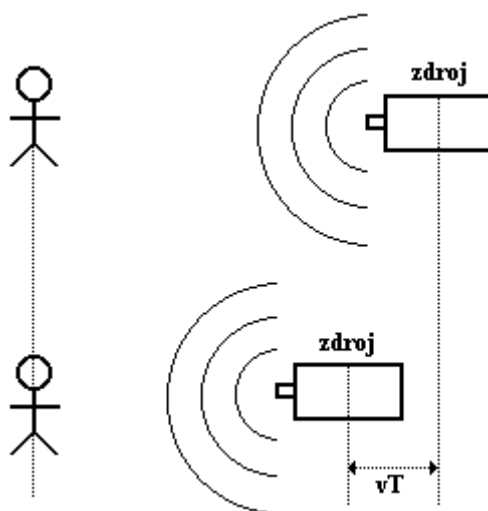


Pohybující se zdroj

Uvažujme [zdroj zvuku](#), který se pohybuje směrem k pozorovateli [rychlostí](#) o velikosti v a který vysílá [zvuk](#) s [periodou](#) T . Zvuk se šíří prostředím rychlostí o velikosti v_x . Budeme-li sledovat dva po sobě jdoucí vrcholy zvukové [vlny](#), pak mezi vysláním prvního a druhého vrcholu uplyne doba T (perioda). Za tu dobu se zdroj přiblíží k pozorovateli o vzdálenost vT (viz obr. 62). Čas, který potřebuje vrchol druhé vlny aby se dostal k pozorovateli, tedy klesne o $t = \frac{vT}{v_x}$. Čas, který uplyne mezi příchody dvou po sobě jdoucích vrcholů vln k pozorovateli, proto je $T_p = T - \frac{vT}{v_x} = \frac{v_x - v}{v_x} T$, kde T_p je perioda zvuku měřená pozorovatelem. Uvědomíme-li si, že platí $f = \frac{1}{T}$, lze pro [frekvenci](#) zvuku f_p měřenou pozorovatelem psát: $f_p = \frac{v_x}{v_x - v} f$. Z výrazu je vidět, že $f_p > f$.

Odvození bylo provedeno pomocí porovnávání period proto, že tento způsob je názornější. Při využívání [Dopplerova jevu](#) v praxi se ale většinou porovnávají frekvence zdroje zvuku, [světla](#), ... s frekvencemi měřenými pozorovateli.



Obr. 62

Bude-li [velikost rychlosti](#) zdroje zvuku větší nebo rovna velikosti rychlosti zvuku v daném prostředí, k pozorovateli nedorazí žádná zvuková vlna šířící se směrem dopředu (z hlediska zdroje zvuku). Pozorovatel zachytí zvuk až poté, co pozorovatele mine zdroj zvuku. Zdroj zvuku se v tom případě už bude od pozorovatele vzdalovat.

Tuto situaci lze ale popsat analogicky. Pro frekvenci, kterou naměří pozorovatel, od něhož se zdroj zvuku vzdaluje rychlostí o velikosti v , platí: $f_p = \frac{v_x}{v_x + v} f$. Ze vztahu je vidět, že $f_p < f$.

Tento vztah vyplývá jednoduše ze základních vlastností mechanického [pohybu](#). Změní-li se směr rychlosti pohybu zdroje zvuku na opačný, změní se znaménko u velikosti rychlosti na opačné.