

**GÁZOK DISZPERZIÓJÁNAK MÉRÉSE
ULTRARÖVID LÉZERIMPULZUSOK SPEKTRÁLISAN
BONTOTT INTERFERENCIÁJÁVAL**

TDK-DOLGOZAT

ÍRTA:
BÖRZSÖNYI ÁDÁM
IV. FIZIKUS

TÉMAVEZETŐ:
DR. OSVAY KÁROLY
EGYETEMI DOCENS

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM
OPTIKAI ÉS KVANTUMELEKTRONIKAI TANSZÉK

SZEGED, 2004

TARTALOMJEGYZÉK

Bevezetés	1
I. Elméleti áttekintés	2
I.1 A diszperzív közegek és a fázisderiváltak kapcsolata.....	2
I.2 Spektrálisan bontott interferencia	3
II. A mérési elrendezések.....	7
II.1 Mérési elrendezés változtatható hosszúságú levegőoszloppal.....	7
II.2 Mérések vákuumcsővel.....	9
III. A mérési eredmények és diszkusszió.....	12
III.1 Eredmények különböző hosszúságú levegőoszlopokra.....	12
III.2 Eredmények vákuumcsővel.....	16
IV. Összegzés.....	19
V. Függelék: A kiértékeléshez használt program bemutatása	20
V.1 A kiértékeléssel kapcsolatos problémák.....	20
V.2 Az új kiértékelőprogram.....	21
V.3 Maximum- és minimumhelyek keresése	21
V.4 A fény hullámhossza és az interferenciahullámok hullámhossza közti kapcsolat	22
V.5 Az interferenciaképek normálása	23
V.6 Az amplitúdók kiegyenlítése	24
V.7 Illesztés	25
V.8 Polinom illesztése a fázisgörbére	27
Irodalomjegyzék	28
Köszönetnyilvánítás.....	29

BEVEZETÉS

Napjainkban a lézerfizika egyik fő irányvonala a lézerimpulzusok időbeli felfutásának rövidítése, illetve félérték-szélességének minimalizálása. Az elmúlt 30 évben hat nagyságrenddel (10 ns-ról 4 fs-ra) sikerült csökkenteni az impulzusok hosszát. A Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronika Tanszék TeWaTi laborjában jelenleg 15 fs félérték-szélességű, 60 nm sávszélességű, 800 nm központi hullámhosszal rendelkező impulzusokat állíthatunk elő. A Fourier-analízis alapján tudjuk, hogy minél rövidebb időben egy fényimpulzus, annál szélesebb a frekvenciaképbeli alakja. Az is régóta ismert, hogy az anyagok törésmutatója változik a hullámhossz függvényében. E két tény egyrészt az ultrarövid fényimpulzusok fázisának eltolódásához vezet egyes optikai elemeken, illetve már a levegőben való terjedésekor is. Másrészt lehetőséget nyújt arra, hogy diszperzív anyagok törésmutatófüggvényét meghatározzuk.

TDK-dolgozatomban olyan mérési elrendezést mutatok be, amellyel kimérhetjük egy adott légoszlopon áthaladó lézerimpulzus fáziseltolódását 800 nm közelében. A fáziseltolódás ismerete nélkülözhetetlen az ultrarövid lézerimpulzusokat felhasználó kísérletekben. A levegő törésmutató-függvényéből számolva az irodalmi értékekkel összehasonlítottam, és viszonylag jó egyezést tapasztaltam.

A mérési elrendezést egy vákuumcsővel kiegészítve és a méréseket a vákuumbeli értékekhez hasonlítva pontosabb eredményeket kapunk a fáziseltolódásról. A csőben a nyomást és a gáz anyagi minőségét változtatva a fáziseltolódás anyag- és nyomásfüggésére is fényt deríthetünk.

I. ELMÉLETI ÁTTEKINTÉS

I.1 A DISZPERZÍV KÖZEGEK ÉS A FÁZISDERIVÁLTAK KAPCSOLATA

Egy elektromágneses hullámcsomag lineáris, diszperzív közegen áthaladva az egyes ω körfrekvenciájú monokromatikus komponenseinek amplitúdója és fázisa különböző mértékben változik meg. Írjuk fel a diszperzív közegbe belépő fény térerősségét különböző ω frekvenciájú komponensek szuperpozíciójaként:

$$E_{be}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{be}(\omega) e^{i(\omega t + \varphi_{be}(\omega))} d\omega \quad (1.1)$$

A közeg megváltoztatja az amplitúdót a közegre jellemző $A(\omega)$ amplitúdó-átvitellel, a fázist pedig $\varphi(\omega)$ fázistolással módosítja. Így a kilépő fény térerőssége a következőképpen írható le:

$$E_{ki}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) \tilde{E}_{be}(\omega) e^{i(\omega t + \varphi_{be}(\omega) - \varphi(\omega))} d\omega \quad (1.2)$$

Számunkra a $\varphi(\omega)$ fázistolásnak van kiemelt szerepe. Egy ω_0 központi frekvencia körül Taylor-sorba fejtvé a következő kifejezést kapjuk:

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + \left. \frac{d\varphi}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} \cdot (\omega - \omega_0) + \left. \frac{1}{2} \frac{d^2\varphi}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \left. \frac{1}{6} \frac{d^3\varphi}{d\omega^3} \right|_{\omega=\omega_0} \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1.3)$$

A fázist azért érdemes sorba fejtenünk, mert a deriváltaknak plusz fizikai jelentést tulajdoníthatunk, valamint számos esetben nem kell a teljes függvényt megadnunk, elegendő a deriváltak ismerete. A $\varphi(\omega_0)$ tagnak a terjedés leírásának szempontjából nincs különösebb jelentősége. A második tagot, $\varphi'(\omega_0)$ -t csoportkésleltetésnek (group delay, GD , idő dimenziójú, fs-ban mérjük) nevezzük. Szemléletesen azt az időt adja meg, ami alatt az ω_0 központi frekvenciájú impulzus a közegen keresztülhalad. A harmadik tag, $\varphi''(\omega_0)$ neve csoportkésleltetés-diszperzió (group delay-dispersion, GDD , fs²-ben adjuk meg), az impulzus időbeli kiszélesedéséért felelős; míg a negyedik tag, $\varphi'''(\omega_0)$ a harmadrendű diszperzió nevet kapta (third-order dispersion, TOD , fs³-ben szokás megadni). Ennek a tagnak kicsit nehezebb megfogalmazni a fizikai jelentését. A jel időbeli képének aszimmetriáját okozza; például minél nagyobb pozitív irányban a TOD , a jel felfutása annál meredekebb, lefutása pedig egyre több,

és intenzívebb mellékcsúcsokat tartalmaz. Az ennél magasabb rendű deriváltak hatását nem vizsgáljuk. Ezen mennyiségeket összefoglaló néven fázisderiváltaknak nevezzük [1], [2], [3].

Ezek a fázisderiváltak L hosszúságú diszperzív közeg esetén számolhatók a törésmutató-függvényből:

$$\varphi(\omega) = \frac{\omega}{c} L \cdot n(\omega) \quad (1.4)$$

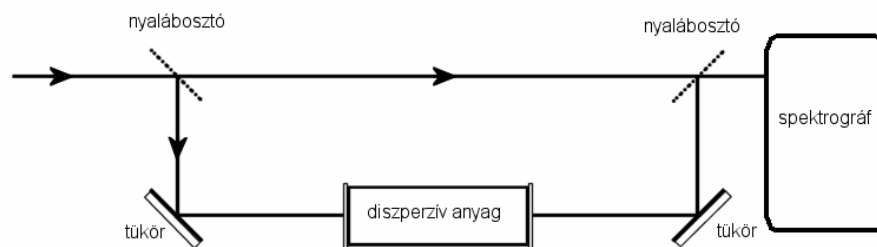
Például 800 nm-nél 1 m levegőre a GDD értéke $18,8 \text{ fs}^2$, a TOD pedig $10,0 \text{ fs}^3$, ha a levegő törésmutatóját a Cauchy-formulából számoljuk ($15 \text{ }^\circ\text{C}$, 76 Hgcm , 0 \% páratartalom) [4]:

$$n(\lambda) = 1 + 10^{-7} \left(2726,43 + \frac{12,288}{\lambda^2} + \frac{0,3555}{\lambda^4} \right) \quad (1.5)$$

A formulában a hullámhossz-értékeket μm egységben kell megadni. A GDD és TOD méréseiből tehát következtethetünk valamely diszperzív anyag törésmutató-függvényének központi frekvencia körüli viselkedésére, illetve az impulzus időbeli alakjának változására.

I.2 SPEKTRÁLISAN BONTOTT INTERFEROMETRIA

A mérési elrendezés tulajdonképpen egy módosított Mach-Zender-interferométeren alapul, melyet sematikusán az 1.1 ábra mutat [5],[6].



1.1 ábra A mérési elrendezés vázlatos felépítése

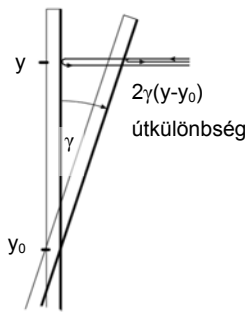
Legyen az interferométerbe érkező impulzus spektrális intenzitása: $I_{be}(\omega)$. Ez az (1.1) egyenletben bevezetett jelölésekkel a következőképpen írható:

$$I_{be}(\omega) = \left| \tilde{E}_{be}(\omega) \right|^2 \quad (1.6)$$

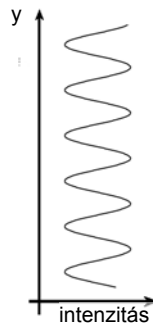
A nyalábosztóval két irányba tereljük a fényt, az egyik kar a mérőkar, ebben helyezzük el a diszperzív anyagot; a másik kar a referenciakar, ehhez viszonyítjuk a mérőkaron áthaladó impulzus fáziseltolódását. A karokat a második nyalábosztón újra egyesítjük, úgy, hogy két

impulzus időben és térben éppen találkozzon, és interferenciát hozzon létre. Az egyesítés után a nyalábok egymáshoz képest már nem szenvednek fáziseltolódást, intenzitásuk is azonos mértékben gyengül. A spektrográfba érkező, a mérőkaron áthaladt nyaláb spektrális intenzitását $I_s(\omega)$ -val, a referenciakarét $I_r(\omega)$ -val jellemezzük.

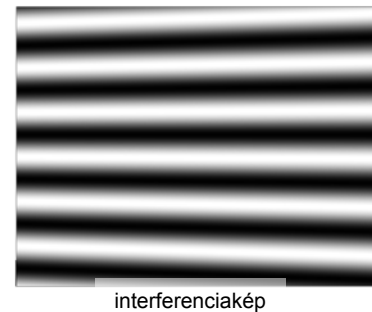
Ha két egyesülő nyaláb kollineáris (azaz a nyalábok vízszintesek, és azonos magasságban találkoznak), akkor interferenciacsíkokat nem látunk, csak a fáziskülönbség miatt a nyalábok erősítését vagy éppen gyengítését. Interferenciacsíkokat úgy hozhatunk létre, hogy valamelyik karban kissé megdöntjük az egyik tükröt. Minél nagyobb a nyalábok terjedési iránya által bezárt szög, annál több csíkot kapunk. Természetesen ez a szög elég kicsi, 10 mrad nagyságrendű. Az így kialakuló interferencia megértését szolgálják az 1.2a-c ábrák.



1.2a ábra Két szöget bezáró tükrök



1.2b ábra Intenzitás-eloszlás adott λ -nál



1.2c ábra Csíkrendszer az interferogramon

A 1.2a ábrán két egymással γ szöget bezáró tükröt látunk. A tükröknek különböző karokban kell lenniük. Az y magasságban beérkező nyaláb az egyik karban $2\gamma(y - y_0)$ -al több utat tesz meg, (kihasználva a $\sin \gamma \approx \gamma$ közelítést). Hogyha ez éppen a hullámhossz egész számú többszöröse, akkor a CCD-chip-en y magasságban erősítés van. Ha a hullámhossz félének $2k + 1$ -szerese (ahol k egész szám), akkor maximálisan gyengítik egymást, itt hullám-völgy lesz. Az 1.2b ábrán láthatjuk egy adott hullámhosszon keletkező intenzitás-eloszlást. Az 1.2c ábrán pedig egy interferenciaképet láthatunk (diszperzív anyag nélkül, csupán a döntött tükrök hatásának szemléltetésére). Az interferogramon balról jobbra növekszik a hullámhossz, ezért a csíkok széttartanak. Az így kialakult kép már jól kiértékelhető.

Az interferenciacsíkokat leíró egyenletet a következőképpen írhatjuk fel. A két nyaláb közti fáziskülönbséget egyrészt a diszperzív anyagon létrejött fáziseltolódás ($\Delta\varphi(\omega)$), másrészt a két tükrök között függőlegesen bezárt γ szög határozza meg, az

$$\varphi(y, \omega) = \Delta\varphi(\omega) + \omega \cdot 2\gamma(y - y_0) \quad (1.7)$$

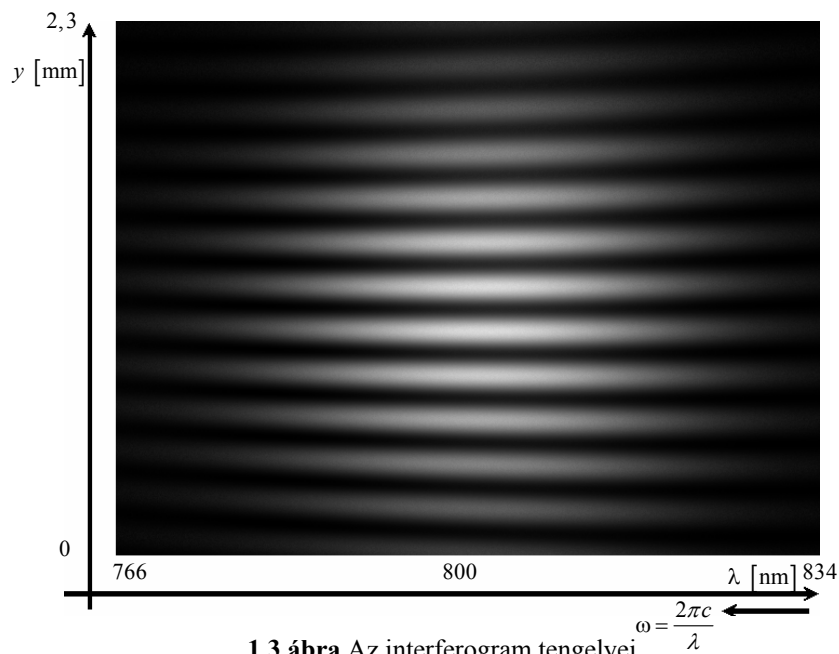
egyenlet szerint. Itt a diszperzív anyagtól származó relatív $\Delta\varphi(\omega)$ fáziseltolódást – amely a mérőkaron áthaladt impulzus fáziseltolódása a referenciakaréhoz képest –, az (1.3)-hoz hasonlóan

$$\Delta\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + GD \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}GDD \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}TOD \cdot (\omega - \omega_0)^3 \quad (1.8)$$

alakban írhatjuk fel, ahol $\varphi(\omega_0)$ a függőleges irányú interferencia-csíkok kezdőfázisát adja meg; ω_0 pedig a 800 nm központi hullámhosszhoz tartozó körfrekvencia-érték. Mivel a kísérletben $\varphi(\omega_0)$ és GD zérussá tehető, így a két nyaláb késleltetését úgy állítjuk be, hogy az interferogramon csíkok vízszintesek legyenek [7]. Az interferenciát leíró formula a következő alakot ölti:

$$I(y, \omega) = I_r(\omega) + I_s(\omega) + 2\sqrt{I_r(\omega)I_s(\omega)} \cos(\varphi(y, \omega)). \quad (1.9)$$

Az interferáló nyalábokat spektrális bontás után egy CCD-kamerára vetítve, a kamera vízszintes irányú pontsorai közel lineárisan körfrekvencia, illetve hullámhosszértékeknek felelnek meg, függőlegesen pedig a hosszirányú kitéréseknek. Az 1.3 ábrán láthatóak az interferogram tengelyein mért mennyiségek.



1.3 ábra Az interferogram tengelyei

Ezek alapján világos, hogy minden oszlopmetset egy változó amplitúdójú, de konstans körfrekvenciájú hullám. Az interferogramot nem lehet helyesen kiértékelni, ha az amplitúdók nem állandóak, így normálnunk kell a képet. A normálást az (1.9) egyenlet átrendezésével végezzük el úgy, hogy az egyik oldalon csak a cos-os tag maradjon. Ehhez szükség van az

egy-egy karok intenzitás-eloszlására is, így minden interferenciakép mellé készítenünk kell egy-egy felvételt a referencia- és a mérőkar kitakarásával. Az amplitúdók megfelelő normalálása után illesztéssel meghatározzuk a hullám körfrekvenciáját és a nulladik sorhoz tartozó kezdőfázist. Így minden oszlopban megkapjuk az (1.7) egyenletben látható $\varphi(y, \omega)$ értékeit minden ω -ra, a nulladik sorhoz tartozó y érték mellett. Ezekre az értékekre $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ változóval harmadfokú polinomot illesztve a kapott együtthatókból (1.8) egyenlet alapján könnyen meghatározható a *GDD* és *TOD* értéke. A kiértékelőprogram részletesebb leírása a függelékben található.

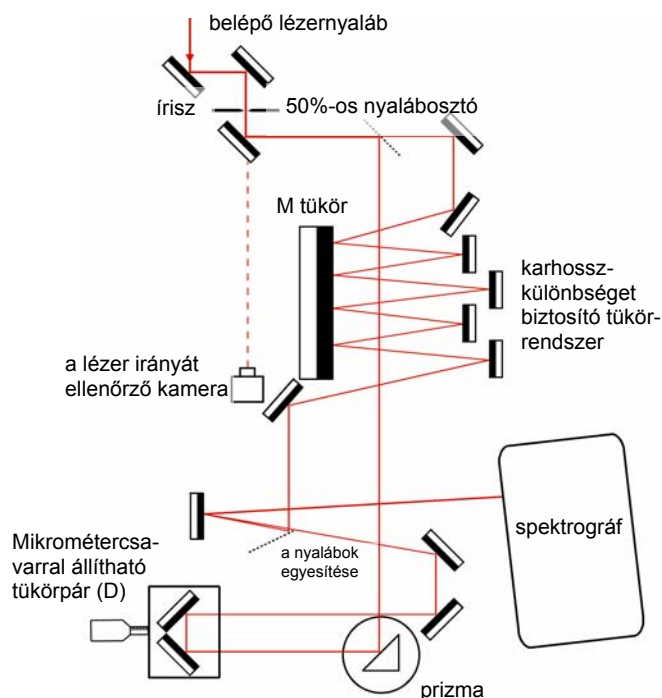
II. MÉRÉSI ELRENDEZÉSEK

A mérés célja az egységnyi levegőhosszra vonatkozó fázisderiváltak, főleg GDD és TOD meghatározása volt a 800 nm-es hullámhosszérték környezetében. Kétféle mérést állítottunk össze. Az első mérésben a vizsgált levegőoszlop nem volt elkülönítve a labor levegőjétől, viszont két eltérő légoszlophosszat is lemértünk, melyeket a karhosszkülönbség nélküli eredményekhez hasonlítottunk. A második mérésben egy vákuumcsövet használtunk. Itt egy karhosszkülönbséget vizsgáltunk légköri nyomású levegővel töltött cső esetén, majd a levegőt kiszivattyúzva a vákuumbeli értékekhez hasonlítottuk.

II.1 MÉRÉSI ELRENDEZÉS VÁLTOZTATHATÓ HOSSZÚSÁGÚ LEVEGŐOSZLOPPAL

A 2.1 ábrán látható a mérés vázlatos felépítése, melyet a TeWaTi rendszer oszcillátorából kilépő 15 fs félérték-szélességű, 800 nm központi hullámhosszúságú, 60 nm sávszélességű lézerimpulzust használtam a mérés során.

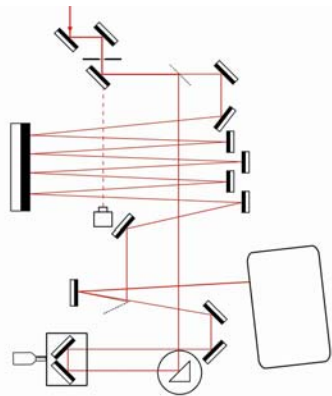
Az első mérési összeállításban a 71 MHz ismétlési frekvenciával rendelkező impulzusorozat egymást követő impulzusainak interferenciáját vizsgáljuk. A karok hosszát úgy kell beállítani, hogy a köztük mért különbség két impulzus térbeli távolságának feleljen meg.



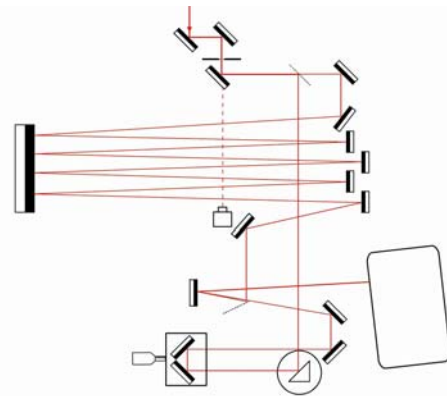
2.1 ábra A mérési elrendezés

Az első két tükörrel a lézernyaláb helyét és irányát tudjuk beállítani, a folt helyét a közvetlen a második tükör mögé helyezett írisszel, az irányát a távolabb elhelyezett kamerával ellenőrizhetjük. A kamerára a harmadik tükrön, mint plánparallel lemezen áthaladó, jelentősen lecsökkent intenzitású (a 2.1 ábrán szaggatott vörös vonallal jelölt) nyaláb esik. A lézersugarat egy 50%-os nyalábosztóval két részre osztom. Az eltérülő sugár a referenciakarban folytatja útját, míg az egyenesen haladó a mérőkarba kerül. A referenciakarban haladó sugár egy prizma egyik oldalán törik meg, ami a nyaláb intenzitását jelentősen csökkenti, és mivel a másik karban a sok tükör miatt csökken az intenzitás, nagyjából egyenlővé tehetjük a nyalábok fényerősségét. A prizma után egy visszafordító tükröpár található (D -vel jelölve), amely egy mikrométercsavarral állítható. Ezzel tudjuk pontosan beállítani a megfelelő karhosszúságot. A tükröpárról a nyalábot egy 0° -os tükröre tereltem, ahol a két kar újra egyesül. A mérőkar nyalábja egy nyalábosztóról verődik a 0° -os tükröre, a referenciakar nyalábja pedig éppen elkerüli ezt a nyalábosztót, így nem jön létre fáziseltolódás a nyalábosztón.

A mérőkarban a lézersugár egy tükrrendszeren halad végig, melyek közül az M -mel jelölt tükröt állíthatjuk a levegőoszlop hosszát. A 2.1 ábrán látható esetben, mikor az M tükör közel van kisebb tükrökhöz, a két karban ugyanakkora utat tesznek meg a levegőben a nyalábok. A 2.2a és 2.2b ábrákon látható összeállításokban a két kar hossza nem azonos, így a mérőkarban hosszabb utat tesz meg a lézernyaláb levegőben.



2.2a ábra Mérés 4,2 m karhosszkülönbséggel



2.2b ábra Mérés 8,4 m karhosszkülönbséggel

A Ti:S lézer oszcillátora $71,0 \pm 0,1$ MHz ismétlési frekvencián működik, ami azt jelenti, hogy két ultrarövid impulzus $14,08 \pm 0,02$ ns időkülönbséggel követi egymást. Ennyi idő alatt a fény levegőben $4,221 \pm 0,006$ métert tesz meg.

Ezt a 4,2 méternyi úthossz-különbséget kell minél pontosabban (0,4 mm tartományban) megközelíteni az M tükör megfelelő elmozdításával. Első lépésben egy gyors fotodiódára

fókuszáljuk a nyalábokat, és a kapott jelet oszcilloszkópon vizsgáljuk. Megmérjük a csúcsok időbeli távolságát, és ezt hosszúságértékké konvertálva a tükröt a megfelelő irányba mozdítjuk el. Ezzel a két intenzitás-maximum 100 ps pontossággal fedésbe hozható. Itt is gondot okoz, illetve csökkenti a maximumok átfedésének valószínűségét az intenzitások különbözősége. Így tévesen meghatározva a maximumok különbségét, nem is biztos, hogy a mikrométercsavarral megtaláljuk az interferenciacsíkokat. A 100 ps pontosság elvileg 3 cm-es utat jelent, és ez éppen az a tartomány amiben a D kettőtükröt mozgatni tudjuk. Így az interferenciacsík-rendszer megtalálása igen időigényes folyamat; a legrövidebb idő, ami alatt sikerült megtalálnom a csíkokat 1 óra volt, a leghosszabb 5 óra.

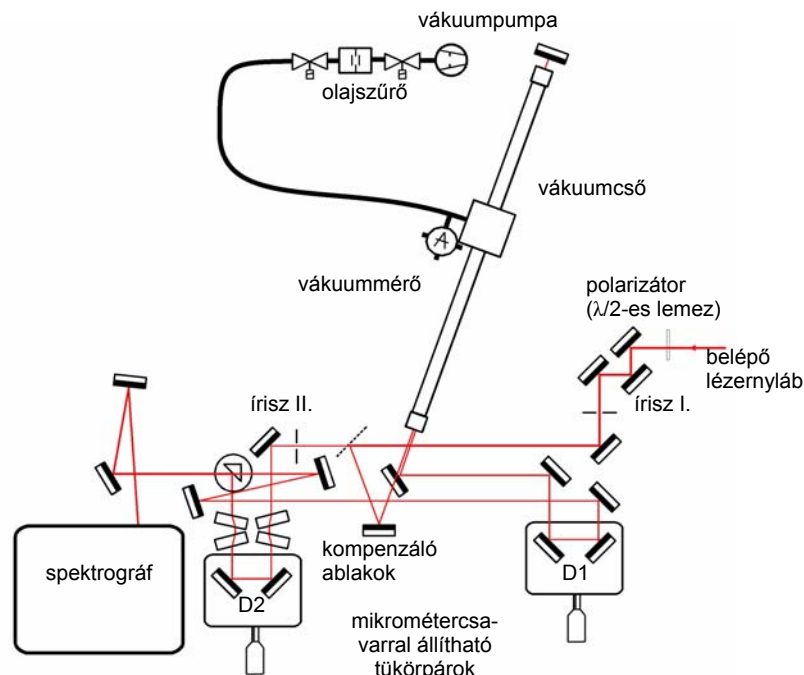
A csíkrendszer megtalálásakor előforduló probléma, hogy az interferenciacsíkok láthatósága nem vízszintes csíkok esetén maximális, hanem valamilyen „ferde” esetben. Ennek az a magyarázata, hogy a nyalábok nem csak függőlegesen, hanem vízszintesen is szöget zárhatnak be. Igyekeznünk kell minél kisebbre állítani a vízszintes szöget, a függőleges szög megtartásával.

II.2 MÉRÉSEK VÁKUUMCSŐVEL

A vizsgált gázt, esetünkben levegőt egy csőben vizsgálva elkerülhető a gáz hőmérsékletének és nyomásának ingadozása. Vákuumcső alkalmazásával mérni tudjuk a GD értékét is, sőt lehetőség nyílik a gáz nyomásának és anyagi minőségének változtatására. Sajnos a mérésünknel használt csövön még nem volt megfelelően kialakítva a szelep ahhoz, hogy más gázokat vizsgálni tudtam volna.

A GD , azaz a csoportkésleltetés értéke úgy mérhető, hogy miután a gázzal töltött csőnél megtaláltuk az interferenciacsík-rendszert, a csőből kiszivattyúzzuk a gázt, vákuumot, pontosabban alacsony (néhány Pa nagyságrendű) nyomást hozunk létre. Ekkor az interferenciacsíkok eltűnnek. A vákuumban ugyanis a terjedési sebesség, azaz a csoportsebesség megegyezik a fázissebességgel a levegőre viszont annál kisebb, így a mérőkarban végighaladó impulzus sietni fog a referenciakar-belihez képest. Ezért rövidítenünk kell a mérőkar hosszán, hogy újra fedésbe hozzuk az impulzusokat, és interferenciát láthassunk. Ezt az elmozdulást elosztva a vákuumbeli fénysebességgel a GD -t kapjuk [8].

A vákuumcsővel kiegészített mérési összeállítás a 2.3 ábrán látható.



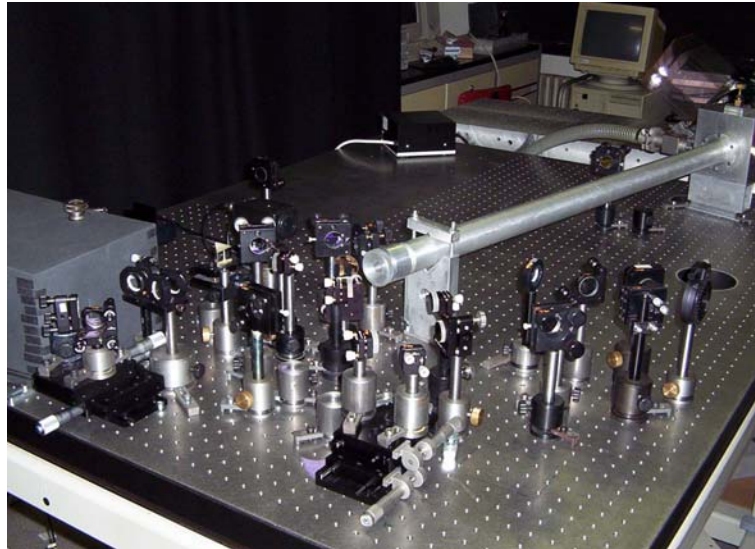
2.3 ábra Mérési elrendezés vákuumcsővel

Ebben a mérésben az előzőhöz képest egy másik spektrográfot használtam, amellyel nagyobb hullámhossztartományról lehet felvételt készíteni. A 2.1 ábrán vázolt mérésben a spektrográf a 765 és 835 nm közötti hullámhossz-tartományt bontotta fel, míg a vákuumcsöves méréshez használt spektrográf 725 és 855 nm közti spektrális tartományban működik. Nagyobb spektrális tartományt elemezve a fázisderiváltak is pontosabbak, kisebb szórást mutatnak. Viszont a második spektrográf rácsának 740-760 nm-es tartományon p-polarizácójú fényre közel zérus a reflexiós tényezője, így az interferogram ezen részén a csíkok láthatósága is nulla, a kiértékelés hibás értékeket ad. Ez az effektus javítható, ha a nyaláb polarizációját egy $\lambda/2$ -es lemezzel s-polarizációba forgatjuk, ezért került be a rendszer elejére egy polarizátor. Az I.-es és II.-es íriszekkel a nyaláb helyét és irányát állítjuk be. A referenciakarban négy, a vákuumcső ablakaival megegyező fázistolással rendelkező ablakot helyeztem, így két kar fázistolásában nem lesz túl nagy különbség. Az ablakok nem teljesen merőlegesek a nyalábra, így valamivel több a referenciakarban az ablakokban megtett út, de elkerüljük a kis szög esetén Fabry-Perot interferométerként működő ablakokból adódó zavaró hatást, amely karhossz-különbségtől függetlenül interferenciacsík-rendszereket hozna létre.

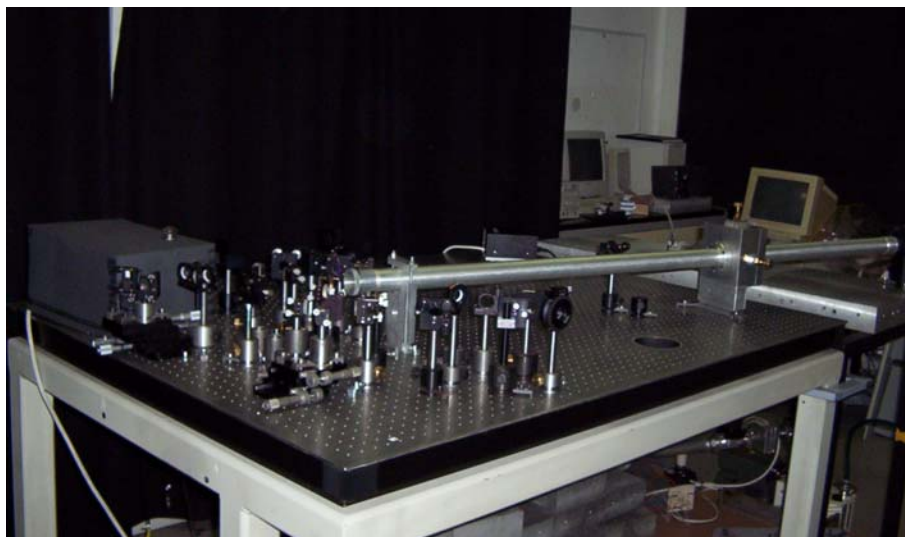
A vákuumcsőben egy *Varian DS 202* típusú rotációs szivattyúval hoztunk létre alacsony nyomást. A legalacsonyabb nyomásérték, amivel dolgozunk kb. 2-3 Pa volt. A cső belső hossza 1,75 méter, a vákuumteret lezáró ablakok vastagsága 6,35 mm, átmérője 25,4 mm. A csőbe belépő nyalábot egy kicsatoló tükör fölött lőttük el, majd a cső végén elhelye-

zett 0° -os tükörrel kis szögben függőlegesen lefelé irányítottuk, amely így a kicsatoló tükörre esett. A mérőkar DI -gyel jelölt tükörpárjának eltolásával az impulzusok fedésbe hozhatóak, interferencia jön létre.

A 2.4a és b ábrákon a mérési elrendezésről láthatunk fényképeket.



2.4a ábra A mérési elrendezés tükörrendszere



2.4b ábra A teljes rendszer vákuumcsővel

III. A MÉRÉSI EREDMÉNYEK ÉS DISZKUZZIÓ

III.1 EREDMÉNYEK KÜLÖNBÖZŐ HOSSZÚSÁGÚ LEVEGŐSZLOPOKRA

Ahhoz, hogy az interferenciaképekből meghatározzuk a *GDD* és *TOD* értékeket, egy kiértékelőprogramra van szükségünk. A TeWaTi csoport által használt program nem volt megfelelő, mert csak nagyobb görbültségű csíkrendszerre adott pontos eredményt. Az általam írt programot a függelékben részletezem.

Az első sorozatban a két kar hossza között nem volt különbség (2.1 ábra), így az interferenciát ugyanabból az impulzusból származó nyalábok hozták létre. A 3.1a-c táblázatokban láthatjuk a kapott eredményeket.

képnév	GDD [fs ²]	δGDD [fs ²]	TOD [fs ³]	δTOD[fs ³]	γ [mrad]	v ₀ [sori.]	Dλ [μm]	λk [μm]
011	51,69	0,247	12,17	8,9	23,62	276	1,0601E-04	0,76568
012	50,62	0,328	27,22	8,3	23,62	279	1,0602E-04	0,76572
013	52,60	0,343	-3,99	6,5	23,61	276	1,0601E-04	0,76566
014	51,41	0,176	23,81	25,8	23,61	275	1,0597E-04	0,76568
015	51,92	0,259	1,60	7,1	23,61	276	1,0598E-04	0,76569
016	52,38	0,383	-10,21	4,4	23,61	276	1,0609E-04	0,76566
017	50,83	0,500	19,44	13,7	23,61	278	1,0611E-04	0,76568
018	51,52	0,389	-6,37	9,4	23,61	277	1,0612E-04	0,76567
019	51,04	0,433	66,61	12,2	23,61	278	1,0607E-04	0,76568
átlag	51,55	0,340	14,48	10,7	23,61	277	1,0604E-04	0,76568
szórás	0,67	0,100	23,84	6,3	0,003	1,47	5,673E-08	1,61E-05

3.1a táblázat Eredmények karhosszkülönbség nélkül, első sorozat

képnév	GDD [fs ²]	δGDD [fs ²]	TOD [fs ³]	δTOD[fs ³]	γ [mrad]	v ₀ [sori.]	Dλ [μm]	λk [μm]
031	51,69	0,245	-47,01	20,8	22,11	308	1,06E-04	0,7657
032	51,42	0,098	-118,32	22,3	22,14	260	1,06E-04	0,7655
033	49,46	0,288	-82,23	9,4	22,14	259	1,06E-04	0,7655
034	47,93	0,435	70,87	14,3	22,14	258	1,05E-04	0,7660
035	52,18	0,191	-28,96	6,7	22,13	255	1,05E-04	0,7658
036	48,39	0,313	38,49	13,2	22,12	257	1,05E-04	0,7660
037	48,08	0,419	-0,21	6,8	22,13	257	1,05E-04	0,7659
038	42,69	0,461	69,67	13,7	22,14	230	1,05E-04	0,7659
039	50,69	0,128	-124,27	21,0	22,14	247	1,06E-04	0,7654
átlag	49,17	0,286	-24,66	14,2	22,13	259	1,06E-04	0,7657
szórás	2,92	0,133	75,11	6,0	0,01	21	6,573E-07	0,0002

3.1b táblázat Eredmények karhosszkülönbség nélkül, második sorozat

képnév	GDD [fs ²]	δGDD [fs ²]	TOD [fs ³]	δTOD[fs ³]	γ [mrad]	v ₀ [sori.]	Dλ [μm]	λk [μm]
041	56,94	0,182	292,96	8,4	21,42	46	1,06E-04	0,7655
042	49,84	0,178	-376,89	21,5	21,42	14	1,06E-04	0,7654
043	50,41	0,137	-284,27	10,0	21,43	14	1,06E-04	0,7654
044	48,93	1,002	-589,19	20,4	21,43	36	1,06E-04	0,7655
045	55,28	0,162	110,82	22,9	21,42	31	1,06E-04	0,7655
046	49,97	0,811	-196,06	7,8	21,42	22	1,06E-04	0,7655
(047)	4,73	0,235	488,84	15,7	21,42	18	1,13E-04	0,7643
048	58,62	0,340	45,98	5,8	21,43	21	1,06E-04	0,7655
049	48,63	0,825	-513,79	24,1	21,44	-4	1,06E-04	0,7655
átlag	52,33	0,455	-188,81	15,1	21,43	23	1,06E-04	0,7655
szórás	3,97	0,361	313,38	7,8	0,01	15	6E-08	5E-05

3.1c táblázat Eredmények karhosszkülönbség nélkül, harmadik sorozat

A 3.1a-c táblázatok egyenként ugyanahhoz a beállításhoz tartoznak. A sorozatok között csak a tükrök közti függőleges γ szögét állítottam át, ezt a mennyiséget a táblázatokban is feltüntettem mrad egységekben. Egy sorozatban kilenc interferenciaképet vettem fel, ezek neveit tartalmazza az első oszlop. Egy sorozaton belül nem változtattam semmit, a képeket egymás után, néhány másodperc eltéréssel vettem fel. Némelyik képnév zárójelben van, ezeknél hibás értékeket kaptam a kiértékelésre, ezek az átlagokban sem szerepelnek. A második oszlop a *GDD* értékeket tartalmazza, a harmadik pedig a *GDD* kiértékelő-program által becsült hibáját. Erről bővebben a függelékben írtam. A következő oszlopokban a *TOD* és annak hibája van feltüntetve. Az y_0 adja meg azt a sorindex-értéket, amelynél a 800 nm-hez tartozó oszlopban vízszintes az interferenciacsík. Az utolsó két oszlop a hullámhossz-kalibrációra kapott értékeket találjuk. Ezek segítségével meghatározhatjuk a j -edik oszlophoz tartozó hullámhosszértékeket a $\lambda_j = \lambda_k + j \cdot d\lambda$ formula alapján.

A 3.2a-d táblázatok 4,2 m-nyi karhosszkülönbségnél (2.2a ábra) nyert eredményeket foglalják össze.

képnév	GDD [fs ²]	δ GDD [fs ²]	TOD [fs ³]	δ TOD[fs ³]	γ [mrad]	y_0 [sori.]	$d\lambda$ [μm]	λ_k [μm]
A11	144,36	0,200	-58,99	7,2	24,81	214	1,06E-04	0,76555
A12	145,40	0,108	-51,19	11,7	24,80	193	1,06E-04	0,76557
A13	146,68	0,183	-40,99	6,8	24,81	181	1,06E-04	0,76557
A14	146,08	0,070	-39,52	6,5	24,82	169	1,06E-04	0,76556
A15	147,05	0,142	-36,60	5,0	24,82	158	1,06E-04	0,76557
A16	146,90	0,136	-10,12	9,6	24,82	145	1,06E-04	0,76556
A17	148,84	0,104	-93,74	6,2	24,83	140	1,06E-04	0,76558
A18	149,46	0,306	-19,91	12,4	24,83	110	1,06E-04	0,76555
A19	150,81	0,137	77,61	32,4	24,83	99	1,06E-04	0,76555
átlag	147,29	0,154	-30,38	10,9	24,82	156	1,06E-04	0,76556
szórás	2,05	0,070	47,02	8,5	0,01	38	3,7E-08	0,00001

3.2a táblázat Eredmények 4,2 m karhosszkülönbséggel, első sorozat

képnév	GDD [fs ²]	δ GDD [fs ²]	TOD [fs ³]	δ TOD[fs ³]	γ [mrad]	y_0 [sori.]	$d\lambda$ [μm]	λ_k [μm]
A21	142,59	0,225	-37,78	11,7	24,88	26	1,06E-04	0,76552
A22	142,91	0,102	12,45	13,6	24,88	14	1,06E-04	0,76552
A23	144,18	0,415	119,73	18,2	24,89	5	1,06E-04	0,76553
A24	144,81	0,092	23,48	12,5	24,88	11	1,06E-04	0,76557
A25	143,50	0,189	-4,50	19,3	24,90	7	1,06E-04	0,76554
A26	138,89	0,115	13,42	16,1	24,86	114	1,06E-04	0,76552
A27	138,33	0,255	-31,56	9,7	24,86	99	1,06E-04	0,76554
A28	143,37	0,157	-30,62	21,2	24,89	29	1,06E-04	0,76550
A29	143,54	0,220	46,88	8,8	24,90	-27	1,06E-04	0,76555
átlag	142,46	0,197	12,39	14,6	24,88	31	1,06E-04	0,76553
szórás	2,28	0,101	49,27	4,4	0,01	46	3,5E-08	0,00002

3.2b táblázat Eredmények 4,2 m karhosszkülönbséggel, második sorozat

képnév	GDD [fs ²]	δGDD [fs ²]	TOD [fs ³]	δTOD[fs ³]	γ [mrad]	v ₀ [sori.]	dλ [μm]	λ _k [μm]
A31	142,11	0,360	-73,79	6,8	26,18	317	1,07E-04	0,76537
A32	142,91	0,378	-28,98	6,3	26,17	303	1,07E-04	0,76538
A33	142,16	0,358	-85,55	6,8	26,18	296	1,07E-04	0,76534
A34	141,81	0,439	-44,30	11,5	26,18	291	1,07E-04	0,76534
A35	141,85	0,415	-45,90	5,6	26,18	288	1,07E-04	0,76530
A36	142,74	0,261	-77,28	9,8	26,20	280	1,07E-04	0,76532
A37	143,15	0,313	-90,67	13,4	26,20	275	1,07E-04	0,76529
a38	143,30	0,215	-86,16	4,6	26,19	275	1,07E-04	0,76535
a39	142,69	0,314	-64,66	10,0	26,19	276	1,07E-04	0,76530
átlag	142,52	0,339	-66,37	8,3	26,19	289	1,07E-04	0,76533
szórás	0,56	0,072	21,89	3,0	0,01	14	6E-08	0,00003

3.2c táblázat Eredmények 4,2 m karhosszkülönbséggel, harmadik sorozat

Ha a mérőkarban 8,4 m-rel hosszabb levegőoszlopon haladnak át az impulzusok, a 3.3a-c táblázatokban feltüntetett eredményeket kaptam. A mérési elrendezést ebben az esetben a 2.2b ábra szemlélteti.

képnév	GDD [fs ²]	δGDD [fs ²]	TOD [fs ³]	δTOD[fs ³]	γ [mrad]	v ₀ [sori.]	dλ [μm]	λ _k [μm]
b11	230,38	0,201	-307,25	10,4	21,6	410	1,07E-04	0,76512
b12	232,27	0,242	-352,49	4,9	21,6	415	1,07E-04	0,76515
b13	228,88	0,153	-41,78	19,7	21,6	347	1,07E-04	0,76511
b14	229,23	0,125	-160,03	10,7	21,6	355	1,07E-04	0,76513
b15	229,69	0,213	-290,88	25,4	21,6	359	1,07E-04	0,76513
b16	228,71	0,171	-84,69	9,8	21,6	363	1,07E-04	0,76510
b17	230,00	0,173	-330,15	9,3	21,6	395	1,07E-04	0,76513
b18	231,30	0,128	-398,88	27,5	21,6	393	1,07E-04	0,76516
b19	230,03	0,177	-312,64	10,1	21,6	396	1,07E-04	0,76511
átlag	230,05	0,176	-253,20	14,2	21,6	381	1,07E-04	0,76513
szórás	1,15	0,039	125,83	7,9	0,0	25	6,43E-08	0,00002

3.3a táblázat Eredmények 8,4 m karhosszkülönbséggel, első sorozat

képnév	GDD [fs ²]	δGDD [fs ²]	TOD [fs ³]	δTOD[fs ³]	γ [mrad]	v ₀ [sori.]	dλ [μm]	λ _k [μm]
b21	226,17	0,223	-376,37	10,0	15,9	341	1,07E-04	0,76507
b22	228,20	0,217	-397,56	27,3	15,9	357	1,07E-04	0,76504
b23	226,74	0,072	-334,12	23,7	15,9	369	1,07E-04	0,76544
b24	226,88	0,323	-341,36	12,7	15,9	360	1,07E-04	0,76515
b25	226,10	0,129	-326,64	17,0	15,9	368	1,07E-04	0,76536
b26	229,28	0,099	-519,93	17,0	15,9	393	1,07E-04	0,76519
b27	229,60	0,090	-428,11	27,6	15,9	409	1,07E-04	0,76521
b28	229,00	0,259	-385,71	17,9	15,9	433	1,07E-04	0,76524
b29	225,93	0,226	-361,93	33,3	15,9	438	1,07E-04	0,76532
átlag	227,54	0,182	-385,75	20,7	15,9	385	1,07E-04	0,76522
szórás	1,48	0,087	59,92	7,7	0,0	35	1,73E-07	0,00013

3.3b táblázat Eredmények 8,4 m karhosszkülönbséggel, második sorozat

képnév	GDD [fs ²]	δGDD [fs ²]	TOD [fs ³]	δTOD[fs ³]	γ [mrad]	v ₀ [sori.]	dλ [μm]	λ _k [μm]
b31	230,27	0,456	91,68	8,5	25,0	421	1,06E-04	0,76558
b32	230,22	0,674	128,87	10,6	25,0	415	1,06E-04	0,76556
b33	230,13	0,480	157,47	6,2	25,0	416	1,06E-04	0,76556
b34	231,12	0,521	74,35	10,7	25,0	409	1,06E-04	0,76559
b35	229,88	0,384	66,47	7,8	25,0	390	1,06E-04	0,76558
b36	229,83	0,325	122,65	8,7	25,0	388	1,06E-04	0,76555
b37	230,44	0,267	120,35	6,4	25,0	377	1,06E-04	0,76552
b38	230,65	0,346	99,84	5,9	25,0	368	1,06E-04	0,76553
(b39)	-135,43	142,020	-2640,65	1448,0	24,6	330	2,11E-05	0,80199
átlag	230,32	0,432	108,32	8,1	25,0	398	1,06E-04	0,76556
szórás	0,42	0,130	30,3	1,9	0,0	20	4,38E-08	0,00002

3.3c táblázat Eredmények 8,4 m karhosszkülönbséggel, harmadik sorozat

A 3.4a-c táblázatban az összesített átlagokat láthatjuk. Az átlagokba nem számítottam bele a zárójelbe tett képnevekhez tartozó, kiugró értékeket.

	GDD [fs²]	δGDD [fs²]	TOD [fs³]	δTOD[fs³]	γ [mrad]	v₀[sori.]	Dλ [μm]	λ_k [μm]
ÁTLAG	50,97	0,36	-61,62	13,3	22,4	192	1,059E-04	0,7656
SZÓRÁS	3,03	0,22	192,97	6,7	0,9	117	4,7E-07	1,6E-04

3.4a táblázat Eredmények karhosszkülönbség nélkül, átlagok

	GDD [fs²]	δGDD [fs²]	TOD [fs³]	δTOD[fs³]	γ [mrad]	v₀[sori.]	dλ [μm]	λ_k [μm]
ÁTLAG	144,09	0,23	-28,12	11,2	25	159	1,064E-04	0,76548
SZÓRÁS	2,88	0,11	51,48	6,1	0,6	113	3,2E-07	0,00011

3.4b táblázat Eredmények 4,2 m karhosszkülönbséggel, átlagok

	GDD [fs²]	δGDD [fs²]	TOD [fs³]	δTOD[fs³]	γ [mrad]	v₀[sori.]	dλ [μm]	λ_k [μm]
ÁTLAG	229,0	0,252	-147,2	14,7	22,0	320	1,06E-04	0,76542
SZÓRÁS	3,4	0,132	205,2	7,7	3,9	119	6,27E-07	0,00027

3.4c táblázat Eredmények 8,4 m karhosszkülönbséggel, átlagok

Összegezve 1 m levegőre vonatkozó *GDD* értéke $20,9 \pm 1,0$ fs²-nek adódott a Cauchy-formulából (1.5) számolt 18,8 fs²/m-tel szemben. Meg kell jegyeznünk azonban, hogy a formula 15 °C-ra, 0 % páratartalomra és 76 Hgcm légköri nyomásra vonatkozik, és én 23 °C-on és 60 % páratartalom mellett, normál nyomáson hajtottam végre a méréseket. A *TOD* értékére csak nagyságrendi becslést tudok megadni, azonos karhosszaknál is előfordulnak teljesen eltérő eredmények. Emlékeztetőül a Cauchy-formula szerint a *TOD* 10,0 fs³/m. Méréseim alapján a *TOD* értékét -10 ± 20 fs³/m-re becsülöm.

A kapott eredményekre Cauchy-formulához hasonló, $1 + 10^{-7} (c_1 + c_2 / \lambda^2 + c_3 / \lambda^4)$ alakú függvényt illesztettem, és azt kaptam, hogy az együtthatók csak minimális eltérést mutatnak. Az eredeti együtthatókhöz képest ($c_1 = 2726,43$, $c_2 = 12,288 \mu\text{m}^2$, $c_3 = 0,3555 \mu\text{m}^4$, lásd (1.5) egyenlet) a mért *GDD*-vel és *TOD*-dal számolva a c_2 -ben 0,03%, a c_3 -ban 0,5% eltérés adódik. (A függvény generálásához szükség volt a Cauchy-formulából megálapított $\varphi(\omega_0)$ és *GD* értékekre. Egy korábbi mérésben közvetetten sikerült bebizonyítani, hogy ezek az értékek megegyeznek a formulából számolttal [8].) Szemléletesebb a különbség, ha megadjuk a törésmutatót egy adott hullámhosszra. Pl. 766 nm-nél az eredeti Cauchy-formulából 1,0002748770, míg a mérési eredményekből (*GDD* = 20,9 fs²/m és *TOD* = -30 és +10 fs³/m közötti értékekre) 1,0002748794 adódik, tehát eltérés csak a kilencedik tizedesjegyben tapasztalható. Ez persze nem azt jelenti, hogy a levegő törésmutató-függvényét ilyen pontossággal határoztuk meg, hanem a levegőre vonatkozó Cauchy-formulát közelítettük meg.

A függvényt vizsgálva megállapítható, hogy 600 és 1000 nm-es tartományban $\pm 10^{-7}$ -es pontossággal közelíti meg a Cauchy-formulát, míg 750 és 900 nm között a nyolcadik tizedesjegyig pontos.

III.2 EREDMÉNYEK VÁKUUMCSÖVEL

A mérés során először ellenőriztem, hogy teljesül-e az előzőekben kapott a $21 \text{ fs}^2/\text{m}$ a vákuumcsövön áthaladó nyaláb fáziseltolódására is, és erre a következő eredményeket kaptam.

képnév	GDD [fs^2]	δGDD [fs^2]	TOD [fs^3]	δTOD [fs^3]	γ [rad]
a11_v	-103,3	0,10	-31,3	2,2	16,134
a12_v	-103,6	0,24	-21,4	5,2	16,139
a13_v	-103,4	0,20	-14,8	4,3	16,135
a14_v	-103,3	0,35	-5,2	7,3	16,140
a15_v	-103,7	0,09	-44,9	1,9	16,137
a16_v	-103,8	0,17	-32,3	3,5	16,140
a17_v	-103,8	0,12	-30,1	2,5	16,137
a18_v	-103,6	0,22	-25,0	4,6	16,141
a19_v	-103,9	0,08	-47,3	1,7	16,136
átlag	-103,6	0,17	-28,0	3,7	16,138
szórás	0,23	0,09	13,4	1,9	0,002

3.4 táblázat Eredmények légköri nyomású levegővel töltött csővel

képnév	GDD [fs^2]	δGDD [fs^2]	TOD [fs^3]	δTOD [fs^3]	γ [rad]
b11_v	-52,1	0,13	-60,0	4,1	16,052
b12_v	-50,1	0,05	-67,9	4,5	16,078
b13_v	-52,4	0,04	-65,9	4,3	16,074
b14_v	-53,5	0,07	-49,2	3,9	16,077
b15_v	-54,6	0,17	-33,2	3,4	16,076
b16_v	-55,3	0,07	-93,5	5,1	16,074
b17_v	-53,5	0,23	-74,8	4,7	16,079
b18_v	-51,9	0,05	-55,3	4,0	16,072
b19_v	-52,8	0,05	-58,9	4,2	16,078
átlag	-52,9	0,09	-62,1	4,3	16,073
szórás	1,54	0,07	16,8	0,5	0,008

3.5 táblázat Eredmények alacsony (2 Pa) nyomású levegővel töltött csővel

A táblázatokból kiszámolható, hogy a levegő GDD -jére $-14,5 \text{ fs}^2/\text{m}$ adódik, mivel levegővel töltött cső esetén $50,7 \text{ fs}^2$ -tel kevesebb a fáziseltolódás mértéke, és a $1,75 \text{ m}$ hosszúságú csőben kétszer halad végig az impulzus. A TOD -ra kapott érték viszont meglepően jól egyezik a Cauchy-formulából számolttal, $10 \pm 5 \text{ fs}^3/\text{m}$.

Az alacsony és normál nyomású levegővel töltött cső esetén a mérőkar hosszán kicsit állítani kell, ebből az elmozdításból számolhatunk GD -értéket. A mérőkart $0,448 \pm 0,008 \text{ mm}$ -rel kellett rövidíteni. Ez csoportkétszerezésre átszámolva $850 \pm 15 \text{ fs}$ -ot jelent. A Cauchy-formulából számolt 930 fs -hoz képesti eltérés más gázok alacsony nyomáson egyre dominánsabb hatásával magyarázható.

További nem kívánt effektust hozhat létre a vákuum alatt lévő vákuumcső ablakainak begömbülése. Ez jelentősen befolyásolhatja a fázisderiváltakat, ezzel is magyarázható a *GD*-ben és *GDD*-ben a formulából számolttól mért eltérés. A görbült ablakok fókuszáló hatása a nyaláb szögdiszperzióját jelentősen befolyásolja. A szögdiszperzió röviden összefoglalva az impulzusfrontok különböző görbületi sugarából adódik, így egyesített nyaláb közepéhez képest a nyaláb szélén eltérő fáziskülönbségek jelennek meg. Ez az interferenciaképeken úgy vehető észre, hogy egy adott körfrekvenciához tartozó oszlopon belül kis mértékben változni látszik a hullám körfrekvenciája, azaz mégsem állandó. A szögdiszperziókat megmértük és azt az eredményt kaptuk, hogy az eltérő mérési körülmények között felvett interferenciaképek szögdiszperziója mérési hibán belül nem változik jelentősen – így a vákuumcső ablakainak gömbülése nem okozhat jelentős változást a fázisderiváltakban.

A nyomást változtatva a levegő diszperziójának nyomásfüggését vizsgáltuk. A vákuumcső jelenleg még nem rendelkezik olyan szeleppel, mellyel a nyomást finoman változtatni tudjuk, így a vákuumpumpa és az olajszűrő nyitószelepével igyekeztünk a megfelelő nyomást beállítani. A kapott eredmények a 3.6 táblázatban láthatók. Szaggatott vonallal azokat a sorozatokat különítettem el, melyek között a rendszert nem levegőztettük fel légköri nyomásra.

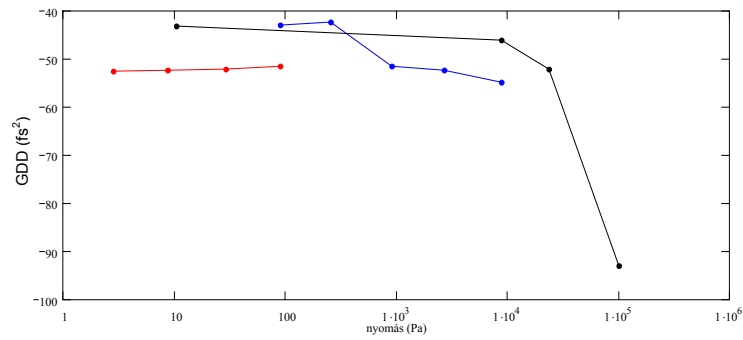
Sorozat	nyomás [Pa]	GDD [fs ²]	ΔGDD [fs ²]	TOD [fs ³]	ΔTOD [fs ³]	képszám
00	3	-52,5	0,2	-50	5	3
01	3	-52,5	0,2	-55	6	3
02	9	-52,4	0,05	-56	5	3
03	30	-52,2	0,4	-63	6	3
04	90	-51,5	0,5	-83	5	9

05	8700	-54,8	0,7	61	2	3
06	2700	-52,3	0,4	-37	8	5
07	910	-51,6	0,04	-79	3	5
08	260	-42,4	0,7	-164	9	5
09	90	-43	0,7	-56	11	5

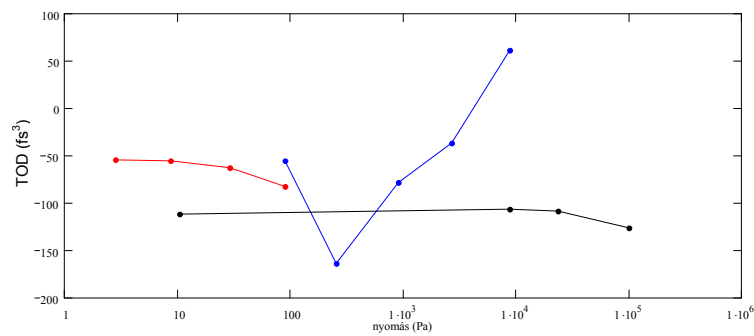
10	100000	-93	0,5	-127	2	5
11	23000	-52,2	0,2	-109	5	5
(12)	8700	-48,5	1	-420	20	1
13	8700	-46,1	0,7	-107	8	5
(14)	10	-44,6	0,04	-194	20	2
15	10	-43,3	0,9	-112	5	4

3.6 táblázat Nyomásfüggés mérése

A 3.1a és b grafikonokon is ezek az összetartozó sorozatok vannak egy színnel jelölve, sorrendben pirossal, kézzel és feketével. A zárójelbe tett sorozatszámokkal rendelkező szériák nincsenek feltüntetve a grafikonon; a kevesebb számú interferenciakép miatt ezeket nem számítottam értékelhető adatnak.



3.1a ábra A levegőre vonatkozó *GDD* nyomásfüggése



3.1b ábra A levegőre vonatkozó *TOD* nyomásfüggése

A különböző fellevegőzéssel elválasztott sorozatok közti különbség magyarázata a vákuumban alacsony nyomásokon visszamaradó gázok miatt jöhet létre. Jelenleg ezeknek az eredményeknek az értelmezésével foglalkozunk, az alacsony nyomáson visszamaradó gáz összetételét igyekszünk meghatározni.

A továbbiakban ezt a mérést fogjuk pontosítani, új vákuumcsővel, pontosabb nyomásértékekkel, különböző anyagi minőségű gázokra fogunk fázisderiváltakat mérni.

IV. ÖSSZEGRZÉS

A diszperzív közegek, például a gázok, fáziseltolódást hoznak létre a rajtuk keresztül haladó elektromágnes hullámon. Az ultrarövid lézerimpulzusokat alkalmazó mérések mind-egyike levegőben történik, így nélkülözhetetlen a levegő diszperziós tulajdonságainak ismerete. Ezeket a *GDD*-vel és *TOD*-val jellemezhetjük legegyszerűbben.

A *GDD* és *TOD* mérésére egy módosított Mach-Zender interferométert használtam. Az interferométer mérőkarjában hosszabb légszlopon haladt végig a lézerimpulzus, mint a referenciakarban. A két kar között akkora útkülönbséget hoztunk létre, hogy a 71 MHz ismétlési frekvenciával egymás után keltett impulzusok éppen fedésben legyenek és interferenciát hozzanak létre. Ehhez a karok közötti különbséget pontosan két egymást követő impulzus távolságának egészszám-szorosára kellett beállítani. Az interferáló nyalábokat spektrálisan bontva interferenciacsíkokat kapunk. Az interferenciacsíkok görbültségéből a *GDD* és *TOD* megfelelő illesztési eljárással meghatároztuk. Méréseim alapján 23 °C-os, 10^5 Pa nyomású, 60%-os páratartalmú levegőre vonatkozó *GDD* értéke 21 ± 1 fs²/m, a *TOD* pedig -10 ± 20 fs³/m.

A mérési elrendezést egy vákuumcsővel kiegészítve a vákuumbeli értékhez hasonlíthatjuk a normál nyomáson mért értékeket. A nyomás változtatásával a diszperzió nyomásfüggését mérhetjük ki. Jelenleg a nyomásmérés közben felmerült problémák kiküszöbölésén, illetve a kapott eredmények értelmezésén dolgozunk. A vákuumcső megfelelő átalakításával a közeljövőben más gázok diszperzióját és annak nyomásfüggését fogjuk vizsgálni.

V. FÜGGELÉK: A KIÉRTÉKELÉSHEZ HASZNÁLT PROGRAM BEMUTATÁSA

V.1 A KIÉRTÉKELÉSEL KAPCSOLATOS PROBLÉMÁK

A TeWaTi csoport által eddig használt MathCad-es kiértékelőprogrammal a következő eredmények születtek az egyik tetszőlegesen kiválasztott képsorozatra.

képnév	GDD [fs ²]	TOD [fs ³]
011	82	-2445
012	130	6443
013	87	-2829
014	83	-4071
015	79	-1986
016	80	-1390
017	79	-217
018	7	-1589
019	75	-1032
átlag	78	-1013
szórás	31	3007

5.1 táblázat A eredmények a régi programmal

A mérési eredmények szórását túl nagyra találtam. A mérés előzetes tesztelése során a felvételek gyakran összefüggéstelen eredményeket is adtak. Egy korábbi TDK-dolgozat, amely a program által számolt értékek hibáival foglalkozott, megállapította, hogy alacsony diszperzióval rendelkező anyagokra sokkal jelentősebb a hiba, mint nagyobb értékűekre [9]. Ez sarkallt arra, hogy a kiértékelőprogramot megvizsgáljam, és lehetőség szerint egy újat írjak helyette. Az új programmal ugyanerre a sorozatra a 3.1a illetve az 5.2 táblázatban található eredményeket kaptam.

képnév	GDD [fs ²]	TOD [fs ³]
011	51,7	12,
012	50,6	27
013	52,6	-4
014	51,4	24
015	51,9	1
016	52,4	-10,
017	50,8	19,
018	51,5	-6
019	51,0	667
átlag	51,6	15
szórás	0,7	24

5.2 táblázat Eredmények az új programmal

V.2 AZ ÚJ KIÉRTÉKELŐPROGRAM

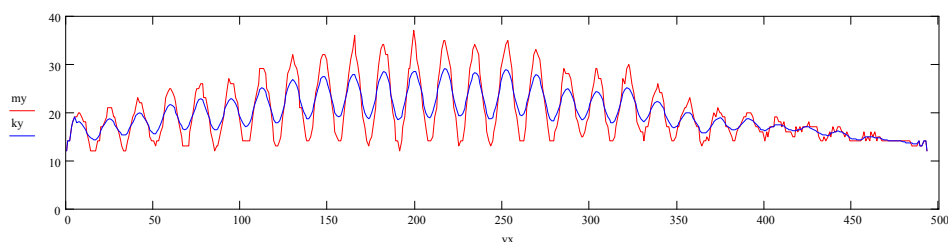
A képek felvétele és előzetes kiértékelése közben jutottam arra az elhatározásra, hogy érdemes lenne egy új kiértékelőprogramot írni, hátha így nagyobb pontossággal meghatározhatóak a fázisderiváltak. A program írása közben felhasználtam az addig felvett képeket, valamint szimulált felvételeket is készítettem. Igyekeztem a felvett képekhez hasonló lehetséges hibákkal szimulált képekkel dolgozni, ugyanis itt én adhattam meg a fázisderiváltakat, ezáltal ellenőrizhető a kiértékelés pontossága.

A program felépítése:

- A felvett képek betöltése
- Átlagolás, javítás
- Maximumhelyek keresése
- Normálás
- Körfrekvencia és fázis számolása
- Kiugró adatok javítása
- Illesztés
- Hibabecslés

V.3 MAXIMUM- ÉS MINIMUMHELYEK KERESÉSE

Az első ötlet, ami felmerült, a maximum- és minimumhelyek megkeresése. Ehhez átlagolni kell a képeket, mégpedig oszloponként, az adott pont előtti és utáni d számú (d tipikus értéke általában 5 volt) képpontot, azaz $2d + 1$ számú pont átlaga került az aktuális képpontba. A 5.1 ábrán látható egy oszlopmetszet, amin látható, hogy az átlagolás milyen eredménnyel jár. Pirossal jelöltem az eredeti pontokat, késsel az átlagolt képmetszetet. Az értékek a kép sorindexének (itt v_x -szel jelölve) függvényében vannak ábrázolva.



5.1 ábra Oszlopmetszet az átlagolásról

Mint látható, a kék görbe lokális maximum- és minimumhelyei jobban megközelítik az eredeti értékeket, mint a piros görbe szélsőértékei. Igaz az amplitúdók kisebbek, de míg az eredeti kép pontjainak értéke egész szám, az átlagolt képek pedig már törtszámok, így nem veszítünk adatokat.

A 5.1 ábrán az is látszik, hogy a 400. sor után már elég nagy a zaj, illetve kicsi az interferenciacsíkok láthatósága. Ez esetleg elronthatja a kiértékelést, így nem célszerű ezen a tartományon is megkeresni a maximumokat. Így beállítható az a sortartomány, amelyen a program megkeresi a szélsőértékeket. Célszerű a lehető legnagyobb értéket adni ennek az értéknek, ami még éppen nem esik a rosszul kiértékelhető tartományba. Az egy interferenciacsíkhhoz tartozó maximumhelyekre polinomokat illesztünk.

V.4 A FÉNY HULLÁMHOSSZA ÉS AZ INTERFERENCIAHULLÁMOK HULLÁMHOSSZA KÖZTI KAPCSOLAT

Az oszlopmetszet hullámhossza közvetlen kapcsolatban van a CCD-chip megfelelő oszlopára eső fény hullámhosszával. Mivel az (1.9) egyenletben körfrekvenciával adtam meg a mennyiségeket, és az áttérés nem túl bonyolult hullámhossz és körfrekvencia között ($\omega = 2\pi c/\lambda$), így a két körfrekvencia között határozom meg az összefüggést, nem pedig a hullámhosszak között. Jelölje Ω a fény körfrekvenciáját, ω pedig a képen látható interferenciahullámok körfrekvenciája. Az általunk keresett összefüggés tulajdonképpen az (1.7) egyenletből olvasható ki, ha figyelembe vesszük egy képpont függőleges kiterjedését. A CCD-chip függőlegesen $l_{CCD} = 2,3$ mm hosszú, és egy oszlopban 494 képpontot tartalmaz.

Az (1.7) egyenlet esetünkben a következőképpen néz ki:

$$\varphi(y, \Omega) = \Delta\varphi(\Omega) + \Omega \cdot 2\gamma \left(\frac{l_{CCD}}{494} \cdot i + y_0 \right), \quad (5.1)$$

ahol i a sorindex, tehát fentről lefele az i -edik számú sor, 0-val kezdve a számolást.

A maximumokra illesztett egyenesből a következő lineáris egyenletet kapjuk a (5.1) egyenlet bal oldalára

$$\varphi(y, \Omega) = \omega \cdot i + \varphi_0, \quad (5.2)$$

ahol φ_0 a maximumokra illesztett egyenes zérushelye, azaz $i = 0$ felvett fázisérték. Ezt a két adatot kell minél pontosabban meghatároznunk a fázisderiváltak kiszámolásához.

A (5.1) és (5.2) egyenletekből a következő összefüggést olvashatjuk ki:

$$\Omega = \frac{494}{2\gamma l_{\text{CCD}}} \omega \quad (5.3)$$

Azaz a két frekvenciaérték közt csak egy, a nyalábok által bezárt szögtől függő szorzótényező van. Mivel ismert a rács és a CCD-chip felhasználásával létrehozott spektrográf hullámhossz kalibrációja, valamint minden oszlopra kapunk egy ω értéket, az oszloponkénti Ω/ω hányadosból a szög kiszámolható; illetve az is látható, hogy a nyalábok közti szög állításával az interferenciacsíkok sűrűsége állítható.

Az első mérések legjelentősebb hibáját a spektrográf rossz kalibrációs értéke okozta. A valóditól eltérő hullámhossztartományon értékeltem ki, és ez az értékeket kb. harmadára csökkentette. Ezt a hibát korrigáltam, a helyes kalibrációs egyenlet használatával, viszont a későbbi mérések alapján ez is kissé pontatlannak bizonyult. Erről a későbbiekben írok kicsit részletesebben.

A maximumokra történő illesztéssel oszloponként csak 15-20 képpont adatát használok fel, az oszlop 494 képpontjával szemben. Ez jelentős adatvesztést okoz, célszerű lenne ha minden, vagy legalábbis minél több értéket figyelembe lehetne venni a kiértékelésnél.

V.5 AZ INTERFERENCIAKÉPEK NORMÁLÁSA

A 5.1 ábra interferencia-hullámaiból jól látszik, hogy az interferáló impulzusok függőleges irányú eloszlása – természetesen – nem állandó. Emiatt előfordul, hogy a maximumok kicsivel elcsúszhatnak a valódi értékhez képest. Valamilyen módon a hullámok nullszintjeit egy sormagasságba kell hoznunk. Ezt úgy érhetjük el, hogy külön-külön felvesszük az egyes karok által mutatott intenzitás-eloszlást a másik kar kitakarásával. Vegyük újra elő az intenzitás-eloszlást leíró (1.9) egyenletet, de itt az $I(y, \omega)$ függvény helyett az $\mathbf{M}_{i,j}$ kép-mátrixot használjuk, azaz a felvett képet. Az $I_r(\omega)$ -nak, a referenciakar intenzitás-eloszlásának $\mathbf{MR}_{i,j}$ felel meg, az $I_s(\omega)$ -nak pedig $\mathbf{MS}_{i,j}$, ami a mérőkart jellemzi. Így a az (1.9) egyenletünk a következő formát ölti:

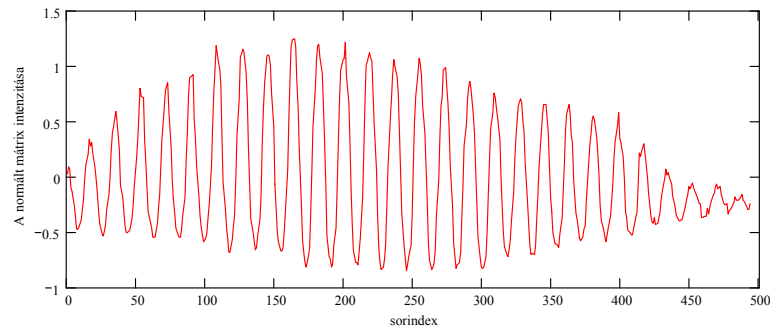
$$\mathbf{M}_{i,j} = \mathbf{MR}_{i,j} + \mathbf{MS}_{i,j} + 2\sqrt{\mathbf{MR}_{i,j}\mathbf{MS}_{i,j}} \cos(\varphi(y, \omega)) \quad (5.4)$$

Ezt átrendezve kapjuk:

$$\cos(\varphi(y, \omega)) = \frac{\mathbf{M}_{i,j} - \mathbf{MR}_{i,j} - \mathbf{MS}_{i,j}}{2\sqrt{\mathbf{MR}_{i,j}\mathbf{MS}_{i,j}}} \quad (5.5)$$

A kapott értékeknek elméletileg -1 és 1 közé kell esniük.

A következő, 5.2 ábrán látható, hogy ez általában nem teljesül, legfeljebb a maximális amplitúdókra közelíti meg az 1-et, sőt néhol túllépi. Ugyanakkor elértük azt, hogy a nullszintek nagyjából egy sormagasságban vannak, nem gauss-görbe alakúak. Látszik, hogy ez még nem elegendő a kiértékeléshez, további normalizációs eljárások szükségesek.

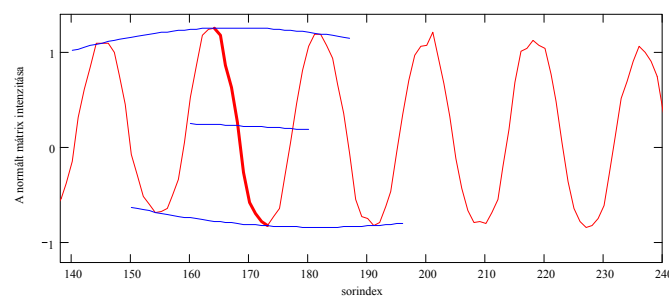


5.2 ábra A normált kép egy oszlopmetszete

V.6 AZ AMPLITÚDÓK KIEGYENLÍTÉSE

A minél pontosabb illesztéshez ki kell egyenlítőnünk az amplitúdókat, valamint pontosítani kell a nullszintet, különben nem várhatunk helyes értékeket. Ezt a két műveletet azonos módszerrel, de nem egyszerre hajtom végre.

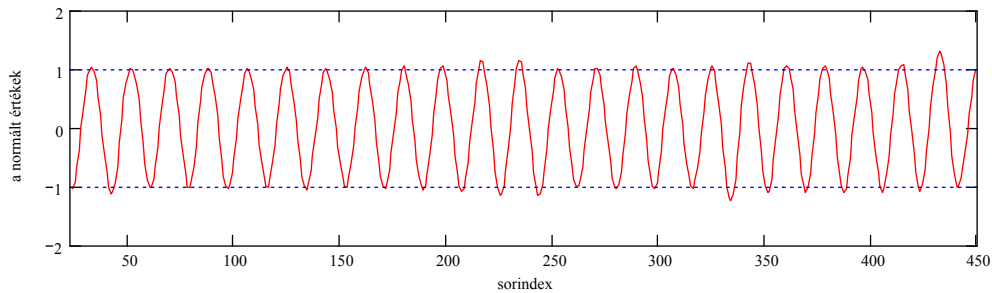
Egy oszlopon belül vektorokba gyűjtöm maximum- és minimumhelyeket és -értékeket. A második hullámcsúcs és az azt követő hullámvölgy közti képpontokat veszem figyelembe először. Az éppen legközelebbi hullámhegy és hullámvölgy, valamint az az előtti és utáni hullámhegyre és -völgyre egy másodfokú polinomot illeszttek, mint a 5.3 ábrán látszik.



5.3 ábra A normalizációs eljárás szemléltetése

A nullszintet a két parabola átlagolásával számolom ki, majd a vastagabb piros vonallal rajzolt képpontokra 0-hoz igazítom. A következő lépésben a következő hullámvölgy-hullámhegy szakasz következik. Miután a nullszintek igazítása megtörtént, az amplitúdók még mindig egyenletesek. Ugyanezzel a módszerrel -1 és 1 közé normalizálom az értékeket. A két műveletet azért nem végzem el egyszerre, mert így a hullámok jelentősen torzulnának.

Kaptunk egy oszlopvektort, amely minden értéke (közelítőleg) -1 és 1 közé esik, mint azt egy \cos -függvénytől elvárjuk. A 5.4 ábrán láthatjuk, hogy milyen eredménnyel járt a normálás:

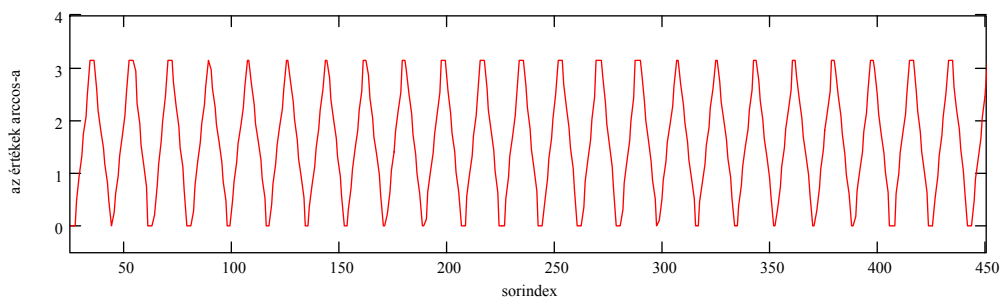


5.4 ábra A normálás eredménye

Ezek az eredmények néhol még mindig kilógnak a $(-1,1)$ tartományból, de már jól kiértékelhetők.

V.7 ILLESZTÉS

A 5.4 ábrán látható hullámra kell illesztenünk egy \cos -függvényt, és meghatározunk a körfrekvenciát és a fázist, például a 0. sorra. Most jelentős szerepe van a szimulált képeknek, melyeket igyekeztem minél inkább hasonlóvá tenni az eredeti képekhez: függőleges és vízszintes gauss-eloszlás, zaj, képhibák, foltok, eltérő körfrekvencia tekintetében. Így oszloponként ismert volt a fázis és a körfrekvencia értéke. Ehhez kellett megtalálni a legjobb eredményt adó illesztést. Próbálkoztam $A \cos(\omega \cdot i + \varphi) + B$, illetve $\cos(\omega \cdot i + \varphi)$ alakú függvények illesztésével, valamint a hullám linearizálásával, az értékek \arccos -át véve. Habár ez utóbbi a legkomplikáltabb, mégis valamivel jobb eredményeket ad a \cos -függvények illesztésénél. Az \arccos függvény a 0 és π közötti értékeket ad, illetve a $(-1,1)$ tartományon kívül komplex értékeket, melynek reális része 0 vagy π , attól függően, hogy -1 -en vagy $+1$ -en csúszott túl a függvényérték. Az így kapott pontok még nem egyenest, hanem fűrészfogfüggvényt adnak:



5.5 ábra Az \arccos -ból kapott fűrészfogfüggvény

A fűrészfogfüggvényt „egyenésítünk”, azaz linearizálnunk kell. Ezt a megfelelő számú 2π -hez kell hozzáadnunk vagy kivonnunk belőle, pozitív vagy negatív meredekségnek megfelelően. Ehhez a „megfelelő számhoz” számolnunk kell, hogy hányadik periódusnál tartunk. Annak eldöntéséhez, a fűrészfogfüggvény értékét hozzáadnunk, vagy kivonnunk kell, célszerű egy négyszögjelet kialakítani, amely a meredekség előjelét veszi fel. Ezek segítségével már könnyen linearizálhatjuk a fűrészfog-jelet.

A linearizálás után egyszerűen illesztünk egy egyenest. A meredekség adja az interferencia-hullámok körfrekvenciáját, a kezdőérték pedig a fázist abban a pontban, ahol a linearizálást kezdtük. Vizsgáljuk most meg azt, hogy mennyire helyes az illesztés, mennyi az egyenestől nagyon kiugró pontok száma. Ehhez a linearizált értékekből egyszerűen kivonjuk a rájuk illesztett egyenest.

Miért kell meghatároznunk a körfrekvenciát, amikor az elvileg számolható a spektrogram hullámhossz-kalibrációjából? Ha hibás a kalibráció, akkor a kiértékelés sem adna helyes eredményt, ezért vagy a mért körfrekvencia-értékekkel számolunk, vagy legalább ellenőriznünk kell, hogy kalibrált és mért értékek elég jó egyezést adnak-e. Ezért lineáris hullámhossz-eloszlást feltételezve (a j -edik oszlophoz tartozó hullámhossz: $\lambda_j = \lambda_k + j \cdot \Delta\lambda$, ahol λ_k a nulladik oszlophoz tartozó hullámhossz, $\Delta\lambda$ két szomszédos oszlop közti lépésköz, j az oszlopindex) az egyes oszlopokhoz tartozó körfrekvenciát így számolhatjuk:

$$\Omega_j = \frac{2\pi c}{\lambda_k + j \cdot \Delta\lambda} \quad (5.6)$$

Ezért az illesztésből kapott körfrekvencia-értékekre illesztettem egy

$$W(x) = \frac{a}{b+x} \quad (5.7)$$

alakú függvényt, ahol:

$$a = \frac{k \cdot 2\pi c}{\Delta\lambda}, \quad (5.8)$$

$$b = \frac{\lambda_k}{\Delta\lambda}, \quad (5.9)$$

ahol a k az interferenciacsíkok és a fény körfrekvenciája közti arányszám (nincs köze a λ_k -ban található k -hoz), ami kifejezhető a kép sorainak számával (m), a CCD-kamera függőleges méretével (l_{CCD}) és a nyalábok által függőlegesen bezárt szöggel (γ):

$$k = \frac{2l_{CCD}\gamma}{m}. \quad (5.10)$$

A kétféle kalibráció közti különbség komoly gondokat okozhat a kiértékelésnél. Ha nem a képre illesztett kalibrációt használjuk, akkor a kiértékelés nem ad helyes eredményt.

V.8 POLINOM ILLESZTÉSE A FÁZISGÖRBÉRE

A fázisok és körfrekvenciák ismeretében meghatározhatjuk a körfrekvencia-értékek központi körfrekvenciától való eltérését ($\Delta\omega = \omega - \omega_0$), és ennek függvényében ábrázoljuk a fázist. A pontokra illesztett harmadfokú polinom együtthatói adják meg a számunkra fontos fázisderiváltakat. (Lásd (1.8) egyenlet.)

A polinom illesztést elvégzem úgy is, hogy egy-egy pontot levágok a két széléről, így először 652, majd 650, 648... pontra illeszték. Ha ezt 30-szor elvégzem egymás után, így 30 értéket kapok az egyes fázisderiváltakra. Ugyanakkor harmincadik illesztésnél is még megmarad a pontok majdnem 90%-a. A kapott értékek szórásából következtethetünk az illesztés szórására. Érdekes, hogy nem véletlenszerűen szórnak az értékek, egyes esetekben monotonitás is felfedezhető bennük, ami a polinom-illesztésből adódhat. *GDD* esetében 0,3-0,5 fs², *TOD* esetében 10-20 fs³ a szórás nagyságrendje. De különböző képekre kapott értékek szórása általában nagyobb ennél a hibánál, általában háromszorosa. Az új kiértékelő-programmal a korábban kiértékelt képekre az 5.2 táblázatban látható értékeket kaptam.

A 5.1 és 5.2 táblázatokat összehasonlítva látható, a program írására fordított idő nem volt hiábavaló, az eredménye pontosabbak lettek.

IRODALOMJEGYZÉK

- [1] Kovács A., *Optikai elemek fázistulajdonságainak interferometrikus vizsgálata* (PhD értekezés, Szeged, 2000).
- [2] A. E. Siegman, *Lasers* (University Science, Mill Valley, 1986).
- [3] W. Rudolph, B. Wilhelmi, *Light Pulse Compression* (Harwood Academic Publishers, London, 1989).
- [4] CRC Handbook of Chemistry and Physics (R. C. Weast, S. M. Shelby), Ed. 77th. 1996.
- [5] C. Sainz, J. E. Calatroni, G. Tribillon, *Meas. Sci. Technol.* **1**, 356 (1990).
- [6] A. P. Kovács, R. Szipöcs, K. Osvay, and Zs. Bor, *Opt. Lett.* **20** 788 (1995).
- [7] A. P. Kovács, K. Varjú, K. Osvay, Zs. Bor, *Am. J. Phys.* **66**, 985 (1998).
- [8] Z. Bor, K. Osvay, B. Rácz, G. Szabó, *Opt. Comm.* **78**, 109 (1990).
- [9] Balogh R., *Interferometrikus impulzusmérés* (TDK-dolgozat, Szeged, 2004).

KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Szeretnék köszönetet mondani Dr. Bor Zsoltnak, hogy lehetővé tette TDK-dolgozatom megírását a Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékén.

Elsősorban témavezetőmnek, Dr. Osvay Károlynak tartozom köszönettel hasznos tanácsaiért, a mérések kivitelezéséhez nyújtott nélkülözhetetlen támogatásáért és türelméért. A mérések összeállításánál, és az ezzel kapcsolatos gyakorlati problémák felmerülésekor nagy segítségemre volt még Dr. Kurdi Gábor és Görbe Mihály. A kiértékelőprogram írásánál sokat támaszkodtam Dr. Kovács Attila tapasztalataira és megjegyzéseire. Végül, de nem utolsósorban, öcsémnek, Börzsönyi Ferencnek szeretném megköszönni, hogy rendelkezésemre állt néhány ábra megrajzolásánál.