklad přeměnové řady :



| | <u>Izoto</u> <u>p</u> | <u>Poločas</u> <u>přeměny</u> | <u>Přeměna</u> | |
|--------------|---------------------------|----------------------------------|----------------|----------------------|
| Uran | ^{238}U | $4,468 \cdot 10^9$ r | α | |
| Thorium | ^{234}Th | 24,10 d | β^- | |
| Protaktinium | $^{234\text{m}}\text{Pa}$ | 1,17 min | β^- | |
| Uran | ^{234}U | $2,455 \cdot 10^5$ r | α | |
| Thorium | ^{230}Th | $7,538 \cdot 10^4$ r | α | |
| Radium | ^{226}Ra | 1600 r | α | |
| Radon | ^{222}Rn | 3,8235 d | α | |
| Polonium | ^{218}Po | 3,10 min | α | |
| Olovo | ^{214}Pb | 26,8 min | β^- | |
| Bismut | ^{214}Bi | 19,9 min | β^- | α (0,02 %) |
| Polonium | ^{214}Po | $164,3 \cdot 10^{-6}$ s | α | |
| Thalium | ^{210}Tl | 1,30 min | | |
| Olovo | ^{210}Pb | 22,20 r | β^- | |
| Bismut | ^{210}Bi | 5,012 d | β^- | |
| Polonium | ^{210}Po | 138,376 d | α | |
| Olovo | ^{206}Pb | <i>stabilní</i> | | |

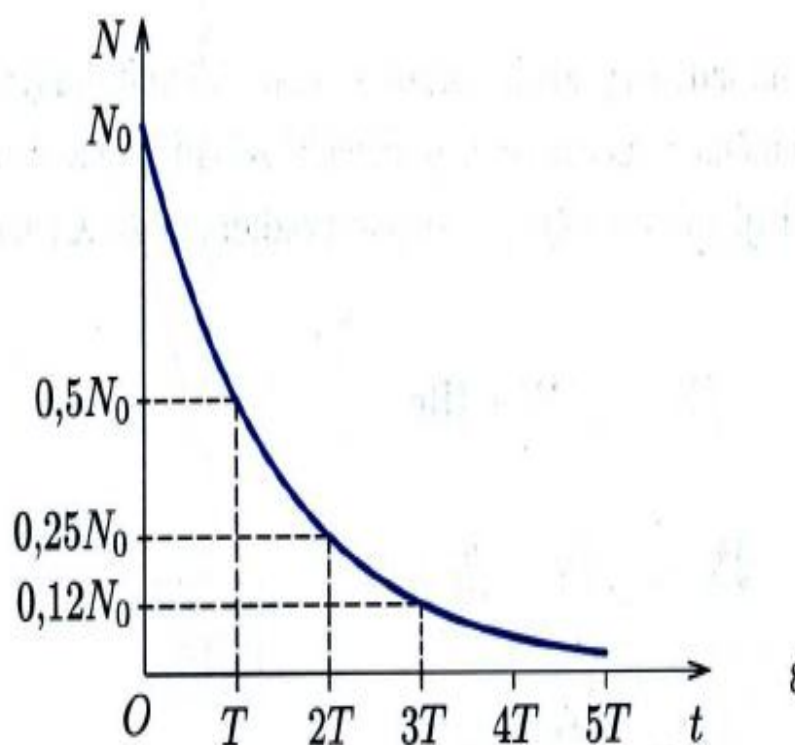
Přeměnová konstanta :

$$\Delta N = -\lambda * N * \Delta t$$

ΔN počet jader, která se rozpadají za krátkou dobu Δt .

λ přeměnová konstantarelativní úbytek jader za 1s

Poločas přeměny T čas, za který se rozpadne polovina původního počtu jader.



Aktivita A , jednotkou aktivity becquerel (Bq) odpovídá jedné přeměně za 1s.

$$A = \frac{\Delta N}{\Delta t}$$

Poznámky k rozšíření :

Radioaktivita je záření, které představuje přenos energie prostorem. Pro posouzení nebezpečnosti je tedy podstatné, kolik energie absorbuje 1 kg hmotnosti, tedy J/ kg. Jednotka gray (Gy). Pro účely působení na živý organismus používáme přepočtení podle toho, které částice záření způsobují. Jednotkou po tomto přepočtu je sievert (Sv).

Doplnění učiva pro blok fyziky :

- Při rozpadu alfa se počet nukleonů A mění vždy o 4 a při rozpadu beta se A nemění, platí pro všechny nuklidy jisté rozpadové řady $A=4n+s$, kdy $s = 0,1,2,3$

Radioaktivní řady

| A | Řada | Mateřské jádro | Stabilní konečný produkt |
|----------|------------|--------------------------|--------------------------|
| $4n$ | thoriová | ${}_{90}^{232}\text{Th}$ | ${}_{82}^{208}\text{Pb}$ |
| $4n + 1$ | neptuniová | ${}_{93}^{239}\text{Np}$ | ${}_{83}^{209}\text{Bi}$ |
| $4n + 2$ | uranová | ${}_{92}^{238}\text{U}$ | ${}_{82}^{206}\text{Pb}$ |
| $4n + 3$ | aktiniová | ${}_{92}^{235}\text{U}$ | ${}_{82}^{207}\text{Pb}$ |

- Mimo záření alfa, beta, gama známe ještě záření **neutronové** získávané z neutronových zářičů (beryllium, kalifornium, americium atd...). Velmi pronikavé záření (bez elektrického náboje). K ochraně před tímto zářením se používají materiály s lehkými jádry (obsahující jádra vodíku) .
- Přeměnová konstanta - odvození

N_tpočet dosud nerozpadlých jader

dN_tpřírůstek počtu jader (záporný)

Pravděpodobnost, že se tak stane :

$$dP = \frac{-dN_t}{N_t} = \lambda * dt$$

$$\lambda = \frac{dP}{dt}$$

Integrace prvního vztahu : $N_t = N_{t=0} * e^{-\lambda t}$

Pro poločas rozpadu :

$$\frac{N_{t=0}}{2} = N_{t=0} e^{-\lambda T_{1/2}}, \text{ takže } T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}, \quad T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \approx \frac{0,693}{\lambda} .$$

/5.98/

Převrácená hodnota přeměnové konstanty $\tau = 1/\lambda$ se nazývá střední doba života; je to doba, za kterou počet částic stejného druhu klesne na zlomek $1/e \approx 0,368$ původního počtu. Doba τ souvisí s poločasem vztahem

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} \approx 1,443 T_{1/2} .$$

Mírou radioaktivity radioaktivního zdroje či zářiče je tzv. aktivita A, charakterizovaná frekvencí, s níž v zářiči dochází k jaderným přeměnám. Definujeme ji proto podílem

$$A = \frac{dN}{dt} ,$$

/5.99/

v němž dN je počet samovolných přeměn z daného energetického stavu v určitém množství radionuklidu v časovém intervalu dt . Lze mít za to, že počet přeměn dN je roven úbytku $-dN_t$ počtu N_t mateřských nuklidů v témže množství radionuklidu v okamžiku t , takže pro aktivitu plyne z /5.95/ vztah

$$A = \lambda N_t ,$$

/5.100/

umožňující určit množství zářičího nuklidu z jeho aktivity ve zvoleném okamžiku. Jednotkou aktivity A je s^{-1} , která se v tomto případě nazývá becquerel, značka Bq /aby se odlišila od téže jednotky pro frekvenci periodického děje zvané hertz/. Becquerel je tedy aktivita tělesa z radioaktivního nuklidu, v němž nastává v průměru 1 jaderný rozpad /přeměna/ za 1 sekundu.

Pokusme se ještě o stručný výklad jednotlivých jaderných přeměn :

Rozpad alfa1. Rozpad α .

Například jádro uranu ${}^{238}_{92}\text{U}$ má poloměr

$$R = 1,3 \cdot 10^{-15} \cdot (238)^{1/3} = 8,06 \cdot 10^{-15} \text{ m} ,$$

takže výška potenciálové překrady na obr. 5.21 je podle /5.86/

$$\varphi_0 = \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 R} = \frac{92 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{4\pi \cdot 8,854 \cdot 10^{-12} \cdot 8,06 \cdot 10^{-15}} \text{ V} = 16 \text{ MV} .$$

Potenciální energie částice α na vrcholu překrady pak je

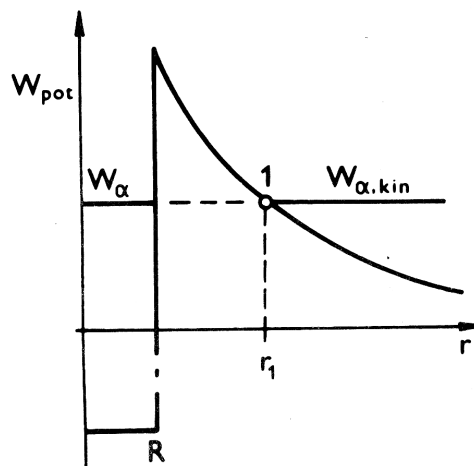
$$W_{\alpha, \text{pot}} = Ze \varphi_0 = 5,12 \cdot 10^{-12} \text{ J} = 32 \text{ MeV} ,$$

zatím co kinetická energie částice α vyslané jádrem, která zřejmě tuto překradu musí překonat, je pouze 4,2 MeV. Podle klasických představ je rozpad α nevysvětlitelný. Avšak v čl. 4.7.2 jsme poznali, že existuje jistá pravděpodobnost průniku částic potenciálovou překradou. Rozpad α lze tedy z hlediska kvantové mechaniky snadno vysvětlit tunelovým jevem, který je, jak jsme řekli, zvlášť výrazný, má-li překrada šířku řádově atomových rozměrů.

Potenciální překrada při rozpadu α je schematicky na obr. 5.27. V bodě 1 je W_{α} potenciální energie částice α s nábojem $2e$ v elektrickém poli jádra s nábojem, který je o náboj $2e$ částic α menší, než náboj jádra před rozpadem, tedy jádra s protonovým číslem $Z = Z_0 - 2$, kde Z_0 je protonové číslo původního jádra, takže

$$W_{\alpha} = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_1} . \quad /5.101/$$

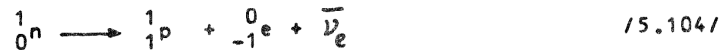
Tato potenciální energie se odpuzováním částice α souhlasně nabitým jádrem v dostatečně velké vzdálenosti přemění v kinetickou energii částice α .



Energie nukleonů v jádře je kvantována, záření alfa má diskrétní čárové energetické spektrum. Geigerovo-Nuttalovo pravidlo - čím kratší je poločas rozpadu, tím větší energie se při něm uvolňuje.

Rozpad beta

Je-li energie nukleonů v jádře kvantována, je spojitě energetické spektrum elektronů při rozpadu β v zásadním rozporu s kvantovou fyzikou. To vedlo Pauliho k hypotéze o existenci částice zvané neutrino. Dnes víme, že existují čtyři druhy neutrín, a to neutrína samotná označovaná ν_e a ν_μ a antineutrína označovaná $\bar{\nu}_e$ a $\bar{\nu}_\mu$. Rozpad β^- vysvětlujeme tak, že některý z neutronů v jádře zářiče se přemění na proton, záporný elektron a antineutrino podle schématu



Připustíme-li, že uvolněná energie se může rozdělit v libovolném poměru na ${}^0_{-1}e$ a $\bar{\nu}_e$, je rozpor s kvantovou teorií odstraněn. Podobně lze vysvětlit přeměnu β^+

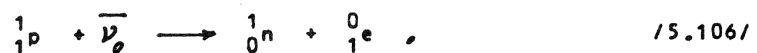


kde symbol 0_1e /nebo e^+ / patří pozitronu, jehož vlastnosti jsou stejné jako vlastnosti elektronu až na to, že je nositelem kladného elementárního náboje $+e$.

Kromě zákona zachování hybnosti umožňuje neutrino udržet i platnost zákona zachování momentu hybnosti. Protože se při přeměně β nemění nukleonové číslo jádra, musí jeho spinové kvantové číslo zůstat nezměněno. Odnáší-li však elektron spin $1/2$, lze to pochopit jen tehdy, když zároveň s ním opustí jádro další částice se spinem $-1/2$.

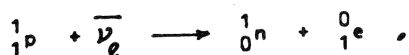
Experimentální důkaz existence neutrína je velmi obtížný. Příčina není ve vzácnosti neutrína, naopak vyskytuje se v celém vesmíru s dosti značnou objemovou hustotou mezi 10^6 až 10^8 částic v m^3 , a kromě toho je to stálá částice. Příčina leží v téměř úplné netečnosti této částice, která má prakticky nulovou klidovou hmotnost, nulový náboj a nulový magnetický moment. Proto je pronikavost "neutrinového záření" tak obrovská, že vrstva olova, která by zeslabila hustotu neutrinového proudu na polovinu, by musela mít tloušťku několik světelných roků.

Za přesvědčivý důkaz existence neutrína je třeba pokládat přímé ověření jeho interakce s protony podle schématu



kde absorpce antineutrína je ekvivalentní emisi neutrína podle /5.105/. K experimentu, provedenému poprvé Reinesem a Cowanem, bylo použito proudu antineutrín s velkou hustotou, který vychází z jaderného reaktoru. Zdrojem protonů byla nádrž vody s rozpuštěnou sloučeninou kadmia. Pozitron 0_1e , vzniklý pohlcením antineutrína protonem, se ve vodě prakticky ihned zabrzdí a při interakci se záporným elektronem ${}^0_{-1}e$ se obě částice vyzáří ve formě dvou fotonů γ , každý o energii 0,5 MeV. Tuto tzv. anihilaci obou částic lze registrovat detektorem jako záblesk. Rovněž neutron je vodou rychle zabrzděn a zachycen jádrem kadmia, při čemž se uvolní energie asi 8 MeV ve formě několika fotonů γ , takže v krátké době asi 10^{-5} s po prvním záblesku zaznamenají detektory další záblesk. I když bylo obtížné hledat mezi záblesky dvojicí záblesků jisté velikosti, které po sobě následují v tak krátké době, experiment se podařil, čímž existence neutrína byla prokázána.

Záření gama



/5.106/

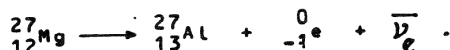
kde absorpce antineutrína je ekvivalentní emisi neutrína podle /5.105/. K experimentu, provedenému poprvé Reinesem a Cowanem, bylo použito proudu antineutrín s velkou hustotou, který vychází z jaderného reaktoru. Zdrojem protonů byla nádrž vody s rozpuštěnou sloučeninou kadmia. Pozitron ${}^0_1\text{e}^+$, vzniklý pohlcením antineutrína protonem, se ve vodě prakticky ihned zabrzdí a při interakci se záporným elektronem ${}^0_{-1}\text{e}^-$ se obě částice vyzáří ve formě dvou fotonů γ , každý o energii 0,5 MeV. Tuto tzv. anihilaci obou částic lze registrovat detektorem jako záblesk. Rovněž neutron je vodou rychle zabrzděn a zachycen jádrem kadmia, při čemž se uvolní energie asi 8 MeV ve formě několika fotonů γ , takže v krátké době asi 10^{-5} s po prvním záblesku zaznamenají detektory další záblesk. I když bylo obtížné hledat mezi záblesky dvojicí záblesků jisté velikosti, které po sobě následují v tak krátké době, experiment se podařil, čímž existence neutrína byla prokázána.

3. Záření γ

Podobně jako elektronový obal atomu může být i jádro ve vzbuzeném stavu, tj. nukleony v jádře jsou v takovém energetickém stavu, že energie jádra je vyšší než nejnižší možná energie příslušející základnímu stavu jádra. Do takového stavu se jádro dostává např. po emisi částice α nebo částice β . Samovolným přechodem do stabilního základního stavu, popř. metastabilního stavu, vyzáří jádro přebytečnou energii jako foton nebo několik fotonů záření γ . Skutečnost, že záření γ má nespojitě čárové spektrum je tedy v souladu s kvantovou teorií.

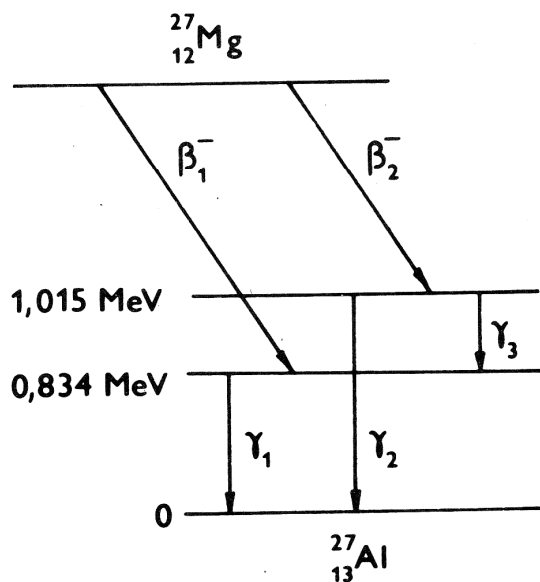
Jako příklad je na obr. 5.28 schematicky ^{*/}znázorněna přeměna β^- jádra

${}^{27}_{12}\text{Mg}$ podle rovnice



^{*/} /ve schématech radioaktivních přeměn znázorňuje se rozpad α a přeměna β^- zpravidla šikmou čarou směrem vpravo dolů, emise záření γ svislou čarou a ostatní druhy přeměn šikmou čarou směrem vlevo dolů/.

Výsledné jádro hliníku je ve vzbuzeném stavu se dvěma možnými hladinami energie 1,015 MeV a 0,834 MeV nad energií příslušející základnímu stavu. Při přechodu do základního stavu dochází k emisi fotonů záření γ s energiemi 0,834 MeV, 1,015 MeV a $(1,015 - 0,834)$ MeV = 0,181 MeV.



obr. 5.28

Ze vzbuzeného do základního stavu může jádro přejít také tak, že přebytečnou energii předá přímo jednomu z elektronů v elektronovém obalu, jehož kinetická energie je pak rovna rozdílu mezi energií předané jádrem a vazebnou energií elektronu v atomu. Tento jev, zvaný obvykle vnitřní konverze, si lze také představit jako obdobu fotoelektrického jevu v čl. 4.1.3, při němž foton záření γ , vyslaný jádrem, předá svou energii elektronu v elektronovém obalu. Tím vzniká tzv. sekundární záření β^- , které se od primárního záření β^- /experimentálně rozezná svým nespojitým čárovým spektrem.

Jaderné reakce

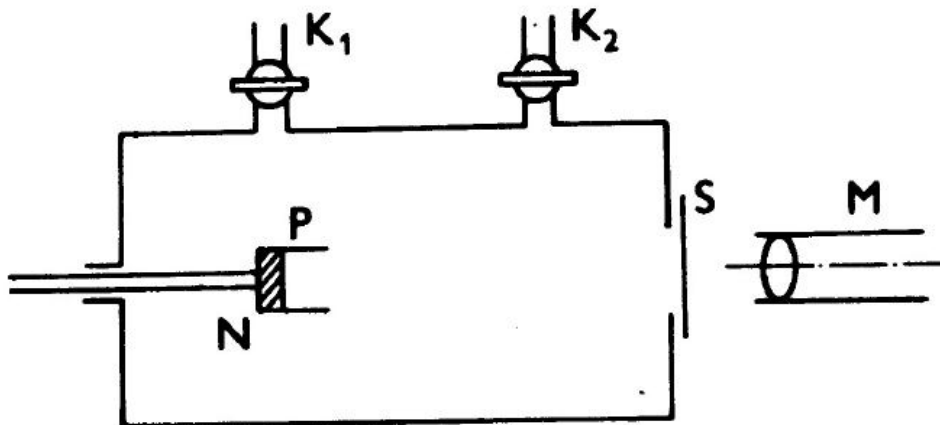
Platí :

- zákon zachování energie
- zákon zachování hybnosti
- zákon zachování elektrického náboje
- zákon zachování počtu nukleonů

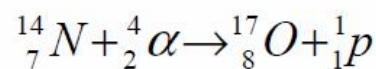
1. Jaderné reakce vyvolané přirozeným radioaktivním zářením

V roce 1919 se pan Rutherford pokusil udělat následující pokus. Do mosazného válce umístil zdroj radioaktivního záření α , v obrázku označeno jako P. Tímto preparátem se dalo pohybovat a kohouty K1 a K2 bylo možné do tohoto prostředí vpouštět různé druhy plynů. Účelem pokusu bylo zjistit dosah částic α na stínítku S. Vše bylo pozorováno mikroskopem označeným jako M.

Největší dosah částic α byl ve vzduchu maximálně cca 7cm. Jen ve chvíli, kdy nádobu naplnil dusíkem pozoroval záblesky i na mnohem větší vzdálenost. Záblesky pokračovaly i ve chvíli, kdy se pokusil částice α zabrzdit hliníkovými fóliemi.



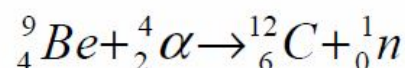
Víme, že částice α mají být hliníkovou fólií zastaveny, co tedy pan Rutherford vlastně pozoroval? V dnešní době známe jadernou reakci, kdy :



Pan Rutherford tedy vytvořil první jadernou reakci, kdy pomocí částic α dochází k přeměně (transmutaci) dusíku v kyslík za vzniku protonu.

Všimněte si, že součty protonových i nukleonových čísel na obou stranách rovnice si musí odpovídat.

Po tomto objevu došlo k uskutečnění celé řady dalších pokusů s jadernými reakcemi, z nichž pro nás nyní zajímavá je tak, která vede k objevu neutronu (manželé Joliotovy + vysvětlení Chadwick 1932)



Na základě zákona zachování hybnosti také Chadwick zjišťuje, že při průchodu rychlých neutronů látkou o podobné hmotnosti (vodík) dochází k jejich zpomalení až na úroveň termického pohybu - **pomalé termické neutrony**.

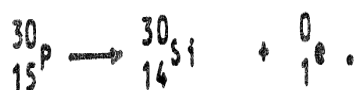
Hmotnost neutronu je tedy jen nepatrně větší než hmotnost protonu; poměr hmotnosti obou částic je 1,001379.

Indukovanou či umělou radioaktivitu objevili manželé Joliotovi při transmutaci hliníku zářením α , jehož zdrojem bylo polonium /RaF/. Polonium v hliníkové nádobce způsobuje, že z nádoby vystupuje pronikavé záření, které však má tu vlastnost, že neustane ihned po odstranění polonia, ale hustota toku tohoto záření klesá podobně jako u záření radionuklidů s krátkým poločasem. Lze to vysvětlit tak, že ostřelováním jader hliníku částicemi α vzniká radioaktivní izotop fosforu

$^{30}_{15}\text{P}$ podle rovnice



který se s poločasem 3 min 15 s mění v křemík, přičemž vysílá pozitrony :



2. Přeměny urychlenými částicemi.

Urychlovači částic, které prošly rychlým vývojem, lze získat částice s vysokými energiemi, které dosahují řádu 10^{11} eV /několika set GeV/ a jsou tak vhodnými střelami pro velmi mnoho jaderných reakcí, umožňujících vyšetřovat vlastnosti nových izotopů různých prvků, které při těchto reakcích vznikly. Uvedeme jen několik příkladů přeměn protony p a deuterony d, tj. nukleony skládajícími se z protonu a neutronu a jsou jádrem těžkého vodíku /značí se také ${}^2_1\text{H}$ /. Děj, při němž po ostřelování střelami a jsou uvolňovány částice b, jimiž kromě p, d, α může být také neutron n nebo foton záření γ , označíme podle /5.108/ stručně jen (a,b), při čemž pro čísla A a Z původního jádra X a výsledného jádra Y musí platit pravidlo /5.109/.

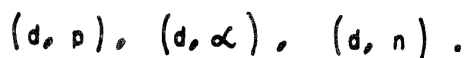
Urychlenými protony mohou nastat např. reakce



Důležité jsou reakce prvního druhu, při nichž se uvolňují částice α . Např. při ostřelování izotopu lithia ${}^7_3\text{Li}$ vzniknou dvě částice α podle schématu



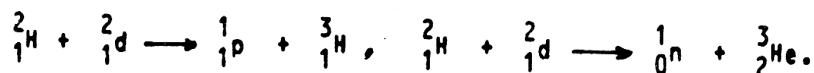
Urychlenými deuterony dojde k reakcím



Reakce prvního druhu vedou obvykle k radioaktivním nuklidům, např.



Radionuklid sodíku má poločas 14,8 h, radionuklid fosforu 14,3 dne a oba vydávají záření β^- . Odstřelování deuteronů deuterony může vést k reakci prvního nebo třetího druhu podle vzorců



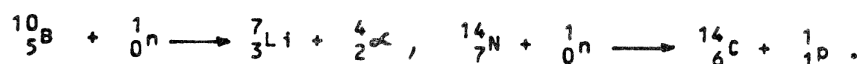
V prvním případě vzniká těžký izotop vodíku tzv. tritium, které je radioaktivní; přeměnou β^- se mění v izotop hélia ${}^3_2\text{He}$. V druhém případě vzniká rovněž lehký izotop hélia.

3. Přeměny neutrony, štěpení jader

3. Přeměny neutrony. Štěpení jader.

Neutrony uvolněné při některých jaderných reakcích např. /5.113/ mají obvykle dosti značnou energii /několik MeV/, a proto je nazýváme rychlými neutrony. Osvědčují se jako velmi účinné stěly k přeměnám jader. V některých případech jsou jádrem prostě pohlceny bez uvolnění nějaké částice, takže vznikne izotop ostřelovaného prvku, který je nejčastěji radioaktivní. Ukazuje se, že ostřelováním neutrony lze skoro všechny známé prvky přeměnit na jejich radionuklidy.

Někdy je vniknutí neutronu do jádra provázeno uvolněním částice α nebo protonu:



Druhá reakce má význam v tom, že vede k vzniku radionuklidu ${}^{14}_6\text{C}$, který vysílá záření β^- , se značným poločasem řádově 10^4 roků, a proto je vhodným indikátorem v biologii i v botanice. Tato reakce může proběhnout také podle schématu



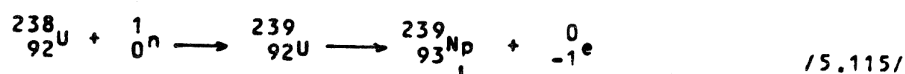
z čehož plyne, že se místo jednoho pohlceného neutronu uvolní dva neutrony, které by mohly vyvolat stejné reakce a dát vznik čtyřem neutronům atd. Máme tu teoretickou možnost tzv. řetězové nebo lavinové reakce, která skutečně může nastat při tzv. štěpení jader některých těžkých radioaktivních prvků / $A > 230$ / záleží v tom, že jejich jádra pohlcují pomalé - termické neutrony a přitom se rozpadají na dvě skoro stejně těžké části /úločky, fragmenty/ a na 2 až 3 rychlé neutrony.

Dnes víme, že pomocí neutronů lze štěpit tři nuklidy : uranu ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{233}_{92}\text{U}$ a jednoho z tzv. transuranů /prvků s protonovým číslem $Z > 92$ / plutonia. Štěpení izotopu ${}^{235}_{92}\text{U}$ může probíhat různým způsobem, který se dá obecně vyjádřit ve formě

$${}^{235}_{92}\text{U} + {}^1_0\text{n} \longrightarrow \text{dva těžké fragmenty} + \text{neutrony}, \quad /5.114/$$

kde fragmenty jsou jádra prvků mezi selenem / $Z = 34$ / a lanthanem / $Z = 57$ /. Jako hlavní se uvádějí dvě reakce, z nichž při první vznikají izotopy baria ${}^{141}_{56}\text{Ba}$ a kryptonu ${}^{92}_{34}\text{Kr}$, při druhé izotopy stroncia ${}^{90}_{38}\text{Sr}$ a xenonu ${}^{143}_{54}\text{Xe}$ a v obou případech 2 až 3 neutrony. Zaokrouhlené relativní atomové hmotnosti fragmentů mají součet $A_1 + A_2 = 233$ až 234.

Přirodní uran je směsí tří izotopů, z nichž nejčastější jsou hlavní izotop s $A = 238$ /99,274 % / a izotop 235 /0,720 %/, zbytek /0,006 % / připadá na nejlehčí izotop 234. Hlavní izotop reaguje pouze s rychlými neutrony podle schématu



$$B_{\text{rel}} = \frac{B}{m_U} = Z A_{\text{rel},H} + (A - Z) A_{\text{rel},n} - A_{\text{rel},at} =$$

$$Z \cdot 1,00783 + (A - Z) \cdot 1,00867 - A_{\text{rel},at} \quad /5.121/$$

Např. pro částici α ($Z = 2$, $A = 4$) vychází

$$B_{\text{rel}} = 2 (1,00783 + 1,00867) - 4,002604 = 0,03040$$

a příslušná vazební energie podle /5.119/ je

$$W_{b,\alpha} = B c^2 = B_{\text{rel}} m_U c^2 = 0,03040 \cdot 1,66057 \cdot 10^{-27} \cdot$$

$$\cdot (2,99792 \cdot 10^8)^2 \text{ J} = 4,53708 \cdot 10^{-12} \text{ J} = 28,32 \text{ MeV.}$$

Vazební energie deuteronu ($Z = 1$, $A = 2$) vychází

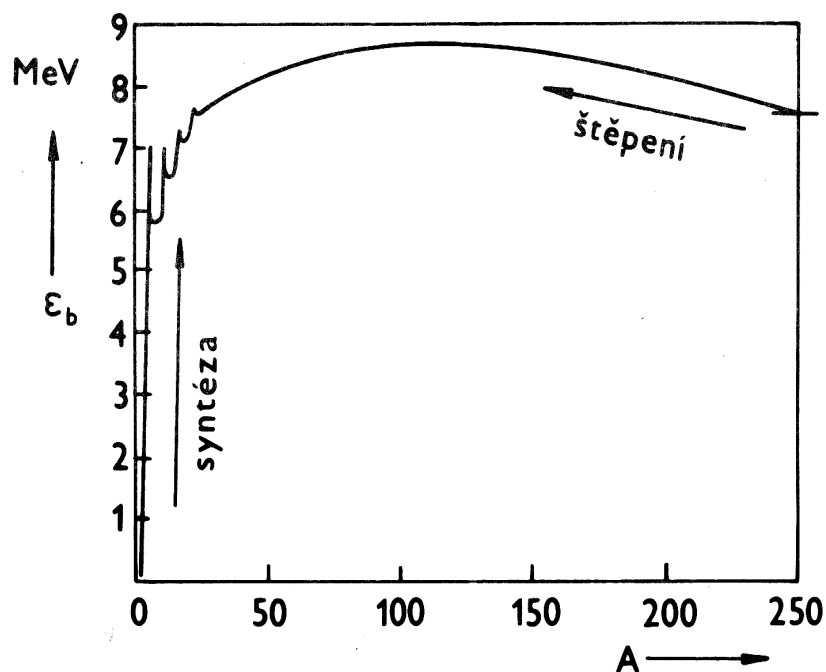
$$W_{b,d} = 2,22 \text{ MeV.}$$

Vazební energii jader lze tedy zjistit na základě jejich hmotnostních odchůk, které poskytuje s dostatečnou přesností hmotnostní spektrometrie.

Podíl vazební energie jádra W_b a nukleonového čísla A ,

$$\epsilon_b = \frac{W_b}{A} \quad /5.122/$$

udává průměrnou vazební energii připadající na každý nukleon v jádře a nazývá se nukleonová vazební energie. Její závislost na počtu nukleonů jádra je na obr.5.30,



na němž pozorujeme ploché maximum okolo asi 8,7 MeV/nukleon pro středně těžká jádra, jež jsou zřejmě nejstabilnější, protože k uvolnění jejich nukleonů je třeba dodat nejvíce energie. Oscilační průběh v oboru malých nukleonových čísel svědčí o tom, že u některých lehčích jader má vazební energie zvlášť velké hodnoty vzhledem k sousedním jádrům. Pro $A > 30$ se nukleonová vazební energie příliš nemění, takže je-li $\epsilon_b = W_b/A \approx \text{konst}$, roste vazební energie prakticky průměrně s počtem nukleonů v jádře.

Řekli jsme, že při složení jádra z jednotlivých nukleonů dojde k úbytku energie systému nukleonů rovnému vazební energii jádra W_b . Tento úbytek energie by se ovšem nemohl nikam ztratit, ale může se projevit např. v kinetické energii vzniklého jádra. Přejdeme-li tedy od systému nukleonů s menší vazební energií k systému s větší vazební energií, pak přírůstek vazební energie ΔW_b přísluší úbytku energie systému, který se uvolní ve formě jaderné či atomové energie. Rozložme jádro s vazební energií W_b na dvě jádra s vazebními energiemi $W_{b,1}$ a $W_{b,2}$. Uvolněná jaderná energie Q , rovná přírůstku vazební energie, je vzhledem k /5.122/

$$Q = W_{b,1} + W_{b,2} - W_b = A_1 \epsilon_{b,1} + A_2 \epsilon_{b,2} - (A_1 + A_2) \epsilon_b, \quad /5.123/$$

protože nukleonové číslo původního jádra $A = A_1 + A_2$. Kdyby vazební energie rostla přibližně úměrně s nukleonovým číslem, $W_b = \text{konst} \cdot A$, pak by ovšem $Q = 0$. Aby reakce byla exoenergetická /exotermická/, tj. $Q > 0$, musí být

$$\epsilon_{b,1} > \epsilon_b, \quad \epsilon_{b,2} > \epsilon_b.$$

Dvě jádra 1 a 2 můžeme také složit v nové jádro. Pak se uvolní jaderná energie

$$Q = A \epsilon_b - (A_1 \epsilon_{b,1} + A_2 \epsilon_{b,2}) > 0,$$

jestliže

$$\epsilon_b > \epsilon_{b,1}, \quad \epsilon_b > \epsilon_{b,2}.$$

Na obr. 5.30 je zřejmé, že první podmínka pro uvolnění jaderné energie je splněna při přechodu od nejtěžších jader v jádra středně těžká /šipka mířící zprava doleva mírně šikmo vzhůru/, tj. při jaderném štěpení /štěpné reakci/, při níž se jádra dělí na dva nebo více fragmentů. Druhá podmínka je pak splněna při přechodu od nejlehčích jader v těžší jádra /šipka mířící strmě zdola vzhůru/, tj. při jaderné syntéze /skladebné reakci/, při níž se lehká atomová jádra skládají v jádra těžší. Jen díky nelineárnímu průběhu závislosti vazební energie na počtu nukleonů v jádře existuje možnost uvolňování jaderné energie, jež se odedávna blahodárně uplatňuje v přírodě /činnost Slunce/, která však na jedné straně je vítaným prostředkem pro technický pokrok ve prospěch civilizace, avšak na druhé straně je zlověstným nástrojem zneužitelným ve válečné technice.

a/ Jaderná energie štěpením : při přeměně nejtěžšího přirozeného prvku uranu s nukleonovým číslem $A = 235$ na dva fragmenty s nukleonovými čísly kolem 115 v reakci /5.114/ uvolní se podle /5.123/ a obr. 5.30 energie přibližně

$$Q = (2,115 \cdot 8,7 - 235 \cdot 7,6) \text{ MeV} = 215 \text{ MeV}.$$

Štěpení a slučování jader

a/ Jaderná energie štěpením : při přeměně nejtěžšího přirozeného prvku uranu s nukleonovým číslem $A = 235$ na dva fragmenty s nukleonovými čísly kolem 115 v reakci /5.114/ uvolní se podle /5.123/ a obr. 5.30 energie přibližně

$$Q = (2,115 \cdot 8,7 - 235 \cdot 7,6) \text{ MeV} = 215 \text{ MeV}.$$

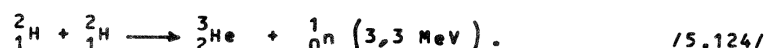
Tato energie se z velké části projeví v kinetické energii fragmentů a asi jen 20 % připadá na energii vyzařovaných neutronů, záření β , γ a neutrín. Důležité je, že se při této štěpné reakci rovněž uvolňují neutrony, které mohou vyvolat štěpení dalších jader, takže může dojít k řetězové reakci. Avšak každý z nově vzniklých neutronů nemusí způsobit štěpení těžkého jádra, protože tato reakce je přirozeně proces náhodný, jemuž přísluší jistá pravděpodobnost, že k němu dojde.

Neutrony uvolněné štěpením mají energii řádu 2 MeV a jsou tedy rychlé. Tyto rychlé neutrony snadno zachycuje nejhojněji zastoupený izotop uranu 238, čímž se dostává do vzbuzeného stavu, z něhož do základního stavu přechází obvykle pouhou emisí záření γ . Je proto nutné neutrony uvolňované při štěpení co nejrychleji zpomalit. Při výpočtu pomocí vzorců /5.111/ a /5.112/ jsme uvedli, že srážkami rychlých neutronů se stejně těžkými protony se neutrony zpomalí na pomalé termické neutrony. Látka zpomalující rychlost neutronů, aniž by je znatelně pohlcovала, nazývá se moderátor. Nejvhodnějšími moderátory jsou těžká voda, jejíž molekuly obsahují atomy těžkého vodíku /deutéria ${}^2_1\text{H}$ / místo obyčejných vodíkových atomů a uhlík /grafit/.

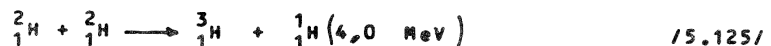
b/ Termojaderná energie : Tak se nazývá energie vznikající využitím druhé možnosti uvolňování jaderné energie - jadernou syntézou. Např. sloučením dvou jader deuteria, z nichž každé má vazební energii $W_{b,d} = 2,22 \text{ MeV}$ v jádro hélia s vazební energií $W_{b,\alpha} = 28,32 \text{ MeV}$, uvolní se energie

$$Q = (28,32 - 2 \cdot 2,22) \text{ MeV} = 23,9 \text{ MeV}.$$

Taková reakce však nemůže proběhnout, protože při interakci dvou částic musí vzniknout zase dvě částice k zachování hybnosti. Reálná je reakce



Další slibné skladebné reakce v pozemských podmínkách jsou např.



Z ekonomického hlediska je třeba se základní pokládat reakce /5.124/ a /5.125/ mezi deuterony, protože těžký vodík máme k dispozici v prakticky nevyčerpatelných množstvích. Na každých 4700 molekul H_2O připadá totiž v obyčejné vodě 1 molekula D_2O těžké vody a výrobní metody jsou již tak dalece vyvinuty, že je možno opatřit prakticky neomezené množství deuteria. Vážnou potíží při realizaci řízené termojaderné reakce zůstává stále ještě elektrostatické odpuzování jader deuteria. Podle /5.86/ je potenciální energie deuteronu ($Z=1$) ve vzdálenosti $R \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ od druhého deuteronu $W_{\text{pot}} = \frac{q_1 q_2}{4\pi \epsilon_0 R} = \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 R} = 0,72 \text{ MeV} = 1,15 \cdot 10^{-13} \text{ J}$. Při tepelném molekulárním pohybu musí být tedy každý ze dvou deuterónů kinetickou energií /označme ji \bar{u} / větší než je polovina uvedené hodnoty, tedy aspoň $0,35 \text{ MeV} = 5,75 \cdot 10^{-14} \text{ J}$, aby se dostaly k sobě na tak malou vzdálenost, v níž zaberou přitažlivé jaderné síly. Této energii odpovídá obrovská teplota

$T = \frac{2}{3} \frac{\bar{u}}{k} \approx 3 \cdot 10^9 \text{K}$ / k je Boltzmannova konstanta/. Při syntéze jader může se však uplatnit i tunelový efekt /obráceně než při rozpadu α / a příslušná skladbná reakce může ve značném rozsahu proběhnout již při teplotách řádově 10^7K . Pro tyto vysoké teploty se jaderná syntéza nazývá termojaderná. Aby uvolňovanou energii bylo možno prakticky využít, je třeba termojadernou reakci řídit, což zatím nebylo technicky zvládnuto.

Jaderná energetika

Štěpení

- reaktor
- palivo
- moderátor
- chladivo (tlakový PWR, možno i varný)
- palivové tyče, články
- regulační a havarijní tyče (kadmium, borová ocel)
- aktivní tóna (parogenerátor)
- ochranná obálka

Slučování

- TOKAMAK - deuterium a tritium , reakce trvá několik sekund, řídké plazma
- Využití laserového paprsku na terčiku , husté plazma, pouze miliardtiny sekundy

Využití radionuklidů

- měření vnitřních závad a tloušťky materiálu, řada materiálů bohužel průchodem záření mění svoje vlastnosti
- použití v lékařství (značení atomů, léčení nádorů)
- uhlíková metoda C14 (stáří hornin)

Závěr

- problémy s radioaktivními odpady
- ochrana před zářením (dávkový ekvivalent, sčítání dávky, dozimetrie)

Detekce částic

1) Využívané principy pro detekci částic

- Ionizace - radioaktivní záření ionizuje plyn
- Lavinová ionizace - například v silném elektrickém poli mají vzniklé ionty dostatečnou energii na to, aby rozštěpily další neutrální atomy.
- Luminiscence - záření luminoforu po dopadu světla nebo ionizujícího záření. Např. stínítko obrazovky a urychlené elektrony.
- Fotoelektrický jev- působením fotonů (elektromagnetického záření) se uvolňují elektrony z kovu a nebo krystalové mřížky polovodičů.
- Fotonásobič - záření z fotokatody uvolní několik elektronů, ty jsou urychleny a dopadají na další elektrody (dynody) a uvolní další elektrony. Vzniká stále silnější proud, který vyvolá proudový impulz.
- Kondenzace par - při poklesu teploty pod rosný bod dojde ke kondenzaci. Kondenzační kapičky vznikají na kondenzačních jádrech (kouř, prachové částice, ionty...).
- Var kapaliny - změnami tlaku vznikají v kapalině bublinky, které se usazují na iontech.

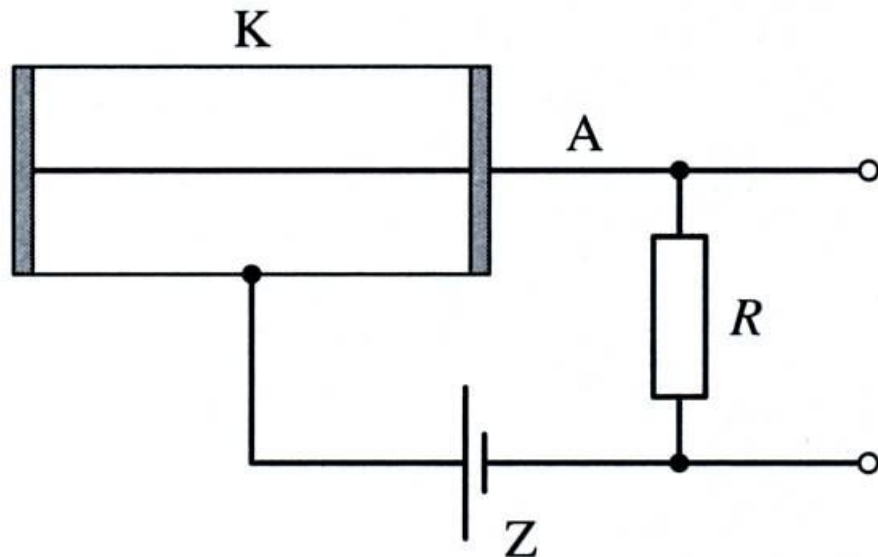
2) Typy detektorů

A) Působení na fotografickou emulzi
Bromid stříbrný rozptýlený v želatině.

- Jaderná emulze - velká tloušťka citlivé vrstvy umožňuje pozorovat dráhu částice. (Stála u objevu radioaktivity Becquerel 1896)
- Filmový dozimetr - např. osobní dozimetr s filmovým políčkem světlotěsně zabaleným. Umožňuje změřit dávku, která působila na člověka. (hustota zčernání).

B) Ionizace plynu

- Proporcionální komora - ionizací plynu vznikají elektricky nabitě částice, které se shromažďují na elektrodách. Vznikají elektrické impulzy.
- Geiger-Mullerova trubice



5-1 Schéma Geigerova-Müllerova počítače (K – válcová katoda, A – anoda, Z – vysokonapěťový zdroj)

- Tužkový dozimetr - ionizační komůrka + elektrometr. Ionizací se vlákno nabíjí a je tak odpuzováno. Zářením se vlákno postupně vybíjí, což se projeví na stupnici elektrometru. Výchylka se odečítá malým zabudovaným mikroskopem.

C) Luminiscence scintilátorů

Při ionizaci některých látek vznikají světelné záblesky, těmto látkám říkáme scintilátory.

- Spintariskop (1903 Crookes) , využívá vlastností sulfidu zinečnatého ve světlotěsné krabici je stínítko ZnS, registrujeme záblesky, jejich počet je úměrný počtu dopadajících částic.
- Moderní scintilační detektory- kombinace scintilátoru a fotonásobiče. Záblesky se tak převádějí na elektrické impulzy. (používá se také v lékařství při metodě značení atomů - scintigrafie).

D) Polovodičové detektory

V polovodičovém detektoru dochází k působení záření na částice krystalové mřížky. Detektor je tvořen křemíkovou nebo germaniovou destičkou typu **N**, na níž je vytvořena vrstva polovodičivého materiálu opačného typu. Na jejich rozhraní vznikne oblast s vysokým odporem, tzv. hradlová vrstva. Ionizující částice vytváří v hradlové vrstvě iontový pár **elektron - díra**. Záporný elektron a kladná díra se přemisťují k opačně nabitým elektrodám a ve vnějším obvodu vznikne krátký elektrický impulz. Vhodným uspořádáním velkého počtu polovodičových vrstev je možno získat také prostorové informace o pohybu částice.

Pozorování drah nabitých částic

1) Expanzní mlžná komora

V roce 1911 zkonstruoval C. Wilson první „dráhový detektor“, expanzní mlžnou komoru o průměru 16 cm. Uvnitř komory jsou vodní nebo alkoholové páry, k jejich mírnému přesycení dojde prudkou adiabatickou expanzí a následným ochlazením. Prolétající elektricky nabitá částice vyvolá ionizaci a na vzniklých iontech se podél dráhy částice vytvoří drobné kapičky - mlha.

V původní Wilsonově komoře došlo ke snížení tlaku rychlým posunutím pístu ve válcové komoře se skleněným horním víkem. Posun nastal po otevření ventilu do nádoby, z níž byl vyčerpán vzduch. Nevýhodou expanzní komory je velmi krátká doba, po kterou jsou páry přesycené (jen 0,05 až 2 s). Z původní konstrukce se později vyvinuly dokonalejší typy, upravené pro různé účely.

2) Difúzní mlžná komora

První komoru tohoto typu sestrojil roku 1939 A. Langsdorf, ale v rozsáhlé míře se začala používat její zdokonalená verze až po roce 1950. Vrstva přesycené páry se vytváří tak, že horní víko komory je zahříváno topnou spirálou, zatímco dno má velmi nízkou teplotu. Ochladuje se např. tuhým oxidem uhličitým CO_2 (tzv. suchý led). V horní části jsou páry nenasycené, ale těsně nade dnem je vrstva přesycených par. Právě tam může dojít ke kondenzaci na vzniklých iontech a ke zviditelnění drah částic. Stopy jsou ještě více zvýrazněny vhodným osvětlením.

3) Bublinová komora

Prototyp bublinové komory sestrojil roku 1952 mladý americký fyzik D. Glaser. V tomto detekčním přístroji je přehřátá kapalina pod velkým tlakem v nestabilním stavu. Seběmenší zárodek dá podnět k bouřlivému varu a vytvoření bublinek plynu. Podobně jako ve Wilsonově komoře jsou i zde takovými zárodky ionty, vytvořené průletem nabitě částice. Podél dráhy prolétávající částice se vytvoří sled viditelných bublinek. Stav přehřátí kapaliny se velmi přesně reguluje změnami tlaku. Snížením tlaku vznikne přehřátá kapalina a registrují se dráhy částic. Zvýšením tlaku var ustane, bublinky zaniknou a komora je v klidovém stavu.

První typy bublinových komor byly plněny zkapalněným éterem, dnes je náplní kapalný vodík, deuterium a jiné kapaliny. Bublinové komory patří v kombinaci s jinými detektory k nejučinnějším přístrojům pro zkoumání elementárních částic. Mají často značné rozměry a obsahují i několik tisíc litrů kapalné náplně.

Urychlovače

A) Principy

Abychom porozuměli funkci **urychlovačů částic**, musíme si připomenout znalosti z několika fyzikálních oblastí - o pohybu těles, o skládání pohybů, o elektrickém a magnetickém poli. Podrobnější vysvětlení uvádí každá středoškolská učebnice fyziky.

Pohyb těles - kinematika

- **Rovnoměrný přímočarý pohyb**

Dráha je přímo úměrná času, rychlost pohybu je konstantní, zrychlení je nulové:

$$s = vt \quad v = \text{konst.} \quad a = 0$$

- **Rovnoměrně zrychlený pohyb** Dráha je přímo úměrná druhé mocnině času, rychlost je přímo úměrná času, zrychlení je konstantní:

$$s = at^2/2 \quad v = at \quad a = \text{konst}$$

Složené pohyby

Jestliže má těleso současně vykonávat dva nebo více pohybů, vznikne jeho výsledná dráha složením jednotlivých pohybů.

- **Vodorovný vrh**

Těleso se pohybuje svisle dolů volným pádem a vodorovně rovnoměrným přímočarým pohybem. Dráha pohybu ve vakuu je **parabola**.

- **Vrh šikmo vzhůru**

Těleso se pohybuje svisle dolů volným pádem a šikmo vzhůru rovnoměrným přímočarým pohybem. Dráha pohybu ve vakuu je **parabola**. Nejdále doletí těleso, vržené pod úhlem 45°.

Nabitá částice v elektrickém poli

Elektrické pole působí jenom na nabitě částice. Z mnoha možností uvedeme pouze dva případy pohybu v **homogenním** elektrickém poli:

- **Částice je původně v klidu**

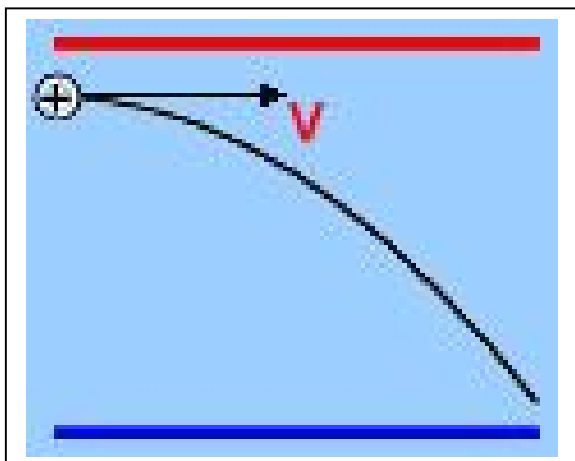
Na částici působí konstantní síla, pohybuje se ve směru siločar rovnoměrně zrychleným pohybem po přímce. Její **rychlost roste**. Toho se využívá např. v **lineárním urychlovači**.

$$s = at^2/2 \quad v = at \quad a = \text{konst.}$$

- **Částice vnikne do el. pole kolmo k siločarám**

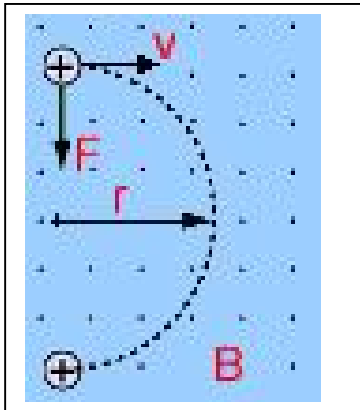
Částice vykonává pohyb složený z rovnoměrného pohybu v původním směru a rovnoměrně zrychleného pohybu ve směru siločar. Výslednou dráhou je parabola, **rychlost roste**.

Tímto způsobem jsou vychylovány např. elektrony v televizní obrazovce.



Nabitá částice v magnetickém poli

Magnetické pole působí jen na **pohybující se** nabitou částici. Je-li částice v klidu ($v = 0$), magnetické pole na ni vůbec nepůsobí!



• Částice vnikne do mag. pole kolmo k indukčním čarám

Homogenní magnetické pole působí na nabitou částici silou F :

$$F = BQv$$

kde B je indukce magnetického pole, Q náboj částice a v je rychlost jejího pohybu.

Magnetická síla působí na částici o hmotnosti m kolmo na směr jejího pohybu a částice se začne pohybovat **po kruhové dráze**. Její poloměr r se vypočítá ze vztahu:

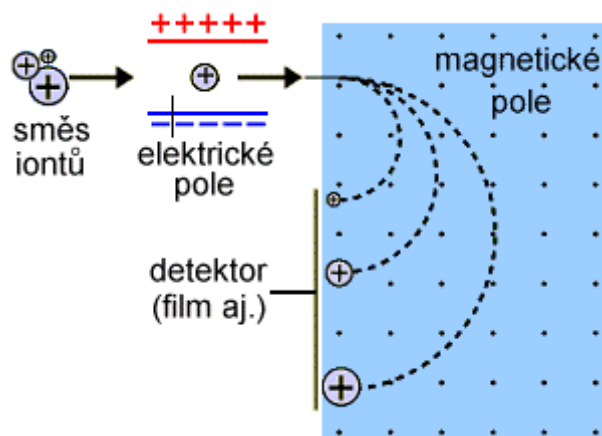
$$r = mv / BQ$$

Z odstavců o působení elektrického a magnetického pole na nabitou částici vyplývají pro konstrukci **urychlovačů** tři důležité závěry:

- **Elektrické pole se využívá k urychlování částic, případně k zakřivení jejich dráhy.**
- **Magnetické pole slouží pouze k zakřivení dráhy částic.**
- **Vhodnou kombinací elektrického a magnetického pole můžeme částici urychlovat a současně měnit směr jejího pohybu.**

Hmotnostní spektrograf

Hmotnostní spektrograf je přístroj, který na základě působení elektrického a magnetického pole na nabitou částici slouží k určování hmotnosti částic a oddělování různých **izotopů** téhož prvku. První přístroj tohoto typu sestrojil v roce 1919 F. Aston. Směs různých iontů nejprve prochází elektrickým polem, které je rozdělí podle rychlosti. Pak vstupují do magnetického pole, které soustředí částice o stejné hmotnosti do jednoho místa. Právě pomocí hmotnostního spektrografu bylo zjištěno, že chemické prvky jsou směsí několika izotopů, které se liší jen počtem neutronů v jádře.

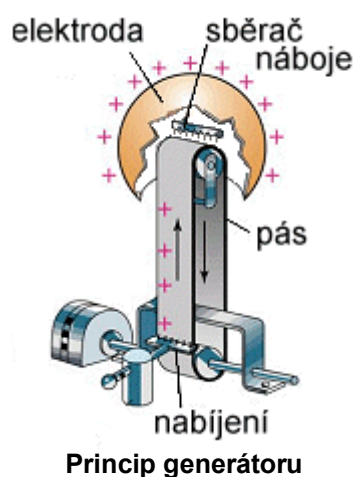


Rozdělení iontů elektr. a magnet. polem

Urychlovače

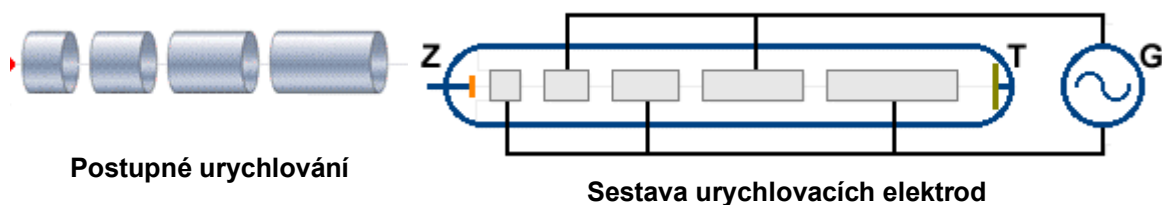
A) Lineární

- **Cocroft-Waltonův** ; John Cockroft a Ernest Walton zkonstruovali roku 1920 elektrostatický urychlovač nabitých částic, jehož základem je tzv. *násobič napětí*. V prvním přístroji bylo použito urychlovací napětí „jen“ 100 kV. V roce 1932 se pomocí výkonnějšího typu tohoto urychlovače prováděly první experimenty s umělými přeměnami jader. Cockroft - Waltonův urychlovač se dodnes používá v některých **obřích urychlovačích** jako předstupeň hlavního urychlovače. Malý elektrostatický urychlovač elektronů máme dokonce v každé domácnosti - je to obyčejná **televizní obrazovka**. Elektrony jsou v ní urychlovány elektrickým polem o napětí kolem 16 kV. Získaná energie však stačí jen na rozsvícení bodů na stínítku, pro účely atomové fyziky je příliš malá
- **Van der Graaffův** ; Jiný typ elektrostatického urychlovače zkonstruoval Robert van de Graaff. Jeho základem je **generátor vysokého napětí**, který známe z hodin fyziky: pohybující se pás izolantu se třením nabíjí a kovovými hroty se náboj přenáší na kulovou kovovou elektrodu. Van de Graaff v r. 1931 v Princetonu dosáhl generátorem napětí 1,5 MV a tímto napětím, rozděleným podél vakuové trubice, urychloval protony. Dnešní urychlovače tohoto typu používají k urychlování běžně napětí několik desítek megavoltů. Používají se nejen samostatně, ale i v rámci **obřích urychlovačů**, podobně jako urychlovač Cockroft - Waltonův.



- **Lineární (vysokofrekvenční) urychlovač** ; Švédský technik R. Videroe navrhl jiné řešení elektrostatického urychlovače: místo jednorázového urychlení vysokým napětím přišel s myšlenkou postupného vícenásobného urychlování menším napětím. První **lineární urychlovač** začal pracovat roku 1930 a v různých variantách se používá dodnes.

Lineární urychlovač je dlouhá řada válcových elektrod, mezi nimiž se napětí vhodně střídá tak, aby letící nabitou částici stále urychlovalo. Na elektrody se z **generátoru G** přivádí střídavé vysokofrekvenční napětí. Ze **zdroje Z** je vyzářena částice (např. proton) v okamžiku, kdy je na první elektrodě záporné napětí. Částice je k ní přitahována a urychlena. Během jejího průletu první elektrodou se změní napětí tak, že první elektroda je kladná (odpuzuje částici) a druhá má záporné napětí (přitahuje částici). V mezeře dojde k dalšímu urychlení částice. Během průletu druhou elektrodou dojde opět ke změně polarity. Částice je v další mezeře opět urychlena atd. Při dopadu na **terčik T** v něm urychlená částice může vyvolat různé jaderné reakce.



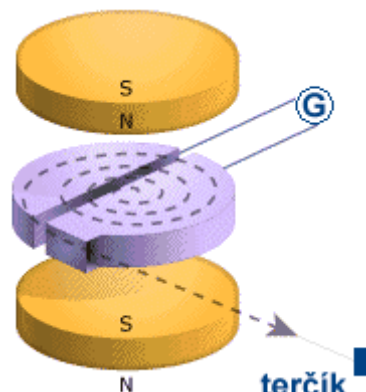
Největší lineární urychlovač SLAC pracuje na Stanfordově univerzitě. Kanál, ve kterém dochází k urychlování elektronů a pozitronů na energii 50 GeV, má délku přes 3 km! Také lineární urychlovače se zařazují do systému **obřích urychlovačů** jako injektory částic.

B) Kruhové urychlovače

Mají-li částice získat v **lineárním urychlovači** velmi vysokou energii, nastávají problémy. Je třeba mít jednak k dispozici výkonný zdroj vysokého napětí, jednak musí mít urychlovací trubice velkou délku. Výborným nápadem proto bylo zakřivení dráhy urychlovaných částic magnetickým polem. Vznikly kruhové urychlovače, které mají poměrně malé rozměry. Částice jsou v nich urychlovány mnohonásobně opakovaným průchodem mezi elektrodami s relativně malým urychlovacím napětím. Podobným způsobem roste energie pasažérů na rozjíždějícím se řetízkovém kolotoči. Při každé jeho otočce se pohybují větší rychlostí a vzdalují se od osy otáčení. Současné **velké urychlovače** kombinují výhody urychlovačů lineárních (první fáze) a kruhových (dosažení velkých výsledných energií).

Cyklotron ; První kruhový urychlovač - *cyklotron* - zkonstruoval v roce 1930 americký fyzik E. O. Lawrence. Byl to malý přístroj s průměrem asi 10 cm (levý obr.), kterým se podařilo udělit protonům energii 80 keV. Vývoj postupoval rychle dopředu a už za dva roky byl uveden do provozu cyklotron o průměru 70 cm, protony v něm získaly energii 1,2 MeV (prostřední obr.). Dnes se cyklotrony různých velikostí a výkonů používají k výzkumným účelům nebo k přípravě radionuklidů pro potřeby průmyslu, medicíny a dalších oborů. Konstrukce cyklotronu má tři hlavní části: urychlovací komoru, elektromagnet a zdroj urychlovacího napětí. *Komora* se skládá ze dvou dutých elektrod, nazývaných duanty (anglicky „dee“). V komoře je vakuum a uprostřed je zdroj iontů, které mají být urychlovány. Duanty jsou umístěny v magnetickém poli silného *elektromagnetu* a připojeny ke *generátoru* G vysokofrekvenčního urychlovacího napětí.

Urychlování: Ze zdroje iontů vylétne částice (např. kladná). Je přitahována k tomu duantu, který je právě připojen k zápornému napětí. Působením magnetického pole se uvnitř duantu pohybuje po půlkružnici o malém poloměru. V okamžiku, kdy duant opouští, změnil se polarita napětí a záporné napětí je nyní na druhém duantu. Částice je v mezeře urychlena, vnikne do druhého duantu a pohybuje se v něm po půlkružnici o větším poloměru. Tento děj se stále opakuje: v mezeře mezi duanty získává částice stále větší rychlost, uvnitř duantů se pohybuje po půlkružnicích se stále větším poloměrem. Její dráha se podobá spirále. Ve vhodném okamžiku je částice elektrickým polem odchýlena směrem k terčiku, kde dojde k jaderné reakci.



Částice je urychlována elektrickým polem v mezeře mezi duanty

- **Synchrotron;** V cyklotronu je frekvence střídavého napětí konstantní a částice se pohybuje po spirálové dráze. Při velkých rychlostech částic se však začnou projevovat relativistické efekty - hmotnost částice roste. V cyklotronu by se začala opožďovat za změnami napětí na duantech a urychlování by se přerušilo. *Synchrotron* je kruhový urychlovač, ve kterém se částice pohybuje po kruhové dráze a je urychlována při každém průchodu mezi urychlovacími elektrodami. Frekvence urychlovacího napětí není stálá, ale mění se podle toho, jak roste relativistická hmotnost urychlené částice. První synchrotron byl uveden do provozu roku 1952 v Brookhavenu (New York, USA).

V synchrotronech a dalších typech kruhových urychlovačů mohou získat částice obrovskou energii. Současné **nejvýkonnější urychlovače** udělují částicím energii až 10^{12} elektronvoltů a částice přitom mohou získat rychlosti, které se těsně blíží rychlosti světla!

Jinak pokud měníme pouze frekvenci magnetického pole - synchrotron (poloměr trajektorie zůstává stejný)

Měníme-li také frekvenci urychlovacího napětí - synchrofázotron (TeV)

Princip vstřícných svazků : urychlené částice se pohybují proti sobě a jejich vzájemná energie se při srážce zdvojnásobí.

System částic

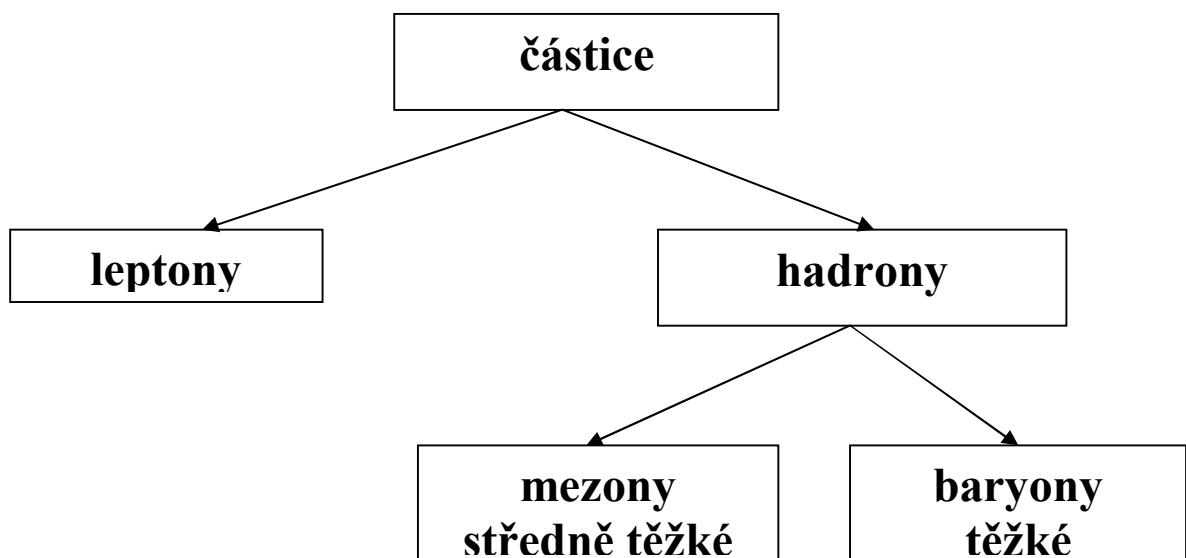
Elementární částice - částice, kterou nemůžeme považovat za soustavu složenou z jiných jednodušších částic.

Neutron - elementární částice i když se rozpadá na proton, elektron a antineutrino, protože nelze tvrdit, že se z těchto částic skládá.

Deuteron - elementární částice není protože se jedná o soustavu protonu a neutronu.

Možnosti třídění :

- podle symetrie - částice x antičástice, která je stejného druhu a liší se pouze svým nábojem nebo u neutrálních částic spinem. Srážka částice s antičásticí - anihilace, kdy se částice přemění na jiné, jejich klidová hmotnost je nulová ; nastává úplně uvolnění energie (elektron + pozitron = $2 \times \text{gamma}$)
- lze třídit podle vzájemného působení částic :
hadronypůsobí silnými (jadernými) silami
leptony.....slabé (elektroslabé) interakce



Za elementární částice považujeme také fotony.

- Podle spinu

fermiony - spin je násobkem $1/2$, není celočíselný -
Podléhají Pauliho vylučovacímu principu

bosony - spin 0 a nebo celočíselný, Pauliho
vylučovacímu principu se nepodřizují

| Název částice | Symbol | Klidová hmotnost (v m_0) | Doba života (v s) | Spin (v $h/2\pi$) | Náboj (v e) | Antičástice |
|----------------------|------------|-----------------------------|---|--------------------|----------------|------------------|
| foton | γ | 0 | stabilní | 1 | 0 | |
| LEPTONY | | | | | | |
| neutrino elektronové | ν_e | $< 4 \cdot 10^{-4}$ | stabilní | 1/2 | 0 | $\bar{\nu}_e$ |
| neutrino mionové | ν_μ | < 8 | stabilní | 1/2 | 0 | $\bar{\nu}_\mu$ |
| elektron | e^- | 1 | stabilní | 1/2 | -1 | e^+ |
| mion | μ^- | 206,8 | $2,2 \cdot 10^{-6}$ | 1/2 | -1 | μ^+ |
| MEZONY | | | | | | |
| pion | π^+ | 273,2 | $2,6 \cdot 10^{-8}$ | 0 | +1 | π^- |
| | π^0 | 264,2 | $0,9 \cdot 10^{-16}$ | 0 | 0 | |
| kaon | K^+ | 966,3 | $1,3 \cdot 10^{-8}$ | 0 | +1 | K^- |
| | K^0 | 974,5 | $5,2 \cdot 10^{-8}$ $0,9 \cdot 10^{-10}$ | 0 | 0 | \bar{K}^0 |
| BARYONY | | | | | | |
| nukleony: | | | | | | |
| proton | p | 1 836 | $> 10^{32}$ let | 1/2 | +1 | \bar{p} |
| neutron | n | 1 839 | 917 | 1/2 | 0 | \bar{n} |
| hyperony: | | | | | | |
| lambda | Λ | 2 182 | $2,6 \cdot 10^{-10}$ | 1/2 | 0 | $\bar{\Lambda}$ |
| sigma | Σ^+ | 2 328 | $0,8 \cdot 10^{-10}$ | 1/2 | +1 | $\bar{\Sigma}^-$ |
| | Σ^0 | 2 332 | $5,8 \cdot 10^{-14}$ | 1/2 | 0 | $\bar{\Sigma}^0$ |
| | Σ^- | 2 342 | $1,5 \cdot 10^{-10}$ | 1/2 | -1 | $\bar{\Sigma}^+$ |
| ksí | Ξ^0 | 2 571 | $2,9 \cdot 10^{-10}$ | 1/2 | 0 | $\bar{\Xi}^0$ |
| | Ξ^- | 2 583 | $1,6 \cdot 10^{-10}$ | 1/2 | -1 | $\bar{\Xi}^+$ |
| omega | Ω^- | 3 278 | $0,8 \cdot 10^{-10}$ | 3/2 | -1 | $\bar{\Omega}^+$ |

Rezonance - skupina elementárních částic, která existuje pouze velmi krátkou dobu a lze je pozorovat pouze na účincích jiných částic.

V současné době :

Leptony - dosud se nepovedlo objevit vnitřní strukturu

Hadrony - jsou složeny z **kvarků** . Ty mohou být v různých kvantových stavech a podléhají vylučovacímu principu. Jejich elementární náboj je $1/3$ a nebo $2/3$ e. Uvádí se šest kvarků (d,u,s,c,b,t), typy kvarků se označují termínem vůně.

Podle této teorie jsou mezony tvořeny dvojicí kvarku a antikvarku u baryonu jsou pak kvarky 3.

Kvantové stavy kvarků se označují **barvami** , samostatně existují jen bílé částice.

Kvarky jsou v hadronech velmi silně vázány , předpokládáme interakci **gluonů** (bosony s nulovou klidovou hmotností).