7.1.6 Koherence světla

KOHERENCE SVĚTLA {*coherence of light*};
termín zahrnující statistické vlastnosti světla, související mj. s pozorovatelností interferenčních jevů. Při popisu reálného optické záření je třeba vzít v úvahu jeho náhodné fluktuace způsobené nahodilostí zdroje nebo prostředí, jímž se světlo šíří. Teorie optické koherence pracuje proto se statistickými středními hodnotami fyzikálních veličin (jedině ty lze, koneckonců, také měřit). Světlo, s nímž se běžně setkáváme, pochází obvykle buď z tepelných zdrojů (rozžhavené kovové vlákno nebo výboj v plynu) nebo je generováno laserem. Na mikroskopické úrovni představuje emise světla z tepelných zdrojů značně neuspořádaný proces. Takto vzniklé světlo je tedy spíše chaotické neboli ↗nekoherentní. Naopak dobře stabilizovaný ↗laser produkuje záření s dobře definovanými vlastnostmi, v klasickém smyslu (téměř) deterministické, neboli ↗koherentní. Při popisu ↗interference a ↗difrakce koherentního světla se skládají amplitudy pole a vzniká interferenční obrazec, v případě nekoherentního světla se skládají intenzity a interferenční obrazec je nepozorovatelný. Nicméně, perfektně koherentní a zcela nekoherentní světlo jsou pouze matematickou idealizací a představují dva krajní případy ↗částečně koherentního světla.

ANALYTICKÝ SIGNÁL {*analytic signal*};
komplexní reprezentace reálného optického pole. Budiž $V^{(r)}(t)$ skalární reálná funkce reálné proměnné t (která může představovat např. složku vektoru elektrického pole v závislosti na čase), pak lze zavést komplexní funkci

$$V(t) = \frac{1}{\pi}\int_0^{\infty} \tilde{V}^{(r)}(\omega)\exp(-i\omega t)\,d\omega,$$

kde

$$\tilde{V}^{(r)}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} V^{(r)}(t)\exp(i\omega t)\,dt$$

je Fourierova transformace funkce $V^{(r)}(t)$. Komplexní funkce $V(t)$ se nazývá analytickým signálem, a to proto, že je-li prodloužena do komplexní roviny, je analytická (regulární) na její dolní polorovině. Funkci $V(t)$ lze rozložit na reálnou a imaginární část:

$$V(t) = V^{(r)}(t) + iV^{(i)}(t).$$

Imaginární část je svázána s reálnou částí (rovnou původní reálné funkci) Hilbertovou transformací:

$$V^{(i)}(t) = \frac{1}{\pi}\mathcal{P}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{V^{(r)}(t')}{t'-t}\,dt'.$$

Zde $\mathcal{P}$ značí hlavní hodnotu integrálu v bodě $t' = t$. Splňuje-li $V^{(r)}(t)$ vlnovou rovnici, splňuje ji i $V(t)$. V jednoduchém případě monochromatického signálu o (kruhové) frekvenci ω, kdy $V^{(r)}(t) = A\ \cos(\omega t + \varphi)$, kde A je (reálná) amplituda a φ fáze, je odpovídající analytický signál $V(t) = A\ \exp(-i\varphi)\exp(-i\omega t)$. Pak intenzita

$V^*(t)V(t) = A^2$. To naznačuje, že analytický signál usnadňuje popis jevů, které jsou citlivé k „obálce“ pole. Komplexní reprezentace pole představuje most mezi klasickou a kvantovou teorií (kde nabývá hlubšího fyzikálního významu, protože umožňuje rozlišit procesy absorpce a emise).

Funkce vzájemné koherence {*mutual coherence function*}, jinak též **vzájemná korelační funkce** {*cross-correlation function* }, vyjadřuje míru vzájemné korelace (statistickou souvislost chování) pole v různých bodech prostoru a v různých časových okamžicích. Obecně je korelační funkce $(m+n)$-tého řádu pole, reprezentovaného komplexním ↗analytickým signálem, definována vztahem:

$$\Gamma_{j_1,j_2,\ldots,j_{m+n}}(\mathbf{r}_1,t_1;\mathbf{r}_2,t_2;\ldots;\mathbf{r}_{m+n},t_{m+n}) =$$
$$= \langle V^*_{j_1}(\mathbf{r}_1,t_1)V^*_{j_2}(\mathbf{r}_2,t_2)\ldots V^*_{j_m}(\mathbf{r}_m,t_m)V_{j_{m+1}}(\mathbf{r}_{m+1},t_{m+1})\ldots V_{j_{m+n}}(\mathbf{r}_{m+n},t_{m+n})\rangle,$$

kde $V_j(\mathbf{r},t)$ značí j-tou složku vektoru pole v bodě $\mathbf{r}$ a v čase t, hvězdička označuje komplexní sdružení a úhlové závorky $\langle\ldots\rangle$ středování přes statistický soubor. V teorii koherence se pod termínem funkce vzájemné koherence nejčastěji rozumí korelační funkce druhého řádu

$$\Gamma(\mathbf{r}_1,t_1;\mathbf{r}_2,t_2) = \langle V^*(\mathbf{r}_1,t_1)V(\mathbf{r}_2,t_2)\rangle.$$

V případě, že $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2$, se hovoří o **autokorelační funkci** {*autocorrelation function*} a v případě, kdy $t_1 = t_2$, o **vzájemné intenzitě** {*mutual intensity*}. Normovaná korelační funkce

$$\gamma(\mathbf{r}_1,t_1;\mathbf{r}_2,t_2) = \frac{\Gamma(\mathbf{r}_1,t_1;\mathbf{r}_2,t_2)}{\sqrt{I(\mathbf{r}_1,t_1)I(\mathbf{r}_2,t_2)}},$$

kde $I(\mathbf{r},t) = \Gamma(\mathbf{r},t;\mathbf{r},t)$ je střední intenzita, se označuje jako **komplexní stupeň koherence** {*complex degree of coherence*}. Je to obecně komplexní veličina s modulem ležícím v intervalu od 0 do 1. Je-li tato funkce rovna nule, jde o **nekoherentní světlo** {*incoherent light*} – hodnoty pole v obou časoprostorových bodech jsou zcela nekorelované. Situace, kdy $|\gamma(\mathbf{r}_1,t_1;\mathbf{r}_2,t_2)| = 1$, odpovídá ↗koherentnímu světlu (druhého řádu). Všechny ostatní případy odpovídají **částečně koherentnímu světlu** {*partially coherent light*}. Jestliže střední hodnoty pole nezávisejí na čase a korelační funkce druhého řádu závisí pouze na rozdílu časových argumentů $\Gamma(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\tau) = \langle V(\mathbf{r}_1,t)V(\mathbf{r}_2,t+\tau)\rangle$, nazývá se pole statisticky **stacionárním v širším smyslu** {*stationary in the wide sense*}. Lze-li zaměnit souborové střední hodnoty časovými (aniž by se výsledky změnily) nazývá se pole ergodickým. V rámci kvantové teorie se klasické veličiny v definici korelačních funkcí nahrazují operátory a počítá se kvantově mechanická střední hodnota (tj. $\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}\ldots\}$, kde $\hat{\rho}$ je tzv. statistický operátor neboli matice hustoty a Tr označuje stopu). Různé kvantové korelační funkce odpovídají různým způsobům detekce pole.

Vzájemná spektrální hustota {*mutual spectral (cross-spectral) density*}; Fourierova transformace ↗funkce vzájemné koherence statisticky stacionárního pole;

zachycuje prostorovou korelaci pole v závislosti na frekvenci. Definuje se vztahem

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) \exp(i\omega\tau)\, d\tau,$$

kde $\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)$ je korelační funkce druhého řádu, $\mathbf{r}$ je polohový vektor a ω (kruhová) frekvence. Vzájemná spektrální hustota umožňuje efektivně vyšetřovat korelační a spektrální vlastnosti částečně koherentního polychromatického světla. Protože ↗spektrum (spektrální hustota) optického záření, popsaného ↗analytickým signálem $V(\mathbf{r}, t)$,

$$S(\mathbf{r}, \omega) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T} \left\langle \left| \int_{-T}^{T} V(\mathbf{r}, t) \exp(i\omega t)\, dt \right|^2 \right\rangle$$

($\langle \ldots \rangle$ značí statistickou střední hodnotu) souvisí následujícím způsobem s korelační funkcí (**Wienerova-Chinčinova věta** {*Wiener-Khintchine theorem*})

$$S(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \tau) \exp(i\omega\tau)\, d\tau,$$

lze psát $S(\mathbf{r}, \omega) = W(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega)$ a definici vzájemné spektrální hustoty lze chápat jako zobecnění Wienerovy-Chinčinovy věty.

Koherentní světlo {*coherent light*};
světlo s vysokým stupněm statistické uspořádanosti. Jestliže se korelační funkce $(n + m)$-tého řádu (viz heslo: ↗funkce vzájemné koherence) v určité oblasti časoprostoru pro všechna $m, n \leq N$ faktorizují, t.j. jestliže je lze zapsat ve tvaru součinu komplexních funkcí jednotlivých proměnných:

$$\Gamma_{j_1, j_2, \ldots, j_{m+n}}(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t_2; \ldots; \mathbf{r}_{m+n}, t_{m+n}) =$$
$$= \mathcal{V}^*_{j_1}(\mathbf{r}_1, t_1)\mathcal{V}^*_{j_2}(\mathbf{r}_2, t_2) \ldots \mathcal{V}^*_{j_m}(\mathbf{r}_m, t_m)\mathcal{V}_{j_{m+1}}(\mathbf{r}_{m+1}, t_{m+1}) \ldots \mathcal{V}_{j_{m+n}}(\mathbf{r}_{m+n}, t_{m+n}),$$

nazývá se pole (v této oblasti) koherentním $2N$-tého řádu. Je-li pole koherentní $2N$-tého řádu pro libovolné N, pak se nazývá **úplně koherentním** {*full coherent*}. V rámci klasické elektrodynamiky jde o deterministické pole, v němž amplitudy ani fáze jednotlivých módů nefluktuují. V kvantovém případě má vlastnost úplné koherence např. pole v ↗koherentním stavu. Praktickým příkladem koherentního světla je svazek generovaný dobře stabilizovaným jednomodovým laserem.

Kvazimonochromatické světlo {*quasi-monochromatic light*};
světlo, jehož šířka spektra $\Delta\omega$ je sice nenulová, nicméně mnohem menší než jeho střední (kruhová) frekvence $\bar{\omega}$, t.j. $\Delta\omega/\bar{\omega} \ll 1$. Popíše-li se kvazimonochromatické pole ↗analytickým signálem ve tvaru $V(t) = A(t) \exp(-i\omega t)$, pak komplexní amplituda $A(t)$ (její modul představuje „obálku“ pole) se ve srovnání s rychle oscilující exponenciální funkcí mění s časem velmi pomalu.

Prostorová koherence {*spatial coherence*};
statistická závislost mezi veličinami popisujícími optické záření v různých bodech prostoru. Například v Youngově dvouštěrbinovém experimentu, kde záření dopadá na

stínítko se dvěma úzkými štěrbinami, za nímž dochází k interferenci vln šířících se od obou otvorů, má prostorová koherence dopadajícího záření podstatný vliv na kontrast vznikajících interferenčních proužků. Jsou-li hodnoty pole v místech, kde se nacházejí štěrbiny, zcela nekorelované, kontrast interferenčních proužků je nulový. Prostorovou koherenci pole v jistém časovém okamžiku t lze charakterizovat ↗stupněm koherence $\gamma(\mathbf{r}_1, t; \mathbf{r}_2, t)$, kde $\mathbf{r}_1$ a $\mathbf{r}_2$ jsou polohové vektory. Ve stacionárním případě tato veličina nezávisí na čase. Lze také použít ↗vzájemné intenzity. ↗Funkce vzájemné koherence $\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)$ popisuje prostorovou koherenci při jakémkoli časovém zpoždění τ. Užitečnou alternativou je popis prostorové koherence ve frekvenční oblasti pomocí ↗vzájemné spektrální hustoty. V procesu šíření světla se prostorová koherence zlepšuje (viz ↗van Cittertovu-Zernikeovu větu). Mírou prostorové koherence je **koherenční plocha** {*coherence area*}. Je to množina bodů $\mathbf{r}_1$ v dané rovině (procházející bodem $\mathbf{r}_2$), pro které je stupeň koherence $\gamma(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t_2)$ výrazně odlišný od nuly, t.j. větší než nějaká předepsaná hodnota (např. 1/2 nebo $1/e$). V případě Youngova experimentu budou mít interferenční proužky dostatečně velký kontrast, pokud oba otvory budou ležet uvnitř koherenční plochy. Koherenční plocha ideálně koherentního světla je nekonečná. Světlo vyzařované prostorově nekoherentním zdrojem (např. zahřátým povrchem tepelného zdroje) o ploše S má koherenční plochu velikosti $(\bar{\lambda} d)^2/S$, kde $\bar{\lambda}$ je střední vlnová délka a d je vzdálenost od zdroje. Velikost koherenční plochy je ovšem třeba chápat relativně k rozměrům optického systému. Je-li koherenční plocha např. větší než největší apertura, lze se na světlo dívat jako na prostorově koherentní. Je-li naopak menší než rozlišení optického systému, je možné světlo pokládat za prostorově nekoherentní.

Časová koherence {*temporal coherence*};
statistická závislost mezi veličinami popisujícími optické záření v různých časových okamžicích. Časová koherence má vliv na kontrast interferenčních proužků v případech, kdy interferují dva svazky vniklé rozdělením svazku jediného, z nichž jeden je vůči druhému zpožděn (viz např. ↗Michelsonův interferometr). Časová koherence v určitém pevném prostorovém bodě $\mathbf{r}$ se charakterizuje ↗stupněm koherence $\gamma(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}, t+\tau)$. Jedná-li se o statisticky stacionární pole, což se obvykle předpokládá, nezávisí tento stupeň koherence na čase t, ale pouze na časovém rozdílu τ; píše se pak zkráceně $\gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \tau)$. Mírou časové koherence je **koherenční čas** {*coherence time*} τ_c. Obecně je τ_c šířkou funkce $|\gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \tau)|$. Je to vlastně doba, za kterou modul stupně koherence, klesá-li monotonně, klesne na dostatečně nízkou hodnotu. Definice šířky funkce je věcí konvence. Obvykle se pro koherenční čas používá některá z následujících dvou definic:

$$\tau_c^{(1)} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \tau^2 |\gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \tau)|^2 \, d\tau}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \tau)|^2 \, d\tau}$$

nebo

$$\tau_c^{(2)} = \int_{-\infty}^{+\infty} |\gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \tau)|^2 \, d\tau.$$

Jde o jakýsi „paměťový čas“. Pole se jeví v tomto časovém úseku jako hladká funkce, při zkoumání v delším časovém intervalu však je „drsné“ a nepravidelné. V časech delších něž je koherenční čas systém stačí „zapomenout“ svoji minulost. Pro stacionární pole je koherenční čas nepřímo úměrný šířce spektra $\Delta\omega$, tedy $\tau_c \propto 1/\Delta\omega$, což je důsledkem Wienerovy-Chinčinovy věty. Vzdálenost $l_c = c\tau_c$ (kde c je rychlost světla) se nazývá **koherenční délka** {*coherence length*}. Udává největší dráhový rozdíl v ↗Michelsonově nebo ↗Machově-Zehnderově interferometru, při kterém jsou ještě pozorovatelné interferenční proužky.

Vzájemná spektrální čistota {*cross-spectral purity*};
nezávislost spektrálního složení světla na poloze („invariance spektra“ vůči šíření). V některých případech lze ↗vzájemnou spektrální hustotu vyjádřit (přinejmenším přibližně v určité oblasti prostoru) jako součin funkce prostorových souřadnic a funkce frekvence: $W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)s(\omega)$. Tvar ↗spektra takového optického záření nezávisí na poloze (i když celková intenzita se v různých místech lišit může). Jinými slovy, barevný obraz bude všude stejně barevný, měnit se bude pouze jeho jas. Hovoří se pak o světle vzájemně spektrálně čistém. Funkce vzájemné koherence musí mít v takovém případě tvar součinu funkce prostorových souřadnic a funkce časového rozdílu: $\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)g(\tau)$, kde $g(\tau)$ je inverzní Fourierova transformace $s(\omega)$. Je-li faktorizace provedena tak, že $\int s(\omega)d\omega = 1$, pak $G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ není nic jiného než ↗vzájemná intenzita $\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0)$. Nutno podotknout, že v obecném případě zmíněnou faktorizaci provést nelze a tvar spektra se může bod od bodu lišit.

Koherenční matice {*coherence matrix*}
popisuje polarizační vlastnosti elektromagnetického pole. Pro statisticky stacionární rovinnou vlnu šířící se v kladném smyslu osy z, popsanou vektorem pole se složkami E_x a E_y ve tvaru ↗analytických signálů (složka E_z je nulová vzhledem k transverzalitě pole) se definuje koherenční matice vztahem

$$\mathsf{J}(\tau) = \begin{pmatrix} J_{xx}(\tau), & J_{xy}(\tau) \\ J_{yx}(\tau), & J_{yy}(\tau) \end{pmatrix},$$

kde $J_{ij}(\tau) = \langle E_i^*(t)E_j(t+\tau)\rangle$; $i, j = x, y$ a závorky $\langle \ldots \rangle$ označují statistickou střední hodnotu. Pro $\tau = 0$ je koherenční matice hermitovská a lze ji tedy zapsat ve tvaru

$$\mathsf{J}(0) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} S_0 + S_1, & S_2 + iS_3 \\ S_2 - iS_3, & S_0 - S_1 \end{pmatrix},$$

kde reálná čísla

$$\begin{aligned} S_0 &= J_{xx} + J_{yy}, \\ S_1 &= J_{xx} - J_{yy}, \\ S_2 &= J_{xy} + J_{yx}, \\ S_3 &= i(J_{yx} - J_{xy}) \end{aligned}$$

jsou tzv. **Stokesovy parametry** {*Stokes parameters*}. Prochází-li vlna optickými prvky, jejichž vliv na pole lze vyjádřit vztahem $(E'_x, E'_y) = (E_x, E_y)\,\mathsf{L}$, kde L je matice

$2{\times}2$, transformuje se koherenční matice podle vztahu $\mathsf{J}'(\tau) = \mathsf{L}^{+}\,\mathsf{J}(\tau)\,\mathsf{L}$; zde L^{+} označuje matici hermitovsky sdruženou k L. V případě ↗nepolarizovaného světla platí, že

$$\mathsf{J}(0) = \frac{I}{2}\begin{pmatrix} 1, & 0 \\ 0, & 1 \end{pmatrix},$$

kde I je intenzita světla. Znamená to, že x-ová a y-ová složka pole jsou zcela nekorelovány. Naopak, je-li světlo například lineárně polarizované ve směru osy x, pak jediným nenulovým prvkem koherenční matice $\mathsf{J}(0)$ je $J_{xx}(0) = I$. Obecnou koherenční matici lze vhodnou podobnostní transformací převést na diagonální tvar:

$$\mathsf{J}(0) = \frac{I}{2}\begin{pmatrix} 1+P, & 0 \\ 0, & 1-P \end{pmatrix},$$

kde I je opět intenzita a

$$P = \left(1 - \frac{4\det \mathsf{J}(0)}{[\mathrm{Tr}\,\mathsf{J}(0)]^2}\right)^{1/2}.$$

Veličina P se nazývá **stupeň polarizace** {*degree of polarization*}. Pro polarizované světlo je $P = 1$, pro nepolarizované $P = 0$ a pro částečně polarizované světlo platí $0 < P < 1$.

MATICE INTENZITY {*intensity matrix*};
matice reprezentující intenzity a ↗vzájemné intenzity záření v různých bodech prostoru. Umožňuje maticově formulovat interferenční zákon a popsat šíření částečné koherence. Lze-li pole, např. na nějaké omezené oblasti roviny, rozvinout podle úplného ortonormálního systému funkcí $\{u_n(\mathbf{r})\}$, pak vzájemnou intenzitu je možno v této oblasti zapsat ve tvaru

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) = \sum_n \sum_m A_{nm} u_n^*(\mathbf{r}_1) u_m(\mathbf{r}_2),$$

kde A_{mn} jsou prvky matice intenzity.

VAN CITTERTOVA-ZERNIKEOVA VĚTA {*van Cittert-Zernike theorem*}
umožňuje vypočíst ↗stupeň koherence ↗kvazimonochromatického světla generovaného chaotickým (prostorově nekoherentním) plošným zdrojem v oblasti velmi vzdálené od zdroje (vzhledem k vlnové délce a k rozměrům zdroje) pomocí intenzitního rozdělení na zdroji. Je-li $I_0(\mathbf{r})$ hustota optického výkonu vyzařovaného zdrojem v místě s polohovým vektorem $\mathbf{r}$ a platí-li $|\tau + (d_1 - d_2)/c| \ll 1/\Delta\omega$, pak stupeň koherence

$$\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = \frac{\exp(-i\bar{\omega}\tau)}{\sqrt{I(\mathbf{r}_1) I(\mathbf{r}_2)}} \int_\sigma I_0(\mathbf{r}) \frac{\exp[-i\bar{k}(d_1 - d_2)]}{d_1 d_2}\, d\mathbf{r},$$

kde intenzita

$$I(\mathbf{r}_j) = \int_\sigma \frac{I_0(\mathbf{r})}{d_j}\, d\mathbf{r} \qquad (j = 1, 2);$$

$\bar{\omega}$ je střední frekvence a $\Delta\omega$ šířka spektrální čáry kvazimonochromatického záření, $\bar{k} = \bar{\omega}/c$ a $d_j = |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}|$; integruje se přes plochu zdroje. Tyto vztahy vyjadřují van Cittertovu-Zernikeovu větu. V případě, že se jedná o kruhový zdroj o poloměru ρ, má stupeň koherence v rovině pozorování, nacházející se ve vzdálenosti d od roviny zdroje, tvar

$$\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = \exp\left[i\left(\frac{\bar{k}(|\mathbf{r}_{\perp 2}|^2 - |\mathbf{r}_{\perp 1}|^2)}{2d} - \bar{\omega}\tau\right)\right] \frac{2J_1\left(\bar{k}\rho|\mathbf{r}_{\perp 1} - \mathbf{r}_{\perp 2}|/d\right)}{\bar{k}\rho|\mathbf{r}_{\perp 1} - \mathbf{r}_{\perp 2}|/d},$$

kde $\mathbf{r}_{\perp j}$ je projekce vektoru $\mathbf{r}_j$ do roviny pozorování a J_1 je Besselova funkce prvního řádu. Jak je vidět, i (prostorově) zcela nekoherentní zdroj vytváří v prostoru částečně koherentní pole. Prostorová koherence se při šíření zlepšuje.

Michelsonův hvězdný interferometr {*Michelson stellar interferometer*}; zařízení pro měření úhlového průměru hvězd interferenční metodou. Schéma Michelsonova hvězdného interferometru je na obr. 1. Jedná se o obdobu Youngova dvou-

Obr. 1: Michelsonův hvězdný interferometr.

štěrbinového experimentu. Na stínítku S lze pozorovat interferenční proužky vznikající interferencí světla vstupujícího dvěma štěrbinami. ↗Kontrast interferenčních proužků je roven modulu ↗stupně koherence v bodech P_1 a P_2. Považujeme-li hvězdu za nekoherentní kruhový světelný zdroj o průměru 2ρ, pak modul stupně koherence (viz ↗van Cittertovu-Zernikeovu větu)

$$|\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)| = \left|\frac{2J_1\left(\bar{k}\rho d/r\right)}{\bar{k}\rho d/r}\right|,$$

kde $\bar{k}$ je střední vlnové číslo, J_1 je Besselova funkce prvního řádu a r je vzdálenost hvězdy. Mění-li se vzdálenost d zrcadel M_1 a M_2, mění se kontrast interferenčních proužků v bodě Q a jeho okolí podle obr. 2. První vymizení kontrastu nastane pro

Obr. 2: Průběh kontrastu interferenčních proužků.

hodnotu d_0, kdy $\bar{k}\rho d_0/r \approx 3{,}83$. Odtud lze určit úhlový průměr hvězdy

$$\frac{2\rho}{r} \approx 1{,}22\,\frac{\bar{\lambda}}{d_0},$$

kde střední vlnová délka záření $\bar{\lambda} = 2\pi/\bar{k}$. Měřená vzdálenost d_0 je tedy nepřímo úměrná úhlovému průměru hvězdy. První hvězda, jejíž průměr byl touto technikou změřen (α-Orion), má úhlový průměr $2{,}26 \cdot 10^{-7}$ rad, takže pro střední vlnovou délku $\bar{\lambda} = 0{,}57$ μm je vzdálenost zrcadel $d_0 = 3{,}1$ m.

Literatura k části 7.1.6 Koherence světla:

Born, M., Wolf, E.: Principles of optics, Pergamon Press, New York, 1980 (6. vyd.).

Mandel, L., Wolf, E.: Optical coherence and quantum optics, Cabmridge Univ. Press, New York, 1995.

Peřina, J.: Teorie koherence, SNTL, Praha, 1975.

Peřina, J.: Coherence of light, D. Reidel, Dordrecht, 1985 (2. vyd.).

Saleh, B.E.A., Teich, M.C.: Základy fotoniky, sv. 2, Matfyzpress, Praha, 1994.