

MOIRÉ INTERFEROMETRIE POMOCÍ LISOVANÉ DIFRAKČNÍ MŘÍŽKY**MOIRÉ INTERFEROMETRY USING EMBOSSED DIFFRACTION GRATING**Jaroslav Václavík¹**Abstract:**

The contribution deals with using embossed diffraction grating in the field of moiré interferometry and the requirements for grating quality and its production. The influence of object surface unevenness to the interferometric null field is discussed. The suitable interferometer for field measurement is shown and the evaluation double-exposure method is presented.

Klíčová slova: moiré interferometrie, difrakční mřížka, deformace, interferometr

1. Úvod

Moiré difrakční interferometrie je mocný prostředek pro bezkontaktní určení rozložení pole složek tenzoru deformace po ploše předmětu. Principem metody je měření přemístění v rovině předmětu na základě interference dvou rovinných vln, difragovaných na mřížce na předmětu¹.

Replikace mřížky na měřený předmět je relativně složitý, časově náročný proces. Z primární reliéfní mřížky, pořízené obvykle ze silikonového kaučuku, se pořizuje epoxidová sekundární matrice. Po nanesení separátoru se sekundární replika vakuově pokoví a otiskne do tenké vrstvy epoxidové pryskyřice, nanesené na povrchu měřeného předmětu. Po vytvrzení pryskyřice se sekundární matrice zvolna odtrhne a vakuově nanesená vrstva, zachovávající reliéf mřížky, zůstane na povrchu předmětu.

Předložená práce se zabývá problematikou náhrady shora uvedeného postupu replikace mřížkou lisovanou, způsobem vyhodnocení interferenčního obrazce a návrhem provozního typu interferometru.

2. Nároky kladené na difrakční mřížku**2.1 Prostorová frekvence mřížky**

Pro normálovou difrakci používanou v moiré interferometrii platí, že ± 1 . řád je difragován do normály k ploše dle vztahu

$$\sin \alpha = m \lambda f \quad (1)$$

kde m je difrakční řád, λ je vlnová délka a f prostorová frekvence mřížky. Z důvodu maximální difrakční účinnosti je optimální, když zapadnou symetrický $-/+ 1$. řád, avšak tyto

¹ Ing. Jaroslav Václavík, ŠKODA Výzkum s.r.o., Tylova 57, 31600 Plzeň, tel. 019/7044861, fax. 019/533358
e-mail: jvaclavik@vyz.ln.skoda.cz

řády by neměly zapadnout při normálovém dopadu svazku. Dosazením do (1) získáme interval vhodné prostorové frekvence mřížky

$$\frac{1}{\lambda} \leq f \leq \frac{1}{2\lambda} \quad (2)$$

což při použitelnosti mřížky v intervalu vlnových délek (488 až 680) nm představuje prostorovou frekvenci (790 až 1586) mm⁻¹.

2.2 Difrakční účinnost mřížky

Difrakční účinnost mřížky o hloubce h je dána vztahem

$$\gamma = J^2[2\pi \cdot h \cdot f(\cos\alpha + \cos\beta)] \quad (3)$$

Maximální účinnost sinusové difrakční mřížky je $\gamma = 33,9\%$ pro argument Besselovy funkce $\xi = 1,84$, což pro hloubku mřížky h dává vztah

$$h = \frac{1,84}{\pi \cdot f(1 + \cos\alpha)} \quad (4)$$

Vztah (4) pro použitelný interval vlnových délek představuje hloubku (270 až 306) nm.

2.3 Přesnost difrakční mřížky

Fázová změna mezi skutečnou a ideální mřížkou ve směru kolmém na směr mřížkových čar (a obecně v jakémkoliv směru) musí být menší než $\pi/5$ ($p/10$) po celé ploše mřížky. Jinak řečeno, součet změn vzdálenosti (šířky) čar ve směru kolmém k mřížkovým liniím (a obecně v jakémkoliv směru) po celé ploše mřížky musí být menší než je jedna desetina periody mřížky ($p/10$). Tím je zaručeno, že se v nulovém interferenčním poli, za předpokladu ideálních rovinných rekonstrukčních vln, objeví maximálně 0,4 intenzity černého interferenčního proužku.

2.4 Záznam mřížky

Pro dosažení požadované přesnosti mřížky je nutno volit optické prvky s minimem vad. Optimální optické schéma je takové, které vzájemně koriguje chyby obou svazků, vhodné je využití parabolických zrcadel. Protože mřížka pro moiré interferometrii musí být zkřížená, provádí se záznam interferenčního pole dvakrát při pootočení záznamového média o 90°.

2.5 Nerovnosti povrchu mřížky

Lepená mřížka na rozdíl od mřížky replikované kopíruje nerovnosti povrchu měřeného objektu. Natočením mřížky o úhel ψ dojde při neměnných úhlech dopadu svazku α^A , α^B k natočením difragovaných svazků o úhly β^A , β^B pro které platí

$$\beta_A - \beta_B = \Delta\beta = 2 \sin\alpha(1 - \cos\psi) \quad (5)$$

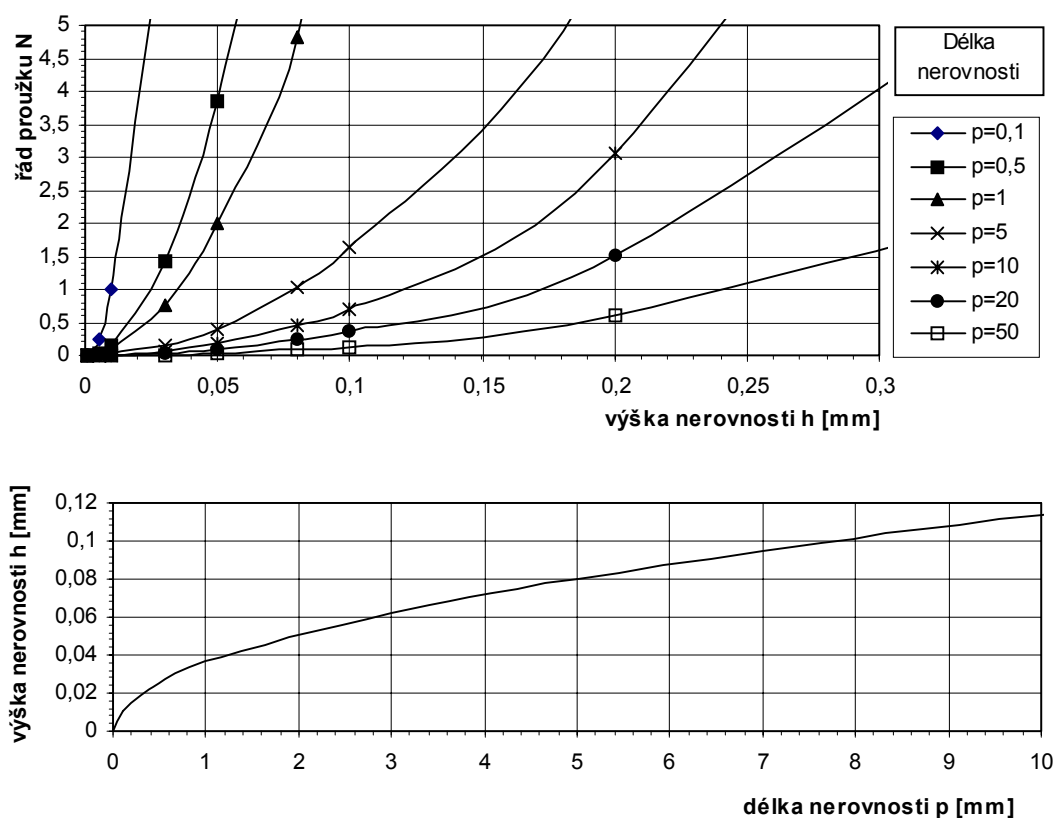
Toto natočení generuje interferenční pole, pro jehož hustotu interferenčních čar platí

$$\frac{\Delta N}{\Delta x} = -\frac{\sin\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)}{\lambda} \quad (6)$$

Potom fázi ϕ interferenčního obrazce lze vyjádřit integrací vztahu (6)

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{x_1}^{x_2} \sin\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right) dx \quad (7)$$

V grafu na obr.1a) je znázorněna maximální hodnota fluktuace fáze ϕ , vyjádřená řádem proužku N v závislosti na výšce nerovnosti h za zjednodušeného předpokladu sinusového průběhu nerovnosti, na obr.1b) je maximální povolená výška nerovnosti pro řád $N \leq 1$.



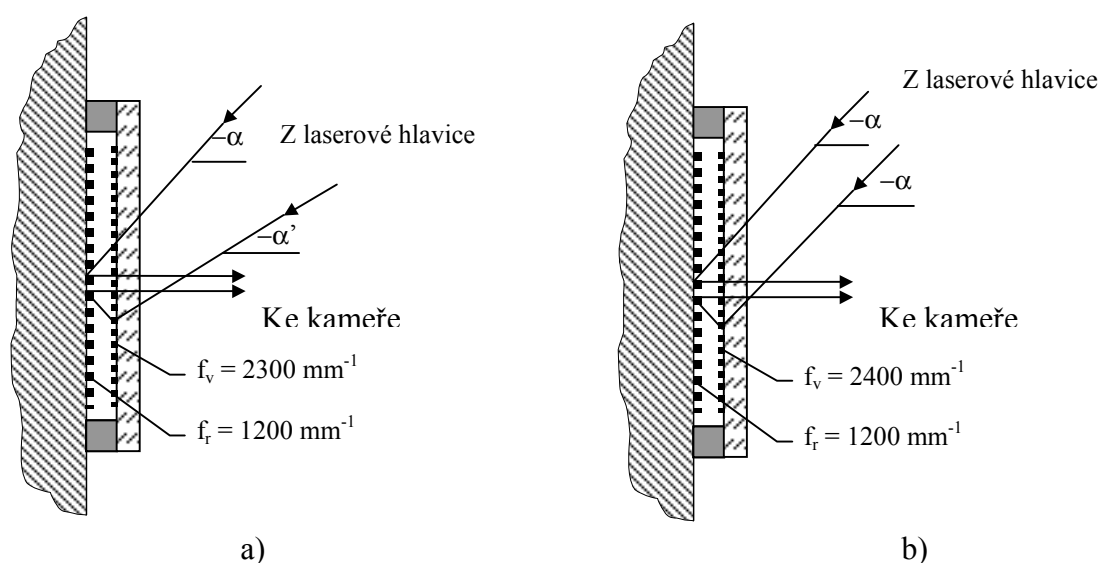
Obr.1 Vliv nerovnosti povrchu mřížky na řád interferenčního proužku

3. Návrh interferometru pro provozní měření

Pro provozní měření s lisovanou mřížkou je navrhována varianta interferometru s reálnou mřížkou dle obr.2 a,b.

Reálná referenční zkřížená mřížka o prostorové frekvenci $f = 2300 \text{ mm}^{-1}$ (a) nebo 2400 mm^{-1} (b) je upevněna v malé vzdálenosti nad měřených povrchem s nalepenou aktivní mřížkou. Referenční rovinná laserová vlna dopadá na předmět pod úhlem α tak, aby k interferenci došlo mezi -1. difrakčním řádem svazku, difragujícího na předmětové mřížce a +1. difrakčním řádem svazku ze svazku difragujícího předtím na referenční mřížce. Oba interferující svazky difragují v normálním směru k povrchu předmětu. Varianta a) využívá dvou referenčních svazků. Jejich vzájemným natáčením, jež je součástí laserové hlavičky, lze nulovat interferenční pole a lze rovněž generovat nosné interferenční proužky. Varianta b) je jednodušší bez možnosti nulování interferenčního pole.

Pro použití s lisovanou mřížkou, kde není předpoklad dokonalého vynulování interferenčního pole, postačuje varianta b), kde nosné proužky je možno generovat vzájemným natočením mřížek a vyhodnocení provést metodou dvojí expozice⁴.



Obr.2 Navrhovaný typ interferometru pro provozní měření

4. Metoda dvojí expozice

Při použití metody dvojí expozice je možno nenulové interferenční pole separovat. Postup k tomu je následující:

Do interferenčního obrazce zavedeme modulační nosnou lineární fázovou funkci $2\pi y F_y$ nebo $2\pi x F_x$, kde F_y , F_x představují konstantní prostorové frekvence nosných proužků, což dosáhneme natočením jednoho ze svazků v rovině xy o úhel $\Delta\alpha_x$ nebo kolem osy kolmé na tuto rovinu o úhel $\Delta\alpha_y$

$$A_1 = a \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} [\psi_1(x, y) + \lambda x F_x] \right\} \quad (8)$$

$$A_1 = a \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} [\psi_2(x, y)] \right\} \quad (9)$$

První expozicí bude v rovině filmu registrována intenzita

$$I_1 = 2a^2 \left\{ 1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} [\gamma(x, y) + \lambda x F_x] \right\} \quad (10)$$

Rovnice popisuje proužkový obrazec daný nosnou frekvencí F_x , který je modulovaný funkcí $\gamma(x, y)$. Po zatížení předmětu bude pro difragované vlny platit

$$A'_1 = a \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} [\psi_1(x, y) + \lambda x F_x + \phi_1(x, y)] \right\} \quad (11)$$

$$A'_2 = a \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} [\psi_2(x, y) + \phi_2(x, y)] \right\} \quad (12)$$

a registrovaná intenzita při druhém fotografickém záznamu bude

$$I_2 = 2a^2 \left\{ 1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} [\gamma(x, y) + \lambda x F_x + \delta(x, y)] \right\}, \quad \text{kde } \gamma(x, y) = \psi_2(x, y) - \psi_1(x, y) \quad (13)$$

Pro celkovou intenzitu fotografického záznamu bude platit

$$I_2 = 4a^2 \left\{ 1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \left[\gamma(x, y) + \lambda x F_x + \frac{1}{2} \delta(x, y) \right] \cos \frac{\pi}{\lambda} \delta(x, y) \right\} \quad (14)$$

Pokud bude nosná frekvence F_x dostatečně vyšší než x -ová složka prostorové frekvence vyjádřená jako $\delta(x, y)/\lambda x$, představuje vztah (14) kvazisinusoidální průběh intenzity s vyšší frekvencí, jež je modulován nízkofrekvenčním členem $\cos \frac{\pi}{\lambda} \delta(x, y)$. Střední intenzita záznamu je rovna $4a^2$, proužky dané druhým členem je možno získat nejlépe eliminací vysokofrekvenční složky filtrací v ohniskové rovině čočky. Světlé proužky se objeví v místech, pro něž platí

$$\cos \frac{\pi}{\lambda} \delta(x, y) = \pm 1; \quad \delta(x, y) = N_x \lambda; \quad u(x, y) = \frac{N_x}{2f_a} \quad (15)$$

Stejným způsobem je možno získat pole přemístěné mezi dvěma stavy zatížení. Stejně jako v případě geometrického moiré je možno nosných proužků použít pro určení znaménka přemístění a gradientu proužků.

5. Závěr

Předložená práce měla za úkol nastínit problematiku použití lisované difrakční mřížky v moiré interferometrii. Tato úloha je řešena prvním rokem v rámci projektu GAČR r.č. 101/00/0941 „Moiré difrakční interferometrie prostřednictvím lepených difrakčních mřížek, lisovaných do fólií“.

Literatura

- [1] Miler,M.,:*Fyzika a holografické difrakční struktury*. Sborník prací k semináři JČSMF, červen 1988.
- [2] Hutley,M.,G.,:*Difraction gratings*, Academic Press, 1982.
- [3] Post,D., Han,B., Ifju,P.: *High Sensitivity Moiré, Experimental Analysis for Mechanics and Materials*, Springer –Verlag Inc., 1994.
- [4] Dai,F.,McKelvie,J.,Post,D.:An Interpretation of Moiré Interferometry from Wawefront Interference Theory, *Optics and Lasers in Engineering*, 12, 1990, pp.101-118.