ÚJ ELJÁRÁS A LEVEGŐ NEMLINEÁRIS TÖRÉSMUTATÓJÁNAK KÍSÉRLETI MEGHATÁROZÁSÁHOZ

TDK dolgozat

Készítette:

Képíró Ibolya

V. fizikus – angol szakfordító

Témavezető: dr. Osvay Károly egyetemi docens

SZTE OPTIKAI ÉS KVANTUMELEKTRONIKAI TANSZÉK

SZEGED

2004

Tartalomjegyzék

Bevezetés ……...…… 3

I. Elméleti áttekintés …… 4

1. Impulzus terjedése diszperzív közegben …… 4

2. Impulzustorzulás és fázisderiváltak …… 5

II. Spektrálisan bontott interferometria ……... 5

1. Csíkrendszer torzulások ……... 6

1.1 Tükör dőlési szöge ……. 6

1.2 Interferométer a karhossza …… 7

1.3 Hullámhossz-tartomány …… 7

1.4 Félértékszélesség ……... 7

2. Nemlineáris törésmutató ..…….. 8

3. Optimális intenzitás meghatározása …...…… 9

4. Önfókuszálódás …….. 11

III. Nyomás- és hőmérsékletváltozás …… 12

IV. Kiértékelés ……... 13

Felhasznált irodalom ……. 14

Köszönetnyilvánítás …….. 15

Melléklet …… 16

Bevezetés

A lézerfizika területén végzett kutatások egyik legfontosabb eredménye volt az elmúlt évtizedekben az impulzusok hosszának több nagyságrendbeli csökkenése. Napjainkra már a femtosecundumos és attosecundumos impulzusok előállítása és alkalmazása egyre elterjedtebb.

Diszperzív közegben történő terjedéskor az ilyen impulzusok spektrális komponenseinek relatív fázisa nagyobb mértékben megváltozik, mint egy picosecundumos impulzus esetén, valamint az anyagi- és szögdiszperzió is komolyabb problémát okozhat. Ezt könnyen szemléltethetjük, ha tekintünk egy 800 nm központi hullámhosszú, 15 ps-os impulzust, melynek spektrális szélessége 63 μm, de 15 fs-os impulzus esetén ez az érték már három nagyságrenddel nagyobb. Ezért fontos a femtosecundumos impulzusok alkalmazásánál ismernünk az optikai elemeknek az impulzus fázisszerkezetére gyakorolt hatását. Diszperzív közegben való terjedéskor az impulzus torzulására vonatkozó becsléseket a fázistolás frekvencia szerinti deriváltjaival tudjuk megadni. Ultrarövid impulzus technikában általában transzformáció limitált (idő-sávszélesség szorzat a lehető legkisebb) esetre törekszünk. A terjedéskor fellépő fázismoduláció kompenzálására olyan optikai elemet kell használnunk, amely fázisátviteli függvénye az impulzus kiszélesedését kiküszöböli, az impulzus így legfeljebb csoportsebességet szenved, de alakját visszanyeri.

Nagyintenzitású lézerekkel végzett kísérletekben az impulzus terjedése során nemlineáris jelenségek is felléphetnek. A lineáris törésmutató (n_0) mellett egy intenzitásfüggő nemlineáris tag (n_2) módosítja a törésmutató értékét. Több-lövéses technikákkal (pl. Z-scan) n_2 kísérletileg meghatározható, de a mérések hibahatára nagy, ill n_2 értéke csak néhány komponensre ismert.

A törésmutató meghatározásához a Mach-Zender interferométer egyik karjába levegőtartályt helyezünk - melynek nyomása változtatható, hőmérséklete állandó -, a referencia kar vákuum. Ha szélessávú (fehér) fényforrással megvilágított interferométer kimenetéhez spektrogáfot helyezünk, spektrálisan bontott interferencia-csíkokat kapunk. Az így kapott interferogrammal 1 lépésben olyan intenzitás-értéknél is mérhető n_2, ahol még más koherens effektus nem lép fel vagy elhanyagolható (pl. önfókuszálódás), de az interferogramon - az érzékenysége miatt – már mérhető a csíkok torzulása.

I. Elméleti áttekintés

1. Impulzus terjedése diszperzív közegben[1]

Az impulzusok terjedésének leírásához, az impulzustorzulások számolásához a frekvencia-tartománybeli térerősség:

$$\tilde{E}(\omega) = \sqrt{\frac{\pi}{2 \cdot \ln 2}} \cdot E_0 \cdot e^{\frac{\Delta\Omega^2 \cdot \tau_0^2}{8 \cdot \ln 2} + i \cdot \varphi} \qquad (1)$$

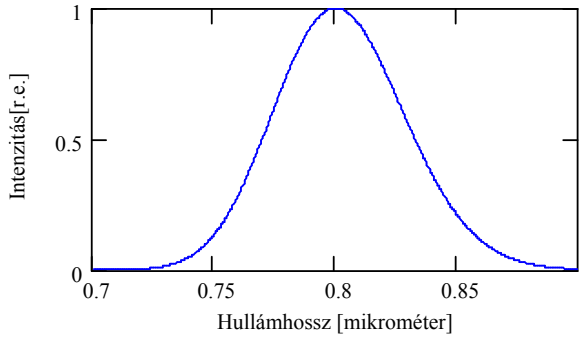
ahol $\tilde{E}(\omega) = F\{E(t)\}$ az időbeli térerősség Fourier transzformáltja.

E_0: konstans paraméter [V/m]

$\Delta\Omega$: eltérés a központi frekvenciától

τ_0: impulzus félértékszélessége

φ: fázistolás



1. ábra Normált intenzitás a hullámhossz fügvényben

A közegbe belépő (1) térerősséggel jellemzett impulzus különböző ω frekvenciájú monokromatikus komponensek szuperpozíciójaként állítható elő. A terjedés során megváltozik a spektrális komponensek amplitúdóeloszlása és a fázis eltolódik.

A lézerimpulzus időbeli torzulását döntően a közegnek az impulzus fázisszerkezetére gyakorolt hatása okozza. A közeg $\varphi(\omega)$ fázisátvitelének az impulzus időbeli alakjára gyakorolt hatását ω_0-körüli Taylor-sorba fejtésével adhatjuk meg:

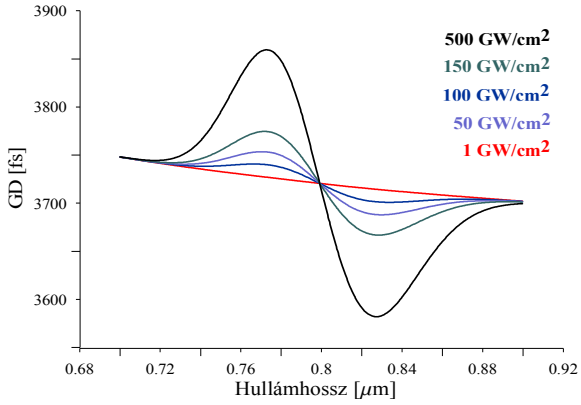
$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + \left.\frac{d\varphi}{d\omega}\right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \cdot \left.\frac{d^2\varphi}{d\omega^2}\right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!} \cdot \left.\frac{d^3\varphi}{d\omega^3}\right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^3 + \ldots \qquad (2)$$

A $\varphi(\omega_0)$ tagnak lézerműködés szempontjából nincs jelentősége[2]. A frekvencia szerinti első derivált, $\varphi'(\omega_0)$ jelenti azt az időt (GD - csoportkésleltetés), amely alatt a ω_0 központi frekvenciájú komponens a közegen keresztülhalad (ha a magasabb rendű deriváltak elhanyagolhatók). A $\varphi''(\omega_0)$ derivált az impulzus időbeli kiszélesedéséért felelős (GDD - csoportkésleltetés-diszperzió). A magasabb rendű deriváltak összetettebb impulzus-torzulásokat okoznak[3].

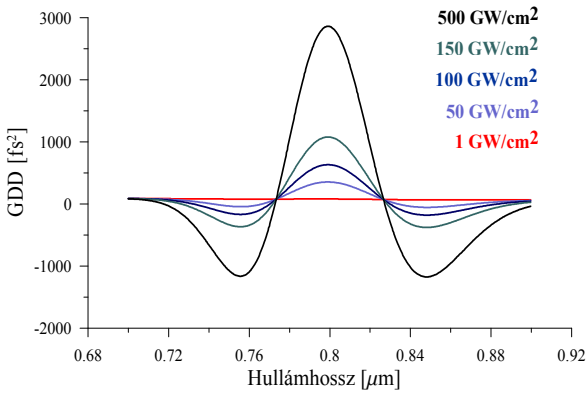
[1] Részletes számolások a mellékletben.
[2] A csíkrendszer y-tengely menti eltolódását okozza.
[3] A számolásoknál TOD - harmadrendű-diszperzióig

2. Impulzustorzulás és fázisderiváltak

A fázis első deriváltja (GD) az intenzitás növekedésével a központi hullámhosszon nem változik, konstans értéket vesz fel [2.a ábra]. Az intenzitás 100-szoros megnövelése a GDD értékében 1000-szeres változást okoz [2.b ábra].

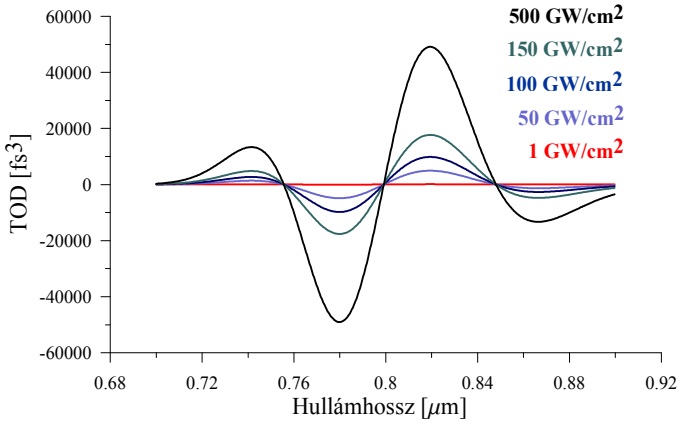


2.a ábra GD a hullámhossz függvényében



2.b ábra GDD a hullámhossz függvényében

A fázis frekvencia szerinti harmadik deriváltja az összetettebb impulzustorzulásokért felelős [2.c ábra].



2.c ábra TOD a hullámhossz függvényében

II. Spektrálisan bontott interferometria

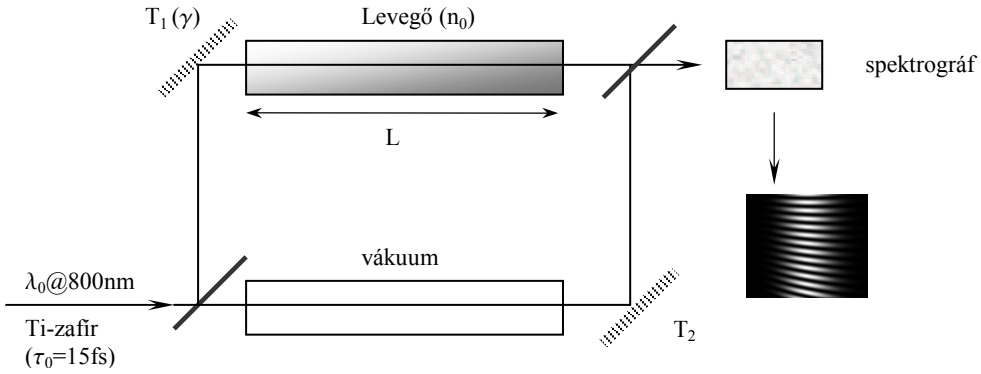
A törésmutató meghatározásához Mach-Zender inerferométer [2.d ábra] egyik karjába levegőtartályt helyezünk – melynek nyomása változtatható, hőmérséklete állandó -, a referencia kar vákuum. Ha szélessávú fényforrással megvilágított *interferométer kimenetéhez spektrográfot* helyezünk, *spektrálisan bontott interferencia-csíkokat* kapunk. Az így kapott interferogrammal 1 lépésben olyan intenzitás-értéknél is mérhető n_2 értéke, ahol még más koherens effektus nem lép fel, vagy elhanyagolható (pl. önfókuszálódás), de az interferogramon – érzékenysége miatt – már észlelhető a csíkok torzulása.

Interferencia az interferométer kimenetén akkor jön létre, ha a két karból érkező fénynyaláb megfelelő fázis- és polarizációs viszonyok mellett találkozik. Ekkor a megfelelő helyeken minimum- és maximum helyek alakulnak ki. Az intenzitás

$$I = I_S + I_R + 2 \cdot \sqrt{I_S \cdot I_R} \cdot \cos \varphi_{SR} \tag{3}$$

kifejezéssel adható meg, ahol I_S és I_R az interferométer egyes karjaiban (levegő, vákuum) mérhető spektrális intenzitás, φ_{SR} a relatív fázis

$$\varphi_{SR} = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot (n-1) \cdot L \,. \tag{4}$$

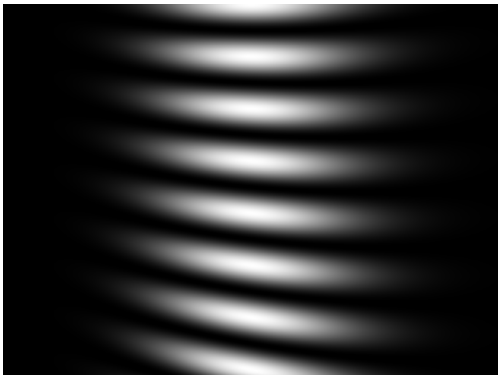


2. d ábra Kísérleti elrendezés (Mach-Zender interferométer)

1. Csíkrendszer-torzulások

1.1 Tükör dőlési szöge (γ)

A tükör dőlési szögének változtatásával a csíkrendszer „sűrűsége” szabályozható: γ növelésével a csíkrendszer besűrűsödik [3. ábra].



3.a ábra $\gamma=\pi/540$ (radian)

3.b ábra $\gamma=\pi/300$ (radian)

1.2 Interferométer karhossza (L)

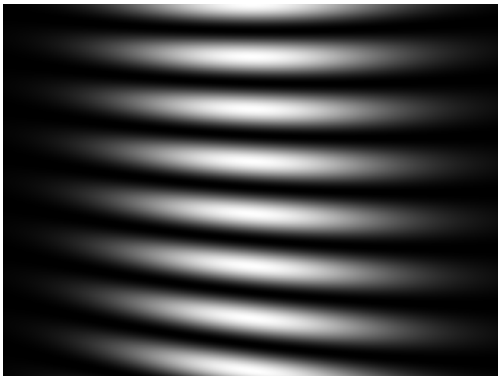
A karhossz változtatásával a csíkok dőlési szöge változtatható [4. ábra].

4.a ábra L=4m+10cm

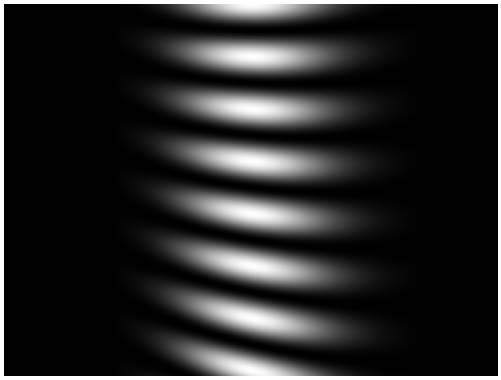
4.b ábra L=4m-10cm

1.3 Hullámhossz-tartomány ($\Delta\lambda$)

$\Delta\lambda$ megválasztásával a csíkrendszer „szélessége”, a lefedett spektrális tartomány állítható be [5. ábra].



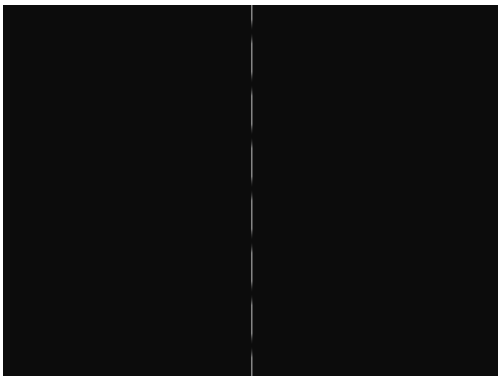
5.a ábra $\Delta\lambda$=730-870 nm



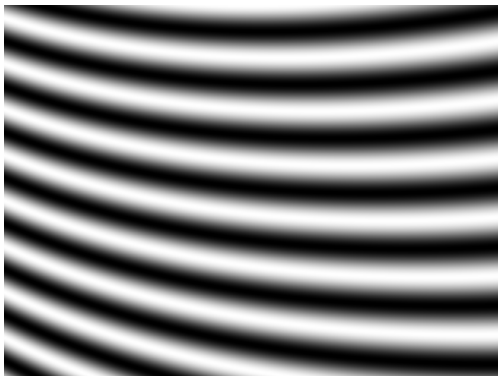
5.b ábra $\Delta\lambda$=670-930 nm

1.4 Félértékszélesség (τ_0)

Az időbeli félértékszélesség hatását a 6. ábra szemlélteti.



6.a ábra τ_0=15 ps



6.b ábra τ_0=15as

2. Nemlineáris törésmutató

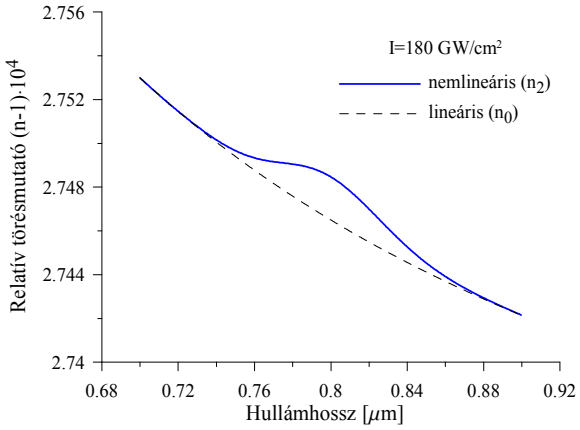
Nagyintenzitású lézerekkel végzett kísérletekben a lineáris törésmutató (n_0) értéke mellett, egy intenzitás-függő tag (n_2) módosítja a törésmutató értékét:

$$n(\omega) = n_0(\omega) + \Delta n(\omega) = n_0(\omega) + n_2^I(\omega) \cdot I(\omega) = n_0(\omega) + \frac{n_2(\omega)}{\varepsilon_0 \cdot n_0(\omega) \cdot c} \cdot I(\omega),$$

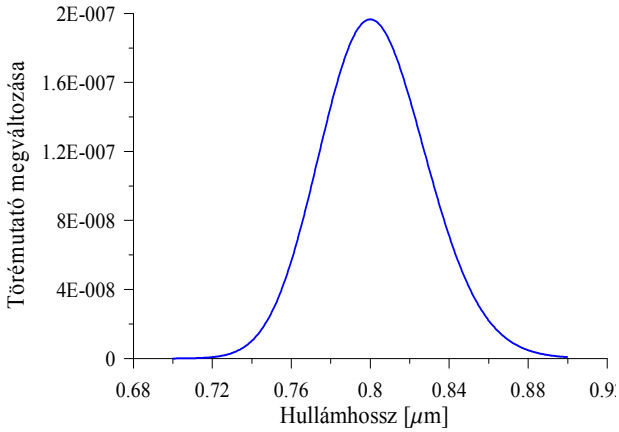
ahol $n_0(\omega)$ a *Cauchy-féle diszperziós formulából*[4] adódik, $n_2(\omega)$ a felhasznált hullámhossz-tartományban (700-900 nm) konstansnak tekinthető.

Irodalmi értéke: $n_2 = 2.9 \cdot 10^{-25}$ m^2/V^2, elterjedt még *CGS* rendszerben[5]: $n_2 = 2.5 \cdot 10^{-16}$ *esu*.

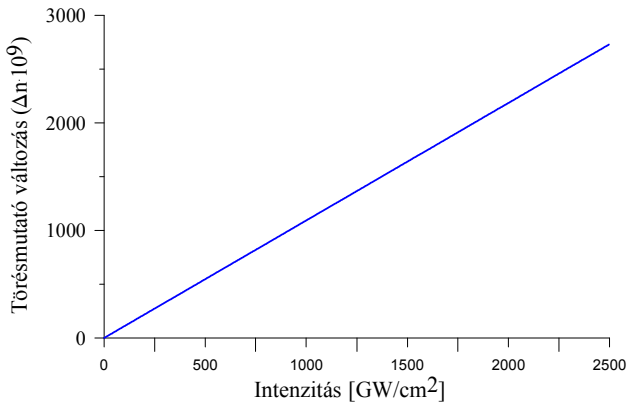
A csíkrendszer torzulása néhány GW/cm^2 intenzitás mellett következik be, amely a törésmutató 7. tizedes jegyében okoz változást [7-9. ábra].



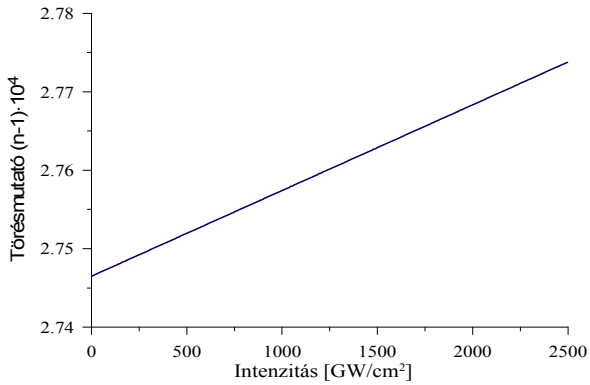
7. ábra Relatív törésmutató a hullámhossz függvényében



8. ábra Törésmutató megváltozása a hullámhossz függvényében



9.a ábra Törésmutató-változás az intenzitás függvényében



9. b ábra Relatív törésmutató az intenzitás függvényében

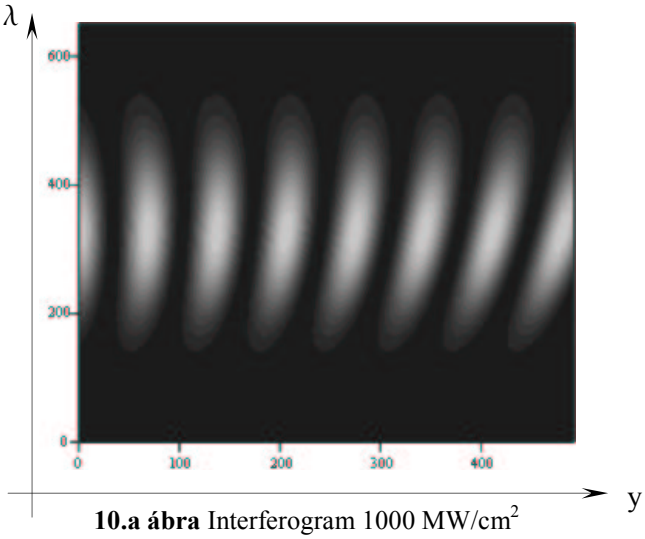
[4] CRC Handbook of Chemistry and Physics (R.C. Weast, S.M. Selby) Ed. 47th, 1966, p.E-153

[5] A program mértékegységrendszertől függetlenül, minden mértékegységben elfogadja a bemeneti értékeket.

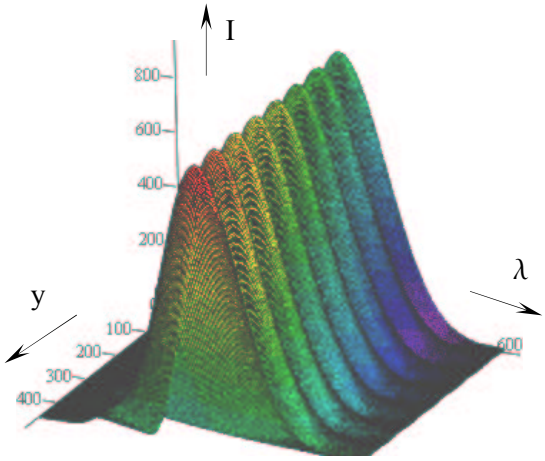
3. Optimális intenzitás meghatározása

A paraméterek beállításánál elsődleges szempont a csíkrendszer kiértékelhetősége. Az interferogramok generálásánál (lásd. 1. alfejezet) τ_0=15 fs félértékszélességű impulzust, 800 nm-es központi hullámhosszon (Ti-zafír lézer), 700-900 nm-es hullámhossz-tartományban vettem figyelembe.

A következő ábra-sorozatok [7-13. ábra] az egyes intenzitásokhoz (1-1000GW/cm^2) tartozó csíkrendszer torzulásokat mutatják be. A baloldalon (*a* ábra) tüntettem fel az interferencia-képeket, jobboldalon (*b* ábra) az interferogramokhoz tartozó térbeli intenzitás-eloszlásokat mellékeltem. Az egyes tengelyeken szereplő adatok 8 bites CCD-chip pixelsorszámára utalnak (EDC 2000N CCD).



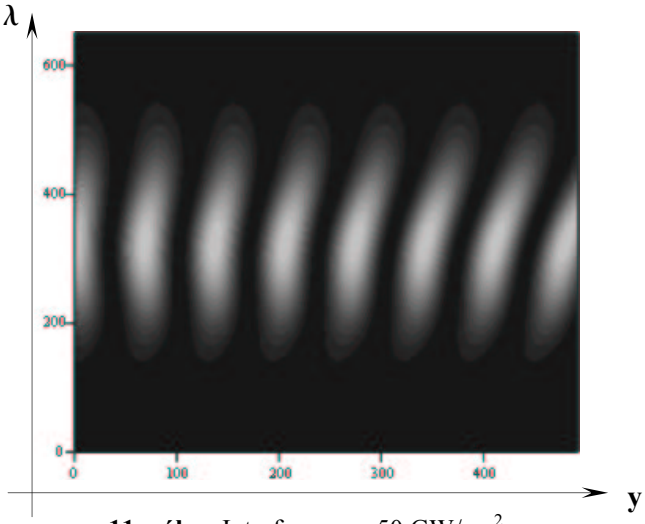
10.a ábra Interferogram 1000 MW/cm^2



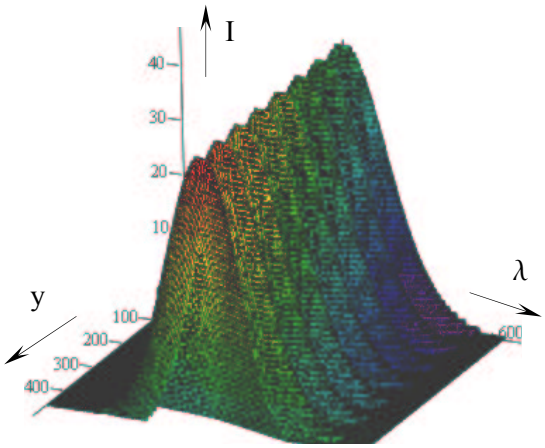
10.b ábra Intenzitás térbeli eloszlása 1000 MW/cm^2

1000 MW/cm^2 csúcsintenzitás mellett n_2 a törésmutatóban nem okoz még kiértékelhető változást [10. ábra]: a csíkrendszerben torzulás nem figyelhető meg.

50 GW/cm^2 csúcsintenzitás esetén a törésmutató 7. tizedesjegyében bekövetkező változás az interferogramban már torzulásokhoz vezet [11. ábra].

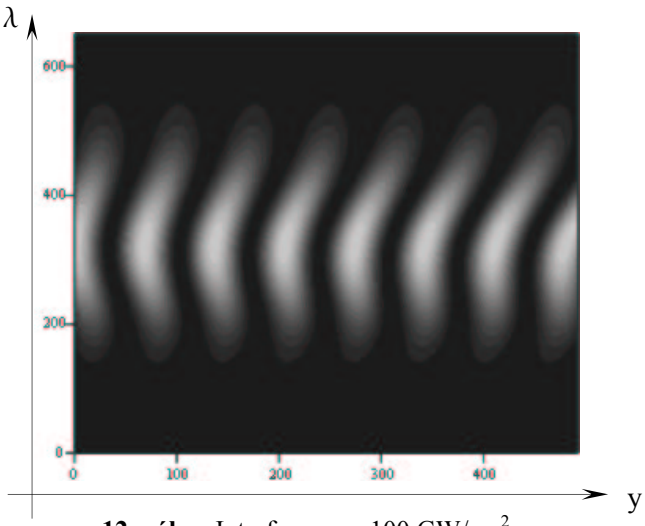


11.a ábra Interferogram 50 GW/cm^2

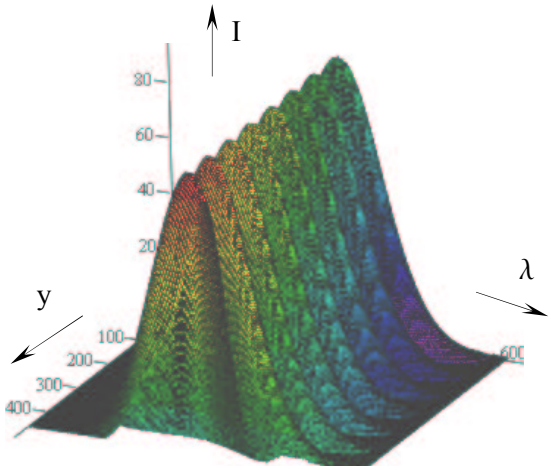


11.b ábra Intenzitás 50 GW/cm^2

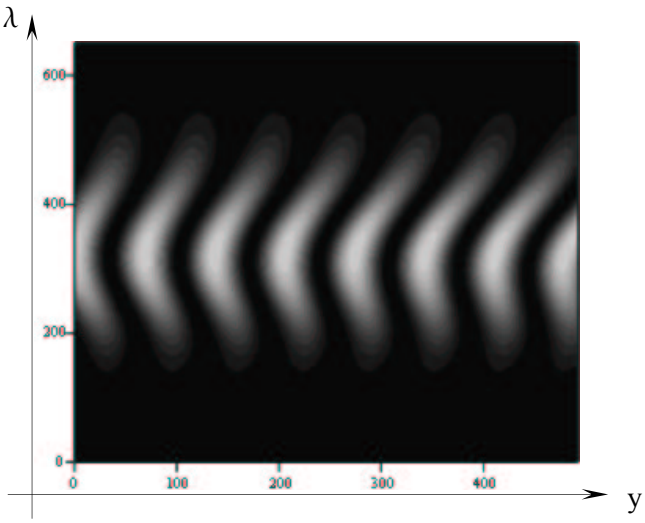
100 GW/cm^2 csúcsintenzitás értéktől [12-14. ábra] a csíkrendszeren jelentős torzulás következik be, a csíkok meggörbülnek, néhány száz GW/cm^2 csúcsintenzitásnál [15-16. ábra] már önfókuszálódás is fellép.



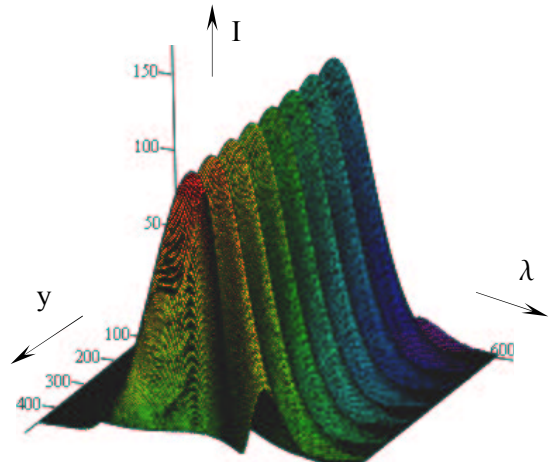
12.a ábra Interferogram 100 GW/cm^2



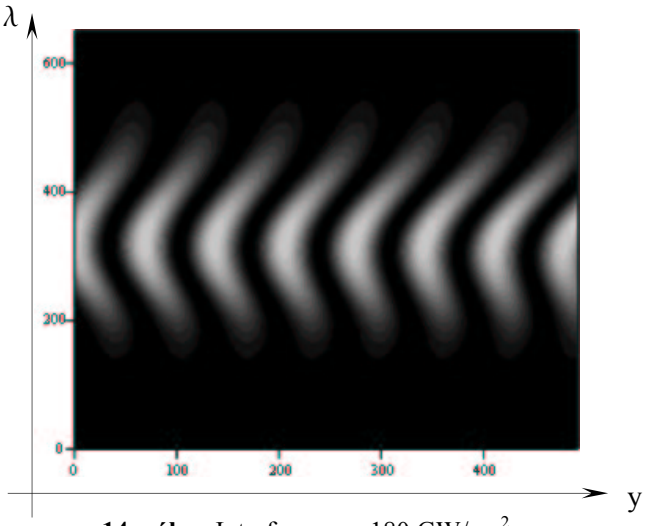
12.b ábra Intenzitás 100 GW/cm^2



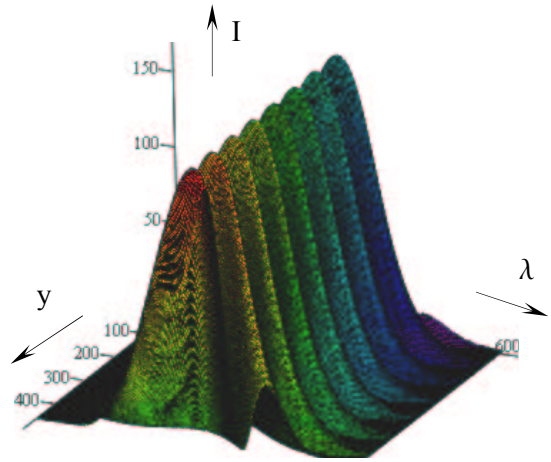
13.a ábra Interferogram 150 GW/cm^2



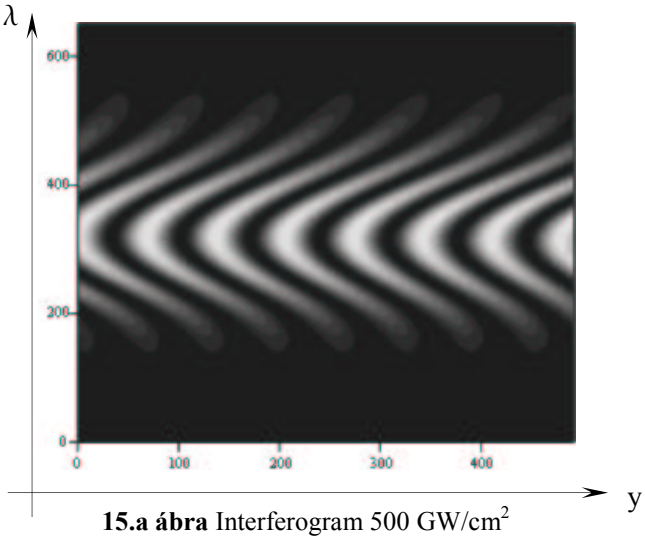
13.b ábra Intenzitás 150 GW/cm^2



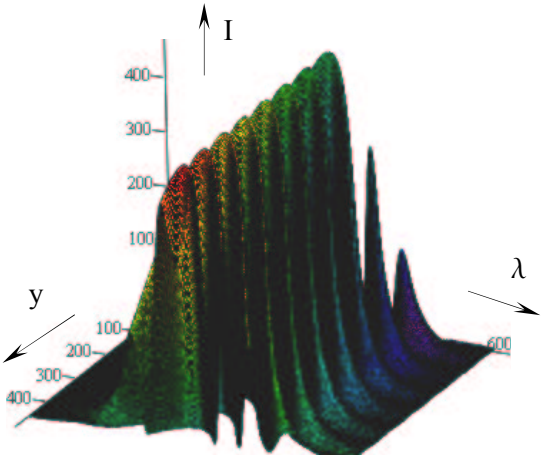
14.a ábra Interferogram 180 GW/cm^2



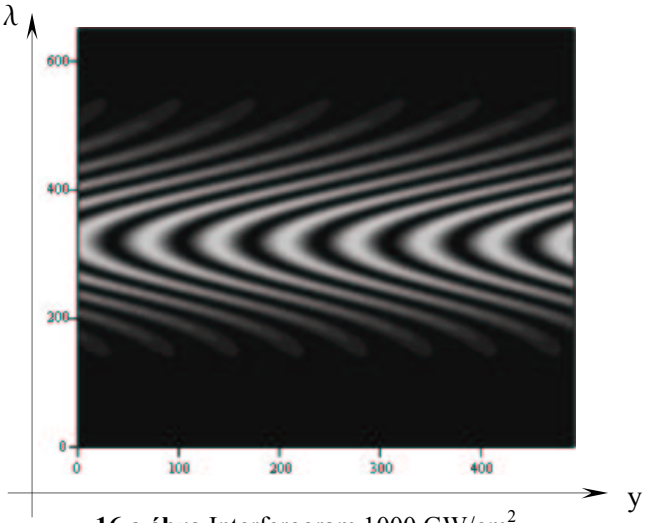
14.b ábra Intenzitás 180 GW/cm^2



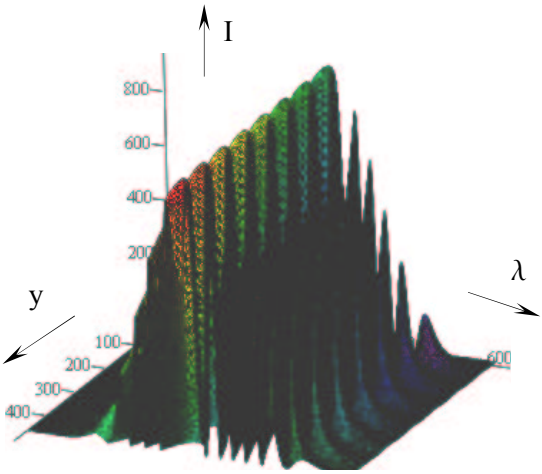
15.a ábra Interferogram 500 GW/cm^2



15.b ábra Intenzitás 500 GW/cm^2



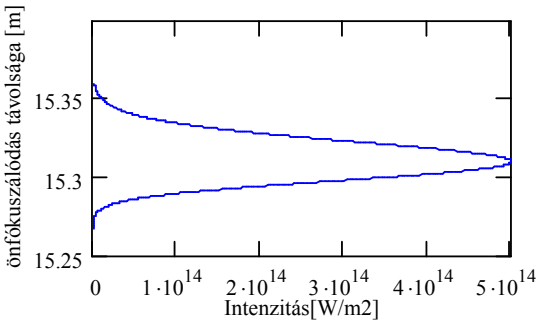
16.a ábra Interferogram 1000 GW/cm^2



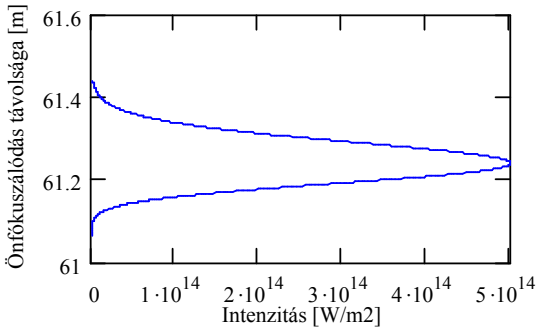
16.b ábra Intenzitás 1000 GW/cm^2

4. Önfókuszálódás

Az eddigi számítások szerint n_2 ~50GW/cm^2 intenzitás értéknél már mérhető. Ebben az intenzitás-tartományban más koherens effektussal még nem kell számolnunk. Az önfókuszálódás 5 mm-es ill. 10 mm-es nyalábnyak esetén is a tartományon kívül (L) esik.



17.a ábra Önfókuszálódás az intenzitás függvényében (w_0=5 mm, I_0=50GW/cm^2)



17.b ábra Önfókuszálódás az intenzitás függvényében (w_0=10 m, I_0=50GW/cm^2)

III. Nyomás- és hőmérséklet-változás

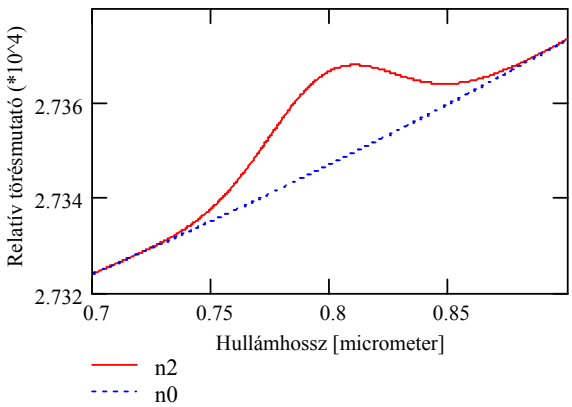
A *Cauchy-formulát* kiegészítve nyomás- és hőmérséklet-függést[6] vihetünk a törésmutató spektrális kifejezésébe:

$$(n-1)\cdot 10^8 = 8342.13 + 2406030\cdot(130-\lambda^2)^{-1} + 15997\cdot(38.9-\lambda^2)^{-1},$$

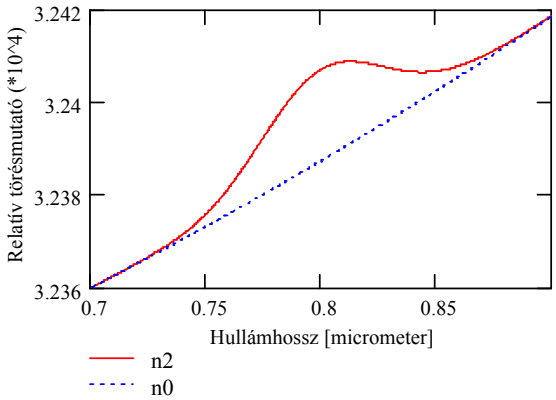
ha az egyenlet bal oldalát elosztjuk: $\dfrac{p\cdot(1+p\cdot(61.3-t)\times 10^{-10}}{96095.4\cdot(1+0.003661\cdot t)}$ kifejezéssel, ahol t hőmérséklet Celsius-fokban, p nyomás Pascalban.

1. Nyomás-változás

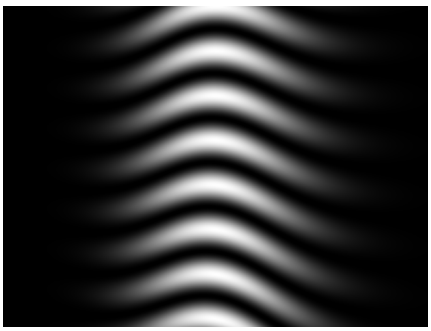
A törésmutató 4. tizedesjegyében okoz eltérést a 20 kPa nyomás-változás, de az interferogramokon a csíkrendszerben nem érzékelhető még torzítás.



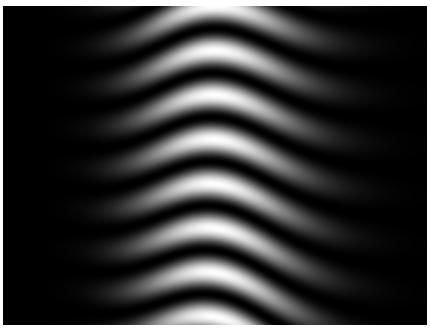
18.a ábra Relatív törésmutató a hullámhossz függvényében 101 kPa nyomáson



18.b ábra Relatív törésmutató a hullámhossz függvényében 120 kPa nyomáson



19.a ábra Interferenciakép 101kPa nyomáson



19.b ábra Interferenciakép 120 kPa nyomáson

2. Hőmérséklet-változás

Néhány Celsius fokos hőmérséklet-változás az interferogramban nem okoz látható torzulást, de a törésmutató értékét a változás mértékétől függően 4-6. tizedesjegyben módosítja.

[6] CRC Handbook of Chemistry and Physics, Ed. 77th 1996, p. 10-266

IV. Kiértékelés

Kimutatható, hogy az intenzitás a centrális térerősség modulus négyzetével és egy frekvencia-függő exponenciálissal arányos, így kísérletileg n_2 2 lövésből (2 interferogramból) meghatározható. Ugyanis a GDD-k különbsége n_2-vel, a centrális térerősségek modulus négyzeteinek különbségével és a frekvencia-függő exponenciális omega szerinti második deriváltjával arányos. Mivel n_2 kivételével minden egyéb járulék meghatározható, a mérésekből adott frekvenciákra n_2 értéke megadható.

Felhasznált irodalom

[1] CRC Handbook of Chemistry and Physics (R.C. Weast, S.M. Selby), Ed. 47th, 1966

[2] CRC Handbook of Chemistry and Physics (R.C. Weast, S.M. Selby), Ed. 77th, 1996

[3] Opt. Comm. **111** (1994) 632-641

[4] Appl. Phys. **B 75**, 119-122 (2002)

[5] Appl. Opt. **41** (2002) 21

[6] Opt. Comm. **197** (2001) 145-159

[7] Appl. Opt. **35** (1996) 9, 1485-1488

[8] Opt. Comm. **121** (1995) 78-88

[9] Opt. Lett. **20** (22) 2341

KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Ezúton köszönöm témavezetőmnek, dr. Osvay Károly egyetemi docensnek a témában nyújtott szakmai segítségét és a TeWaTi munkatársainak támogatását.

MELLÉKLET

SPECTRALLY RESOLVED INTERFEROMETRY MEASUREMENTS IN GASEOUS MEDIA: THE STUDY OF THE n_2 PHENOMENON

1. DEFINITIONS AND PARAMETERS

1.1 Units and constants

length: $mm := 10^{-3}\cdot m$ $\mu m := 10^{-6}\cdot m$ $nm := 10^{-9}\cdot m$ $Angström := 10^{-10}\cdot m$

time: $\mu s := 10^{-6}\cdot sec$ $ns := 10^{-9}\cdot sec$ $ps := 10^{-12}\cdot sec$ $fs := 10^{-15}\cdot sec$

power and energy: $GW := 10^{9}\cdot W$ $mJ := 10^{-3}\cdot J$ **if** $Energy := 1\cdot GW$ **then** $Energy = 1\times 10^{12}\,\frac{mJ}{s}$

speed of light (in vacuum): $c := 0.299792458\cdot\frac{\mu m}{fs}$ **dielectric constant:** $\varepsilon 0 := 8.854187817\cdot 10^{-12}\cdot\frac{F}{m}$

1.2 Conversion:

n_2 (from CGS to SI): [Sutherland: Handbook of Nonlinear Optics, Marcel Dekker Inc. (1996), p.301-302]

$$esu := \left[\left(\frac{1}{3}\right)^2\cdot 10^{-8}\right]\cdot\frac{m^2}{V^2} \qquad 1\cdot\frac{m^2}{V^2} = 9\times 10^{8}\,esu$$

1.3 Parameters of the CCD chip

Size of the CCD chip: $HH := 652$ $hh := 0..HH-1$

$VV := 494$ $vv := 0..VV-1$

1.4 Parameters of the Ti:Saphire laser and the pulse

pulse profile: Gauss (temporal & spatial) **beam diameter:** $d_beam := 5\cdot mm$

central wavelength: $\lambda_c := 0.8\cdot\mu m$ **Range of wavelength:** $min\lambda := 0.7\cdot\mu m$ $max\lambda := 0.9\cdot\mu m$

step of wavelength: $step\lambda := \frac{(max\lambda - min\lambda)}{HH}$ $step\lambda = 0.30675\,nm$ **pixel number of λ_c:** $\frac{\lambda_c - min\lambda}{step\lambda} = 326$

wavelength grid: $\lambda\lambda_{hh} := min\lambda + step\lambda\cdot hh$ **Numerical wavelength grid (μm):** $\lambda\mu m_{hh} := \frac{\lambda\lambda_{hh}}{\mu m}$

FWHM/c : $\tau_0 := 15\cdot fs$ **FWHM :** $\Delta\lambda := \frac{2\cdot\ln(2)\cdot\lambda_c^2}{\pi\cdot\tau_0\cdot c}$ $\Delta\lambda = 62.802\,nm$

coherence length: $lcoh := \frac{\lambda_c^2}{2\cdot\Delta\lambda}$ $lcoh = 5.095\,\mu m$

coherence time: $\tau coh := \frac{\tau_0}{4\cdot\ln(2)}$ $\tau coh = 5.41\,fs$

Range of frequency: $\omega_c := \frac{2\cdot\pi\cdot c}{\lambda_c}$ $\omega_min := \frac{2\cdot\pi\cdot c}{max\lambda}$ $\omega_max := \frac{2\cdot\pi\cdot c}{min\lambda}$

Frequency grid (nonuniform): $\omega_{hh} := \frac{2\cdot\pi\cdot c}{\lambda\lambda_{hh}}$ $\Delta\Omega_{hh} := \omega_{hh} - \omega_c$

2. INTERFERENCE

2.1. Notations

Frequency-dependent group-delay of the sample: $gd(\lambda)$ **Wavelength of the monochromatic light:** $\lambda\lambda$

Tilt of the mirror (around the horizontal axis): γ

Intensity through reference: I_R **Intensity through the sample:** I_S

Phase shift of the reference: ϕ_R **Phase shift of the sample:** ϕ_S

2.2 Index of refraction

2.2.1 Linear part (Cauchy)

The *Cauchy*'s formula [CRC Handbook of Chemistry and Physics, Ed.47th (1966), p.E-153]

for air (15°C, 76 cm Hg): In CRC formula λ is in Angströms. The transformation is: $\lambda[\text{Angström}] = \lambda[\mu m]\cdot 10^4$

$$n0_air(\lambda) := \left[2726.43 + \frac{12.288}{(\lambda)^2} + \frac{0.3555}{(\lambda)^4}\right]\cdot\frac{1}{10^7} + 1$$

$$n0Air := \left| \begin{array}{l} hh \leftarrow 0 \\ \text{for } \Lambda \in (\min\lambda, \min\lambda + step\lambda .. \max\lambda) \\ \quad \left| \begin{array}{l} n_{hh} \leftarrow \left(2726.43 + \frac{12.288\cdot\mu m^2}{\Lambda^2} + \frac{0.3555\cdot\mu m^4}{\Lambda^4}\right)\cdot\frac{1}{10^7} + 1 \\ hh \leftarrow hh + 1 \end{array} \right. \\ n \end{array} \right.$$

$\lambda\lambda_{326} = 0.8\,\mu m$

$n0Air_{326} = 1.000275$

$n0_air(.8) = 1.00027465$

2.3 Gaussian pulse

2.3.1 Gaussian temporal

phase shift: $\phi_in := 0$

$E_0 := 1\cdot\frac{V}{m}$

field strength: $E\omega_in_{hh} := \sqrt{\frac{\pi}{2\cdot\ln(2)}}\cdot E_0\cdot\exp\left[-\frac{(\Delta\Omega_{hh})^2\cdot(\tau_0)^2}{8\cdot\ln(2)} + (i\cdot\phi_in)\right]$ $E\omega_in_{326} = 1.505\,\frac{V}{m}$

Intensity (proportional to): $I\omega_in_{hh} := 2\cdot\varepsilon0\cdot n0Air_{hh}\cdot c\cdot(|E\omega_in_{hh}|)^2$

$I_S_{hh} := \frac{1}{2}\cdot I\omega_in_{hh}$ $I_R_{hh} := \frac{1}{2}\cdot I\omega_in_{hh}$

$IS_{vv,hh} := I_S_{hh}$ $IR_{vv,hh} := I_R_{hh}$

2.3.2 Gaussian spatial

beam waist: $w0 := 5\cdot mm$ $w0_1 := 10\cdot mm$

Rayleigh range: $zR_{hh} := \frac{\pi\cdot w0^2}{\lambda\lambda_{hh}}$ $zR_{326} = 98.175\,m$

$RR(z) := z\cdot\left[1 + \left(\frac{zR}{z}\right)^2\right]$ $I\omega_in_{326} = 0.012\,\frac{W}{m^2}$

2.4 Intensity distribution

Let the peak intensity be: $I_peak := 50 \cdot \frac{GW}{cm^2}$ $\qquad \lambda\lambda_{326} = 800\ nm$ $\qquad I_peak = 5 \times 10^{14} \frac{W}{m^2}$

$$E\omega_in800nm := \sqrt{\frac{I_peak}{\left(2 \cdot \varepsilon 0 \cdot n0Air_{326} \cdot c\right)}} \qquad E_0 := \frac{E\omega_in800nm}{\sqrt{\frac{\pi}{2 \cdot \ln(2)}} \cdot \exp\left[-\frac{\left(\Delta\Omega_{326}\right)^2 \cdot \left(\tau_0\right)^2}{8 \cdot \ln(2)} + i \cdot \phi_in\right]}$$

Check:

$$E\omega in_{326} := \sqrt{\frac{\pi}{2 \cdot \ln(2)}} \cdot E_0 \cdot \exp\left[-\frac{\left(\Delta\Omega_{326}\right)^2 \cdot \left(\tau_0\right)^2}{8 \cdot \ln(2)} + \left(i \cdot \phi_in\right)\right] \qquad I\omega in_{326} := 2 \cdot \varepsilon 0 \cdot 1.000275 \cdot c \cdot \left(\left|E\omega in_{326}\right|\right)^2$$

$$I\omega in_{326} = 5 \times 10^{14} \frac{W}{m^2}$$

... then the correction factor: $E_0 = 2.038 \times 10^8 \frac{V}{m}$

$$E\omega in_{hh} := \sqrt{\frac{\pi}{2 \cdot \ln(2)}} \cdot E_0 \cdot \exp\left[-\frac{\left(\Delta\Omega_{hh}\right)^2 \cdot \left(\tau_0\right)^2}{8 \cdot \ln(2)} + \left(i \cdot \phi_in\right)\right]$$

$$I\omega in_{hh} := 2 \cdot \varepsilon 0 \cdot n0Air_{hh} \cdot c \cdot \left(\left|E\omega in_{hh}\right|\right)^2$$

2.5 Nonlinear part (n_2)

[Opt. Comm. **103** (1993), 153-160 & Opt. Comm. **121** (1995), 78-88.]

Nonlinear index of refraction (field) coefficient: $n2_field := 2.9 \cdot 10^{-25} \cdot \frac{m^2}{V^2}$ [CGS or SI unit]

Nonlinear index of refraction (intensity) coefficient: $n2_{hh} := \frac{n2_field}{\varepsilon 0 \cdot n0Air_{hh} \cdot c}$ $\qquad n2_{326} \cdot 10^{22} = 1.092 \frac{m^2}{W}$

Nonlinear index of refraction change: $\Delta n_{hh} := n2_{hh} \cdot I\omega in_{hh}$

Index of refraction: $nair_{hh} := n0Air_{hh} + \Delta n_{hh}$

2.6 Calculations of the derivatives (to Group Delay, Group Delay Dispersion & Third Order Dispersion)

Sample (air):

$$gd_air(\lambda) := \frac{1}{c} \cdot \left(n0_air(\lambda) - \lambda \cdot \frac{d}{d\lambda} n0_air(\lambda) - 1\right) \qquad corr_gd_{hh} := n2_field \cdot \frac{\left[\ln(2) \cdot \lambda\lambda_{hh} - c \cdot \Delta\Omega_{hh} \cdot \pi \cdot \left(\tau_0\right)^2\right]}{\ln(2) \cdot c^2 \cdot \varepsilon 0 \cdot \lambda\lambda_{hh} \cdot n0Air_{hh}} \cdot I\omega in_{hh}$$

$$gdd_air(\lambda) := \left(\frac{\lambda \cdot \mu m}{2 \cdot \pi \cdot c}\right) \cdot \frac{1}{c} \cdot \left(\lambda^2 \cdot \frac{d^2}{d\lambda^2} n0_air(\lambda)\right)$$

$$corr_gdd_{hh} := n2_field \cdot \left[\frac{-\left[2 \cdot \left(c \cdot \pi + \Delta\Omega_{hh} \cdot \lambda\lambda_{hh}\right) \cdot \ln(2) - c \cdot \left(\Delta\Omega_{hh}\right)^2 \cdot \pi \cdot \left(\tau_0\right)^2\right]}{2 \cdot \ln(2)^2 \cdot c^2 \cdot \varepsilon 0 \cdot \lambda\lambda_{hh} \cdot n0Air_{hh}} \cdot I\omega in_{hh} \cdot \left(\tau_0\right)^2\right]$$

$$tod_air(\lambda) := -\left(\frac{\lambda\cdot\mu m}{2\cdot\pi\cdot c}\right)^2\cdot\frac{1}{c}\cdot\left[3\cdot\lambda^2\cdot\frac{d^2}{d\lambda^2}n0_air(\lambda) + \lambda^3\cdot\frac{d^3}{d\lambda^3}(n0_air(\lambda))\right]$$

$$corr_tod_{hh} := n2_field\cdot-\left[\frac{6\cdot\ln(2)^2\cdot\lambda\lambda_{hh} + c\cdot(\Delta\Omega_{hh})^3\cdot\pi\cdot(\tau_0)^4 - 3\cdot(2\cdot c\cdot\pi + \Delta\Omega_{hh}\cdot\lambda\lambda_{hh})\cdot\ln(2)\cdot\Delta\Omega_{hh}\cdot(\tau_0)^2}{4\cdot\ln(2)^3\cdot c^2\cdot\varepsilon 0\cdot\lambda\lambda_{hh}\cdot n0Air_{hh}}\right]\cdot I\omega in_{hh}\cdot(\tau_0)$$

Fig. 1. Intensity vs. wavelength

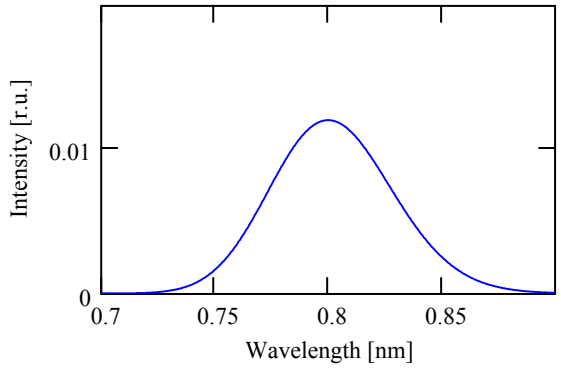
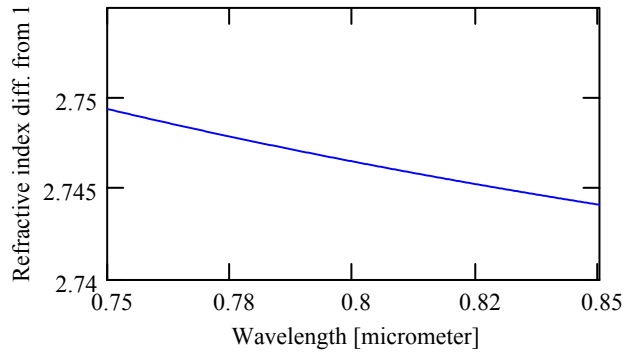
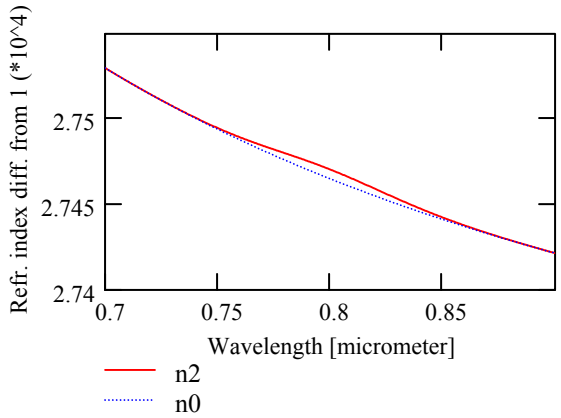
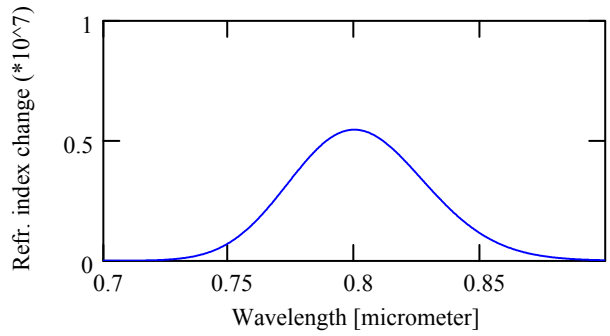
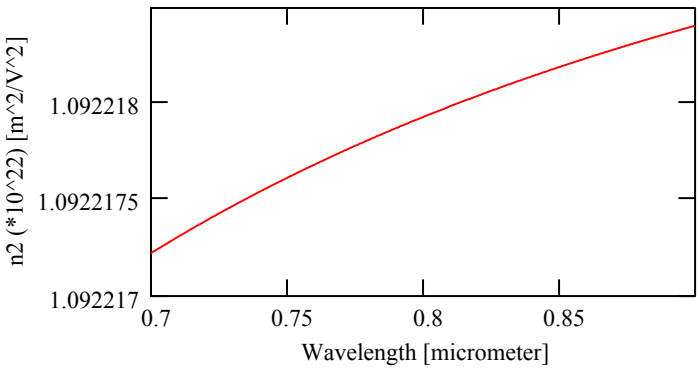


Fig. 2 Ref. index vs. wavelength









2.3 Phase shift

Tilt of the mirror: $\gamma := \frac{\pi}{540}$ $\gamma = 0.333\,deg$

Length of the interferometer's arm: $LL := 4\cdot m$ **Correction for *L*:** $L_corr := 0\cdot\mu m$

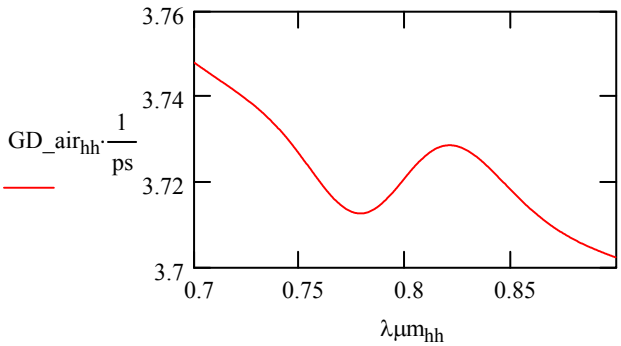
Group Delay (GD): $GD_air_{hh} := (LL + L_corr)\cdot\left(gd_air(\lambda\mu m_{hh}) + corr_gd_{hh}\right)$

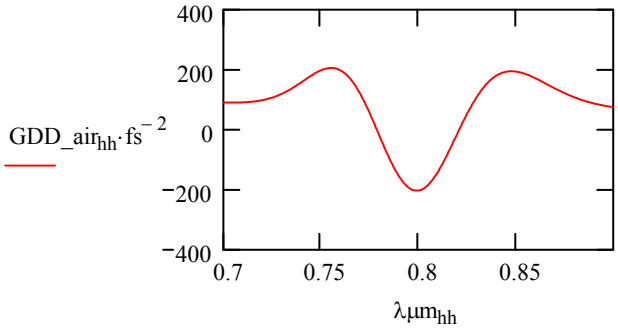
$\tau air_GD_{hh} := GD_air_{hh}\cdot\Delta\Omega_{hh}$ $\tau air_GD_{326} = 0$ $GD_air_{326} = 3.721\,ps$

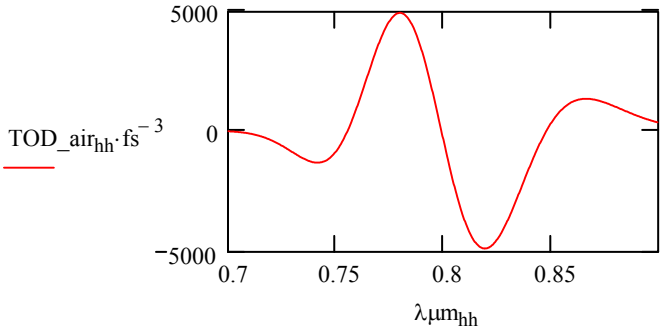
Group Delay Dispersion (GDD): $GDD_air_{hh} := (LL + L_corr)\cdot\left(gdd_air\left(\lambda\mu m_{hh}\right) + corr_gdd_{hh}\right)$

Third Order Dispersion (TOD): $TOD_air_{hh} := (LL + L_corr)\cdot\left(tod_air\left(\lambda\mu m_{hh}\right) + corr_tod_{hh}\right)$

Group Delay correction: $\tau air_GD_{hh} := GD_air_{326}\cdot\Delta\Omega_{hh}$ $\qquad vv0 := 0$







$GD_air_{326} = 3.721\ ps$

$GDD_air_{326} = -203.339\ fs^2$

$TOD_air_{326} = -314.529\ fs^3$

$WRITEPRN(\text{"gd_0.dat"}) := GD_air\cdot fs^{-1}$

$WRITEPRN(\text{"gdd_0.dat"}) := GDD_air\cdot fs^{-2}$

$WRITEPRN(\text{"tod_0.dat"}) := TOD_air\cdot fs^{-3}$

Second order & higher order contribution to the Relative phase shift:

$$\Delta\phi_{hh} := \left[\frac{2\cdot\pi}{\lambda\lambda_{hh}}\cdot LL\cdot\left(nair_{hh} - 1\right)\right] - \left[\frac{2\cdot\pi}{\lambda\lambda_{326}}\cdot LL\cdot\left(nair_{326} - 1\right)\right] - \tau air_GD_{hh}$$

$$\phi_SR_{vv,hh} := \Delta\phi_{hh} + \frac{2\cdot\pi}{\lambda\mu m_{hh}}\cdot 2\cdot\left[(vv - vv0)\cdot\gamma\right]$$

$WRITEPRN(\text{"delta_fi0.dat"}) := \Delta\phi$

$WRITEPRN(\text{"fiSR.dat"}) := \phi_SR$

Intensity distribution $I0_{vv,hh} := IS_{vv,hh} + IR_{vv,hh} + 2\cdot\sqrt{IS_{vv,hh}\cdot IR_{vv,hh}}\cdot\cos\left(\phi_SR_{vv,hh}\right)$

$norm_factor := \max(I0) \qquad norm_factor = 0.024\ \frac{W}{m^2}$

Normalised intensities: $I0_mod_{vv,hh} := floor\left(255\cdot\frac{I0_{vv,hh}}{norm_factor}\right) \qquad \max(I0_mod) = 255$

$WRITEPRN(\text{"I0.dat"}) := I0_mod \qquad WRITEBMP(\text{"I0.bmp"}) := I0_mod\cdot\frac{255}{\max(I0_mod)}$

$IS_mod_{vv,hh} := floor\left(255\cdot\frac{IS_{vv,hh}}{norm_factor}\right) \qquad IR_mod_{vv,hh} := floor\left(255\cdot\frac{IR_{vv,hh}}{norm_factor}\right)$

$WRITEPRN(\text{"IS.dat"}) := IS_mod \qquad WRITEPRN(\text{"IR.dat"}) := IR_mod$

2.4 Self-Focusing [Sutherland: Handbook of nonlinear Optics, p368]

2.4.1 Thin nonlinear medium

2.4.2 Thick nonlinear medium

Critical power for self-trapping (n_2>0) : $P_cr2_{hh} := \frac{(1.22\cdot\lambda\lambda_{hh})^2\cdot\pi\cdot\varepsilon0\cdot c}{32\cdot n2_field}$ $\quad n2_field\cdot 10^{25} = 2.9\frac{m^2}{V^2}$ $\quad P_cr2_{326} = 0.856\,GW$

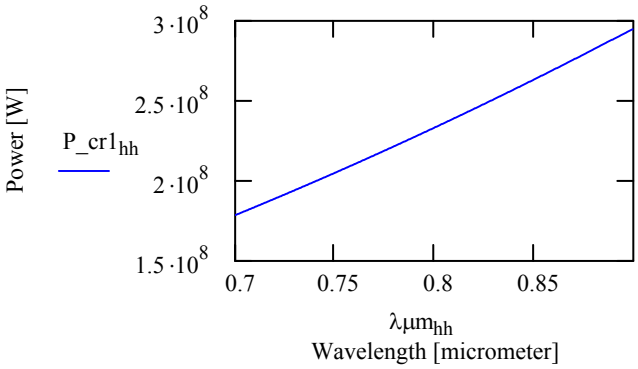
Paraxial approximation of critical power for catastrophic self-focusing (n_2>0) $P_cr1_{hh} := \frac{\varepsilon0\cdot c\cdot(\lambda\lambda_{hh})^2}{8\cdot\pi\cdot n2_field}$ $\quad P_cr1_{326} = 0.233\,GW$

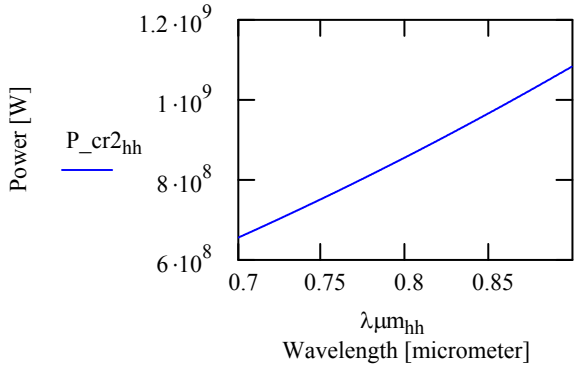
Self-focusing distance (beam collapse) in paraxial approximation

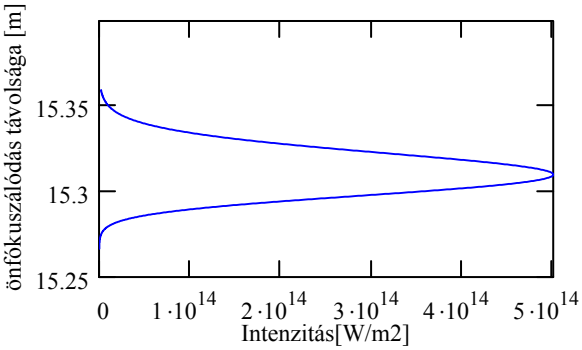
Beam waist: $w0_1 := d_beam$ $\quad w0_1 = 5\,mm$ $\quad w0_2 := 10\cdot mm$

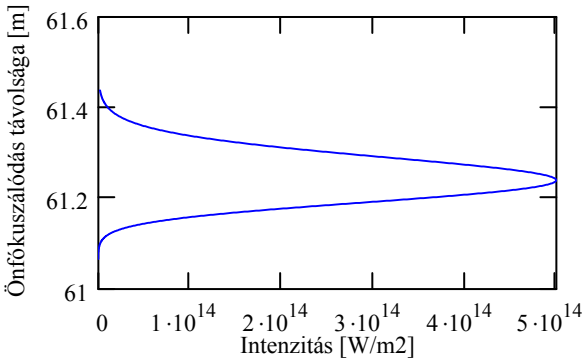
Laser power: $P_{hh} := I\omega in_{hh}\cdot\left[\left(\frac{d_beam}{2}\right)^2\cdot\pi\right]$ $\quad P_{326} = 9.817\,GW$ $\quad I\omega in_{326} = 50\frac{GW}{cm^2}$

Plane wave front: $z_sf_{hh} := \frac{\pi\cdot w0_1^2\cdot(\lambda\lambda_{hh})^{-1}}{\sqrt{\left(\frac{P_{326}}{P_cr1_{hh}}\right)-1}}$ $\quad z_sf2_{hh} := \frac{\pi\cdot w0_2^2\cdot(\lambda\lambda_{hh})^{-1}}{\sqrt{\left(\frac{P_{326}}{P_cr1_{hh}}\right)-1}}$ $\quad z_sf_{326} = 15.31\,m$ $\quad z_sf2_{326} = 61.24\,m$









$I\omega in_{326} = 50\frac{GW}{cm^2}$

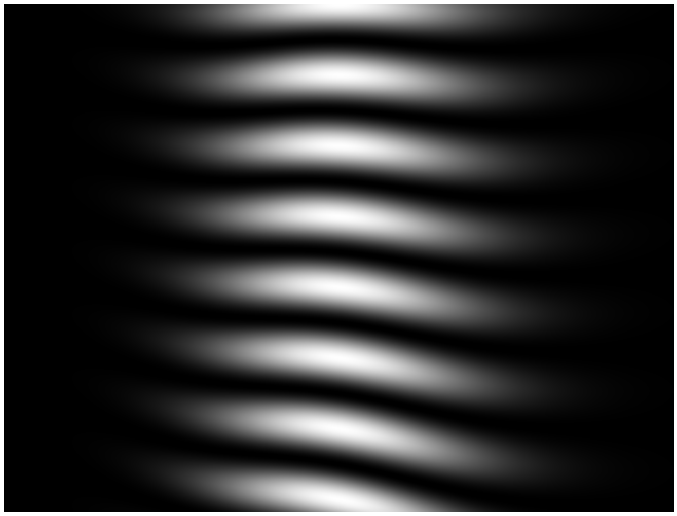
$WRITEPRN("z_sf0.dat") := z_sf\cdot\frac{1}{m}$

$WRITEPRN("z_sf2.dat") := z_sf2\cdot\frac{1}{m}$

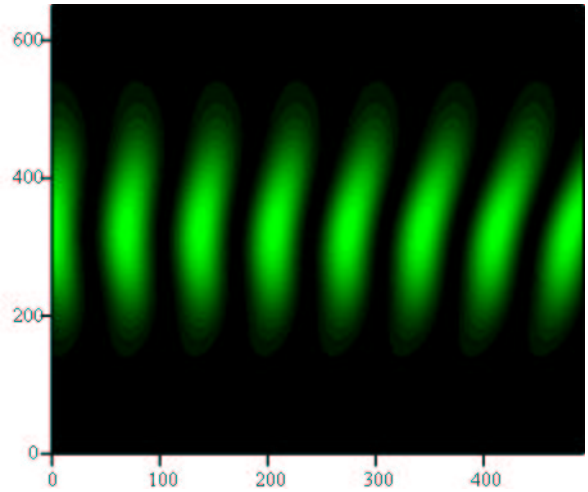
2.5 Interference patterns

comment: *255=black, 0=white*

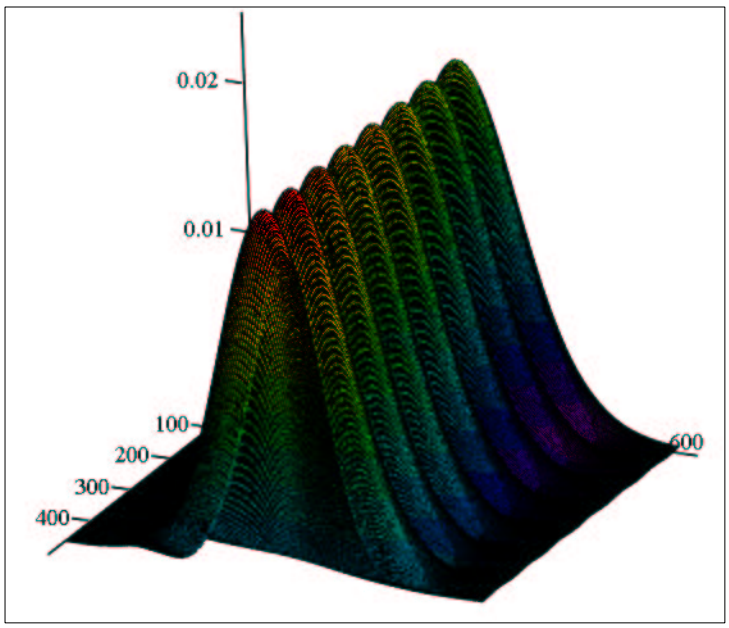
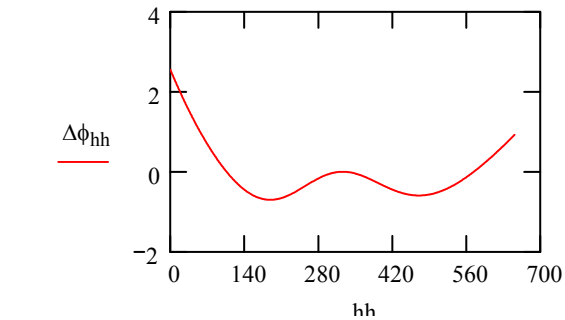
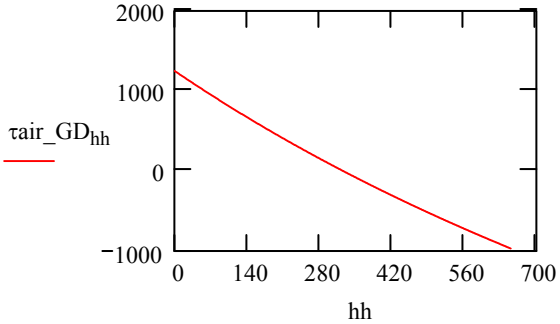
Interferogram := READBMP("I0.bmp")



Interferogram



I0_mod



I0