

36. Interference

Témata:

Pojem optické interference je zásadní pro pochopení mnoha přírodních jevů, od změny barev na křídlech motýlů až po vzory intenzity vytvářené malými otvory. Tyto jevy nelze vysvětlit pomocí jednoduché geometrické optiky a jsou založeny na vlnové povaze světla.

- vlnová povaha světla
- klíčové jevy optické interference.

36

Interference



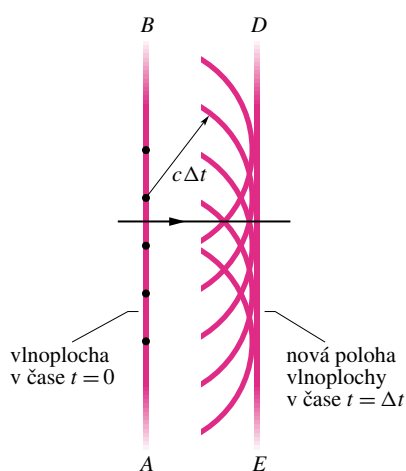
Povrch křídel motýlů z rodu **Morpho** je na první pohled nádherně modrozelený. Ale na rozdíl od barev většiny těles je matný třpyt motýlího křídla vyvolaný něčím opravdu pozoruhodným. Jestliže totiž změníte směr pozorování nebo jestliže se křídlo pohybuje, odstín zbarvení se mění. Vypadá to, že křídlo je barevně proměnné a modrozelené zbarvení skrývá „pravou“, matně hnědou barvu, kterou vidíme na spodní ploše křídla. Co je tak odlišného na vrchní ploše, co způsobuje tuto zajímavou podívanou?

36.1 INTERFERENCE

Duha ukazuje, že sluneční světlo je složeno ze všech barev viditelného spektra. Barvy se objevují v duze proto, že světlo různých vlnových délek prochází dešťovými kapkami, které duhu vytvářejí, v různých směrech. Avšak mýdlová bublina nebo olejová skvrna mohou rovněž vytvářet jasné barvy, které tentokrát nevznikají lomem světla, ale konstruktivní a destruktivní **interferencí** světla. Vzájemným skládáním vln se zesilují nebo potlačují určité barvy ve spektru dopadajícího světla. Interference vln je tedy projevem superpozice vlnění shodným s tím, který byl probíráán v kap. 17.

Toto selektivní zesílení nebo zeslabení světla určitých vlnových délek má mnoho aplikací. Když například světlo dopadá na obyčejný skleněný povrch, pak asi 4 % dopadající energie se odráží, takže procházející svazek je o toto množství zeslaben. Tyto nežádoucí ztráty mohou být vážným problémem ve složitých optických soustavách s mnoha prvky. Tenká průhledná *interferenční vrstva*, vytvořená na skleněném povrchu, může pomocí destruktivní interference omezit množství odraženého světla a tím zesílit světlo procházející. Na přítomnost takové vrstvy ukazuje modré zbarvení objektivů kamer. Interferenční vrstvy mohou být také použity ke zvýšení — a nikoli ke snížení — schopnosti ploch odrážet světlo.

Abychom pochopili interferenci, musíme opustit omezující geometrickou optiku a využít dokonalejších prostředků vlnové optiky. Jak uvidíme, je vskutku interference asi nejpřesvědčivější důkaz, že světlo je vlnění — protože interferenci nelze vyložit jinak, než pomocí vln.



Obr. 36.1 Konstrukce šíření rovinné vlny ve vakuu na základě Huygensova principu.

36.2 SVĚTLO JAKO VLNA

Prvním, kdo předložil přesvědčivou vlnovou teorii světla, byl holandský fyzik Christian Huygens v roce 1678. Jeho teorie není tak rozsáhlá jako pozdější Maxwellova elektromagnetická teorie světla, je matematicky jednodušší a dodnes se používá. Její velkou předností je, že první vysvětlila zákon odrazu a lomu pomocí šíření vln a vyložila fyzikální smysl indexu lomu.

Huygensova vlnová teorie je založena na geometrické konstrukci, která dovoluje stanovit, kde se bude nalézat vlnoplocha v libovolném pozdějším čase, jestliže známe její současnou polohu. Tato konstrukce vyplývá z **Huygensova principu**, který zní:

Všechny body na vlnoploše slouží jako bodové zdroje sekundárních kulových vlnoploch. Po nějakém čase Δt bude novou polohou vlnoplochy tečná plocha k těmto sekundárním vlnoplohám.

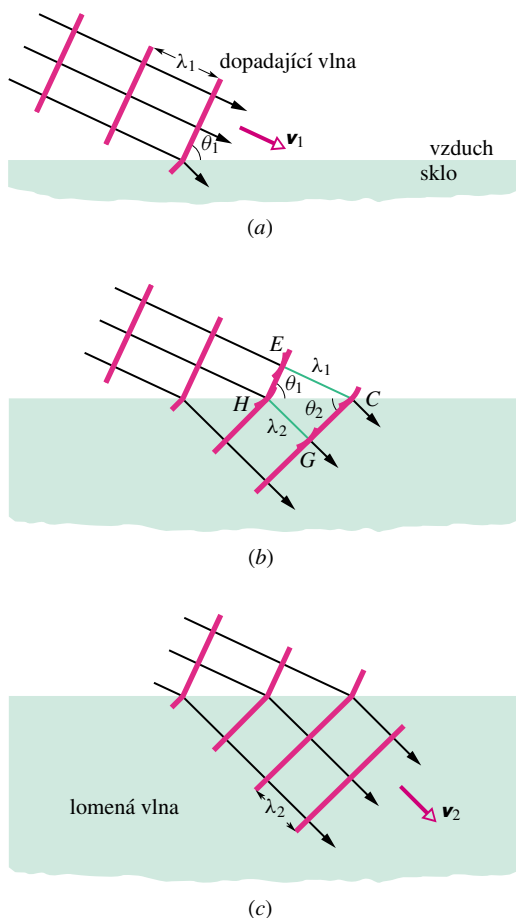
Uvedeme jednoduchý příklad. Vlevo na obr. 36.1 je poloha vlnoplochy rovinné vlny, šířící se ve vakuu doprava, reprezentována rovinou AB kolmou k nákresně. Kde bude vlnoplocha po čase Δt ? Použijme některé body roviny AB (tečky) jako zdroje sekundárních kulových vlnek, které jsou emitovány v čase $t = 0$. V čase Δt bude mít poloměr všech těchto kulových vlnek hodnotu $c\Delta t$, kde c je rychlost šíření světla ve vakuu. Nakreslíme rovinu DE , tečnou k těmto vlnkám v čase Δt . Tato rovina představuje vlnoplochu rovinné vlny v čase Δt ; je rovnoběžná s rovinou AB a její vzdálenost od ní je $c\Delta t$.

Zákon lomu

Užijeme nyní Huygensova principu k odvození zákona lomu, který je vyjádřen rov. (34.44) (Snellův zákon). Obr. 36.2 ukazuje situaci při lomu několika vlnoploch na rovinném rozhraní mezi vzduchem (prostředí 1) a sklem (prostředí 2). Vybereme libovolně vlnoplochy, mezi nimiž je vzdálenost λ_1 , která odpovídá vlnové délce v prostředí 1. Nechť je rychlost světla ve vzduchu v_1 a ve skle v_2 . Platí, že $v_2 < v_1$.

Úhel θ_1 v obr. 36.2a je úhel mezi vlnoplochou a rozhraním; je stejně velký jako úhel mezi *normálou* k vlnoploše (tj. dopadajícím paprskem) a *normálou* k rozhraní — tedy θ_1 je úhel dopadu.

Jakmile vlna vstoupí do skla (obr. 36.2b), bude čas $t_1 = \lambda_1/v_1$, potřebný k rozšíření vlnky z bodu E do bodu C , stejný jako čas $t_2 = \lambda_2/v_2$, potřebný k rozšíření vlnky menší rychlostí ve skle z bodu H do bodu G . Porovnáním



Obr. 36.2 Lom rovinné vlny na rozhraní vzduch — sklo, zkonstruovaný pomocí Huygensova principu. Vlnová délka ve skle je menší než vlnová délka ve vzduchu. Pro zjednodušení není zakreslena odražená vlna.

těchto časů získáme vztah

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{v_1}{v_2}, \quad (36.1)$$

který ukazuje, že vlnové délky světla ve dvou prostředích jsou úměrné rychlostem světla v těchto prostředích.

Z Huygensova principu vyplývá, že lomem vzniklá vlnoplocha musí být tečnou rovinou v bodě G k oblouku o poloměru λ_2 se středem v H . Je orientována tak, jak ukazuje obrázek. Poznamenejme, že úhel θ_2 mezi vlnoplochou vzniklou lomem a rozhraním je úhlem lomu.

Pro pravoúhlé trojúhelníky HCE a HCG na obr. 36.2b můžeme psát

$$\sin \theta_1 = \frac{\lambda_1}{|HC|} \quad (\text{pro trojúhelník } HCE)$$

a

$$\sin \theta_2 = \frac{\lambda_2}{|HC|} \quad (\text{pro trojúhelník } HCG).$$

Dělením první z těchto dvou rovnic rovnicí druhou a užitím rov. (36.1) nalezneme

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (36.2)$$

Index lomu každého prostředí je definován jako poměr rychlosti světla c ve vakuu k rychlosti světla v v tomto prostředí. Potom

$$n = \frac{c}{v} \quad (\text{index lomu}). \quad (36.3)$$

Pro naše dvě prostředí máme

$$n_1 = \frac{c}{v_1} \quad \text{a} \quad n_2 = \frac{c}{v_2}. \quad (36.4)$$

Spojením rov. (36.2) a (36.4) nalezneme

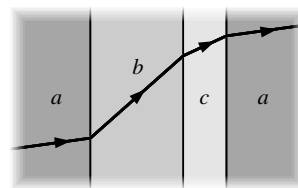
$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{c/n_1}{c/n_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (36.5)$$

neboli

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (\text{zákon lomu}), \quad (36.6)$$

což je zákon lomu zavedený v kap. 34.

KONTROLA 1: Obrázek ukazuje paprsek monochromatického světla, procházejícího rovnoběžnými rozhraními ze vstupního prostředí a přes vrstvy z látky b a c a potom opět do látky a . Seřadte prostředí sestupně podle rychlosti šíření světla.



Vlnová délka a index lomu

Viděli jsme, že vlnová délka světla se změní, jestliže se změní rychlost světla při přechodu rozhraním z jednoho prostředí do druhého. Dále podle rov. (36.3) závisí rychlost světla v libovolném prostředí na jeho indexu lomu. Z toho plyne, že vlnová délka světla v libovolném prostředí závisí na indexu lomu tohoto prostředí. Nechť dokonale monochromatické světlo má ve vakuu vlnovou délku λ a rychlost šíření c , zatímco v prostředí o indexu lomu n má

vlnovou délku λ_n a rychlost v . Potom můžeme rov. (36.1) vyjádřit jako

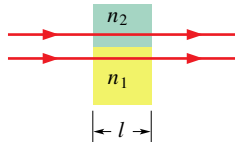
$$\lambda_n = \lambda \frac{v}{c}. \quad (36.7)$$

Užitím rov. (36.3) dostaneme

$$\lambda_n = \frac{\lambda}{n}. \quad (36.8)$$

Tento výraz vyjadřuje vztah vlnové délky světla v libovolném prostředí k jeho vlnové délce ve vakuu: čím větší je index lomu prostředí, tím menší je vlnová délka světla v tomto prostředí.

Tato skutečnost je důležitá v případech zahrnujících interferenci světelných vln. Například na obr. 36.3 mají vlny paprsků (tzn. vlny reprezentované paprsky) stejnou



Obr. 36.3 Dva světelné paprsky, šířící se dvěma prostředími s různými indexy lomu.

vlnovou délku λ a jsou zpočátku, ve vzduchu ($n \doteq 1$), ve fázi. Jedna z vln prochází prostředím 1 o indexu lomu n_1 a délce l . Druhá prochází prostředím 2 o indexu lomu n_2 a stejné délce l . Protože se vlnové délky v obou prostředích liší, nezůstanou obě vlny po jejich opuštění obecně ve fázi.

Fázový rozdíl mezi dvěma světelnými vlnami se může změnit, jestliže se vlny šíří různými látkami, které mají různé indexy lomu.

Jak ukážeme, změna fázového rozdílu určuje interferenci světelných vln, které dospěly do nějakého společného bodu. Abychom našli jejich nový fázový rozdíl, měřený ve vlnových délkách, musíme nejdříve stanovit počet N_1 vlnových délek, které jsou obsaženy podél dráhy l v prostředí 1. Podle rov. (36.8) je vlnová délka v prostředí 1 rovna $\lambda_1 = \lambda/n_1$, takže

$$N_1 = \frac{l}{\lambda_1} = \frac{ln_1}{\lambda}. \quad (36.9)$$

Analogicky stanovíme počet N_2 vlnových délek, kterými lze vyjádřit vzdálenost l v prostředí 2, v němž je vlnová délka rovna $\lambda_2 = \lambda/n_2$:

$$N_2 = \frac{l}{\lambda_2} = \frac{ln_2}{\lambda}. \quad (36.10)$$

Abychom našli nový fázový rozdíl mezi vlnami, vypočítáme rozdíl N_1 a N_2 . Za předpokladu $n_2 > n_1$ dostaneme

$$N_2 - N_1 = \frac{ln_2}{\lambda} - \frac{ln_1}{\lambda} = \frac{l}{\lambda}(n_2 - n_1). \quad (36.11)$$

Předpokládejme, že hodnota rozdílu fází vln podle rovnice (36.11) je 45,6 vlnové délky. To je ekvivalentní případu, v němž jsou počáteční fáze obou vln shodné a posunutí jedné z nich je vzhledem ke druhé rovno 45,6 vlnové délky. Je-li rozdíl fází celočíselným násobkem vlnové délky (např. 45), jsou obě vlny opět ve fázi. Důležitá je pouze desetinná část násobku (zde 0,6). Fázový rozdíl 45,6 vlnové délky je ekvivalentní fázovému rozdílu 0,6 vlnové délky.

Fázový rozdíl 0,5 vlnové délky uvede vlny do opačné fáze. Jestliže takové vlny dospěly do nějakého společného bodu, dojde k destruktivní interferenci, projevující se tmavým, neosvětleným místem. Naproti tomu při fázovém rozdílu 0,0 nebo 1,0 vlnové délky dojde ke konstruktivní interferenci vln a osvětlení společného bodu bude maximální. Vzhledem k oběma uvedeným krajním případům odpovídá náš fázový rozdíl 0,6 vlnové délky přechodné situaci, která je bližší k destruktivní interferenci, takže osvětlení ve společném bodě bude slabé.

Fázový rozdíl se obvykle vyjadřuje v jednotkách rovinného úhlu, tzn. v radiánech nebo ve stupních. Vyjádření fázového rozdílu v jednotce rovné vlnové délce je však názornější. Fázovému rozdílu jedné vlnové délky odpovídá fázový rozdíl 2π rad nebo 360° .

PŘÍKLAD 36.1

Dvě světelné vlny, které jsou na obr. 36.3 reprezentovány paprsky, mají před vstupem do prostředí 1 a 2 vlnovou délku 550,0 nm. Prostředím 1 je vzduch a prostředím 2 je plastová vrstva tloušťky 2,600 μm o indexu lomu 1,600.

(a) Jaký je fázový rozdíl vystupujících vln, vyjádřený ve vlnových délkách?

ŘEŠENÍ: Z rov. (36.11) pro $n_1 = 1,000$, $n_2 = 1,600$, $l = 2,600 \mu\text{m}$ a $\lambda = 550,0 \text{ nm}$ dostaneme

$$\begin{aligned} N_2 - N_1 &= \frac{l}{\lambda}(n_2 - n_1) = \\ &= \frac{(2,600 \cdot 10^{-6} \text{ m})}{(5,500 \cdot 10^{-7} \text{ m})}(1,600 - 1,000) = \\ &= 2,84, \end{aligned} \quad (\text{Odpověď})$$

což je ekvivalentní fázovému rozdílu 0,84 vlnové délky.

(b) Jestliže paprsky svírají malý úhel, setkají se vlny v témže bodě vzdáleného stínítka. Jaký typ interference v tomto bodě vytvoří?

ŘEŠENÍ: Faktický fázový rozdíl $0,84$ vlnové délky odpovídá přechodnému případu, který je bližší ke konstruktivní interferenci $(1,0)$ než k interferenci destruktivní $(0,5)$.

(c) Jaký je fázový rozdíl v radiánech a ve stupních?

ŘEŠENÍ: V radiánech

$$(0,84)(2\pi \text{ rad}) = 5,3 \text{ rad.} \quad (\text{Odpověď})$$

Ve stupních

$$(0,84)(360^\circ) = 302^\circ \doteq 300^\circ. \quad (\text{Odpověď})$$

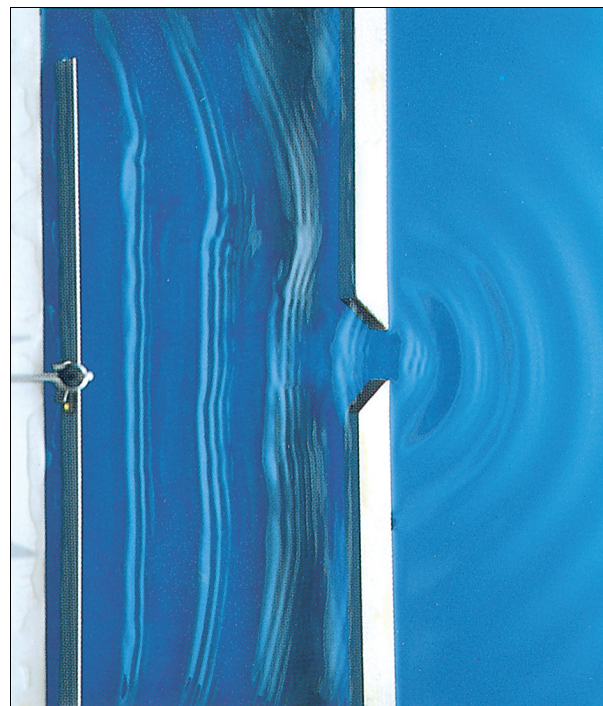
KONTROLA 2: Dvě světelné vlny, reprezentované na obr. 36.3 paprsky, mají stejné vlnové délky a jejich počáteční fáze jsou shodné. (a) Která vrstva má větší index lomu, jestliže délce horní vrstvy odpovídá $7,60$ vlnové délky a délce dolní vrstvy odpovídá $5,50$ vlnové délky? (b) Jestliže oba paprsky navzájem odkloníme, setkají se v tomtéž bodě na vzdáleném stínítku. Dojde tam k interferenci konstruktivní, částečně konstruktivní, částečně destruktivní, nebo destruktivní?

36.3 DIFRAKCE

V následující části rozebereme pokus, který poprvé prokázal, že světlo je vlna. Abychom byli na to připraveni, musíme zavést pojem **difrakce** (ohyb) vln, označující jev, který budeme podrobně zkoumat v kap. 37. Její podstata je následující: jestliže vlna dopadá na překážku s otvorem, jehož rozměry jsou srovnatelné s vlnovou délkou, část vlny, která otvorem projde, se rozšíří — bude *difraktovat* (ohýbat se) — do oblasti za stínítkem. Její šíření odpovídá šíření dílčích vlnoploch v Huygensově konstrukci na obr. 36.1. Difrakci vykazují vlny všech typů, tedy nejenom světelné vlny; obr. 36.4 ukazuje difrakci vodních vln, šířících se na vodní hladině v mělké nádobě.

Obr. 36.5a schematicky zobrazuje rovinnou vlnu o vlnové délce λ , dopadající na stínítko se štěrbinou, která má šířku $a = 6,0\lambda$ a je kolmá k nákresně. Za štěrbinou se vlna rozšíří i do stran. Obr. 36.5b ($a = 3,0\lambda$) a obr. 36.5c ($a = 1,5\lambda$) ilustrují základní vlastnost difrakce: čím užší je štěrbina, tím širší je oblast difrakce.

Difrakce omezuje použitelnost geometrické optiky, ve které šíření elektromagnetických vln vyjadřujeme paprsky. Jestliže se skutečně pokoušíme vytvořit paprsek průchodem světla úzkou štěrbinou nebo soustavou úzkých štěrbin, bude difrakce našemu úsilí bránit, protože vždy způsobí šíření světla i do stran. Dokonce čím užší štěrbinu použijeme (ve snaze vytvořit užší svazek), tím větší je toto rozšíření. Proto



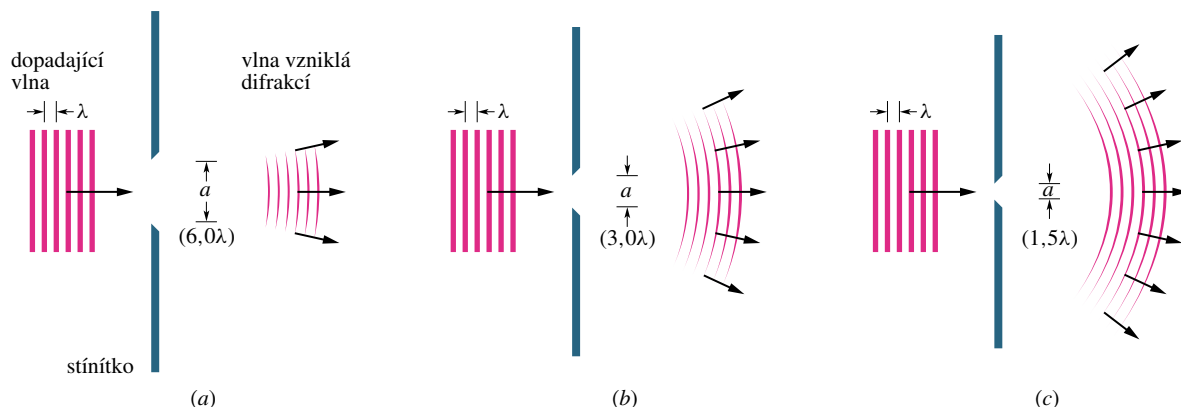
Obr. 36.4 Difrakce vodních vln v mělké nádobě. Vlny pohybující se zleva doprava se za otvorem v přepážce rozšíří podél vodní hladiny.

je geometrická optika použitelná pouze tehdy, když štěrbiny nebo jiné clony, které mohou být umístěny do dráhy světla, nemají rozměry srovnatelné s vlnovou délkou světla nebo menší.

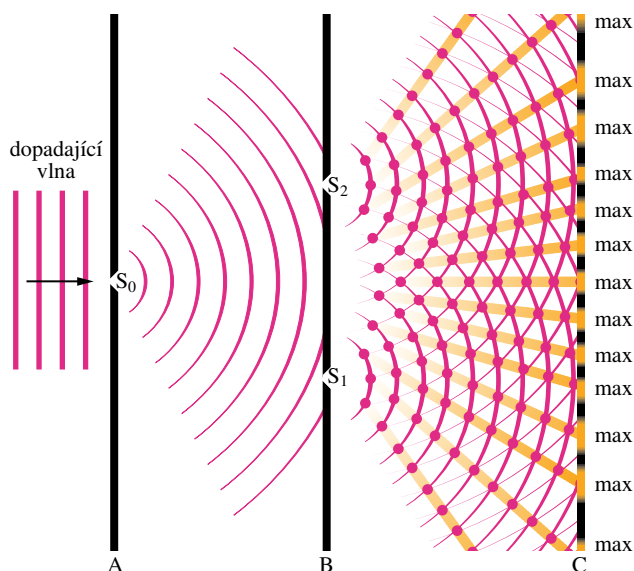
36.4 YOUNGŮV INTERFERENCE POKUS

V roce 1801 Thomas Young experimentálně prokázal, že světlo je vlna, zatímco většina fyziků v té době pokládala světlo za proud částic. Demonstroval, že světlo vykazuje interferenci stejně jako vodní vlny, zvukové vlny a všechny ostatní typy vln. Kromě toho dokázal změřit střední vlnovou délku slunečního světla; jím zjištěná hodnota 570 nm je obdivuhodně blízka dnes uznávané hodnotě 555 nm . Prozkoumáme nyní Youngův historický pokus jako příklad interference světelných vln.

Obr. 36.6 uvádí základní uspořádání Youngova pokusu. Světlo ze vzdáleného monochromatického zdroje osvětluje štěrbinu S_0 na stínítku A. Difrakcí vzniklé světlo osvětluje dvě štěrbiny S_1 a S_2 ve stínítku B. Difrakcí na těchto dvou štěrbinách vzniknou za stínítkem B dvě válcové vlny (průsečnice jejich vlnoploch s nákresnou jsou na obrázku zobrazeny částmi kružnic); v této oblasti vlna z jedné štěrbiny interferuje s vlnou z druhé štěrbiny.



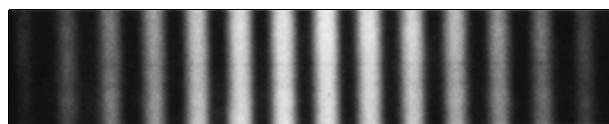
Obr. 36.5 Schematické znázornění difrakce. Pro danou vlnovou délku je difrakce výraznější pro menší šířku štěrby a . Obrázky ukazují případy pro (a) šířku štěrby $a = 6,0\lambda$, (b) šířku štěrby $a = 3,0\lambda$, (c) šířku štěrby $a = 1,5\lambda$. Ve všech třech případech se stínítko se štěrbinou rozprostírá kolmo pod i nad nákresem.



Obr. 36.6 Tento obrázek je příčným řezem; stínítko, štěrbina a interferenční obrazec jsou protaženy pod nákresem a nad ní. V Youngově interferenčním experimentu dochází k difrakci dopadajícího monochromatického světla na štěrbině S_0 , která působí jako bodový zdroj světla o polokruhových vlnoplochách. Po dopadu na stínítko B je světlo difraktováno na štěrbinách S_1 a S_2 , které působí jako dva bodové zdroje světla. Světelné vlny postupující ze štěrbin S_1 a S_2 se vzájemně překrývají a interferují. Na projekčním stínítku C vzniká interferenční obrazec maxim a minim.

Na „momentce“ obr. 36.6 jsou tečkami vyznačeny body, ve kterých dochází ke konstruktivní interferenci (vznikají interferenční maxima). Z těchto bodů můžeme pozorovat pouze ty, které jsou v rovině stínítka, vloženého do šířících se vln. Body interferenčních maxim vytvářejí na stí-

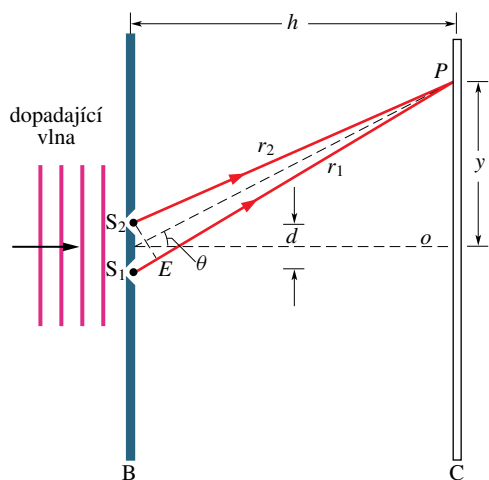
nítku svítící řady — nazývané *světlé pruhy*, *světlé proužky* nebo (volněji řečeno) *maxima* — které se rozprostírají napříč stínítko (pod nákresem v obr. 36.6 a nad ní). Tmavé oblasti — nazývané *tmavé pruhy*, *tmavé proužky* nebo (volněji řečeno) *minima* — jsou výsledkem destruktivní interference a jsou patrné mezi světlými proužky. (Přesněji řečeno: *maxima* a *minima* odpovídají středům pruhů.) Struktura světlých a tmavých proužků na stínítku se nazývá **interferenční obrazec**. Fotografie interferenčního obrazce je na obr. 36.7; pro úsporu místa je fotografie pootočená o 90° .



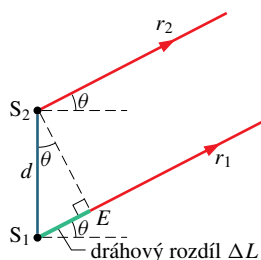
Obr. 36.7 Fotografie interferenčního obrazce vytvořeného v sestavě podle obr. 36.6. Zobrazuje čelný pohled na část stínítka C a je otočena o 90° . Střídající se maxima a minima se nazývají *interferenční proužky*. Podobají se dekoracím proužků užívanému někdy na šatech a závěsech.

Lokalizace proužků

V Youngově dvojštěrbinovém interferenčním pokusu, jak uvedený experiment nazýváme, vytvářejí vlny proužky, ale jak se vlastně určí jejich poloha? Abychom našli odpověď, budeme uvažovat uspořádání podle obr. 36.8a. Rovinná vlna monochromatického světla dopadá na dvě štěrbiny S_1 a S_2 na stínítku B; světlo na štěrbinách difraktuje a na stínítku C vytváří interferenční obrazec. Sestrojíme středovou osu o jako kolmici ke stínítku C ze středu vzdálenosti mezi štěrbinami. Na stínítku zvolíme libovolný bod P a označíme θ úhel, který svírá spojnice P se středem mezi štěrbinami a středovou osou. V bodě P končí paprsek r_1 vlny šířící se ze spodní štěrby a paprsek r_2 vlny šířící se z horní štěrby.



(a)



(b)

Obr. 36.8 (a) Vlny ze štěrbin S_1 a S_2 (nad a pod nákrešnou) se skládají v libovolném bodě P na stínítku C ve vzdálenosti y od středové osy. Úhel θ je vhodnou veličinou ke stanovení polohy P . (b) Pro $h \gg d$ můžeme r_1 a r_2 považovat přibližně za rovnoběžné paprsky, šířící se pod úhlem θ vzhledem ke středové ose o .

Tyto vlny mají při výstupu ze štěrbin stejnou fázi, protože jsou částmi téže vlnoplochy dopadající vlny. Aby ale obě vlny dospěly od štěrbin do téhož bodu P , musí projít různé vzdálenosti. Je to podobný případ jako v čl. 18.4 se zvukovými vlnami, takže dospíváme k závěru:

Jestliže se dvě vlny šíří dráhami o různých délkách, jejich fázový rozdíl se může změnit.

Změna fázového rozdílu je způsobena *dráhovým rozdílem* ΔL cest, kterými se vlny šíří. Uvažujme dvě vlny se stejnou fází, které se šíří cestami s dráhovým rozdílem ΔL a potom procházejí nějakým společným bodem. Jestliže je ΔL nula nebo celočíselný násobek vlnové délky, vlny dospějí do společného bodu ve fázi a interferují konstruktivně. Jestliže to platí pro vlny s dráhami r_1 a r_2 na obr. 36.8, pak bod P leží na světlém proužku. Pokud je ΔL lichý násobek poloviny vlnové délky, dopadají vlny do společného bodu

přesně s opačnou fází a interferují destruktivně. Jestliže to platí pro dráhy r_1 a r_2 , bude v bodě P tmavý proužek. (A samozřejmě můžeme mít přechodný stav interference s takovým osvětlením v P , které odpovídá hodnotám mezi světlým a tmavým proužkem.) Tedy:

To, co se objeví v Youngově interferenceŇním pokusu v každém bodě stínítka, je určeno dráhovým rozdílem ΔL paprsků, které do tohoto bodu dospěly.

Polohu každého světlého nebo tmavého proužku můžeme určit z úhlu θ od středové osy o k proužku. Abychom našli θ , musíme jej vyjádřit pomocí ΔL . Podle obr. 36.8a začneme nalezením takového bodu E na paprsku r_1 , ve kterém je délka dráhy z E do P rovna délce dráhy z S_2 do P . Pak dráhový rozdíl ΔL mezi oběma paprsky je právě vzdálenost $|S_1 E|$.

Vztah mezi úhlem θ a vzdáleností $|S_1 E|$ je složitý, ale můžeme jej značně zjednodušit, jestliže uspořádáme experiment tak, aby vzdálenost h od štěrbin ke stínítku byla mnohem větší, než je vzdálenost d mezi štěrbinami. V takovém případě můžeme považovat paprsky r_1, r_2 za vzájemně rovnoběžné a šířící se pod úhlem θ k ose (obr. 36.8b). Potom také můžeme považovat trojúhelník $S_1 S_2 E$ za pravoúhlý s vnitřním úhlem θ u vrcholu S_2 . Pro tento trojúhelník je $\sin \theta = \Delta L / d$ a tedy

$$\Delta L = d \sin \theta \quad (\text{dráhový rozdíl}). \quad (36.12)$$

Ukázali jsme, že pro světlý proužek musí být ΔL nula nebo celočíselný násobek vlnové délky. Užitím rov. (36.12) můžeme tento požadavek vyjádřit jako

$$\Delta L = d \sin \theta = (\text{celé číslo})(\lambda) \quad (36.13)$$

neboli

$$d \sin \theta = m\lambda, \quad \text{kde } m = 0, 1, 2, \dots$$

(maxima — světlé proužky). (36.14)

Pro tmavé proužky musí být ΔL lichým násobkem poloviny vlnové délky. Opět užitím rov. (36.12) můžeme tento požadavek vyjádřit jako

$$\Delta L = d \sin \theta = (\text{liché číslo})\left(\frac{1}{2}\lambda\right) \quad (36.15)$$

neboli

$$d \sin \theta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda, \quad \text{kde } m = 0, 1, 2, \dots$$

(minima — tmavé proužky). (36.16)

Pomocí rov. (36.14) a (36.16) můžeme nalézt úhel θ libovolného proužku a tedy i jeho polohu; kromě toho můžeme hodnotu m užít k označení proužku. Pro $m = 0$ udává rov. (36.14), že světlý proužek leží ve směru $\theta = 0$, tzn. na středové ose. Toto *středové (centrální) maximum* je místem, ve kterém vlny, šířící se ze dvou štěrbin, mají dráhový rozdíl $\Delta L = 0$, proto mají i nulový fázový rozdíl.

Například pro $m = 2$ rov. (36.14) udává, že *světlé* proužky jsou ve směru

$$\theta = \arcsin\left(\frac{2\lambda}{d}\right)$$

nahoru nebo dolů vzhledem k ose. Vlny ze dvou štěrbin dospějí do místa těchto proužků při $\Delta L = 2\lambda$ a tedy s rozdílem fází odpovídajícím dvěma vlnovým délkám. Tyto proužky se nazývají proužky *druhého řádu* (ve smyslu $m = 2$) neboli *druhá vedlejší maxima* (druhá maxima od středového maxima), nebo jsou označovány jako druhé proužky od středového maxima.

Pro $m = 1$ z rov. (36.16) vyplývá, že *tmavé* proužky jsou ve směru

$$\theta = \arcsin\left(\frac{1,5\lambda}{d}\right)$$

nad nebo pod osou. Vlny ze dvou štěrbin dorazí do míst těchto proužků s $\Delta L = 1,5\lambda$ a s fázovým rozdílem odpovídajícím 1,5 vlnové délky. Tyto proužky se nazývají *druhé tmavé proužky* neboli *druhá minima*, protože to jsou druhé tmavé proužky od středové osy. (První tmavý proužek neboli první minimum se nachází v těch místech, pro která je v rov. (36.16) $m = 0$.)

Rov. (36.14) a (36.16) byly odvozeny pro případ, že $h \gg d$. Lze je však také užít, jestliže mezi štěrbinu a projekční stínítko vložíme spojnu čočku a stínítko posuneme do ohniska čočky. (Stínítko je potom v *ohniskové rovině* čočky, tzn. v rovině kolmé ke středové ose v ohnisku.) Paprsky, které se sejdou v libovolném místě stínítka, musí být před dopadem na čočku rovnoběžné — což odpovídá původně rovnoběžným paprskům na obr. 35.13a, které jsou čočkou soustředěny do bodu.

KONTROLA 3: Jaké jsou ΔL (jako násobek vlnové délky λ) a fázový rozdíl (ve vlnových délkách) dvou paprsků na obr. 36.8a, jestliže bod P (a) odpovídá třetímu vedlejšímu maximu a (b) třetímu minimu?

PŘÍKLAD 36.2

Jaká je vzdálenost na stínítku C na obr. 36.8a mezi sousedními maximy v blízkosti středu interferenčního obrazce? Vlnová délka λ světla je 546 nm, vzdálenost štěrbin d je 0,12 mm

a vzdálenost h stínítka od štěrbin je 55 cm. Předpokládejte, že úhel θ na obr. 36.8 je dostatečně malý, takže je oprávněné použít přibližného vztahu $\sin \theta \approx \tan \theta \approx \theta$, ve kterém je úhel θ vyjádřen v radiánech.

ŘEŠENÍ: Z obr. 36.8 vidíme, že pro nějaké číslo m (jeho malá hodnota zajišťuje, aby odpovídající maximum bylo v blízkosti středu obrazce) platí

$$\tan \theta \approx \theta = \frac{y_m}{h},$$

kde y_m je vzdálenost m -tého maxima od osy. Z rov. (36.14) pro příslušnou hodnotu m dostaneme

$$\sin \theta \approx \theta = \frac{m\lambda}{d}.$$

Jestliže porovnáme oba výrazy pro θ a řešíme je vzhledem k y_m , nalezneme

$$y_m = \frac{m\lambda h}{d}. \quad (36.17)$$

Podobně pro sousední vzdálenější proužek platí

$$y_{m+1} = \frac{(m+1)\lambda h}{d}. \quad (36.18)$$

Vzdálenost mezi sousedními maximy nalezneme odečtením hodnoty rov. (36.17) od hodnoty rov. (36.18):

$$\begin{aligned} \Delta y &= y_{m+1} - y_m = \frac{\lambda h}{d} = \\ &= \frac{(546 \cdot 10^{-9} \text{ m})(55 \cdot 10^{-2} \text{ m})}{(0,12 \cdot 10^{-3} \text{ m})} = \\ &= 2,50 \cdot 10^{-3} \text{ m} \doteq 2,5 \text{ mm}. \quad (\text{Odpověď}) \end{aligned}$$

Pokud jsou d a θ na obr. 36.8a malé, rozteč mezi interferenčními proužky nezávisí na m ; šířka proužků je také stejná.

36.5 KOHERENCE

Nutnou podmínkou, aby se interferenční obrazec objevil na stínítku C v obr. 36.6 je, aby se fázový rozdíl světelných vln, dopadajících do libovolného bodu P stínítka, neměnil s časem. To je případ podle obr. 36.6, protože vlny šířící se od štěrbin S_1 a S_2 jsou částmi jediné světelné vlny osvětlující štěrbinu. Protože fázový rozdíl zůstává konstantní, je světlo ze štěrbin S_1 a S_2 dokonale **koherentní**.

Přímé sluneční světlo je částečně koherentní; vlny slunečního světla dopadajícího do dvou bodů mají konstantní fázový rozdíl pouze tehdy, jestliže jsou tyto body blízko u sebe. Jestliže se podíváte zblízka na svůj nehet v jasném slunečním světle, můžete vidět interferenční obrazec, nazývaný anglicky *speckle*: nehet je jakoby pokryt barevnými

skvrnkami (speckle = skvrnka). Tento jev pozorujete proto, že světelné vlny, vzniklé rozptylem ve velmi blízkých bodech nehtu, jsou dostatečně koherentní k tomu, aby ve vašem oku spolu interferovaly. Štěrbiny ve dvojštěrbinovém pokusu však nejsou navzájem dostatečně blízko, takže v přímém slunečním světle je světlo ve štěrbinách vzájemně **nekoherentní**. Abychom získali koherentní světlo, propustíme sluneční světlo jedinou štěrbinou; protože je tato štěrbina úzká, světlo, které jí projde, je koherentní. Úzká štěrbina dále způsobí, že svazek světla se v důsledku difrakce rozšíří a osvětlí obě štěrbinové koherentním světlem.

Jestliže nahradíme štěrbinu dvěma stejnými, ale nezávislými monochromatickými světelnými zdroji, jakými jsou dva tenké rozžhavené dráty, fázový rozdíl vln se rychle a náhodně mění. Je to proto, že světlo je vyzařováno z drátů velkým množstvím atomů, které září náhodně a nezávisle po velmi krátkou dobu (řádu nanosekund). Následkem toho se v libovolném bodě projekční plochy rychle mění interference vln z obou zdrojů mezi konstruktivní a destruktivní. Oko (a většina běžných optických detektorů) takové změny nemůže sledovat a nemůže vidět interferenční obrazec. Proužky zmizí a stínítko je osvětleno stejnoměrně. A právě takové světlo nazýváme nekoherentní.

Laser se liší od běžných světelných zdrojů tím, že jeho atomy vyzařují světlo koordinovaně, takže poskytují koherentní světlo. Toto světlo je navíc téměř monochromatické, je vyzařováno v úzkém svazku s malou rozbíhavostí a může být fokusováno do stopy, jejíž rozměry jsou srovnatelné s vlnovou délkou světla.

36.6 INTENZITA PŘI INTERFERENCI SVĚTLA ZE DVOU ŠTĚRBIN

Rov. (36.14) a (36.16) vyjadřují, jak jsou na stínítku C rozložena maxima a minima jako funkce úhlu θ při interferenci ze dvou štěrbin podle obr. 36.8. Chceme nyní odvodit vztah pro intenzitu I proužků jako funkci θ .

Světlo opouštějící štěrbinu je ve fázi. Předpokládejme však, že složky vektoru intenzity elektrického pole světelných vln, které dospějí do bodu P na obr. 36.8 ze dvou štěrbin, nejsou ve fázi a mění se s časem podle vztahů

$$E_1 = E_0 \sin \omega t \quad (36.19)$$

a

$$E_2 = E_0 \sin(\omega t + \varphi), \quad (36.20)$$

kde ω je úhlová frekvence obou vln a φ je fázová konstanta vlny E_2 . Poznamenejme, že obě vlny mají stejnou amplitudu E_0 a fázový rozdíl φ . Protože se tento fázový rozdíl nemění, vlny jsou koherentní. Ukážeme, že tyto dvě vlny se

budou v bodě P skládat a způsobí osvětlení o intenzitě I , dané vztahem

$$I = 4I_0 \cos^2 \frac{1}{2}\varphi, \quad (36.21)$$

kde

$$\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \theta. \quad (36.22)$$

V rov. (36.21) je I_0 intenzita světla, které přichází na stínítko z jedné štěrbin, když druhá štěrbina je dočasně zakryta. Předpokládejme, že ve srovnání s vlnovou délkou jsou štěrbinové tak úzké, že intenzita světla z jedné štěrbin je prakticky stejná v celé oblasti stínítka, na kterém proužky zkoumáme.

Rov. (36.21) a (36.22) vyjadřují průběh intenzity I ve struktuře proužků na obr. 36.8 v závislosti na úhlu θ . Obsahují také informaci o rozložení maxim a minim. Ověřme si to.

Rozbor rov. (36.21) ukazuje, že maxima intenzity se objeví, když

$$\frac{1}{2}\varphi = m\pi, \quad \text{kde } m = 0, 1, 2, \dots \quad (36.23)$$

Jestliže dosadíme tento výsledek do rov. (36.22), nalezneme

$$2m\pi = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \theta, \quad \text{kde } m = 0, 1, 2, \dots$$

neboli

$$d \sin \theta = m\lambda, \quad \text{kde } m = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{maxima}), \quad (36.24)$$

což je přesně rov. (36.14), tedy vztah, který jsme dříve odvodili pro polohu maxim.

Minima se ve struktuře proužků objeví, když

$$\frac{1}{2}\varphi = (m + \frac{1}{2})\pi, \quad \text{kde } m = 0, 1, 2, \dots$$

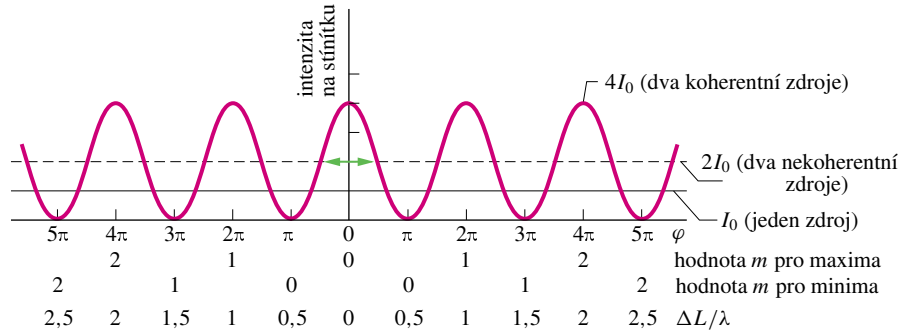
Jestliže toto dosadíme do rov. (36.22), dospějeme ihned k rovnici

$$d \sin \theta = (m + \frac{1}{2})\lambda, \quad \text{kde } m = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{minima}), \quad (36.25)$$

což je právě rov. (36.16), tedy vztah, který jsme odvodili pro polohu tmavých proužků.

Křivka na obr. 36.9, sestavená podle vztahu (36.21), ukazuje rozložení intenzity při interferenci světla ze dvou štěrbin v závislosti na fázovém rozdílu φ na stínítku. Plná

Obr. 36.9 Graf podle rov. (36.21) ukazuje průběh intenzity jako funkci fázového rozdílu mezi vlnami z obou štěrbin ve dvojštěrbinovém interferenčním obrazci. I_0 je (rovnoměrná) intenzita na stínítku v případě, že je jedna štěrbina zakryta. Střední intenzita v interferenčním obrazci je $2I_0$ a maximální intenzita (pro koherentní světlo) je $4I_0$.



vodorovná čára určuje I_0 , (stejnou intenzitu na stínítku v případě, že je jedna štěrbina zakryta. Povšimněte si v rov. (36.21) a v grafu, že intenzita I (která je vždy kladná) se mění od nuly v minimech do $4I_0$ v maximech.

Jestliže jsou vlny ze dvou zdrojů (štěrbín) *nekoherentní*, takže vztah jejich fází je proměnný, struktura proužků nevznikne a intenzita má ve všech bodech stínítka stejnou hodnotu $2I_0$; tuto hodnotu vyjadřuje vodorovná přerušovaná čára na obr. 36.9.

Energie nemůže interferencí vznikat ani zanikat, ale pouze se na stínítku přerozdělí. Průměrná intenzita na stínítku má tedy stejnou hodnotu $2I_0$ bez ohledu na to, zda jsou zdroje koherentní nebo ne. To vyplývá z rov. (36.21); jestliže dosadíme $1/2$, což je střední hodnota druhé mocniny funkce kosinus, vztah se redukuje na $\bar{I} = 2I_0$.

Odvození rov. (36.21) a (36.22)

Složky intenzity elektrického pole E_1 a E_2 , dané rovnicemi (36.19) a (36.20), budeme skládat metodou fázorů, probíranou v čl. 17.10. Na obr. 36.10a jsou vlny se složkami E_1 a E_2 vyjádřeny fázorem velikosti E_0 , který se otáčí kolem počátku úhlovou rychlostí ω . Hodnoty E_1 a E_2 v kterémkoli čase jsou projekce příslušného fázoru na vodorovnou osu. Obr. 36.10a zobrazuje fázory a jejich projekce v libovolném čase t . V souladu s rov. (36.19) a (36.20) má fázor úhel otáčení ωt a fázor E_2 má úhel otáčení $\omega t + \varphi$.

Sčítání složek polí E_1 a E_2 ve fázorovém diagramu provádíme podle obr. 36.10b jako skládání vektorů. Velikost vektorového součtu je amplituda E výsledné vlny, která má určitou fázovou konstantu β . Abychom našli amplitudu E z obr. 36.10b, upozorníme, že úhly označené β jsou stejné, protože se jedná o protilehlé úhly u základny rovnoramenného trojúhelníku. Protože pro trojúhelníky platí, že vnější úhel je roven součtu obou protilehlých vnitřních úhlů ($\varphi = \beta + \beta$), vidíme, že $\beta = \varphi/2$. Potom máme

$$E = 2(E_0 \cos \beta) = 2E_0 \cos \frac{1}{2}\varphi. \quad (36.26)$$

Jestliže umocníme obě strany tohoto vztahu, dostaneme

$$E^2 = 4E_0^2 \cos^2 \frac{1}{2}\varphi. \quad (36.27)$$

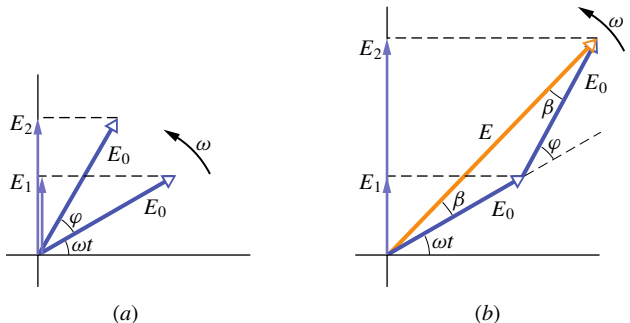
Z rov. (34.24) víme, že intenzita elektromagnetické vlny je úměrná druhé mocnině její amplitudy, takže vlny, které skládáme podle obr. 36.10b a jejichž amplitudy jsou E_0 , mají intenzitu I_0 úměrnou E_0^2 a výsledná vlna s amplitudou E má intenzitu I úměrnou E^2 . Potom

$$\frac{I}{I_0} = \frac{E^2}{E_0^2}.$$

Dosazením do tohoto vztahu z rov. (36.27) a úpravou dostaneme

$$I = 4I_0 \cos^2 \frac{1}{2}\varphi,$$

což je vztah, který jsme měli odvodit.



Obr. 36.10 (a) Fázory, znázorňující složky intenzity elektrického pole vln, zadané rov. (36.19) a (36.20). Oba mají velikost E_0 a otáčejí se rychlostí ω . (b) Vektorový součet obou fázorů dává fázor, představující výslednou vlnu s amplitudou E a fázovou konstantou β .

Zbývá odvodit rov. (36.22), která vyjadřuje fázový rozdíl mezi skládajícími se vlnami v nějakém bodě P na stínítku v obr. 36.8 ve směru úhlu θ , určujícím polohu tohoto bodu.

Fázový rozdíl φ v rov. (36.20) souvisí s dráhovým rozdílem $S_1 E$ na obr. 36.8. Jestliže $S_1 E$ je $\frac{1}{2}\lambda$, potom φ je π ; jestliže $S_1 E$ je λ , pak φ je 2π atp. Z toho lze vyvodit

$$(\text{fázový rozdíl}) = \frac{2\pi}{\lambda}(\text{dráhový rozdíl}). \quad (36.28)$$

Dráhový rozdíl S_1E na obr. 36.8b je právě $d \sin \theta$, takže rov. (36.28) dává

$$\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \theta,$$

což je právě rov. (36.22), tedy druhý vztah, který jsme měli odvodit.

Skládání více než dvou vln

V obecnějším případě bychom chtěli nalézt výsledek skládání více než dvou harmonických vln. Obecný postup je následující:

1. Sestrojíme řadu fázorů představujících funkce, které chceme skládat. Zakresluje je postupně a zachováváme správné vztahy fází mezi sousedními fázory.

2. Zakreslíme vektorový součet této posloupnosti. Jeho délka je úměrná amplitudě výsledného fázoru. Úhel mezi výsledným vektorem a prvním fázorem je výsledná fáze vzhledem k prvnímu fázoru. Průmět tohoto vektorového součtu na svislou osu dává časový průběh výsledné vlny.

PŘÍKLAD 36.3

Nalezněte výslednou vlnu $E(t)$ superpozicí následujících vln:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_0 \sin \omega t, \\ E_2 &= E_0 \sin(\omega t + 60^\circ), \\ E_3 &= E_0 \sin(\omega t - 30^\circ). \end{aligned}$$

ŘEŠENÍ: Výsledná vlna je

$$E(t) = E_1(t) + E_2(t) + E_3(t).$$

Při použití metody fázorů k nalezení tohoto součtu zvolíme hodnoty fázorů v libovolném čase t . Abychom řešení zjednodušili, zvolíme $t = 0$; fázory, příslušející třem vlnám, jsou pro tento okamžik zobrazeny na obr. 36.11. Při skládání fázorů postupujeme stejně jako při skládání jakýchkoli jiných vektorů. Součet vodorovných složek E_1 , E_2 a E_3 je

$$\begin{aligned} \sum E_h &= E_0 \cos 0 + E_0 \cos 60^\circ + E_0 \cos(-30^\circ) = \\ &= E_0 + 0,500E_0 + 0,866E_0 = 2,37E_0. \end{aligned}$$

Součet svislých složek, což je hodnota E v čase $t = 0$, je

$$\begin{aligned} \sum E_v &= E_0 \sin 0 + E_0 \sin 60^\circ + E_0 \sin(-30^\circ) = \\ &= 0 + 0,866E_0 - 0,500E_0 = 0,366E_0. \end{aligned}$$

Výsledná vlna $E(t)$ má amplitudu E_V

$$E_V = \sqrt{(2,37E_0)^2 + (0,366E_0)^2} = 2,4E_0$$

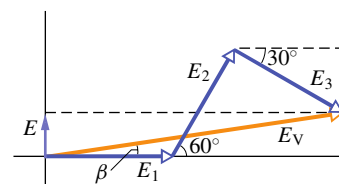
a fázový úhel β vzhledem k fázoru E_1 je

$$\beta = \arctg\left(\frac{0,366E_0}{2,37E_0}\right) = 8,8^\circ.$$

Pro výslednou vlnu můžeme nyní psát

$$\begin{aligned} E &= E_V \sin(\omega t + \beta) = \\ &= 2,4E_0 \sin(\omega t + 8,8^\circ). \end{aligned} \quad (\text{Odpověď})$$

Pozor na správnou interpretaci úhlu β na obr. 36.11: je to konstantní úhel mezi E_V a E_1 , i když se všechny čtyři vektory otáčejí jako celek kolem počátku. Úhel mezi E_V a vodorovnou osou nezměňuje se.



Obr. 36.11 Příklad 36.3. Tři fázory E_1 , E_2 a E_3 , zobrazené v čase $t = 0$, se skládají ve výsledný fázor E_V .

KONTROLA 4: Každá ze čtyř dvojic světelných vln dopadá do určitého bodu na projekční ploše. Vlny mají stejnou vlnovou délku. Jejich amplitudy a fázové rozdíly v dosaženém bodě jsou (a) $2E_0$, $6E_0$ a π rad; (b) $3E_0$, $5E_0$ a π rad; (c) $9E_0$, $7E_0$ a 3π rad; (d) $2E_0$, $2E_0$ a 0 rad. Seřadte dvojice podle velikosti výsledné intenzity světla v těchto bodech. (Tip: Nakreslete fázory.)

36.7 INTERFERENCE NA TENKÉ VRSTVĚ

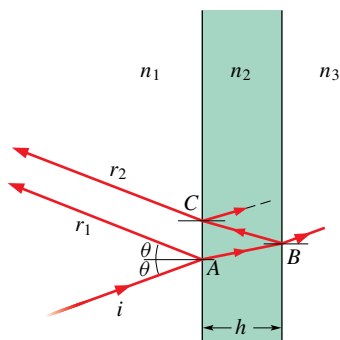
Barvy, které vidíme, když sluneční světlo dopadá na mýdlovou bublinu nebo na olejovou skvrnu, jsou důsledkem interference světelných vln odražených od přední a zadní plochy tenké průhledné vrstvy. Tloušťka mýdlové nebo olejové vrstvy je obvykle řádově rovna jednotkám vlnových délek obsažených ve (viditelném) světle. (Nebudeme se zabývat většími tloušťkami, protože ty potlačí koherenci světla potřebnou k vytvoření barev pomocí interference. Zaměříme se pouze na menší tloušťky.)

Obr. 36.12 ukazuje tenkou průhlednou vrstvu tloušťky L o indexu lomu n_2 , osvětlenou intenzivním světlem vlnové délky λ ze vzdáleného bodového zdroje. Předpokládejme, že na obou stranách vrstvy je vzduch, takže na obr. 36.12 je $n_1 = n_3$. Pro zjednodušení také připusíme, že

světelné paprsky jsou téměř kolmé k vrstvě ($\theta \approx 0$). Zajímáme se, zda pro pozorovatele, který se dívá téměř kolmo, je vrstva světlá, nebo tmavá. (Jak je možné, aby vrstva byla tmavá, když je intenzívně osvětlena? Uvidíme.)

Světlo, představované paprskem i , dopadá na čelní (levou) plochu vrstvy v bodě A , kde se jednak odráží, jednak láme. Odražený paprsek r_1 vstupuje do oka pozorovatele. Lomené světlo protíná vrstvu v bodě B zadního rozhraní, kde se také odráží a láme. Světlo odražené v B se vrací zpět vrstvou k bodu C , kde se opět jak odráží, tak i láme. Světlo vzniklé v C , představované paprskem r_2 , vstupuje do pozorovatelova oka také.

Jestliže světelné vlny příslušející paprskům r_1 a r_2 jsou v oku ve fázi, vytvářejí interferenční maximum a oblast AC na vrstvě je pro pozorovatele světlá. Jestliže mají opačnou fázi, vytvářejí interferenční minimum a oblast AC je pro pozorovatele tmavá, přestože je osvětlená. A jestliže vlny mají fázový rozdíl z intervalu mezi oběma krajními případy, pak dochází k přechodnému stavu interference a osvětlení pozorované oblasti má odpovídající hodnotu mezi maximální a minimální intenzitou.



Obr. 36.12 Světelné vlny, představované paprskem i , dopadají na tenkou vrstvu tloušťky h s indexem lomu n_2 . Paprsky r_1 a r_2 příslušejí světelným vlnám, odraženým na přední a zadní ploše vrstvy. (Všechny tři paprsky jsou ve skutečnosti téměř kolmé k vrstvě.) Interference vln, znázorněných pomocí r_1 a r_2 , závisí na jejich fázovém rozdílu. Index lomu n_1 prostředí vlevo se může lišit od indexu lomu prostředí vpravo, ale tentokrát předpokládáme, že obě prostředí tvoří vzduch. Pro něj je $n_1 = n_3 = 1,0$, což je menší hodnota než n_2 .

Základem toho, co pozorovatel vidí, je tedy fázový rozdíl mezi vlnami, znázorněnými paprsky r_1 a r_2 . Oba paprsky jsou odvozeny z téhož paprsku i , ale během cesty, při které se vytváří paprsek r_2 , se světlo šíří vrstvou dvakrát (z A do B a potom z B do C), kdežto cesta paprsku r_1 neobsahuje průchod vrstvou. Protože úhel θ je blízký k nule, vyjádříme přibližně dráhový rozdíl mezi vlnami paprsků r_1 a r_2 hodnotou $2h$. Avšak ke zjištění fázového rozdílu mezi vlnami nedovedeme nalézt počet vlnových délek λ , který

odpovídá dráhovému rozdílu $2h$. Je to nemožné ze dvou důvodů: (1) dráhový rozdíl vzniká v jiném prostředí, než je vzduch, a (2) odrazy zahrnují jevy, které mohou změnit fázi.

Fázový rozdíl mezi dvěma vlnami se může změnit, jestliže u jedné nebo u obou došlo k odrazu.

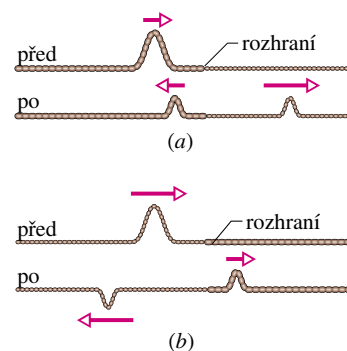
Dříve než budeme pokračovat ve výkladu o interferenci na tenké vrstvě, musíme rozebrat změnu fáze způsobenou odrazem.

Změna fáze při odrazu

Lom na rozhraní dvou prostředí nikdy nezpůsobí fázovou změnu. Ale odraz, v závislosti na indexu lomu na obou stranách rozhraní, může tuto změnu způsobit. Obr. 36.13 ukazuje, co se děje, když odraz způsobí fázovou změnu; k ilustraci je užito pulzu v hustším vlákne (podél kterého se pulz šíří pomaleji) a lehčím vlákne (podél kterého se pulz šíří rychleji).

Když pulz šířící se na obr. 36.13a podél tužšího provazu dojde na rozhraní s měkčím provazem, pulz se částečně přenáší a částečně odráží, aniž by docházelo ke změně jeho orientace. Pro světlo tato situace odpovídá dopadající vlně, šířící se v prostředí s vyšším indexem lomu n (tedy v prostředí opticky hustším; připomeňme, že větší n znamená nižší rychlost). V tomto případě vlna, která je na rozhraní odrazena, svou fázi nezmění, změna fáze při odrazu je rovna nule.

Obr. 36.13 Změny fáze při odrazu pulzu na rozhraní dvou napnutých provazů s různými délkovými hustotami. Rychlost vlny je větší v lehčím provazu. (a) Pulz přichází z provazu s větší hustotou. (b) Pulz přichází z provazu s menší hustotou. Pouze v tomto případě dochází ke změně fáze.



Když pulz šířící se v obr. 36.13b rychleji podél lehčího vlákna dosáhne rozhraní s vláknem s větší délkovou hustotou, má prošlý pulz stejnou orientaci jako dopadající pulz, ale odražený pulz je obrácený. Pro harmonickou vlnu toto převrácení představuje fázovou změnu π rad neboli dráhový rozdíl polovinu vlnové délky. Pro světlo tato situace odpovídá dopadající vlně, šířící se v prostředí s menším indexem

lomu (v prostředí opticky řidším s větší rychlostí). V tomto případě vlna, která se na rozhraní odrazí, změní svou fázi o π rad neboli o polovinu vlnové délky. Tyto výsledky můžeme shrnout pro světlo v pojmech indexu lomu prostředí, od kterého se světlo odráží:

Odras	Fázové posunutí odrazem od prostředí
řidšího	0
hustšího	0,5 vlnové délky

Světlo po odrazu od opticky hustšího prostředí (např. ze vzduchu od skla), tedy mění fázi; kdo má rád říkadla, bude si pamatovat, že „když se světlo se sklem srazí, odráží se v protifázi“.

Rovnice pro interferenci na tenké vrstvě

V této kapitole jsme poznali tři způsoby, při kterých může docházet ke změně fázového rozdílu mezi dvěma vlnami:

1. odrazem,
2. šířením vln po různě dlouhých dráhách,
3. šířením vln prostředími o různých indexech lomu.

Odras světla na tenké vrstvě, při němž vznikají vlny reprezentované na obr. 36.12 paprsky r_1 a r_2 , poskytuje všechny tři uvedené způsoby. Uvažujme je postupně jeden po druhém.

Nejdříve přezkoumáme oba odrazy na obr. 36.12. V bodě A na prvním rozhraní se dopadající vlna (ve vzduchu) odráží od prostředí, které má z obou prostředí vyšší index lomu, takže odražená vlna, odpovídající paprsku r_1 , je fázově posunuta o 0,5 vlnové délky. V bodě B na zadním rozhraní se dopadající vlna odráží od prostředí (vzduch), které má nižší index lomu, takže odraz nezpůsobí fázové posunutí odražené vlny, a tedy ani té části, která vystupuje jako paprsek r_2 . Tuto informaci můžeme vyjádřit prvním řádkem v tab. 36.1. Říká, že vlny, odpovídající paprskům r_1 a r_2 , mají zatím jako důsledek fázového posunutí odrazem fázový rozdíl 0,5 vlnové délky, a tedy jejich fáze jsou opačné.

Nyní musíme uvažovat dráhový rozdíl $2h$, který vzniká proto, že paprsek r_2 projde vrstvou dvakrát. (Tento rozdíl $2h$ je uveden v druhém řádku tab. 36.1). Jestliže vlny příslušející paprskům r_1 a r_2 jsou ve fázi, takže konstruktivně interferují, musí délka dráhy $2h$ způsobit další fázový rozdíl 0,5, 1,5, 2,5, ... vlnových délek. Pouze potom bude výsledný fázový rozdíl celočíselným násobkem vlnové délky. Aby tedy vrstva byla světlá, musíme mít

$$2h = \frac{\text{liché číslo}}{2} \cdot \text{vlnová délka} \quad (\text{pro vlny ve fázi}). \quad (36.29)$$

Tabulka 36.1 Schéma pro interferenci na tenké vrstvě ve vzduchu^a

	r_1	r_2
Fázové posunutí odrazem	0,5	0
	vlnová délka	
Dráhový rozdíl	$2h$	
Index lomu prostředí, ve kterém dochází k dráhovému rozdílu	n_2	
Vlny jsou ve fázi ^a	$2h = \frac{\text{liché číslo}}{2} \cdot \frac{\lambda}{n_2}$	
Vlny mají opačné fáze	$2h = \text{celé číslo} \cdot \frac{\lambda}{n_2}$	

^a Platí pro $n_2 > n_1$ a $n_2 > n_3$.

Vlnovou délkou v uvedených vztazích rozumíme vlnovou délku λ_2 světla v prostředí obsahujícím dráhu $2h$, tzn. v prostředí s indexem lomu n_2 . Rov. (36.29) můžeme tedy napsat jako

$$2h = \frac{\text{liché číslo}}{2} \cdot \lambda_2 \quad (\text{pro vlny ve fázi}). \quad (36.30)$$

Jestliže namísto toho, aby vlny byly ve fázi, dochází k destruktivní interferenci, dráhový rozdíl $2h$ buď nesmí způsobit žádný další fázový rozdíl, nebo musí způsobit fázový rozdíl rovný 1, 2, 3, ... vlnovým délkám. Pouze tehdy zůstane výsledný fázový rozdíl lichým násobkem poloviny vlnové délky. Vrstva tedy bude tmavá, jestliže bude mít

$$2h = \text{celé číslo} \cdot \text{vlnová délka}, \quad (36.31)$$

kdy opět vlnovou délkou se rozumí vlnová délka λ_2 v prostředí, obsahujícím dráhu $2h$. Máme tedy

$$2h = \text{celé číslo} \cdot \lambda_2 \quad (\text{vlny mají opačnou fázi}). \quad (36.32)$$

Nyní opět uvažujme, že vlna příslušející paprsku r_2 se šíří prostředím o indexu lomu n_2 , kdežto vlna paprsku r_1 nikoli. Rov. (36.8) ($\lambda_n = \lambda/n$) použijeme k vyjádření vlnové délky vlny uvnitř vrstvy ve tvaru

$$\lambda_2 = \frac{\lambda}{n_2}, \quad (36.33)$$

kde λ je vlnová délka dopadajícího světla ve vakuu (a přibližně také ve vzduchu). Dosazení rov. (36.33) do rov. (36.30) a nahrazení *liché číslo/2* výrazem $(m + 1/2)$ dává

$$2h = (m + \frac{1}{2}) \frac{\lambda}{n_2}, \quad \text{kde } m = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{maxima — vrstva ve vzduchu je světlá}). \quad (36.34)$$

Podobně nahrazení m za celé číslo v rov. (36.32) dává

$$2h = m \frac{\lambda}{n_2}, \quad \text{kde } m = 0, 1, 2, \dots$$

(minima — vrstva ve vzduchu je tmavá). (36.35)

Pro danou tloušťku h určují rov. (36.34) a (36.35) ty vlnové délky světla, pro které se vrstva jeví jako světlá, resp. tmavá (jedna vlnová délka pro každou hodnotu m). Pro světlo s jinými vlnovými délkami je vrstva světlá jen částečně. Pro danou vlnovou délku λ vyjadřují rov. (36.34) a (36.35) tloušťky vrstvy, pro které se vrstva v tomto světle jeví jako světlá nebo tmavá (jedna vrstva pro každé m). Při jiné tloušťce vidíme vrstvu opět jen v částečném jas.

Ke zvláštnímu případu dochází, když je vrstva tak tenká, že h je mnohem menší než λ , např. $h < 0,1\lambda$. Potom dráhový rozdíl $2h$ lze zanedbat a fázový rozdíl mezi r_1 a r_2 je pouze důsledkem fázového posunutí odrazem. Jestliže vrstva na obr. 36.12, kde odrazy způsobí fázový rozdíl $0,5$ vlnových délek, má tloušťku $h < 0,1\lambda$, pak vlny, příslušející paprskům r_1 a r_2 , mají opačné fáze, a vrstva je tedy tmavá bez ohledu na vlnovou délku a intenzitu světla, které ji osvětluje. Tomuto případu přísluší v rov. (36.35) $m = 0$. Při každém $h < 0,1\lambda$ se vrstva na obr. 36.12 jeví tmavá. Další, větší tloušťka, při které je vrstva tmavá, odpovídá $m = 1$.

Obr. 36.14 ukazuje svislou mýdlovou blánu, nahoře tenkou, dole pod vlivem tíhové síly tlustší. Blána je osvětlena intenzivním bílým světlem. Její horní část je ale tak tenká, že je tmavá. Ve středu (poněkud tlustším) vidíme proužky (nebo pásy), jejichž barva závisí především na vlnové délce, pro kterou při příslušné tloušťce dochází v odraženém světle ke konstruktivní interferenci. Směrem k dolní (nejtlustší) části vrstvy jsou proužky postupně užší a barvy se začínají překrývat a mizet.

RADY A NÁMĚTY

Bod 36.1: Rovnice tenké vrstvy

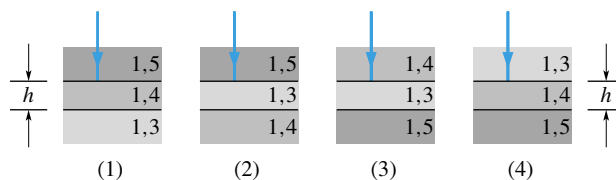
Někteří studenti si myslí, že rov. (36.34) dávají interferenční maxima a rov. (36.35) interferenční minima pro všechny případy tenkých vrstev. To však není pravda. Tyto vztahy byly odvozeny pouze pro případ, pro který je na obr. 36.12 $n_2 > n_1$ a $n_2 > n_3$.

Rovnice pro jiné relativní hodnoty indexů lomu lze odvodit pomocí úvah následujících v další části této kapitoly a vytvořením nové verze tab. 36.1. V každém z případů dospějete k závěrům shodným s rov. (36.34) a (36.35), ale někdy rov. (36.34) bude dávat minima a (36.35) bude dávat maxima — tedy opak toho, co jsme již ukázali. Co která rovnice vyjadřuje, záleží na tom, zda odrazy na obou rozhraních způsobují stejný fázový posuv.



Obr. 36.14 Odrážení světla od mýdlové blány napnuté ve svislém drátěném oku. Horní část je tak tenká, že odražené světlo dává destruktivní interferenci, proto je tato část tmavá. Barevné interferenční proužky nebo pásy zdobí zbylou část vrstvy, ale jsou narušovány prouděním kapaliny, která je vlivem tíhové síly postupně stahována uvnitř vrstvy dolů.

KONTROLA 5: Obrázek ukazuje čtyři případy, ve kterých se světlo odráží od tenké vrstvy (jako na obr. 36.12) s uvedenými indexy lomu. (a) Pro které případy způsobuje odraz nulový fázový rozdíl mezi oběma odraženými paprsky? (b) Pro které případy bude vrstva tmavá, jestliže dráhový rozdíl $2h$ způsobí fázový rozdíl $0,5$ vlnové délky?



PŘÍKLAD 36.4

Bílé světlo o stejné intenzitě v celé viditelné oblasti vlnových délek (400 – 690) nm dopadá kolmo na vrstvu o indexu lomu $n_2 = 1,33$ a tloušťce $h = 320$ nm ve vzduchu. Při jakých vlnových délkách se pozorovateli jeví vrstva nejjasněji osvětlená?

ŘEŠENÍ: Tento případ odpovídá situaci podle obr. 36.12, pro kterou rov. (36.34) vyjadřuje interferenční maximum. Jejím řešením vzhledem k λ a dosazením zadaných hodnot získáme

$$\lambda = \frac{2n_2h}{m + \frac{1}{2}} = \frac{2(1,33)(320 \text{ nm})}{m + \frac{1}{2}} = \frac{851 \text{ nm}}{m + \frac{1}{2}}.$$

Pro $m = 0$ dostaneme vlnovou délku $\lambda = 1700 \text{ nm}$, která leží v infračervené oblasti. Pro $m = 1$ nalezneme $\lambda = 567 \text{ nm}$, což je žlutozelené světlo blízké středu viditelné oblasti. Pro $m = 2$, $\lambda = 340 \text{ nm}$, která je v ultrafialové oblasti. Vlnová délka viditelné oblasti, při které vidí pozorovatel vrstvu nejvíce osvětlenou, je tedy

$$\lambda = 567 \text{ nm.} \quad (\text{Odpověď})$$

neodrážely, musí být dráhový rozdíl $2h$ uvnitř vrstvy

$$2h = \frac{(\text{liché číslo})}{2} \cdot \text{vlnová délka} = \\ = (m + \frac{1}{2})\lambda_2, \quad \text{kde } m = 0, 1, 2, \dots$$

Dosazení λ/n_2 za λ_2 vede ke vztahu

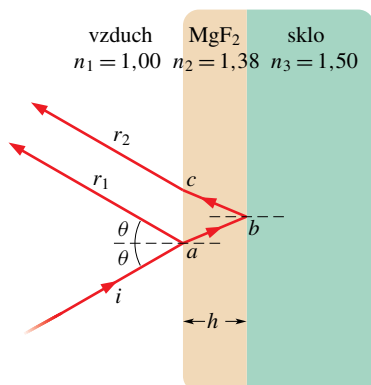
$$2h = (m + \frac{1}{2}) \frac{\lambda}{n_2}, \quad \text{kde } m = 0, 1, 2, \dots$$

Hledáme nejmenší tloušťku vrstvy, tzn. nejmenší h . Zvolíme tedy pro m nejmenší hodnotu, $m = 0$. Řešením vzhledem k h a dosazením zadaných hodnot dostaneme

$$h = \frac{\lambda}{4n_2} = \frac{(550 \text{ nm})}{4(1,38)} = 99,6 \text{ nm.} \quad (\text{Odpověď})$$

PŘÍKLAD 36.5

Skleněná čočka je na jedné straně pokryta tenkou vrstvou fluoridu hořečnatého (MgF_2), která snižuje odrazivost povrchu čočky (obr. 36.15). Index lomu MgF_2 je 1,38 a index lomu skla je 1,50. Jaká je nejmenší tloušťka vrstvy, která interferencí odstraňuje odrazivost ve středu oblasti viditelného spektra ($\lambda = 550 \text{ nm}$)? Předpokládejte, že se světlo šíří přibližně kolmo k ploše čočky.

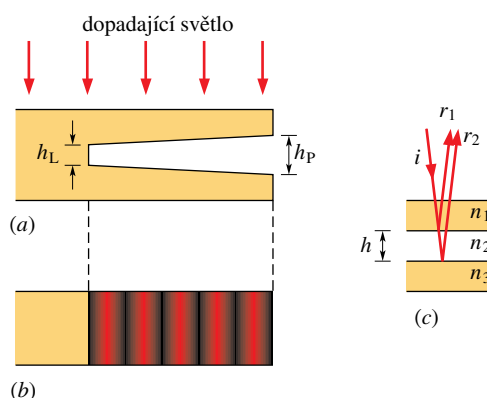


Obr. 36.15 Příklad 36.5. Nežádoucí odrazy od skla můžeme pro vybranou vlnovou délku potlačit napařením tenké průhledné vrstvy fluoridu hořečnatého vhodné zvolené tloušťky.

ŘEŠENÍ: Obr. 36.15 se liší od obr. 36.12 tím, že nyní je $n_3 > n_2 > n_1$. To znamená, že dochází k fázovému posunutí 0,5 vlnové délky vlivem odrazu jak na předním, tak i na zadním rozhraní tenké vrstvy. Při sestavování tabulky odpovídající tab. 36.1 uvedeme v prvním řádku 0,5 a 0,5. Ve druhém a třetím řádku je rozdíl drah rovněž $2h$ a dochází k němu v prostředí (zde MgF_2), které má index lomu n_2 . Po odrazech zůstanou vlny, odpovídající paprskům r_1 a r_2 , ve fázi. Aby tyto vlny měly opačnou fázi a od čočky se tedy

PŘÍKLAD 36.6

Obr. 36.16a ukazuje průhledný plastový blok s tenkým klínem, vyříznutým vpravo v plastu. Široký svazek červeného světla o vlnové délce $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ směřuje dolů přes vršek bloku (v dopadovém úhlu 0°). Část světla se odráží zpět od vrchní a spodní plochy klínu, který působí jako tenká vrstva (vzduchu) o tloušťce, která se stejnoměrně a postupně mění od h_L na levém konci do h_P na pravém konci. Pozorovatel dívající se dolů na blok vidí interferenční obrazec, obsahující podél klínu šest tmavých proužků a pět světlých červených proužků. Jaká je změna tloušťky $\Delta h = h_P - h_L$ klínu?



Obr. 36.16 Příklad 36.6. (a) Červené světlo dopadá na tenký vzduchový klín v průhledném plastovém bloku. Tloušťka klínu je h_L na levém konci a h_P na pravém konci. (b) Pohled shora na blok: interferenční obrazec podél oblasti klínu obsahuje šest tmavých a pět jasných červených proužků. (c) Znárodnění dopadajícího paprsku i , odražených paprsků r_1 a r_2 a tloušťky h v libovolném místě klínu.

ŘEŠENÍ: Tato tenká vrstva se od předchozích liší tím, že má proměnnou tloušťku; proto vidíme podél klínu několik tmavých a světlých proužků. Protože tmavých proužků vidíme více než světlých, vzniká zřejmě tmavý proužek na levém

i na pravém konci vrstvy. Odpovídající interferenční obrazec je na obr. 36.16b a můžeme ho použít k určení změny tloušťky Δh klínu. Označme h tloušťku vrstvy v obecném místě podél klínu a použijeme obr. 36.16c. Z toho, co víme o fázovém posunutí vlivem odrazu, plyne, že fázové posunutí pro vlnu paprsku r_1 je nula a pro vlnu paprsku r_2 je $0,5$ vlnové délky. Při sestavování tabulky v souladu s tab. 36.1 uvedeme v prvním řádku 0 a $0,5$. Ve druhém a třetím řádku je rozdíl drah rovněž $2h$ a vzniká v prostředí (zde vzduch) s indexem lomu n_2 . Pro destruktivní interferenci nalezneme, že

$$2h = \text{celé číslo} \cdot \frac{\lambda}{n_2} = m \frac{\lambda}{n_2}. \quad (36.36)$$

Tento vztah můžeme použít v libovolném místě podél klínu, kde vidíme tmavé proužky. Nejnížší hodnota celého čísla m je závislá na nejmenší tloušťce klínu, kde leží tmavý proužek.

Tmavý proužek pozorujeme na levém konci, kde je tloušťka klínu nejmenší. Užitím rov. (36.36) pro tento konec, dosazením h_L místo h a řešením vzhledem k h_L dostaneme

$$h_L = \frac{m_L \lambda}{2n_2}, \quad (36.37)$$

kde m_L je celé číslo odpovídající tmavému proužku na levém konci a n_2 je index lomu prostředí uvnitř klínu (vzduch).

Rov. (36.36) můžeme rovněž použít pro pravý konec klínu, kde pozorujeme jiný tmavý proužek. Tloušťka je zde h_P a celé číslo odpovídající tomuto tmavému proužku je $m_L + 5$ (protože tento proužek je pátým proužkem od proužku na levém kraji klínu). Dosazením h_P za h a $m_L + 5$ za m v rov. (36.36) dostaneme

$$h_P = \frac{(m_L + 5)\lambda}{2n_2}. \quad (36.38)$$

Odečtením rov. (36.37) od rov. (36.38) nalezneme změnu tloušťky Δh klínu:

$$\Delta h = h_P - h_L = \frac{(m_L + 5)\lambda}{2n_2} - \frac{m_L \lambda}{2n_2} = \frac{5}{2} \frac{\lambda}{n_2}.$$

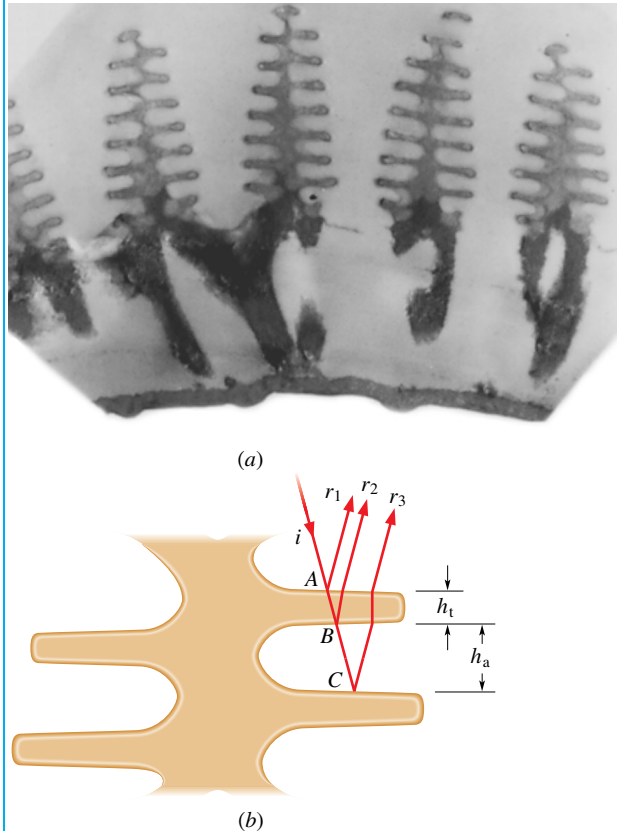
Dosazením $632,8 \cdot 10^{-9}$ m za λ a $1,00$ za n_2 do této rovnice dostaneme

$$\begin{aligned} \Delta h &= \frac{5}{2} \frac{(632,8 \cdot 10^{-9} \text{ m})}{(1,00)} = \\ &= 1,58 \cdot 10^{-6} \text{ m}. \end{aligned} \quad (\text{Odpověď})$$

PŘÍKLAD 36.7

Duhové zbarvení povrchu křídel motýlů z rodu *Morpho* je důsledkem konstruktivní interference světla, odraženého na tenkých terasovitě uspořádaných stupních průsvitných kutikul (buněčných blan na povrchu křídel). Ty jsou rovnoběžné s povrchem křídel a rozšiřují se směrem dolů ze středové části, kolmé ke křídlu. Řez středovou částí a terasovitými stupni

ukazuje snímek z elektronového mikroskopu na obr. 36.17a. Stupně mají index lomu $n = 1,53$ a tloušťku $h_t = 63,5$ nm a jsou odděleny mezerou (vzduch) tloušťky $h_a = 127$ nm. Světlo na ně dopadá kolmo (obr. 36.17b, v němž je pro přehlednost schématu použit šikmý chod příslušných paprsků). Pro jakou vlnovou délku viditelného světla vzniká při odrazu interferenční maximum?



Obr. 36.17 Příklad 36.7. (a) Snímek z elektronového mikroskopu ukazuje řez terasovitou strukturou kutikul, které vystupují z horní plochy křídla motýlů z rodu *Morpho*. (b) Světelné vlny, odrážející se v bodech A a B na stupni, interferují v oku pozorovatele; odpovídají jim paprsky r_1 a r_2 . Vlna paprsku r_1 také interferuje s vlnou, která se odráží v bodě C a přísluší jí paprsek r_3 .

ŘEŠENÍ: Podle obr. 36.17b uvažujeme nejdříve paprsky r_1 a r_2 , u kterých dochází k odrazu v bodech A a B. Tento případ je shodný s případem na obr. 36.12, takže interferenční maxima udává rov. (36.34). Jejím řešením pro λ dostáváme

$$\lambda = \frac{2n_2 h}{m + \frac{1}{2}}.$$

Dosazením $h_t = 63,5$ nm za h a $n = 1,53$ za n_2 dostaneme

$$\lambda = \frac{2nh_t}{m + \frac{1}{2}} = \frac{2(1,53)(63,5 \text{ nm})}{m + \frac{1}{2}} = \frac{194 \text{ nm}}{m + \frac{1}{2}}.$$

Pro $m = 0$ nalezneme interferenční maximum pro vlnovou délku $\lambda = 388 \text{ nm}$ v ultrafialové oblasti. Pro všechny větší hodnoty m je λ ještě menší, tedy hlouběji v ultrafialovém pásmu. Paprsky r_1 a r_2 tedy nevytvářejí jasně modrozelené zbarvení *Morpho*.

Uvažujme nyní v obr. 36.17b paprsky r_1 a r_3 . Vlna, která projde terasovitým stupněm a vzduchovou mezerou k dalšímu stupni, se od něho odráží v bodě C . Potom se šíří zpět nahoru a vytváří vlnu, které na obrázku přísluší paprsek r_3 . Dráhový rozdíl mezi vlnami paprsků r_1 a r_3 je $2h_t + 2h_a$. Tento případ se podstatně liší od případu podle obr. 36.12, takže rov. (36.34) nemůžeme použít. Abychom pro interferenční maxima našli rovnici odpovídající nové situaci, musíme nejdříve uvažovat odrazy a potom vypočítat vlnové délky podél dráhového rozdílu $2h_t$ a $2h_a$.

Každý z odrazů v bodech A a C způsobí fázový rozdíl poloviny vlnové délky. Samotné odrazy tedy přivedou vlny paprsků r_1 a r_3 do fáze. Ale aby tyto vlny byly skutečně ve fázi, musí být počet vlnových délek podél dráhového rozdílu $2h_t + 2h_a$ roven celému číslu. Vlnová délka terasovitého stupně je $\lambda_n = \lambda/n$. Tedy počet vlnových délek podél dráhy $2h_t$ je

$$N_t = \frac{2h_t}{\lambda_n} = \frac{2h_t n}{\lambda}.$$

Podobně počet vlnových délek podél dráhy $2h_a$ je

$$N_a = \frac{2h_a}{\lambda}.$$

K tomu, aby vlny příslušející paprskům r_1 a r_3 byly ve fázi, potřebujeme, aby součet $N_t + N_a$ byl roven celému číslu m . Pro interferenční maximum tedy platí

$$\frac{2h_t n}{\lambda} + \frac{2h_a}{\lambda} = m, \quad \text{kde } m = 1, 2, 3, \dots$$

Řešením vzhledem k λ a dosazením zadaných hodnot dostaneme

$$\lambda = \frac{2(63,5 \text{ nm})(1,53) + 2(127 \text{ nm})}{m} = \frac{448 \text{ nm}}{m}.$$

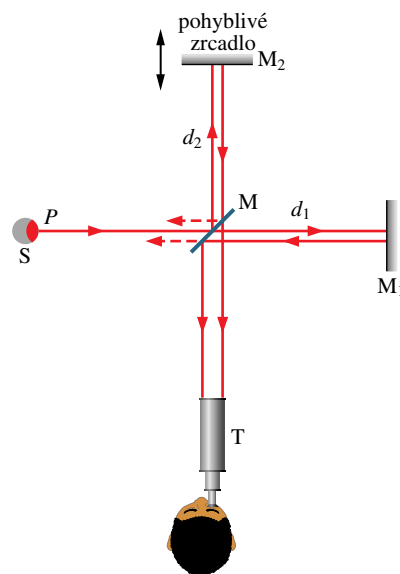
Pro $m = 1$ nalezneme

$$\lambda = 448 \text{ nm}. \quad (\text{Odpověď})$$

Tato vlnová délka odpovídá jasně modrozelenému zbarvení horního povrchu křídla motýla *Morpho*. Pokud světlo nedopadá přesně kolmo k rozhraní terasovitého stupně, ale poněkud šikmo, změní se dráhy vln reprezentovaných paprsky r_1 a r_3 , a tím i vlnová délka interferenčního maxima. Díváme-li se tedy na křídlo, které se pohybuje, pak se stále nepatrně mění vlnové délky, pro které je křídlo nejjasnější. To způsobuje duhový lesk povrchu křídla.

36.8 MICHELSONŮV INTERFEROMETR

Interferometr je zařízení, kterým můžeme měřit s vysokou přesností délky nebo délkové změny pomocí interferenčních proužků. Popíšeme interferometr, který navrhl a postavil A. A. Michelson v roce 1881. Uvažujme světlo, které vychází z bodu P na prostorovém (nebodovém) zdroji S (obr. 36.18) a dopadá na *dělič svazku* M . Je jím zrcadlo, které propouští polovinu dopadajícího světla a odráží zbytek. Podle obrázku pro jednoduchost předpokládáme, že má zanedbatelnou tloušťku. Na děliči M se tedy světlo rozdělí na dvě vlny. Jedna postupuje po průchodu děličem k zrcadlu M_1 ; druhá postupuje po odrazu na děliči směrem k zrcadlu M_2 . Na zrcadlech se vlny odrážejí a vracejí se zpět podél směrů dopadů a nakonec vstupují společně do dalekohledu T . Pozorovatel vidí strukturu zakřivených nebo přímých interferenčních proužků podobných pruhům na zebře.



Obr. 36.18 Michelsonův interferometr. Ukazuje dráhu světla vznikajícího v bodě P plošného zdroje S . Zrcadlo M rozdělí světlo na dva svazky, které se odrážejí od zrcadel M_1 a M_2 zpět k M a potom k dalekohledu T . V dalekohledu pozorovatel vidí obraz interferenčních proužků.

Dráhový rozdíl obou vln při jejich setkání je $2d_2 - 2d_1$ a jakákoli změna tohoto dráhového rozdílu způsobí mezi oběma vlnami změnu fáze v oku. Jestliže například zrcadlo M_2 je posunuto o vzdálenost $\lambda/2$, dráhový rozdíl se změní o λ a struktura proužků se posune o jeden proužek (jako by se každý pruh na zebře posunul tam, kde byl předtím sousední tmavý pruh). Podobně pohyb zrcadla M_2 o $\lambda/4$ způsobí posunutí o polovinu proužku (každý pruh na zebře

se posune o svou šířku — tmavý pruh se posune do místa světlého, světlý do místa tmavého).

Posunutí struktury proužků může být také způsobeno vložení průhledné látky do optické dráhy jednoho ze zrcadel, např. M_1 . Jestliže má látka tloušťku h a index lomu n , potom počet vlnových délek podél dráhy světla, zahrnující dvojnásobný průchod světla látkou, je

$$N_m = \frac{2h}{\lambda_n} = \frac{2hn}{\lambda}. \quad (36.39)$$

Počet vlnových délek v téže tloušťce $2h$ vzduchu je

$$N_a = \frac{2h}{\lambda}. \quad (36.40)$$

Světlo vracející se od zrcadla M_1 prodělá v látce změnu fáze (vyjádřenou ve vlnových délkách)

$$N_m - N_a = \frac{2hn}{\lambda} - \frac{2h}{\lambda} = \frac{2h}{\lambda}(n - 1). \quad (36.41)$$

Při každé změně fáze odpovídající jedné vlnové délce se struktura proužků posune o jeden proužek. Z toho vyplývá,

že určením počtu proužků, o které se struktura posune vlivem vložené látky, a dosazením tohoto čísla za $N_m - N_a$ v rov. (36.41) můžeme určit tloušťku h této látky v hodnotách λ .

Tímto postupem můžeme vyjádřit délku objektů pomocí násobků vlnové délky světla. V Michelsonově době byl standard délky — metr — přijat na základě mezinárodní dohody jako vzdálenost mezi dvěma jemnými ryskami na určité kovové tyči, uložené v Sèvres blízko Paříže. Michelson byl schopen pomocí svého interferometru ukázat, že standard metru byl roven 1 553 163,5 vlnové délky definovaného monochromatického červeného světla, vyzařovaného ze světelného zdroje obsahujícího kadmium. Za toto pečlivé měření obdržel Michelson v roce 1907 Nobelovu cenu za fyziku. Jeho práce položila základ k opuštění (v roce 1961) tyčového metru jako standardu délky a ke změně definice metru na násobky vlnové délky světla. Avšak ani tento vlnový délkový standard nebyl dostatečně přesný, aby uspokojil rostoucí požadavky vědy a techniky, a v roce 1983, jak bylo již dříve uvedeno, byl nahrazen novým standardem, založeným na hodnotě rychlosti světla.

PŘEHLED & SHRNUÍ

Huygensův princip

Šíření vln v prostoru, včetně světla, můžeme často určit Huygensovým principem, podle kterého všechny body vlnoplochy slouží jako bodové zdroje kulových sekundárních vln. Po čase t bude poloha nové vlnoplochy určena tečnou plochou k těmto sekundárním vlnám.

Zákon lomu a odrazu můžeme odvodit z Huygensova principu pomocí předpokladu, že index lomu každého prostředí je $n = c/v$, kde v je rychlost světla v prostředí a c je rychlost světla ve vakuu.

Vlnová délka a index lomu

Vlnová délka λ_n světla v prostředí závisí na jeho indexu lomu n :

$$\lambda_n = \lambda/n, \quad (36.8)$$

kde λ je vlnová délka světla ve vakuu. Vzhledem k této závislosti se může fázový rozdíl mezi dvěma vlnami změnit, jestliže vlny procházejí různými látkami s odlišnými indexy lomu.

Geometrická optika a difrakce

Pokusy vytvořit úzký paprsek průchodem světla úzkou štěrbinou selhávají, protože *difrací* na štěrbině se světlo rozšíří i do oblasti geometrického stínu. Pro popis chování světla na štěrbině nedostačuje výklad pomocí geometrické optiky (kap. 34 a 35) a musí se výhradně vycházet z metod vlnové optiky.

Youngův pokus

Světlo, které v *Youngově interferenčním (dvojitřbinovém) pokusu* projde jednou štěrbinou, dopadá na dvě štěrby ve stínítku. Světlo vycházející z těchto štěrbin se rozbíhá (vlivem difrakce) a v oblasti za stínítkem interferuje. Interferencí vzniknou interferenční proužky na pozorovacím stínítku.

Intenzita světla v kterémkoli bodě stínítka závisí na rozdílu délek drah ze štěrbin k tomuto bodu. Jestliže je tento rozdíl roven celočíselnému násobku vlnových délek, dochází ke konstruktivní interferenci a vzniklá intenzita je maximální. Jestliže je roven lichému násobku poloviny vlnové délky, dochází k destruktivní interferenci a intenzita je minimální. Podmínky pro maximum a minimum intenzity jsou

$$d \sin \theta = m\lambda, \quad \text{když } m = 0, 1, 2, \dots$$

(maxima — světlé proužky), (36.14)

$$d \sin \theta = (m + \frac{1}{2})\lambda, \quad \text{když } m = 0, 1, 2, \dots$$

(minima — tmavé proužky), (36.16)

kde θ je úhel šíření světla se středovou osou o a d je mezera mezi štěrbinami.

Koherence

Jestliže dvě prostupující se vlny vytvářejí pozorovatelný interferenční obrazec, nemění se s časem jejich fázový rozdíl, tzn. že vlny musí být *koherentní*. Když se dvě koherentní vlny v prostoru překrývají, můžeme nalézt výslednou intenzitu užitím fázorů.

Intenzita při interferenci světla ze dvou štěrbin

V Youngově interferenčním experimentu dávají dvě vlny, každá o intenzitě I_0 , výslednou vlnu, jejíž intenzita na stínítku je

$$I = 4I_0 \cos^2 \frac{1}{2}\varphi, \quad \text{kde } \varphi = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \theta. \quad (36.21, 36.22)$$

Rov. (36.14) a (36.16), určující polohy světlých a tmavých proužků, jsou obsaženy v předchozích vztazích.

Interference na tenké vrstvě

Když světlo dopadá na tenkou průhlednou vrstvu, vlny odražené od přední a zadní plochy interferují. Pro případ téměř kolmého dopadu jsou podmínky pro maximum a minimum intenzity světla odraženého od vrstvy ve vzduchu

$$2h = (m + \frac{1}{2}) \frac{\lambda}{n_2}, \quad \text{kde } m = 0, 1, 2, \dots$$

(maxima — vrstva ve vzduchu je světlá), (36.34)

$$2h = m \frac{\lambda}{n_2}, \quad \text{kde } m = 0, 1, 2, \dots$$

(minima — vrstva ve vzduchu je tmavá), (36.35)

kde n_2 je index lomu vrstvy, h je její tloušťka a λ je vlnová délka světla ve vzduchu.

Jestliže světlo dopadá na rozhraní mezi prostředími o různých indexech lomu z prostředí s nižším indexem lomu, odraz způsobí v odražené vlně fázovou změnu π rad, tj. polovinu vlnové délky. V jiných případech nedochází při odrazu ke změně fáze. Lom na rozhraní nezpůsobí fázové posunutí.

Michelsonův interferometr

V Michelsonově interferometru je světelná vlna rozdělena na dvě vlny, které se po průchodu dráhami o různých délkách opět setkají, takže interferují a vytvářejí obrazec proužků. Změna délky dráhy jedné z vln dovoluje velmi přesně vyjádřit délku ve vlnových délkách světla spočtením proužků, o které se obrazec posune.

OTÁZKY

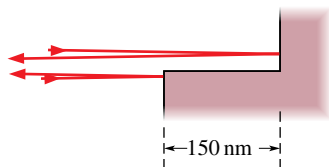
1. Na obr. 36.19 procházejí tři pulzy světla — a , b a c — stejné vlnové délky vrstvami z plastu s uvedenými indexy lomu. Seřadte pulzy sestupně podle jejich doby průchodu plastem.



Obr. 36.19 Otázka 1

2. Světlo se šíří podél 1 500 nm dlouhé nanostruktury. Jestliže je vlnová délka (a) 500 nm a (b) 1 000 nm a na jednom konci nanostruktury má průběh vlny vrchol, je na druhém konci vrchol, nebo úžlabí vlny?

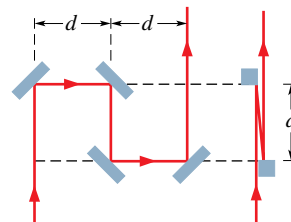
3. Obr. 36.20 ukazuje dva paprsky světla o vlnové délce 600 nm, které se odrážejí od povrchů skel, mezi nimiž je vzdálenost 150 nm. Vlny příslušející paprskům jsou před dopadem do prostoru skel ve fázi. (a) Jaký je dráhový rozdíl paprsků? (b) Jsou odražené vlny po opuštění prostoru skel ve fázi, mají opačnou fázi, nebo jsou v nějakém stavu mezi oběma uvedenými případy?



Obr. 36.20 Otázka 3

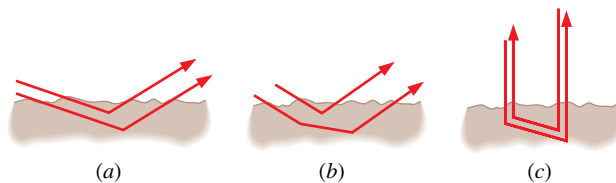
4. Obr. 36.21 ukazuje dva světlené paprsky příslušející vlnám, které jsou na počátku ve fázi a odrážejí se na několika skleněných plochách. Drahový rozdíl způsobený šikmým chodem paprsků ve druhém případě je zanedbatelný. (a) Jaký je dráhový rozdíl

těchto paprsků? Ve vlnových délkách λ vyjádřete, (b) jaký musí být tento dráhový rozdíl, aby vlny po výstupu měly opačnou fázi, a (c) jaká je nejmenší hodnota d , která tento výsledný fázový rozdíl umožní.



Obr. 36.21 Otázka 4

5. Obr. 36.22 ukazuje tři případy, ve kterých dva paprsky slunečního světla nepatrně pronikají pod povrch Měsíce a jsou jím rozptylovány. Přepokládejme, že vlny příslušející těmto paprskům jsou před dopadem ve fázi. Ve kterých případech jsou odpovídající si vlny po výstupu s největší pravděpodobností ve fázi? (Právě když je Měsíc v úplňku, dosahuje jeho jas vrcholu a je o 25 % větší než v předcházející a následující noci, protože při úplňku zachytíme světelné vlny, které se po rozptylu na měsíčním povrchu vracejí zpět ke Slunci a v našich očích dochází k jejich konstruktivní interferenci.)



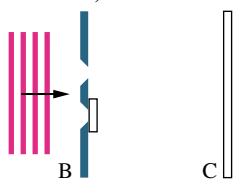
Obr. 36.22 Otázka 5

6. Jestliže je dráhový rozdíl dvou paprsků v bodě P na obr. 36.8 (a) $2,2\lambda$, (b) $3,5\lambda$, (c) $1,8\lambda$ a (d) $1,0\lambda$, existuje v tomto bodě interferenční maximum, minimum, nebo přechod mezi oběma extrémy blíže k maximu, nebo blíže k minimu? Pro každý z uvedených případů uveďte hodnotu m odpovídající příslušnému maximu, nebo minimu.

7. (a) Jestliže se v interferenčním obrazci při dvojštěrbinovém experimentu posouváme od světlého proužku k sousednímu vzdálenějšímu světlému proužku, vzrůstá dráhový rozdíl ΔL , nebo klesá? (b) Jak velký rozdíl, vyjádřený ve vlnových délkách λ , odpovídá přechodu mezi oběma proužky?

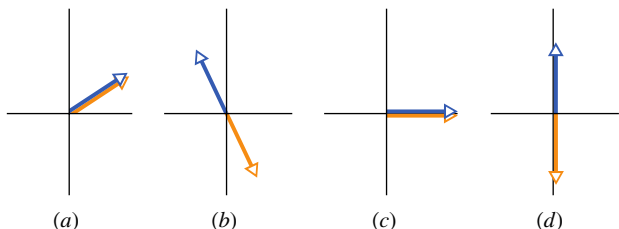
8. Jak se chová vzdálenost mezi proužky ve dvojštěrbinovém interferenčním obrazci: vzrůstá, klesá, nebo zůstává stejná, jestliže (a) mezera mezi štěrbinami vzrůstá, (b) barva světla se mění od červené k modré, (c) celé zařízení se ponoří do nádoby s sherry? (d) Jestliže jsou štěrby osvětleny bílým světlem, pak v kterémkoli vedlejším maximu je blíže ke středovému maximu modrá, nebo červená složka světla?

9. Na obr. 36.23 je ve dvojštěrbinovém experimentu spodní štěrbina překryta průhlednou tenkou vrstvou z plastu. Ta způsobí, že centrální maximum (proužek, kde se vlny setkávají s nulovým fázovým rozdílem) se na pozorovacím stínítku posune; bude to nahoru, nebo dolů? (Tip: Je vlnová délka světla v plastu větší, nebo menší než ve vzduchu?)



Obr. 36.23 Otázka 9

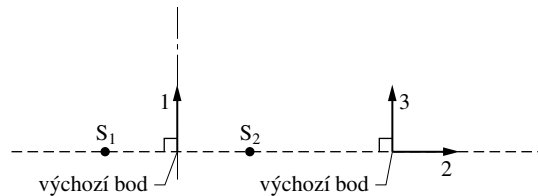
10. Obr. 36.24 představuje v různých časech fázorové vyjádření dvou světelných vln, setkávajících se ve čtyřech rozdílných bodech projekčního stínítka při dvojštěrbinovém interferenčním experimentu. Za předpokladu, že všech osm fázorů má stejnou délku, seřadte body podle intenzity světla v nich (od největší k nejmenší).



Obr. 36.24 Otázka 10

11. Obr. 36.25 ukazuje dva zdroje S_1 a S_2 , které ve všech směrech vysílají rádiové vlny o vlnové délce λ . Zdroje jsou ve fázi a vzdálenost mezi nimi je rovna $1,5\lambda$. Svislá čerchovaná čára je kolmá osa, půlící vzdálenost mezi zdroji. (a) Jestliže vyjdeme z počátečního bodu a pohybujeme se podél cesty 1, vytváří interference v každém místě dráhy maximum, minimum, nebo

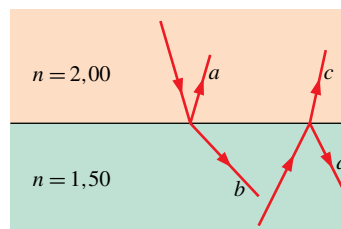
střídání maxim a minim? Totéž opakujte (b) pro cestu 2 a (c) pro cestu 3.



Obr. 36.25 Otázka 11

12. Mléko je tekutá suspence tuku ve vodním roztoku. Jestliže podržíte lžíci částečně naplněnou mlékem ve slunečním světle, uvidíte v blízkosti okraje hladiny mihotající se barevné skvrnky. Co je jejich příčinou?

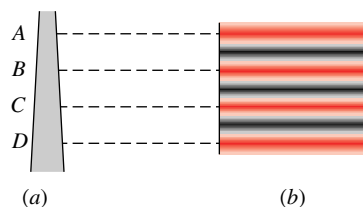
13. Obr. 36.26 ukazuje dva paprsky světla dopadajícího na rozhraní, na němž se světlo odráží a láme. Které ze vzniklých vln jsou těsně u rozhraní fázově posunuty?



Obr. 36.26 Otázka 13

14. Předpokládejme, že vztah $2h = (m + 1/2)\lambda/n_2$ je podmínkou vzniku interferenčního maxima pro určitou tenkou vrstvu. (a) Čemu odpovídá pro danou tloušťku číslo $m = 2$: maximum pro druhou nejdelší vlnovou délku, nebo pro druhou nejkratší vlnovou délku, nebo pro třetí nejdelší vlnovou délku, nebo pro třetí nejkratší vlnovou délku? (b) Jaká hodnota m při dané vlnové délce odpovídá třetí nejmenší tloušťce, dávající maximum?

15. Obr. 36.27a ukazuje příčný řez svislou tenkou vrstvou, jejíž tloušťka vzrůstá následkem tlhy směrem dolů. Obr. 36.27b je čelný pohled na vrstvu, ukazující čtyři světlé interferenční proužky, které vzniknou, když je vrstva osvětlena kolmo dopadajícím svazkem červeného světla. Na obrázku jsou označeny body, které odpovídají v příčném řezu světlým proužkům. V měřítku vlnových délek vyjádřete, jaký je rozdíl v tloušťce vrstvy mezi (a) body A a B a (b) body B a D.



Obr. 36.27 Otázka 15

16. Obr. 36.28 zobrazuje průchod kolmého svazku světla tenkou vrstvou ve vzduchu (pro přehlednost jsou paprsky nakresleny

vzhledem k rozhraní jako šikmo dopadající). (a) Dochází u vlny související s paprskem r_3 k fázovému posunutí vlivem odrazu? (b) Jaké fázové posunutí, vyjádřené ve vlnových délkách, způsobí odrazy vlny, které odpovídají paprsku r_4 ? (c) Jaký je dráhový rozdíl mezi paprsky r_3 a r_4 , jestliže tloušťka vrstvy je h ?

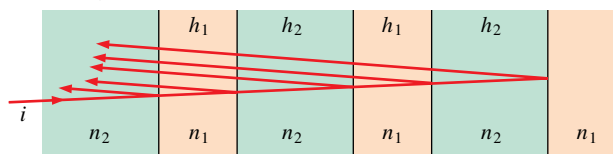


Obr. 36.28 Otázka 16

17. Sluneční světlo dopadá na tenkou skvrnu oleje, která plove na vodě; index lomu vody je větší než index lomu oleje. Okraj vrstvy má tloušťku $h < 0,1\lambda$. Je tento okraj tmavý (stejně jako tenká oblast mýdlové vrstvy na obr. 36.14), nebo světlý?

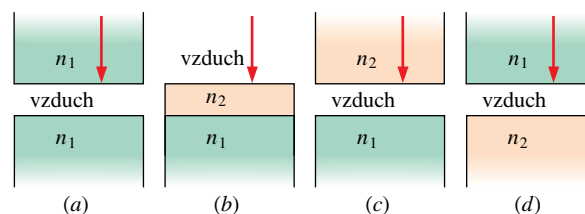
18. Oči některých živočichů obsahují elementární odražeče, orientující světlo k čidlům, která ho pohlcují. U měkkýše hřebenatky jsou odražeče tvořeny mnoha tenkými transparentními vrstvami se střídajícím se vyšším a nižším indexem lomu. Při vhodných tloušťkách vrstev se vlny, odražené od jednotlivých rozhraní, dostávají navzájem do fáze a superpozicí dávají mnohem jasnější odraz než jediný biologický povrch nebo vrstva. Obr. 36.29 ukazuje takové uspořádání střídajících se vrstev spo-

lečně s odrazy jediného dopadajícího paprsku i . Pomocí indexů lomu n_1 a n_2 a vlnové délky λ viditelného světla budou tloušťky (a) $h_1 = \lambda/(4n_1)$ a $h_2 = \lambda/(4n_2)$, nebo (b) $h_1 = \lambda/(2n_1)$ a $h_2 = \lambda/(2n_2)$?



Obr. 36.29 Otázka 18

19. Obr. 36.30 uvádí čtyři případy, ve kterých světlo vlnové délky λ dopadá kolmo na velmi tenkou vrstvu. Uvedené indexy lomu jsou $n_1 = 1,33$ a $n_2 = 1,50$. Ve všech případech má vrstva tloušťku $h < 0,1\lambda$. Ve kterých případech bude odraz světla odstraněn interferencí na tenké vrstvě?



Obr. 36.30 Otázka 19

CVIČENÍ & ÚLOHY

ODST. 36.2 Světlo jako vlna

1C. Vlnová délka žlutého světla ve vzduchu je 589 nm. (a) Jaká je jeho frekvence? (b) Jaká je jeho vlnová délka ve skle, jehož index lomu je 1,52? (c) Z výsledků (a) a (b) nalezněte jeho rychlost v tomto skle.

2C. O kolik větší je rychlost světla (v metrech za sekundu) v safíru než v diamantu? (Viz tab. 34.1.)

3C. Užitím Huygensova principu odvoďte zákon odrazu.

4C. V určité kapalině byla naměřena rychlost žlutého světla (ze sodíkové výbojky) $1,92 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Jaký je index lomu této kapaliny?

5C. Jaká je rychlost světla o vlnové délce 550 nm v taveném křemenu? (Viz obr. 34.19.)

6C. Pohybuje-li se elektron látkou rychlostí, jež převyšuje rychlost světla v této látce, vyzařuje elektromagnetické vlny (Čerenkovův jev). Jakou nejmenší rychlost musí mít elektron v kapalině o indexu lomu 1,54, aby zářil?

7C. Laserový svazek se šíří podél osy 1 609 m dlouhé přímé části potrubí. Potrubí obsahuje vzduch o normální teplotě a tlaku (viz tab. 34.1), ale může být také evakuováno. Ve kterém případě a o kolik bude doba průchodu svazku větší?

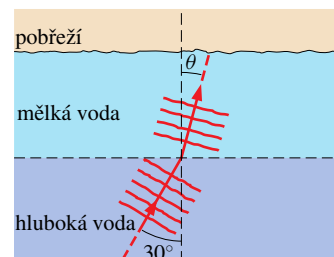
8Ú. Táhneme tyčí ve vodě rychlostí v , která je větší než rychlost u vln na hladině. Použitím Huygensovy konstrukce pro vlny

vyvolané ve vodě tyčí, ukažte, že se vytváří kuželová vlnoplocha, jejíž vrcholový úhel 2θ (obr. 18.22) je dán vztahem

$$\sin \theta = \frac{u}{v}.$$

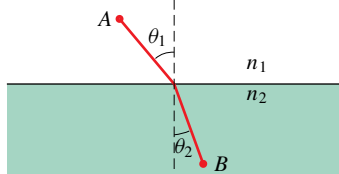
Ta je známá jako kýlová vlna od přídě lodi nebo rázová vlna, způsobená objektem pohybujícím se ve vzduchu rychlostí převyšující rychlost zvuku.

9Ú. Mořské vlny se blíží ke břehu rychlostí $4,0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ pod úhlem 30° k normále tak, jak ukazuje obr. 36.31. Předpokládejte, že hloubka vody se v určité vzdálenosti změní a rychlost vlny v těchto místech poklesne na $3,0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Jaký je úhel θ mezi směrem šíření vlny a normálou v blízkosti břehu? (Použijte stejný zákon lomu jako pro světlo.) Vysvětlete, proč největší vlny dorazí ke břehu ve směru normály, i kdyby se ve velké vzdálenosti šířily pod různými úhly.



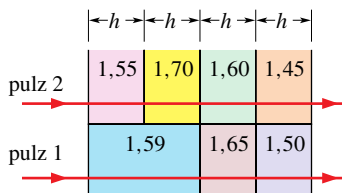
Obr. 36.31 Úloha 9

10Ú. Na obr. 36.32 se světlo šíří z bodu A do bodu B dvěma prostředními s indexy lomu n_1 a n_2 . Ukažte, že dráha, která vyžaduje nejmenší dobu průchodu z A do B , je ta, pro níž v_1 a v_2 na obrázku vyhovují rov. (36.6).



Obr. 36.32 Úloha 10

11Ú. Obr. 36.33 ukazuje dva světelné pulzy šířící se vrstvami z plastu o uvedených indexech lomu a o tloušťkách h a $2h$. (a) Který pulz projde plastem v kratším čase? (b) V násobcích h/c vyjádřete rozdíl mezi dobami průchodů pulzů.



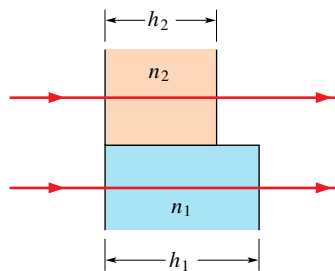
Obr. 36.33 Úloha 11

12Ú. Podle obr. 36.3 předpokládejte dvě světelné vlny ve vzduchu o vlnové délce 400 nm, jejichž počáteční fáze jsou shodné. Jedna vlna prochází skleněnou vrstvou o indexu lomu $n_1 = 1,60$ a tloušťce h . Druhá vlna prochází stejně tlustou plastovou vrstvou o indexu lomu $n_2 = 1,50$. (a) Jaká je (nejmenší) hodnota h , jestliže rozdíl fází vln při jejich výstupu je 5,65 rad? (b) K jakému typu interference dochází, jestliže vlny dospějí po výstupu z vrstev do nějakého společného bodu?

13Ú. Předpokládejte, že dvě vlny na obr. 36.3 mají ve vzduchu vlnové délky 500 nm. Jaký je jejich fázový rozdíl, vyjádřený ve vlnových délkách, po průchodu prostředními 1 a 2, jestliže (a) $n_1 = 1,50$, $n_2 = 1,60$ a $h = 8,50 \mu\text{m}$; (b) $n_1 = 1,62$, $n_2 = 1,72$ a $h = 8,50 \mu\text{m}$; (c) $n_1 = 1,59$, $n_2 = 1,79$ a $h = 3,25 \mu\text{m}$? (d) Předpokládejte, že v každém z těchto tří případů se vlny po výstupu objeví ve společném bodě. Seřadte uvedené případy podle intenzity, kterou mají vlny v tomto bodě.

14Ú. Podle obr. 36.3 uvažujte dvě světelné vlny, jejichž vlnové délky ve vzduchu jsou 620 nm a počáteční fáze se liší o π rad. Indexy lomu prostředí jsou $n_1 = 1,45$ a $n_2 = 1,65$. (a) Jaká je nejmenší tloušťka h , která způsobí, že se vlny po jednom průchodu prostředím dostanou přesně do fáze? (b) Jaká je následující větší tloušťka h , při které k tomu opět dojde?

15Ú. Dvě světelné vlny o vlnových délkách 600,0 nm jsou při šíření vzduchem ve fázi. Potom, jak je zřejmé z obr. 36.34, procházejí vrstvami z plastu, přitom je $h_1 = 4,00 \mu\text{m}$, $h_2 = 3,50 \mu\text{m}$, $n_1 = 1,40$ a $n_2 = 1,60$. (a) Jaký je fázový rozdíl obou vln, vyjádřený ve vlnových délkách λ , po jejich výstupu z vrstev? (b) K jakému typu interference dochází, jestliže se vlny později setkají v nějakém společném bodě?



Obr. 36.34 Úloha 15

ODST. 36.4 Youngův interferenční pokus

16C. Monochromatické zelené světlo o vlnové délce 550 nm osvětluje dvě rovnoběžné úzké štěrby, mezi jejichž středy je vzdálenost $7,70 \mu\text{m}$. Vypočítejte úhlovou polohu (θ na obr. 36.8) světlého proužku třetího řádu (pro $m = 3$) (a) v radiánech a (b) ve stupních.

17C. Jaký je fázový rozdíl mezi vlnami ze dvou štěrbin, které v Youngově experimentu vytvářejí m -tý tmavý proužek?

18C. Jestliže se rozteč mezi štěrbinami d v Youngově experimentu dvakrát zvětší, jak se musí změnit vzdálenost l stínítka od štěrbin, aby vzdálenost mezi proužky zůstala stejná?

19C. Předpokládejte, že k Youngovu experimentu je použito modrozelené světlo s vlnovou délkou 500 nm. Vzdálenost středů štěrbin je 1,20 mm a stínítka je ve vzdálenosti 5,40 m od štěrbin. Jaká je vzdálenost světlých proužků?

20C. Nalezněte rozteč štěrbin ve dvojštěrbinovém uspořádání, které vytvoří na vzdáleném stínítku interferenční proužky, jejichž úhlová vzdálenost je 0,018 rad. Předpokládejte sodíkové světlo ($\lambda = 589 \text{ nm}$).

21C. Dvojštěrbinové uspořádání vytváří pro sodíkové světlo ($\lambda = 589 \text{ nm}$) interferenční proužky, jejichž úhlová vzdálenost je $3,50 \cdot 10^{-3}$ rad. Pro jakou vlnovou délku by byla úhlová vzdálenost proužků o 10 % větší?

22C. Ve dvojštěrbinovém uspořádání je mezi štěrbinami vzdálenost rovna stonásobku vlnové délky světla, které štěrbinami prochází. (a) Jaká je úhlová vzdálenost v radiánech mezi středovým maximem a přilehlým vedlejším maximem? (b) Jaká je vzdálenost mezi těmito maximy na stínítku vzdáleném 50,0 cm od štěrbin?

23C. Ve dvojštěrbinovém experimentu (obr. 36.8) je $\lambda = 546 \text{ nm}$, $d = 0,10 \text{ mm}$ a $h = 20 \text{ cm}$. Jaká je na projekční ploše vzdálenost pátého maxima a sedmého minima od středového maxima?

24C. Při dvojštěrbinovém uspořádání vznikají pro sodíkové světlo ($\lambda = 589 \text{ nm}$) interferenční proužky, jejichž úhlová vzdálenost je $0,20^\circ$. Jaká je úhlová vzdálenost proužků, jestliže je celé zařízení ponořeno do vody ($n = 1,33$)?

25C. Dva zdroje rádiové frekvence, mezi nimiž je vzdálenost 2,0 m, vyzařují ve fázi s $\lambda = 0,50 \text{ m}$. Detektor se pohybuje kolem obou zdrojů po kruhové dráze v rovině, která oba zdroje

obsahuje. Aníž byste použili písemný výpočet, nalezněte, kolik maxim zjistíte.

26C. Zdroje A a B vysílají dlouhé rádiové vlny o vlnové délce 400 m. Fáze vlny vyzařované ze zdroje A předbíhá fázi vlny ze zdroje B o 90° . Vzdálenost r_A od A k detektoru je větší o 100 m než příslušná vzdálenost r_B . Jaký je fázový rozdíl obou vln v detektoru?

27Ú. Ve dvojštěrbinovém experimentu je vzdálenost mezi štěrbinami 5,0 mm a štěrby jsou 1,0 m od projekčního stínítka. Na stínítku lze vidět dva interferenční obrazce: jeden, vytvořený světlem o vlnové délce 480 nm, a druhý, vytvořený světlem o vlnové délce 600 nm. Jaká je na stínítku vzdálenost mezi světlymi proužky třetího řádu ($m = 3$) těchto dvou rozdílných obrazců?

28Ú. Jaká je vlnová délka použitého světla, jestliže vzdálenost mezi prvním a desátým minimem dvojštěrbinového obrazce je 18 mm, mezera mezi štěrbinami je 0,15 mm a vzdálenost stínítka od štěrbin je 50 cm?

29Ú. Na obr. 36.35 jsou stejné zdroje vln A a B, které jsou ve fázi a mají stejnou vlnovou délku λ . Vzdálenost mezi zdroji je $d = 3,00\lambda$. Nalezněte na ose x největší vzdálenost od zdroje A, pro kterou nastává destruktivní interference. Vyjádřete tuto vzdálenost ve vlnových délkách.



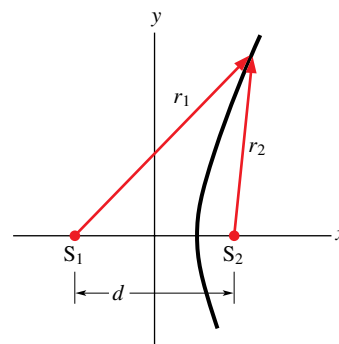
Obr. 36.35 Úlohy 29 a 39

30Ú. Laserové světlo o vlnové délce 632,8 nm z dvojštěrbinového zařízení v přední části učebny prochází celou místností. Ve vzdálenosti 20,0 m se odráží od zrcadla zpět na projekční plochu v rovině štěrbin, kde se vytvoří interferenční obrazec. Vzdálenost mezi sousedními světlenými proužky je 10,0 cm. (a) Jaká je vzdálenost mezi štěrbinami? (b) Co se stane s obrazcem, jestliže přednášející překryje jednu štěrbinu průhlednou fólií a tím se prodlouží příslušná dráha o délku rovnající se 2,50 násobku vlnové délky?

31Ú. Sodíkové světlo ($\lambda = 589$ nm) osvětluje dvě štěrby, mezi jejichž středy je vzdálenost $d = 2,0$ mm. Vzdálenost štěrbin od projekčního stínítka h je 40 mm. K jaké chybě (v procentech) dochází užitím rov. (36.14) při určení polohy světlého proužku pro $m = 10$ na stínítku oproti výpočtu s přesným rozdílem délek drah?

32Ú. Dva bodové zdroje S_1 a S_2 na obr. 36.36 vyzařují vlny se shodnou fází a frekvencí. Ukažte, že všechny křivky (tak jak je nakresleno), podél nichž je fázový rozdíl vln paprsků r_1 a r_2 konstantní, jsou hyperboly. (Tip: Konstantní fázový rozdíl zahrnuje konstantní rozdíl mezi délkami r_1 a r_2 .)

33Ú. Tenkou šupinku slídy ($n = 1,58$) použijeme k překrytí jedné štěrby v dvojštěrbinovém uspořádání. Středový proužek



Obr. 36.36 Úloha 32

se posune do místa, které dříve příslušelo sedmému vedlejšímu světlemu proužku ($m = 7$). Jaká je tloušťka slídy, jestliže $\lambda = 550$ nm? (Tip: Uvažte vlnovou délku ve slídě.)

34Ú. Jedna štěrba v dvojštěrbinové sestavě je zakryta tenkou skleněnou destičkou o indexu lomu 1,4 a druhá štěrba tenkou skleněnou destičkou o indexu lomu 1,7. Bod na stínítku, do kterého padlo středové maximum před vložením destiček, odpovídá nyní světlemu proužku pro $m = 5$. Za předpokladu, že $\lambda = 480$ nm a že destičky jsou stejně tlusté, nalezněte hodnotu jejich tloušťky t .

ODST. 36.6 Intenzita při interferenci světla ze dvou štěrbin

35C. Nalezněte součet y následujících veličin:

$$y_1 = 10 \sin \omega t \quad \text{a} \quad y_2 = 8,0 \sin(\omega t + 30^\circ).$$

36C. Dvě vlny o stejné frekvenci mají amplitudy 1,00 a 2,00. Interferují v bodě, ve kterém je rozdíl jejich fází $60,0^\circ$. Jaká je výsledná amplituda?

37C. Světlo o vlnové délce 600 nm dopadá kolmo na dvě rovnoběžné úzké štěrby, jejichž vzdálenost je 0,60 mm. Nakreslete rozdělení intenzity na vzdáleném stínítku jako funkci úhlu θ z intervalu hodnot $0 \leq \theta \leq 0,004$ rad.

38C. Metodou fázorů sečtěte následující veličiny:

$$y_1 = 10 \sin \omega t, \\ y_2 = 15 \sin(\omega t + 30^\circ)$$

a

$$y_3 = 5,0 \sin(\omega t - 45^\circ).$$

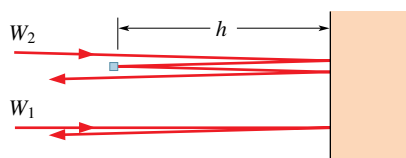
39Ú. Na obr. 36.35 označují A a B bodové zdroje elektromagnetických vln o vlnové délce 1,00 m. Zdroje, jejichž vzájemná vzdálenost je $d = 4,00$ m, vyzařují se stejným výkonem vlny, mající stejnou fázi. (a) V jaké vzdálenosti od zdroje A jsou detegována první tři interferenční maxima, jestliže se detektor pohybuje podél osy x doprava od zdroje A? (b) Je intenzita nejbližšího minima přesně rovna nule? (Tip: Závisí intenzita vln z bodového zdroje na vzdálenosti od něho?)

40Ú. Vodorovná dvojstranná šipka na obr. 36.9 označuje body na křivce průběhu intenzity, ve kterých je hodnota intenzity středového proužku rovna polovině maximální intenzity. Ukažte, že úhlová vzdálenost mezi těmito body na stínítku je $\Delta\theta = \lambda/(2d)$ a to za předpokladu, že θ na obr. 36.8 je dostatečně malé, takže $\sin\theta \approx \theta$.

41Ú*. Předpokládejte, že štěrby v dvojštěbinovém zařízení nemají stejnou šířku a že amplituda světla dopadajícího z širší štěrby do středové části projekčního stínítka je dvakrát větší než od užší štěrby. Odvoďte vztah pro intenzitu světla I na stínítku v závislosti na úhlu θ odpovídající rov. (36.21) a (36.22).

ODST. 36.7 Interference na tenké vrstvě

42C. Na obr. 36.37 se světelná vlna W_1 jedenkrát odrazí od zrcadlové plochy, zatímco světelná vlna W_2 se odrazí dvakrát od této plochy a jednou od střepliny zrcadla ve vzdálenosti h od zrcadla. Před dopadem jsou vlny ve fázi a mají vlnovou délku 620 nm. Nepatrně šikmý chod paprsků zanedbejte. (a) Pro jaké nejmenší hodnoty h jsou odražené vlny přesně ve fázi? (b) O kolik se musí střeplina posunout, aby vlny měly právě opačnou fázi?



Obr. 36.37 Cvičení 42

43C. Předpokládejte, že světelné vlny ze cvič. 42 mají na počátku opačnou fázi. Nalezněte výraz pro hodnoty h , vyjádřené pomocí vlnových délek λ , pro případy, ve kterých jsou odražené vlny ve fázi.

44C. Intenzivní světlo o vlnové délce 585 nm dopadá kolmo na mýdlovou blánu ($n = 1,33$) tloušťky $1,21\ \mu\text{m}$ ve vzduchu. Je světlo odražené na obou plochách blány blíže k destruktivní interferenci, nebo ke konstruktivní interferenci?

45C. Světlo o vlnové délce 624 nm dopadá na mýdlovou blánu ($n = 1,33$) ve vzduchu. Pro které dvě nejmenší tloušťky této blány dochází při odrazu ke konstruktivní interferenci?

46C. Aby se pomocí interference odstranil odraz kolmo dopadajícího červeného světla o vlnové délce 680 nm, je čočka o indexu lomu větším než 1,30 pokryta tenkou průhlednou vrstvou o indexu lomu 1,30. Jakou nejmenší tloušťku musí vrstva mít?

47C. Aby se pomocí interference odstranil odraz kolmo dopadajícího světla o vlnové délce λ , je čočka o indexu lomu větším než 1,30 pokryta tenkou průhlednou vrstvou o indexu lomu 1,25. Jaké nejmenší tloušťky vrstvy, vyjádřené v λ , je k tomu zapotřebí?

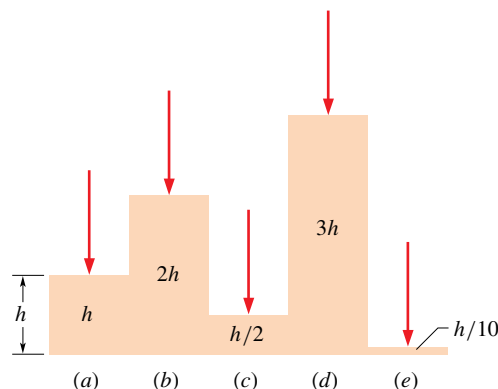
48C. Tenká vrstva ve vzduchu o tloušťce $0,410\ \mu\text{m}$ je osvětlena bílým světlem, které dopadá kolmo na její povrch. Index lomu

vrstvy je 1,50. Pro jaké vlnové délky viditelného světla odraženého od obou rozhraní dochází ke konstruktivní interferenci?

49C. Umělé drahokamy v kostýmové bižuterii jsou skla s indexem lomu 1,50. Aby se zvýšila jejich odrazivost, jsou často pokryta vrstvou oxidu křemičitého s indexem lomu 2,00. Jaká nejmenší tloušťka vrstvy zajistí, aby při odrazu kolmo dopadajícího světla o vlnové délce 560 nm docházelo na vrstvě ke konstruktivní interferenci?

50C. Přejeme si napařit na tavený křemen ($n = 1,50$) průhlednou látku ($n = 1,25$) tak, aby odraz světla o vlnové délce 600 nm byl odstraněn pomocí interference. Jakou nejmenší tloušťku musí vrstva mít, aby k tomu došlo?

51Ú. Na obr. 36.38 dopadá ze vzduchu světlo vlnové délky 600 nm kolmo na pět oblastí průhledné látky. Tato látka má index lomu 1,50. Tloušťka každé oblasti je vyjádřena pomocí $h = 4,00\ \mu\text{m}$. Pro kterou z oblastí bude pro světlo odražené od horní a dolní plochy docházet ke konstruktivní interferenci?



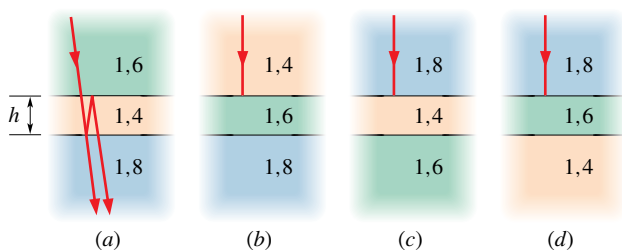
Obr. 36.38 Úloha 51

52Ú. Na obr. 36.39 dopadá světlo vlnové délky 600 nm kolmo na čtyři tenké vrstvy tloušťky h . Indexy lomu těchto vrstev a prostředí nad i pod nimi jsou uvedeny na obrázku. Nechť v každém z případů vyjadřuje λ vlnovou délku světla ve vzduchu a n_2 index lomu tenké vrstvy. Uvažujte pouze prošlé světlo složené ze dvou částí tak, jak je to uvedeno na obr. 36.39a: z části přímo prošlého světla a z té části, která vystupuje po dvou odrazech. Pro které případy výraz

$$\lambda = \frac{2hn_2}{m}, \text{ kde } m = 0, 1, 2, \dots,$$

dává vlnové délky, při kterých dochází v prošlém světle ke konstruktivní interferenci?

53Ú. Z poškozené cisternové lodi v Perském zálivu uniká petrolej ($n = 1,20$) a vytváří na hladině vody ($n = 1,30$) mastnou skvrnu. (a) Jestliže pohlížíte z letadla přímo dolů, zatímco Slunce je nad vámi, oblast skvrny o tloušťce 460 nm se pro určitou vlnovou délku viditelného světla jeví světlá, protože dochází ke konstruktivní interferenci v odraženém světle. Pro kterou vlnovou délku (nebo vlnové délky) k tomu dochází? (b) Jestliže jste v akvalungu ponořeném pod toutéž oblastí skvrny, pro kterou



Obr. 36.39 Úlohy 52, 53 a 56

vlnovou délku (nebo vlnové délky) viditelné oblasti je intenzita prošlého světla největší? (Tip: Užijte obr. 36.39a s odpovídajícími indexy lomu.)

54Ú. Rovinná vlna monochromatického světla dopadá kolmo na tenkou vrstvu oleje stejné tloušťky, která pokrývá skleněnou desku. Vlnovou délku světla můžeme spojitě měnit. Destruktivní interferenci pozorujeme pro vlnové délky 500 nm a 700 nm a pro žádné jiné vlnové délky z intervalu mezi uvedenými hodnotami. Nalezněte tloušťku olejové vrstvy (všude stejně silné), jestliže její index lomu je 1,30 a index lomu skla je 1,50.

55Ú. Odraz kolmo dopadajícího bílého světla od mýdlové blány ve vzduchu má interferenční maximum při 600 nm a minimum při 450 nm, přitom mezi těmito hodnotami neexistuje žádné další minimum. Jaká je tloušťka vrstvy (všude stejně silné), jestliže její index lomu je $n = 1,33$?

56Ú. Tabule skla, majícího index lomu 1,40, je pokryta vrstvou látky o indexu lomu 1,55 tak, aby se pomocí konstruktivní interference dosáhlo nejvyšší propustnosti zeleného světla o vlnové délce 525 nm. (a) Jaká je nejmenší tloušťka vrstvy, která to umožňuje? (Tip: Užijte obr. 36.39a se změněnými indexy lomu.) (b) Proč takto preferovány nejsou i jiné části viditelného spektra? (c) Bude propustnost některých barev výrazně snížena? Jestliže ano, tak kterých?

57Ú. Rovinná monochromatická světelná vlna ve vzduchu dopadá kolmo na tenkou vrstvu oleje na skleněné desce. Vlnovou délku zdroje světla můžeme měnit spojitě. V odraženém světle pozorujeme destruktivní interferenci pro vlnové délky 500 nm a 700 nm a již pro žádné jiné mezi těmito uvedenými hodnotami. Index lomu skla je 1,50. Ukažte, že index lomu oleje musí být menší než 1,50.

58Ú. Tenká vrstva acetonu ($n = 1,25$) pokrývá tlustou skleněnou desku ($n = 1,50$). Bílé světlo dopadá kolmo na vrstvu. V odraženém světle se objeví destruktivní interference pro 600 nm a konstruktivní interference pro 700 nm. Vypočítejte tloušťku acetonové vrstvy.

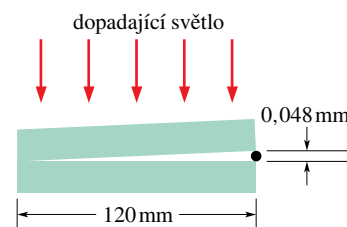
59Ú. Předpokládejte, že podle obr. 36.12 dopadá světlo na tenkou vrstvu pod úhlem $\theta_i > 0$. Nalezněte vztah podobný rov. (36.34) a (36.35), který určuje interferenční maximum pro vlny, odpovídající paprskům r_1 a r_2 . Vlnová délka je λ , tloušťka je h a $n_2 > n_1 = n_3 = 1,0$.

60Ú. Z prostředí o indexu lomu n_1 dopadá monochromatické světlo o vlnové délce λ kolmo na tenkou vrstvu o stejné tloušťce

$h > 0,1\lambda$ a o indexu lomu n_2 . Světlo prošlé vrstvou vstupuje do prostředí o indexu lomu n_3 . Nalezněte výrazy pro nejmenší tloušťku (pomocí λ a indexu lomu) pro následující případy: (a) nejméně světla se odráží (takže nejvíce světla prochází) pro $n_1 < n_2 > n_3$; (b) nejméně světla se odráží (a tedy nejvíce světla prochází) pro $n_1 < n_2 < n_3$; (c) nejvíce světla se odráží (a nejméně světla prochází) pro $n_1 < n_2 < n_3$.

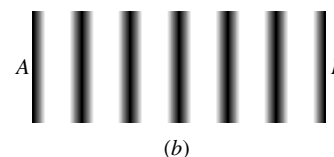
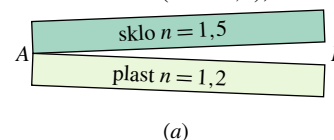
61Ú. V př. 36.5 předpokládejte, že vrstva odstraňuje odraz kolmo dopadajícího světla o vlnové délce 550 nm. Vypočítejte poměrné snížení odrazivosti vrstvou pro 450 nm a 650 nm.

62Ú. Na obr. 36.40 směřuje široký svazek světla vlnové délky 683 nm dolů přes horní z dvojice desek. Desky dlouhé 120 mm se na levém konci dotýkají a na pravém konci jsou odděleny drátem o průměru 0,048 mm. Vzduch mezi deskami působí jako tenká vrstva. Kolik světlých proužků bude vidět pozorovatel, dívající se dolů přes horní desku?

Obr. 36.40
Úlohy 62 a 63

63Ú. Na obr. 36.40 směřuje bílé světlo dolů přes dvojici skleněných desek. Na levém konci se desky dotýkají a na pravém konci je mezi ně vložen drát (o průměru 0,048 mm); vzduch mezi deskami působí jako tenká vrstva. Pozorovatel dívající se přes horní desku vidí na této vrstvě světlé a tmavé proužky. (a) Je na levé straně vidět tmavý, nebo světlý proužek? (b) Vpravo od tohoto konce dochází k destruktivní interferenci v různých místech pro různé vlnové délky. Objeví se interferenční minimum nejdříve pro červený, nebo pro modrý konec viditelného spektra?

64Ú. Na obr. 36.41a se široký svazek světla o vlnové délce 600 nm šíří dolů skleněnou deskou ($n = 1,5$), která s deskou

Obr. 36.41
Úloha 64

z plastu ($n = 1,2$) vytváří tenký vzduchový klín, působící jako tenká vrstva. Pozorovatel, dívající se dolů přes horní desku, vidí strukturu proužků podle obr. 36.41b se středy tmavých proužků na koncích A a B. (a) Jaká je tloušťka klínu v bodě B? (b) Kolik tmavých proužků bude pozorovatel vidět, jestliže vzduch mezi deskami nahradíme vodou ($n = 1,33$)?

65Ú. Široký svazek světla o vlnové délce 630 nm dopadá kolmo na tenkou klínovou vrstvu s indexem lomu 1,50. V procházejícím světle vidí pozorovatel podél celé délky vrstvy 10 světlých proužků a 9 tmavých proužků. O kolik se na této délce změnila tloušťka vrstvy?

66Ú. Dvě skleněné desky se jedním koncem dotýkají, takže vytvářejí vzduchový klín, který působí jako tenká vrstva. Široký svazek světla vlnové délky 480 nm směřuje kolmo k první desce. Díváme-li se do světla odraženého od desek, vidíme interferenční obrazec způsobený vzduchovým klínem. O kolik je klín tlustší v místě šestnáctého světlého proužku, než v místě šestého světlého proužku?

67Ú. Široký svazek monochromatického světla směřuje kolmo přes plochy dvou skleněných desek, které se na jednom konci dotýkají, takže mezi nimi vzniká vzduchový klín. Díváme-li se do světla odraženého od tenkého vzduchového klínu, vidíme na celé délce klínu 4001 tmavých proužků. Jestliže je vzduch odčerpán a mezi deskami je vakuum, vidíme 4000 tmavých proužků. Vypočítejte z těchto údajů index lomu vzduchu.

68Ú. Na obr. 36.42a je čočka o poloměru křivosti R , ležící na rovině skleněné desce, osvětlena shora světlem o vlnové délce λ . Obr. 36.42b ukazuje kruhové interferenční proužky (označované jako *Newtonovy kroužky*), které přísluší místům různé tloušťky d vzduchové vrstvy mezi čočkou a deskou. Nalezněte poloměr r interferenčních maxim za předpokladu, že $r/R \ll 1$.

69Ú. V experimentu s Newtonovými kroužky (viz úlohu 68) je poloměr křivosti R čočky 5,0 m a její průměr je 20 mm. (a) Kolik světlých kroužků vznikne? Předpokládejte, že $\lambda = 589$ nm. (b) Kolik světlých kroužků by vzniklo, kdyby zařízení bylo ponořeno do vody ($n = 1,33$)?

70Ú. Zařízení ke sledování Newtonových kroužků je použito ke stanovení poloměru křivosti čočky (obr. 36.42 a úloha 68). Měřením ve světle vlnové délky 546 nm bylo zjištěno, že poloměry n -tého a $(n + 20)$ -tého světlého proužku jsou 0,162 cm a 0,368 cm. Vypočítejte poloměr křivosti spodní, vypuklé plochy čočky.

71Ú. (a) Užijte výsledek úlohy 68 k tomu, abyste ukázali, že rozdíl poloměrů sousedních světlých Newtonových kroužků (maximum) je za předpokladu $m \gg 1$ dán vztahem

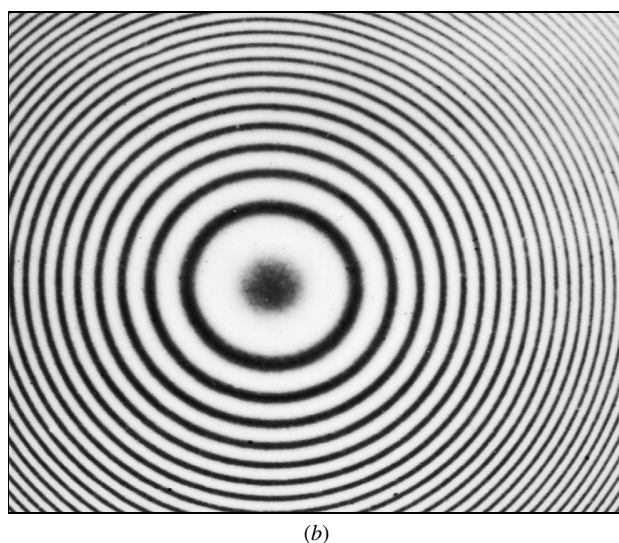
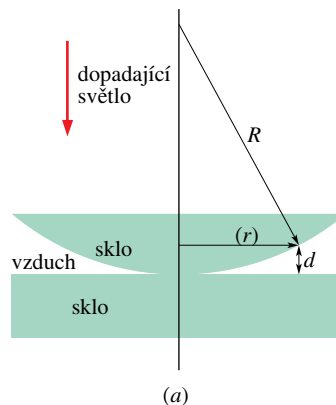
$$\Delta r = r_{m+1} - r_m \doteq \frac{1}{2} \sqrt{\lambda R / m}.$$

(b) Dále ukažte, že obsah plochy mezi světlými kroužky je za předpokladu $m \gg 1$ dán vztahem

$$S = \pi \lambda R.$$

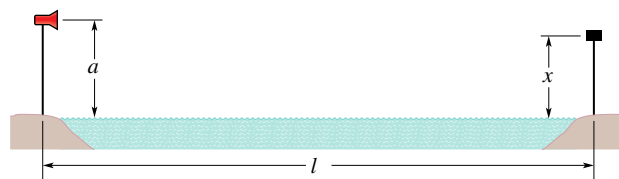
Všimněte si, že tato plocha nezávisí na m .

72Ú. Na obr. 36.43 vyzařuje mikrovlnný vysílač ve výšce a nad hladinou rozsáhlého jezera vlny o vlnové délce λ směrem k přijímači na opačném břehu ve výšce x nad hladinou. Mikrovlny, odražené od vody, interferují s mikrovlnami, které dospěly z vysílače přímo. Za předpokladu, že délka jezera l je mnohem



Obr. 36.42 Úlohy 68 a 71

větší než a a x a že $a \leq \lambda$, určete, pro jaké hodnoty x je signál v přijímači největší. (Tip: Způsobí odraz fázovou změnu?)



Obr. 36.43 Úloha 72

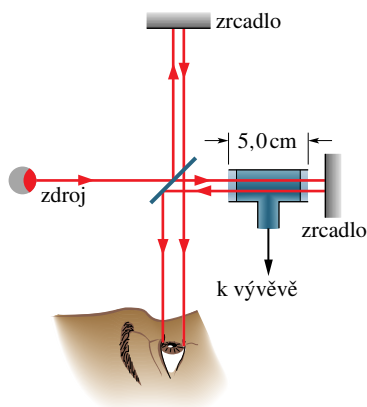
ODST. 36.8 Michelsonův interferometr

73C. Posuneme-li zrcadlo M_2 v Michelsonově interferometru o 0,233 mm, posune se interferenční obrazec o 792 proužků. Jaká je vlnová délka světla vytvářejícího strukturu proužků?

74C. Tenká vrstva o indexu lomu $n = 1,40$ je umístěna v jedné větvi Michelsonova interferometru kolmo k optické dráze. Jaká je tloušťka vrstvy, jestliže způsobí posunutí o 7,0 proužků v obrazci, vytvořeném pomocí světla o vlnové délce 589 nm?

75Ú. Vzduchotěsná komora 5,0 cm dlouhá se skleněnými

okénky je umístěna v jedné větvi Michelsonova interferometru tak, jak ukazuje obr. 36.44. Je použito světlo o vlnové délce $\lambda = 500 \text{ nm}$. Jestliže je vzduch z komory zcela vyčerpán, dojde k posunutí o 60 proužků. Z těchto údajů nalezněte index lomu vzduchu při atmosférickém tlaku.



Obr. 36.44 Úloha 75

76Ú. Sodík může vyzařovat světlo o dvou vlnových délkách, $\lambda_1 = 589,10 \text{ nm}$ a $\lambda_2 = 589,59 \text{ nm}$. Jestliže použijeme sodíkové světlo v Michelsonově interferometru, o jakou vzdálenost musíme jedno zrcadlo přemístit, aby v interferenčním obrazci pro jednu vlnovou délku došlo v případě druhé vlnové délky ke změně struktury o 1,00 proužek.

77Ú. Napište výraz pro intenzitu pozorovanou v Michelsonově interferometru (obr. 36.18) v závislosti na poloze pohyblivého zrcadla. Polohu zrcadla měřte od bodu, ve kterém je $d_1 = d_2$.

78Ú. Ke konci 19. století většina vědců předpokládala, že světlo (každá elektromagnetická vlna) potřebuje k šíření určité médium a že se nemůže šířit vakuem. Jedním důvodem k této domněnce bylo, že každý jiný typ vln vědcům známých vyžadoval prostředí. Tak např. zvukové vlny se mohou šířit vzduchem nebo zemí, ale nemohou se šířit vakuem. Z toho vědci vyvozovali, že když se světlo šíří ze Slunce nebo jiné hvězdy k Zemi, nemůže procházet vakuem; musí se šířit nějakým médiem, které vyplňuje okolní prostor a ve kterém se také pohybuje Země. Světlo má v tomto médiu, které bylo nazváno *éterem*, rychlost šíření c .

V roce 1887 Michelson a Edward Morley užili verze Michelsonova interferometru ke zkoumání vlivu éteru na šíření světla v tomto zařízení. Konkrétně pohyb zařízení éterem, související s pohybem Země kolem Slunce, by ovlivnil interferenční obrazec vytvořený zařízením. Vědci předpokládali, že Slunce je vzhledem k éteru takřka nehybné, proto rychlost interferometru vůči éteru by byla rychlostí Země kolem Slunce.

Obr. 36.45a ukazuje základní uspořádání zrcadel v experimentu z roku 1887. Zrcadla byla upevněna na masivní desce, která byla uložena na vrstvě rtuti, takže deskou bylo možné snadno otáčet kolem svislé osy. Michelson a Morley totiž chtěli sledovat vliv orientace větví vzhledem k pohybu éteru na změnu interferenčního obrazce. Posunutí proužků v interferenčním obrazci během otáčení by bylo jasným důkazem existence éteru.

Na obr. 36.45b je pohled shora na dráhu světla v interferometru. Aby se zvýšila citlivost zařízení vzhledem k základní verzi interferometru na obr. 36.18, odráží se světlo podél větví interferometru několikrát. Tento opakovaný odraz zvýšil efektivní délku každé větve na 10 m. I přes zvýšenou složitost uspořádání je interferometr na obr. 36.45a, b principiálně shodný s verzí interferometru na obr. 36.18; proto můžeme k diskusi použít obr. 36.18 s tím, že délka každé větve d_1 a d_2 se rovná 10 m.

Předpokládejme, že existuje éter, ve kterém se světlo šíří rychlostí c . Obr. 36.45c ukazuje boční pohled na větev délky d_1 z hlediska souřadnicového systému spojeného s éterem při pohybu interferometru éterem doprava rychlostí v . (Pro jednoduchost je dělič svazku z obr. 36.18 nakreslen rovnoběžně se zrcadlem M_1 ve vzdáleném konci větve.) Obr. 36.45d ukazuje větev právě v okamžiku, kdy se dílčí část světla (znázorněna tečkou) začíná šířit podél větve. Toto světlo budeme sledovat s cílem nalézt délku dráhy v této větvi.

Světlo se pohybuje rychlostí c éterem vpravo směrem k zrcadlu M_1 , které se pohybuje vpravo rychlostí v . Obr. 36.45e ukazuje polohu M a M_1 v okamžiku, kdy světlo dospělo k zrcadlu M_1 a odráží se od něj. Světlo se nyní šíří éterem vlevo rychlostí c , zatímco M se pohybuje vpravo. Obr. 36.45f ukazuje polohu M a M_1 v okamžiku, kdy se světlo vrátilo k M .

(a) Ukažte, že celkový čas šíření tohoto světla z M do M_1 a potom zpět do M je

$$t_1 = \frac{2cd_1}{c^2 - v^2},$$

a tedy že délka dráhy L_1 , prošlá světlem podél této větve, je

$$L_1 = ct_1 = \frac{2c^2d_1}{c^2 - v^2}.$$

Obr. 36.45g je pohledem na větev délky d_2 ; větev se také pohybuje vpravo rychlostí v éterem. Pro jednoduchost je dělič svazku z obr. 36.18 nyní nakreslen rovnoběžně se zrcadlem M_2 ve vzdáleném konci této větve. Obr. 36.45h ukazuje větev právě v okamžiku, kdy část světla (tečka) se začíná šířit podél větve. Protože se větev při průchodu světla pohybuje vpravo, dráha světla je odchýlena šikmo vpravo k poloze, kterou bude mít zrcadlo M v okamžiku, kdy světlo k němu dospělo (obr. 36.45i). Odraz světla od M_2 orientuje světlo šikmo vpravo k poloze zrcadla M , kterou bude mít v okamžiku, kdy se světlo k němu vrátí (obr. 36.45j).

(b) Ukažte, že celkový čas průchodu světla od M do M_2 a potom zpět k M je

$$t_2 = \frac{2d_2}{\sqrt{c^2 - v^2}},$$

a tedy že délka dráhy L_2 , prošlá světlem podél této větve, je

$$L_2 = ct_2 = \frac{2cd_2}{\sqrt{c^2 - v^2}}.$$

Dosaďte d za d_1 a d_2 ve výrazech pro L_1 a L_2 . Potom rozložte oba výrazy pomocí binomického rozvoje (uvedeném v dodatku E a vyložném v bodě 7.2); ponechte první dva členy v každém rozvoji.

(c) Ukažte, že délka dráhy L_1 je větší než délka dráhy L_2 a že jejich rozdíl ΔL je

$$\Delta L = \frac{dv^2}{c^2}.$$

(d) Dále ukažte, že fázový rozdíl mezi světlem šířícím se podél L_1 a světlem šířícím se podél L_2 je

$$\frac{\Delta L}{\lambda} = \frac{dv^2}{\lambda c^2},$$

kde λ je vlnová délka světla. Tento fázový rozdíl určuje soustavu proužků vytvořenou světlem z jednotlivých větví v dalekohledu interferometru.

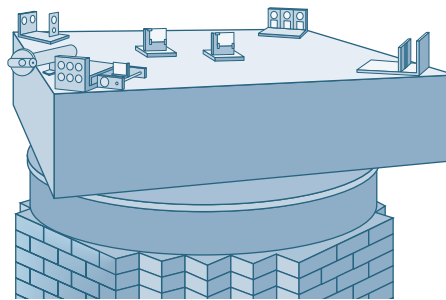
Nyní se interferometr pootočí o 90° , takže větev délky d_2 je orientována podél pohybu éteru a větev délky d_1 je kolmá k tomuto směru.

(e) Ukažte, že posunutí v soustavě proužků v důsledku otočení je

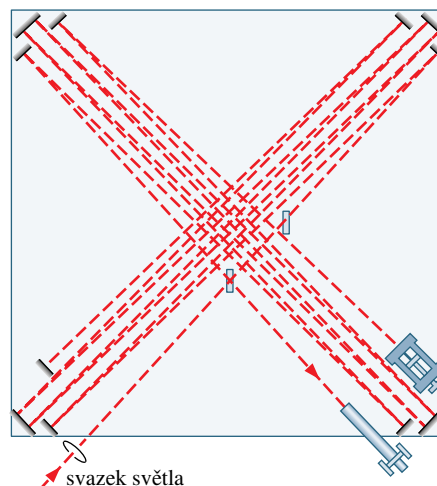
$$\text{posunutí} = \frac{2dv^2}{\lambda c^2}.$$

(f) Odhadněte posunutí dosazením $c = 3,0 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $d = 10 \text{ m}$ a $\lambda = 500 \text{ nm}$ a užitím dat o Zemi, uvedených v dodatku C.

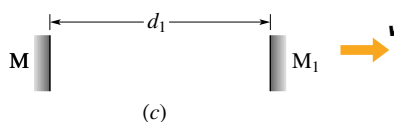
Tento očekávaný posun proužku by měl být snadno pozorovatelný. Avšak Michelson a Morley žádné posunutí proužků nepozorovali, což vyvolalo vážné pochybnosti o existenci éteru. Myšlenka éteru proto zanikla. Mimoto, nulový výsledek Michelsona a Morleye vedl, alespoň nepřímo, k Einsteinově speciální teorii relativity.



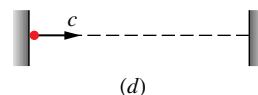
(a)



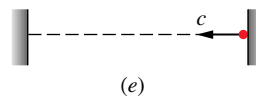
(b)



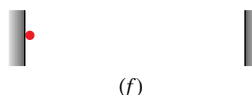
(c)



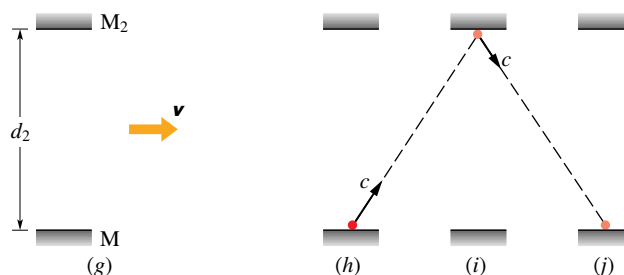
(d)



(e)



(f)



Obr. 36.45 Úloha 78