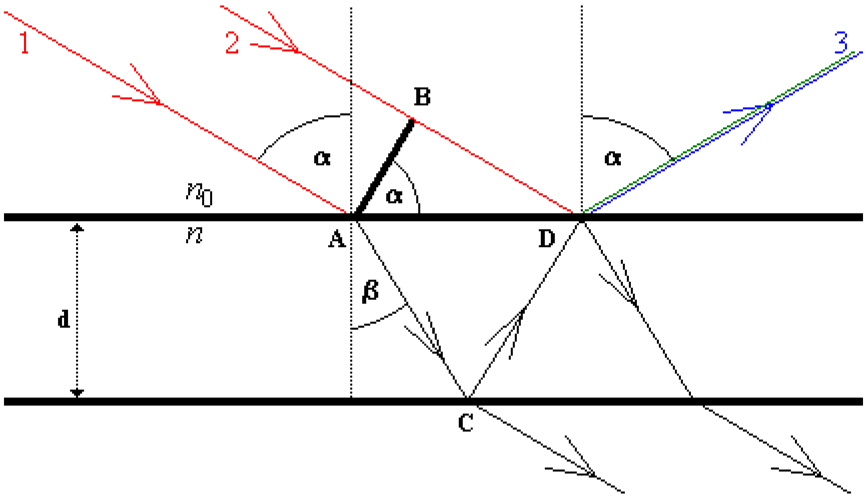
***Dopad pod obecným úhlem

Dopadá-li vlna na tenkou vrstvu pod obecným úhlem α , dostáváme pro hledaný dráhový rozdíl paprsku *3* (od horního rozhraní odražený paprsek *2*) a paprsku *1*, který se odrazil od dolního rozhraní tenké vrstvy tloušťky *d*, $\Delta l = (|AC| + |CD|)n - |BD|n_0$ (viz obr. 47).

Poznámka: Z důvodu větší přehlednosti jsou na obr. 47 dopadající světelné vlny vyznačeny pouze jako paprsky.

Podle obr. 47 platí $\mathrm{tg}\,\beta = \frac{0,5|AD|}{d}$ a tedy $|AD| = 2d\,\mathrm{tg}\,\beta$. Úsečka *AB* představuje vlnoplochu, která je kolmá k paprskům *1* a *2*. Proto $\sin\alpha = \frac{|BD|}{|AD|}$ a tedy $|BD| = |AD|\sin\alpha$. Po dosazení je $|BD| = 2d\,\mathrm{tg}\,\beta\sin\alpha$. Dále platí $|AC| = |CD|$ a $\cos\beta = \frac{d}{|AC|}$; proto $|AC| = |CD| = \frac{d}{\cos\beta}$.



Obr. 47

Pro dráhový rozdíl Δl můžeme tedy psát: $\Delta l = 2|AC|n - |BD|n_0 = \frac{2dn}{\cos\beta} - 2dn_0\,\mathrm{tg}\,\beta\sin\alpha$. Postupnými úpravami s využitím Snellova zákona lomu ve tvaru $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n}{n_0}$ získáme: $\Delta l = \frac{2dn}{\cos\beta} - 2dn_0\,\mathrm{tg}\,\beta\sin\alpha = \frac{2d}{\cos\beta}(n - n_0\sin\beta\sin\alpha) = \frac{2d}{\cos\beta}\left(n - \frac{n_0^2}{n}\sin^2\alpha\right)$. S využitím vztahu mezi sinem a kosinem téhož argumentu pokračujeme dále: $\Delta l = \frac{2d}{\cos\beta}\left(n - \frac{n_0^2}{n}\sin^2\alpha\right) = \frac{2d}{\sqrt{1-\sin^2\beta}}\left(n - \frac{n_0^2}{n}\sin^2\alpha\right)$. Nyní znovu využijeme Snellův zákon lomu a dále upravíme:
$\Delta l = \frac{2d}{\sqrt{1-\sin^2\beta}}\left(n - \frac{n_0^2}{n}\sin^2\alpha\right) = \frac{2dn}{\sqrt{1-\frac{n_0^2}{n^2}\sin^2\alpha}}\left(1 - \frac{n_0^2}{n^2}\sin^2\alpha\right) = 2dn\sqrt{1 - \frac{n_0^2}{n^2}\sin^2\alpha}$.

Další úvahy jsou pak stejné jako v případě kolmého dopadu, který je jen speciálním případem tohoto obecného případu pro volbu úhlu $\alpha = 0°$.