Lézerfény hullámhosszának mérése vonalzóval

A fenti mérés az idei Kunfalvi Rezső olimpiai válogatóverseny egyik feladata volt.

Meglepő, de a mérés eszközigénye egészen minimális, elve pedig lényegében nem mutat túl a középiskolai fizikatananyagon. Ám mind az elméleti háttér kidolgozása, mind a gyakorlati kivitelezése a versenyzők feladata volt. A továbbiakban vázolom a mérés elméleti hátterét, majd egy lehetséges kivitelezési módot. Vigyázat, a lézerfény maradandó látáskárosodást okozhat! Ha esetleg megismételnénk a mérést, ne nézzünk a lézernyalábba, és a lézer bekapcsolása előtt győződjünk meg arról, hogy sem a direkt, sem a visszaverődő, illetve elhajló nyalábok nem jutnak más szemébe!

A mérés elvi háttere

A lézerfényt lapos szögben a vonalzóra ejtve, a fény útjába helyezett ernyőn (lásd *2. ábra*) elhajlást figyelhetünk meg. Ezt vizsgáljuk most. Habár a periodikusan ismétlődő, vékony osztások alapján könnyen az optikai rács esetével rokoníthatnánk a problémát, ezt két okból sem tehetjük meg:

(a) az osztásokra ferdén esik a lézerfény, így az egyes osztásokat a fény nem ugyanazon fázisban éri el,

(b) a rács esetén vékony réseken jut át a fény, itt pedig az osztások elnyelik a fényt, a többi rész pedig visszaveri – így a probléma geometriáját tekintve a rács „komplementerével” van dolgunk.

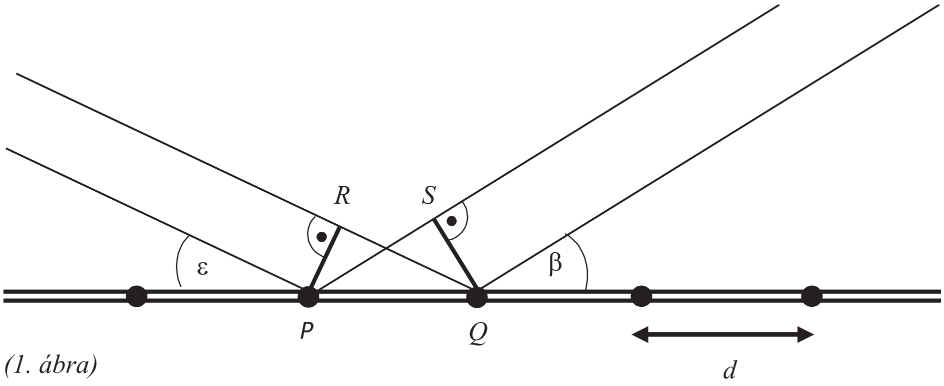
A további elméleti vizsgálatokat ezek figyelembevételével végezzük.

A további számítások során kihasználjuk, hogy kis szögek koszinusza közelítőleg (x<<1)

$$\cos(x) \approx 1 - \frac{x^2}{2} \qquad (1)$$

A vonalzón $d = 1$ mm-enként osztások találhatóak, amelyről nem verődik annyi fény vissza, mint a vonalzó felületéről máshonnan. Az egyszerűség kedvéért feltételezzük, hogy az osztások a rájuk eső fényt teljes mértékben elnyelik. A továbbiakban az osztások vastagságát elhanyagoljuk.

Tekintsük az *1. ábrát*! Zárjon be a lézerfény ε szöget a vonalzóval!



(1. ábra)

Képzeljük el egy pillanatra, hogy nincsenek osztások a vonalzón! Ekkor közismerten csak a visszaverődő nyaláb (az ábrán $\beta = \varepsilon$ esetén) irányában kapunk erősítést, minden más irányban kioltást. A vonalzó pontjai, melyekről a lézerfény visszaverődik, a Huygens–Fresnel-elv szerint elemi gömbhullámok kiindulópontjainak tekintendők, amelyek szuperpozíciójának eredménye a kioltás minden $\beta \neq \varepsilon$ szögre. A szuperponálandó hullámokat bontsuk két részre, azokra, amelyek olyan helyről indulnak, ahol vonás lenne („V" hullámok), illetve a többire („T" hullámok) (most még úgy vesszük, hogy nincsenek osztások).

Ekkor a „V" hullámok olyan β irányokban erősítenék egymást, ahol két szomszédos „vonáshelyről" (pl. P és Q az ábrán) induló hullámok közti Δs útkülönbség a fény λ hullámhosszának egész számú többszöröse (ld. az optikai rács jól ismert példáját). Az erősítés feltétele: (k egész szám)

$\Delta s = k\lambda$

Ez az útkülönbség az ábrán látható módon:

$\Delta s = QR - PS = d\cdot\cos(\varepsilon) - d\cdot\cos(\beta) \approx d\,(\frac{\beta^2}{2} - \frac{\varepsilon^2}{2})$ *(1)* alapján

Ekkor

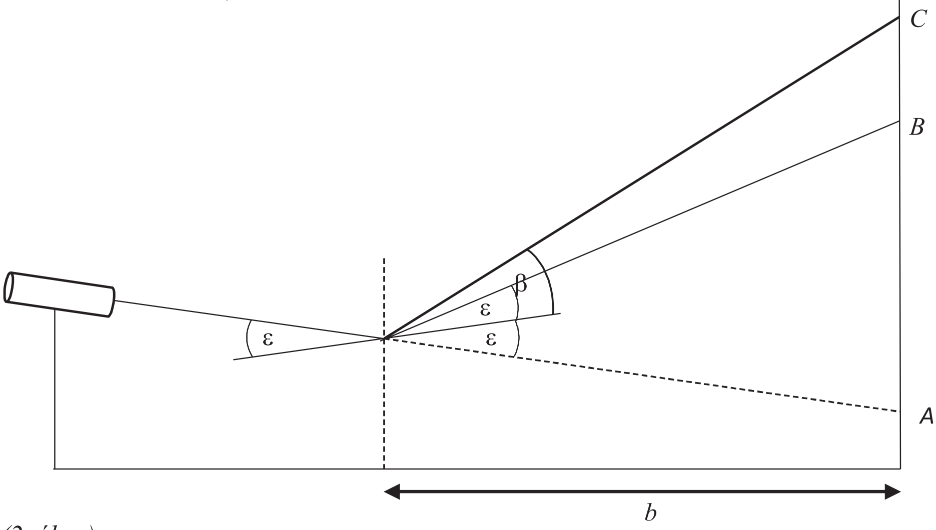
$k\lambda = d\,(\frac{\beta^2}{2} - \frac{\varepsilon^2}{2})$, innét az erősítési irányokra

$$\beta = \sqrt{\frac{2k\lambda}{d} + \varepsilon^2} \qquad (2)$$

Ekkor $\beta \neq \varepsilon$ esetén, ha a „V" hullámok erősítik egymást, a „T" hullámok is erősítik egymást, hiszen a „T" és „V" hullámok szuperpozíciója ebben az irányban kioltást ad, így a „T" hullámok szuperpozíciójának eredménye nem lehet nulla, mert ekkor erre „V" hullámokat rászuperponálva megvilágítást kapnánk, és osztások nélküli esetben *(tehát most)* nincs ezen irányban megvilágítás.

Most vegyük figyelembe az osztásokat! Ez azt jelenti, hogy nincsenek „V" hullámok. Ekkor azon *(2)* szerinti irányokban, ahol „T" hullámok erősítik egymást, megvilágítást tapasztalunk! (Mert most csak a „T" hullámok vannak jelen.) A visszavert nyaláb természetesen ebben az esetben is megfigyelhető ($\beta = \varepsilon$ esete).

A mérési elrendezés, a mérés menete



(2. ábra)

A lézerfény direkt nyalábjának helyét megjelöljük az ernyőn (A). A *2. ábrán* látható módon a vonalzót valamely, a vízszintessel nem túl nagy szöget bezáró helyzetben rögzítjük (a versenyen egy kémcsőfogóval tettük meg ezt). A visszavert nyaláb helyét is bejelöljük (B). Ezen kívül valamely elhajló nyaláb helyét is bejelöljük (C).

A következőkben kihasználjuk, hogy kis szögek tangensére: (x<<1)

$\mathrm{tg}(x) \approx x$

Ekkor könnyen belátható, hogyha a vonalzó és az ernyő távolságát az ábrán látható módon b-vel jelöljük, akkor

$AB \approx 2b\varepsilon$, és $AC \approx b(\varepsilon+\beta)$.

Innét az adott erősítési irányokra:

$\beta = \frac{AC}{b} - \varepsilon$, ekkor *(2)* szerint

$\sqrt{\frac{2k\lambda}{d} + \varepsilon^2} = \frac{AC}{b} - \varepsilon$, innét

$\frac{2\lambda}{d} k + \varepsilon^2 = (\frac{AC}{b} - \varepsilon)^2$.

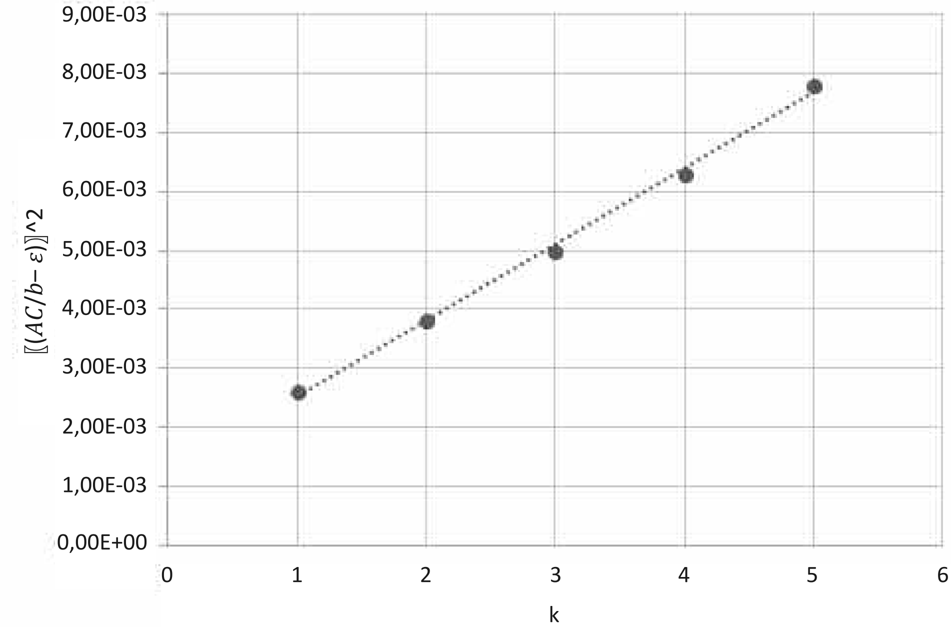
Mivel $\varepsilon = \frac{AB}{2b}$, így a jobb oldal számolható, azt k függvényében ábrázolva egyenest kell kapnunk, hiszen a bal oldal k lineáris függvénye. Ennek meredeksége $m = \frac{2\lambda}{d}$, ahonnét d ismeretében λ számolható.

A versenyen végzett mérések esetén $b = 45$ cm ± 3 cm volt, míg $AB = 32$ mm ± 1 mm volt.

A mért adatok:

k (rend sorszáma)	1	2	3	4	5
AC (mm) ± 1 mm	39	44	48	52	56
$(\frac{AC}{b} - \varepsilon)^2$	$2{,}6 \cdot 10^{-2}$	$3{,}8 \cdot 10^{-2}$	$5{,}0 \cdot 10^{-2}$	$6{,}3 \cdot 10^{-2}$	$7{,}8 \cdot 10^{-2}$

Az adatpárokat ábrázolva kapjuk az alábbi grafikont:



$y = 1{,}29\text{E-}03x + 1{,}23\text{E-}03$ $\qquad$ $R^2 = 9{,}98\text{E-}01$

Így az *m* meredekségből:
$\lambda = \frac{md}{2} = 1\ \text{mm} \cdot 0{,}5 \cdot 0{,}00129 = 645\ \text{nm} \pm 2\%$ (hibabecslés a grafikonról)
Megnyugtató a kapott hullámhosszérték, hiszen a mérést vörös színű lézerfénnyel végeztem.

Kovács Péter Tamás 12.N
Tanárai: Juhász Tibor, Pálovics Róbert