

Název a číslo úlohy	2 - Difrakce světelného záření
Datum měření	23. 2. 2011
Měření provedli	Tomáš Zikmund, Jakub Kákona
Vypracoval	Tomáš Zikmund
Datum	2. 3. 2011
Hodnocení	

1 Difrakční obrazce

V celé úloze jsme používali He-Ne laser s vlnovou délkou $\lambda = 632,8 \text{ nm}$. Paprsek jsme nasměřovali požadovaným směrem pomocí nastavitelného zrcátka.

Pro pozorování difrakce na hraně jsme museli svazek laserového záření rozšířit. K tomu jsme použili objektiv z mikroskopu. Pro vytvoření čistého svazku jsme do výstupu z objektivu vložili clonku s malým otvorem (bodový zdroj). Před objektiv mikroskopu jsme vložili spojnou čočku, tak aby její ohnisko bylo v místě bodového zdroje a paprsky vycházející z čočky byly rovnoběžné. Do takto rozšířeného svazku jsme vložili tenký rovně zastřížený plech představující ostrou hranu. Ve vzdálenosti přibližně 3,5 m jsme pozorovali difrakční obrazec. V difrakčním obrazci byly znatelné proužky maxim a minim rovnoběžné s hranou, nejlépe pozorovatelné v okolí hrany geometrického stínu.

Pro pozorování dalších difrakčních obrazců jsme použili úzký laserový svazek (bez rozšíření). U difrakce na tenkém drátě jsme pozorovali jedno centrální maximum jehož intenzita nebyla nejvyšší uprostřed, ale spíše na okraji. Další maxima byly od sebe stejně vzdáleny a jejich intenzita klesala se vzdáleností od centrálního maxima.

U difrakce na štěrbině jsme pozorovali podobný obrazec, který se lišil pouze tím, že nejvyšší intenzita centrálního maxima byla uprostřed. To potvrzuje platnost Babinetova doplňkového principu. Protože drát a štěrbinu jsou vzájemně doplňkové útvary, součet jejich polí musí být stejný jako pole samotného svazku bez stínítka. Vedlejší maxima musí být u obou obrazců na stejných místech, avšak jejich pole budou mít opačnou fázi.

Dále jsme pozorovali difrakční obrazec obdélníku, který měl delší stranu vodorovně. Centrální maximum tvořil obdélník, jehož tvar odpovídal tvaru apertury. Ve směru každé stany tohoto obdélníku byla řada vedlejších maxim. Tyto maxima tvořily také obdélníky, jejichž jeden rozměr odpovídal délce přilehlé strany hlavního maxima a druhý odpovídal přibližně polovině délky druhé strany hlavního maxima.

U difrakčního obrazce kruhové apertury jsme pozorovali jedno kruhové maximum a několik soustředných kruhových maxim okolo něj.

Pro výpočet Fresnelova čísla platí vztah

$$N_F = \frac{\bar{x}_{max}^2 + \bar{y}_{max}^2}{\lambda z}.$$

Například pro difrakční obrazec obdélník o rozměrech $a = 89 \mu\text{m}$ a $b = 112 \mu\text{m}$ ve vzdálenosti 351 cm vychází Fresnelovo číslo

$$N_F = 0,009 \ll \frac{1}{2}.$$

Určitě se tedy jedná o vzdálenou zónu. Fresnelovo číslo pro tento obdélník $N_F = \frac{1}{2}$, právě když je difrakční obrazec vzdálen 6,5 cm. Ve Fresnelově zóně, tedy blíž než 6,5 cm jsme však žádné difrakční obrazce nepozorovali. Je to způsobeno tím, že fáze pole v této zóně je velmi proměnlivá a velmi citlivě závislá na vzdálenosti.

2 Výpočet velikosti apertur podle difrakčního obrazce

Vzdálenost stínítka od apertury je ve všech případech stejná a to $z = 351$ cm. U difrakčního obrazce štěrbin jsme změřili vzdálenost -5. a 5. maxima $d_5 = 13$ cm. Odtud vzdálenost prvního minima $x_1 = 1,3$ cm. Pro výpočet šířky štěrbin vyjdeme ze vzorce

$$x_m = \frac{m\lambda z}{a},$$

odkud vyjádříme šířku štěrbin

$$a = \frac{m\lambda z}{x_m}.$$

Po dosazení hodnoty x_1 vychází šířka štěrbin

$$a = 171 \mu\text{m}.$$

Pro difrakční obrazec drátu jsme naměřili vzdálenost -5. a 5. maxima $d_5 = 22,7$ cm. Odtud vzdálenost prvního minima $x_1 = 2,27$ cm. Z Babinetova principu plyne, že pro difrakční minima drátu musí platit stejný vzorec jako pro štěrbinu

$$a = \frac{m\lambda z}{x_m},$$

kde a je průměr drátu. Po dosazení x_1 vychází

$$a = 98 \mu\text{m}.$$

Drát tedy pravděpodobně bude mít průměr 0,1 mm.

Při měření -5. a 5. maxima obdélníkové apertury nám vyšla vzdálenost ve vodorovné ose $d_{5v} = 25$ cm a vzdálenost ve svislé ose $d_{5s} = 19,9$ cm. Odtud vzdálenost prvního minima ve vodorovné ose $x_1 = 2,5$ cm a ve svislé ose $y_1 = 1,99$ cm. Z výrazu pro intenzitu difrakčního obrazce obdélníkové apertury uvedeného v [1] je vidět, že pro jednotlivé rozměry obdélníkové apertury bude platit stejný vzorec jako pro štěrbinu. Proto

$$a = \frac{m\lambda z}{x_m}, \quad b = \frac{m\lambda z}{y_m}.$$

Po dosazení x_1 a y_1 dostáváme

$$a = 89 \mu\text{m}, \quad b = 112 \mu\text{m}.$$

U apertury bylo uvedeno, že se jedná o čtverec o stranách $89 \mu\text{m}$, jedna strana tedy odpovídá naměřeným údajům.

Pro kruhovou aperturu jsme naměřili následující průměry prvních minim: $d_1 = 19,5$ mm, $d_2 = 36$ mm, $d_3 = 53$ mm. Pro poloměry tedy platí: $r_1 = 9,75$ mm, $r_2 = 18$ mm, $r_3 = 26,5$ mm. Ze vzorců

$$r_1 = \frac{1,22\lambda z}{d}, \quad r_2 = \frac{2,23\lambda z}{d}, \quad r_3 = \frac{3,24\lambda z}{d}$$

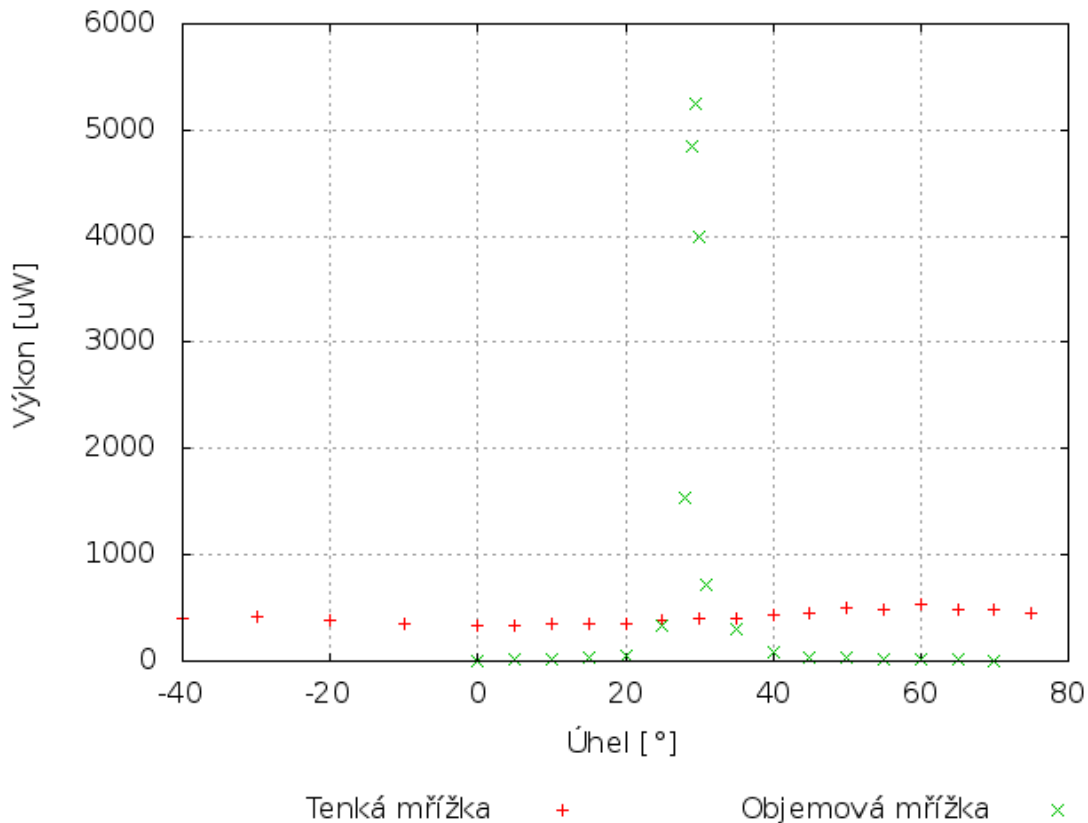
vypočteme tři hodnoty pro průměr kruhové apertury

$$d \approx 277,9 \mu\text{m} \approx 275,2 \mu\text{m} \approx 271,6 \mu\text{m}.$$

Vzájemná odchylka jednotlivých výsledků je důsledkem nepřesného měření průměrů difrakčních minim.

3 Závislost difrakční účinnosti na úhlu dopadu

Difrakční účinnost obou typů mřížek jsme měřili radiometrickým wattmetrem, tak že jsme difrakční mřížku připevnili do otočného stojánku s úhloměrem a při osvětlení svazkem našli první difrakční řád. Do tohoto místa jsme pak umístili měřící diodu wattmetru. Natáčením stojánku jsme pak měnili úhel svazku a zapisovali hodnoty výkonu dopadajícího na detektor. Vlivem lomu v podložce mřížky bylo ale třeba postupně upravovat pozici detektoru, aby citlivá plocha stále zůstávala osvětlena difrakčním řádem. Naměřená závislost je pak vidět v grafu 1.



Obrázek 1: Závislost difrakční účinnosti prvních řádu tenké a objemové mřížky na úhlu dopadu

4 Výpočet period mřížek

Vzdálenost difrakčního obrazce od mřížky je všech případech $z = 351$ cm. U tenké fázové mřížky jsme naměřili vzdálenost mezi -1. a 1. minimem $d_1 = 44,7$ cm. Odtud vzdálenost prvního minima $r_1 = 22,35$ cm. Dále jsme změřili vzdálenost třetího minima $r_3 = 69,8$ cm. Pro výpočet periody vyjdeme ze skalární mřížkové rovnice

$$\sin(\theta_m) - \sin(\theta_i) = m \cdot \frac{\lambda}{\Lambda},$$

kde θ_m je úhel difrakce do m -tého difrakčního maxima a θ_i je úhel dopadu rovinné vlny na mřížku. Úhel θ_i je v našem případě nulový. Pro mřížkovou periodu Λ bude tedy platit

$$\Lambda = m \cdot \frac{\lambda}{\sin(\theta_m)} \approx m \cdot \frac{\lambda}{\text{tg}(\theta_m)} = m \cdot \frac{\lambda z}{r_m}.$$

Po dosazení r_1 a r_3 vychází

$$\Lambda \approx 9,9 \mu\text{m} \approx 9,5 \mu\text{m}.$$

U tenké amplitudové mřížky jsme naměřili vzdálenost mezi -1. a 1. minimem $d_1 = 41,5 \text{ cm}$. Odtud vzdálenost prvního minima $r_1 = 20,75 \text{ cm}$. Dále jsme změřili vzdálenost třetího minima $r_3 = 63,5 \text{ cm}$. Ze stejného vzorce jako v předchozím případě vypočteme po dosazení r_1 a r_3 mřížkovou periodu

$$\Lambda \approx 10,7 \mu\text{m} \approx 10,5 \mu\text{m}.$$

Braggův úhel objemové mřížky jsme našli tak, že jsme wattmetr nastavili na vlnovou délku $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ a měřili jsme výkon maxima prvního difrakčního řádu. Snímač jsme se snažili nastavit kolmo na dopadající záření a udržovat stále ve stejné vzdálenosti od mřížky. Pomocí wattmetru jsme našli úhel dopadu rovinné vlny na mřížku, při kterém byl výkon záření prvního maxima nejvyšší. Pro objemovou mřížku nám vyšel tento Braggův úhel

$$\theta_B = 29,5^\circ.$$

Při tomto úhlu jsme změřili vzdálenost mřížky od stínítka $z = 121 \text{ mm}$ a vzdálenost prvního maxima od nultého maxima $x = 190 \text{ mm}$. Stínítka bylo umístěné kolmo na svazek nultého maxima. Pro úhel mezi paprsky prvního a nultého maxima tedy platí

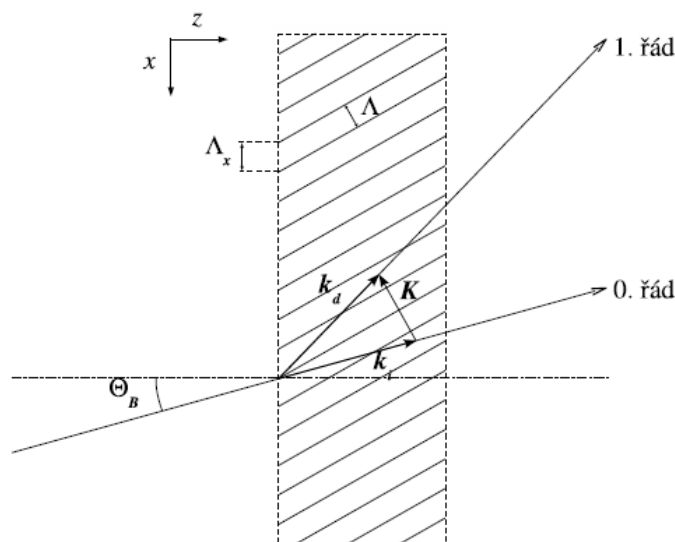
$$\text{tg}(\theta_1) = \frac{x}{y}, \quad \theta_1 = 57,5^\circ.$$

Vlnový vektor vlny nultého maxima označíme k_1 . Z Braggovy podmínky a z obrázku 2 plyne vztah

$$\sin\left(\frac{\theta_1}{2}\right) = \frac{|K|}{k_1} = \frac{\lambda}{2\Lambda},$$

odkud

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta_1}{2}\right)} = 657,8 \text{ nm}.$$



Obrázek 2: Objemová mřížka při splnění Braggově podmínce

Nakonec jsme ještě změřili vzdálenost nultého a prvního maxima další tenké amplitudové mřížky $r_1 = 54 \text{ mm}$ ve vzdálenosti $z = 465 \text{ mm}$. Z rovnice pro tenkou mřížku jsme vypočítali

$$\Lambda = 5,5 \mu\text{m}.$$

U této mřížky jsme v předchozí úloze měřili selektivní křivku.

5 Rozdíly mezi difrakcí na tenké a objemové mřížce

Z grafu na obrázku 1 je vidět značný rozdíl v rozložení difrakční účinnosti na úhlu dopadajícího záření vzhledem k typu difrakční mřížky. Je zřejmé, že objemová mřížka je velmi citlivá na úhel a má vysokou difrakční účinnost pouze ve velmi úzkém rozsahu. To je dáno nutností splnění Braggovy podmínky, která vyžaduje, aby příspěvky od jednotlivých elementárních vlnoploch vznikajících na mřížce byly soufázové. A vzhledem k tomu, že v objemové mřížce se světlo může šířit po drahách různé optické délky, bude soufázovost splněna pouze pro konkrétní úhel. Tento problém nenastává u tenkých mřížek, kdy nemůže dojít k výraznému fázovému rozdílu elementárních vlnoploch a difrakční účinnost se úhlem dopadajícího záření mění pouze minimálně.

Reference

- [1] Kolektiv KFE FJFI ČVUT: *Úloha č. 2 - Difrakce světelného záření*, [online], [cit. 2. března 2010], http://optics.fjfi.cvut.cz/files/pdf/ZPOP_02.pdf