

Ultrarövid impulzusok erősítése következő generációs titán-zafír lézerrendszerekben

Ph.D. értekezés

SZERZŐ:

Nagymihály Roland Sándor

TÉMAVEZETŐ

Dr. Börzsönyi Ádám

tudományos munkatárs

Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

TUDOMÁNYOS TANÁCSADÓ

Dr. Osvay Károly

egyetemi docens

Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék



Fizika Doktori Iskola

Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

Természettudományi és Informatikai Kar

Szegedi Tudományegyetem

Szeged

2018

Tartalomjegyzék

I.	Bevezetés	1
II.	Tudományos előzmények	4
II.1.	Ultrarövid lézerpulzusok és terjedésük hatásai	4
II.1.1.	Komplex elektromos térerősség és a spektrális fázis	4
II.1.2.	Impulzusok terjedése lineáris optikai közegben	7
II.1.3.	Vivő-burkoló fázis	11
II.2.	Ultrarövid impulzusok erősítése	14
II.2.1.	Fázismodulált impulzuserősítés	14
II.2.2.	Ultrarövid impulzusok erősítése Ti:Sa kristályban	16
II.2.3.	Optikai parametrikus erősítők	22
II.2.4.	Kétfokozatú CPA	24
II.2.5.	Polarizáció-kódolt fázismodulált impulzuserősítés	25
II.2.6.	Átlagteljesítmény felskálázása koronglézerek segítségével	27
II.3.	Vivő-burkoló fázis mérése és stabilizálása	30
II.3.1.	CEP-csúszás mérése: f-to-2f és 0-to-f interferometria	30
II.3.2.	Alrendszerek fáziscsúszásának mérése: spektrálisan bontott interferometria	31
II.3.3.	Spektrálisan bontott interferometria soksugaras interferométerrel	34
II.3.4.	Abszolút CEP mérése: stereo-ATI	34
II.3.5.	Oszcillátorok és erősítők CEP-stabilizálása	35
III.	Tudományos célkitűzések	38
III.1.	Motivációs háttér	38
III.2.	Disszertáció célkitűzései	40
IV.	Új tudományos eredmények	41
IV.1.	Vízhűtéses Ti:Sa erősítők fázisstabilitása	42
IV.1.1.	Kísérleti módszer és elrendezés	42
IV.1.2.	Vízhűtés és a pumpaimpulzusok hatásai	44
IV.1.3.	Lézerparaméterek hatásai	47
IV.1.4.	Ismétlési frekvencia hatásának részletesebb elemzése	49
IV.1.5.	Diszkusszió	50
IV.2.	Kriogenikus hűtésű Ti:Sa erősítők fázisstabilitása	52
IV.2.1.	Kísérleti módszer és elrendezés	52
IV.2.2.	Kiértékelési módszer és zajforrások azonosítása	54
IV.2.3.	Vákuum- és hűtőrendszer hatásainak mérése	57
IV.2.4.	Ismétlési frekvencia és erősítés hatásai	58
IV.2.5.	Rezgési- és optikai zajspektrumok összehasonlítása	60

IV.2.6. Diskusszió	61
IV.3. Ultranagy csúcsteljesítményű impulzusok előállítása Ti:Sa korongerősítőben	63
IV.3.1. Pumpálás közbeni energiakicsatolás korongerősítőben	64
IV.3.2. EDP-TD erősítő termikus modellje	66
IV.3.3. EDP-TD végerősítő kísérleti elrendezése	67
IV.3.4. Egylövéses erősítési kísérletek	70
IV.3.5. 10 Hz-es pumpálás termikus hatása	71
IV.3.6. Hullámfront torzulásának mérése	73
IV.3.7. Diskusszió	75
IV.4. EDP-TD végerősítők átlagteljesítményének felskálázása	76
IV.4.1. Vizsgált geometriák és lézerparaméterek	76
IV.4.2. Kétdimenziós modell: hőmérsékleti peremfeltétel	77
IV.4.3. Kétdimenziós részletes modell	79
IV.4.4. Eredmények egycsatornás hűtés esetére	80
IV.4.5. Eredmények kétcsatornás hűtés esetére	83
IV.4.6. Felskálázási eredmények	86
IV.4.7. Modell összehasonlítása a kísérleti eredményekkel	88
IV.4.8. Diskusszió	90
V. Összefoglalás	92
VI. Summary	94
VI.1. Introduction	94
VI.2. Objectives	95
VI.3. Methods of investigation	96
VI.4. New scientific results	98
VII. Köszönetnyilvánítás	100
VIII. Gyakran használt rövidítések jegyzéke	102
IX. Irodalomjegyzék	104
X. Saját publikációk	115
X.1. Tézispontok alapjául szolgáló referált folyóiratcikkek	115
X.2. További referált folyóiratcikkek	115
X.3. Nemzetközi konferencia prezentációk	115
X.4. Magyar konferencia prezentációk	119
XI. Függelék	121
XI.1. Hőterjedés folyadékokban és szilárdtestekben	121
XI.2. Turbulens folyadékáramlás SST modellje	123

I. Bevezetés

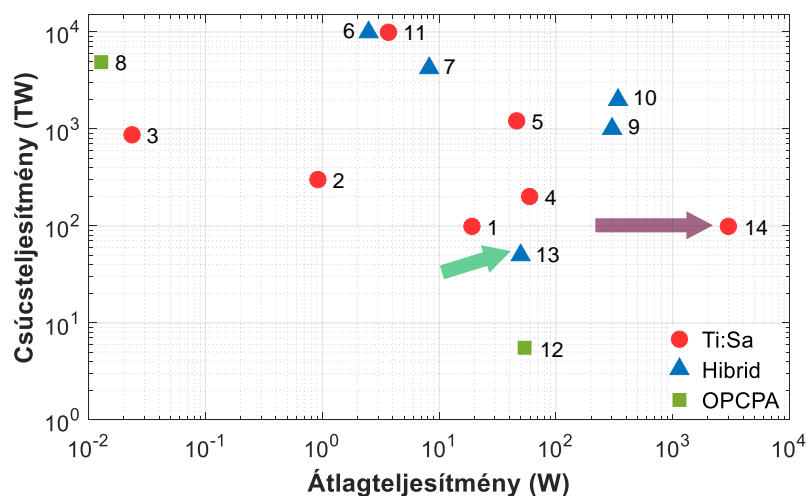
Az emberiség a mérési precizitásban az utóbbi évszázad során óriási ugrást ért el. Mind az ipari, mind pedig a tudományos területeken nagy előrelépést jelentett a koherens fénynyalábok előállítására alkalmas lézer feltalálása [1], amely a precizitás egy új fokának felfedezését indította el. Ennek egyik kicsúcsondása, hogy az Einstein által 1917-ben megfogalmazott indukált emisszióra vonatkozó elméletből eljutottunk a lézerek kutatásában, orvostudományban, sőt a mindennapokban való széleskörű használatához. A lézerek, mint potenciálisan nagy intenzitású koherens fénynyalábok előállítására alkalmas eszközök segítségével az anyag addig lineáris tartományba eső válaszától eltérő, nemlineáris effektusok kimutatása is lehetségessé vált. Számos elméleti munkát serkentettek ezek az újonnan felfedezett jelenségek, amelyek közül többre csak a közelmúltban volt lehetőség kísérleti bizonyítékot szerezni. Az ugyancsak Einstein által, 1916-ban megjósolt gravitációs hullámok létezésének kísérleti bizonyítékát 2016-ban, éppen száz évvel később a lézerek segítségével sikerült kimutatni [2]. A gravitációs hullámok interferometrikus módszerrel való detektálása egyike a fizika alapvető felfedezéseinek, és a mérési precizitás egyik csúcsát képviseli.

A rövid időskálán lejátszódó jelenségek megfigyelése a természet építőköveinek alapvető megértéséhez szükséges lépés a kutatók számára. Ehhez olyan rövid felvillanásokra van szükség, amelyek időtartama a vizsgált jelenségénél rövidebb, ezáltal feloldva azt. A lézerek fejlődésének egyik kulcsmomentumát ezért az ultrarövid (továbbiakban jellemzően az 1 ps alatti időbeli hosszúságú) impulzusok előállítása jelentette ($1 \text{ ps} = 10^{-12} \text{ s}$), amely megnyitotta az utat az olyan rövid természeti jelenségek megfigyelése felé, mint atomok és molekulák mozgása. Ezek a mozgások a femtoszekundumos ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) időskálán játszódnak le, és ismeretük számos kémiai és biológiai jelenség megértéséhez alapvető fontosságú [3]. Az ultrarövid impulzusok előállítására elsőként szerves festékanyagokból álló aktív közegeket alkalmaztak, majd szilárdtesteken, gázokon, optikai szálakon, valamint félvezetőkön alapuló elrendezésekkel is sikerült ultrarövid hullámcsomagokat generálni. Az energiatárolási képességek terén nyújtott teljesítményük, valamint kedvező fizikai tulajdonságaik miatt a szilárdtest alapú lézerek bizonyultak a legsikeresebbnek. Számos hordozó anyagot, jellemzően kristályokat használtak, amelyeket olyan fémionokkal adalékolva, mint az itterbium (Yb), titán (Ti), holmium (Ho), erbium (Er), vagy a túlium (Tm), a láthatótól (600 nm) egészen a középínfravörös hullámhosszakig ($2 \mu\text{m}$) érték el femtoszekundumos tartományba eső impulzusokat eredményező lézerműködést. A szilárdtest lézerek közül mind az ultrarövid impulzusok előállítására, mind pedig azok erősítésére abszorpciós és emissziós sávjaik, illetve kiváló fizikai tulajdonságaik miatt a titán ionokkal adalékolt zafir ($\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$, továbbiakban **Ti:Sa** az angol *Ti:Sapphire* elnevezés után) kristályok lettek messzemenően a legsikeresebbek. Az ultrarövid impulzusok generálásukat követően az előállításhoz szükséges lézerelrendezés stabilitási megfontolásai miatt, jellemzően alacsony energiával rendelkeznek, amely számos alkalmazáshoz nem elegendő. Lehetőség van azonban az impulzusokban tárolt energia megnövelésére, amit optikailag pumpált lézererősítőkben szokás elvégezni. A lézererősítők segítségével ultranagy intenzitású elektromágneses tér állítható elő, amellyel a fény-anyag kölcsönhatás révén plazmát kelthetünk, továbbá akár elektron, vagy proton gyorsítást érhetünk el, valamint röntgen- illetve gamma impulzusokat is létrehozhatunk. Az így kapott sugárforrások nem csupán az alapkutatásban, de például az orvosi diagnosztikai és terápiás eljárásokban is kiemelt fontosságúak.

A legkorszerűbb lézerek segítségével néhány optikai ciklusból álló, több terrawatt ($1 \text{ TW} = 10^{12} \text{ W}$), illetve megközelítőleg tíz optikai ciklusból álló és akár több petawatt ($1 \text{ PW} = 10^{15} \text{ W}$) csúcsteljesítményű impulzusok állíthatók elő. A fény tér- és időbeli lokalizációjának új szintre emelését

a nagyintenzitású lézerek segítségével előállított, az elektromágneses spektrum extrém ultraibolya tartományába eső sugárzás felhasználásával sikerült elérni, amely révén megszületett az attoszekundumos tudomány ($1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$). Az attoszekundumos időtartományba eső impulzusok segítségével megfigyelhetővé vált az elektronok molekulákban és atomokban való kollektív és individuális mozgása, amely széleskörű betekintést nyújtott például az ionizált gázokban és félvezetőkben bekövetkező elektroneloszlás-változásokra [3]. Ennek köszönhetően a nagyintenzitású, néhány ciklusú lézerimpulzusok napjaink egyik legfontosabb alkalmazása az izolált attoszekundumos impulzusok előállítása. Ahhoz, hogy kontrollált módon tudjunk a lézertér és például nemesgázok kölcsönhatásából magasharmonikus sugárzást létrehozni, majd abból izolált attoszekundumos elektromos-oscillációkat nyerni, a keltő lézertér csúcsintenzitásának megléte nem elegendő. A néhánytól az egyciklusú impulzusokig a vivőhullám és a burkoló egymáshoz viszonyított pozíciója, illetve annak változásai a fény-anyag kölcsönhatás kimenetelét alapvetően meghatározzák. Emiatt a lézerimpulzusok mind amplitúdóban, mind pedig fázisban kontrollált előállítása kiemelt fontosságú. Egy mérés során a mintára vagy másodlagos forrásba érkező impulzusok paramétereinek stabilitása kritikus lehet. Különösen igaz ez az állítás a fázis impulzusról impulzusra, valamint a hosszabb időskálán bekövetkező változásaira.

A lézerezősítők működésének egyik fő problémája az erősítő közegben fellépő hőterhelés. Szilárdtest lézerek esetén ugyanis az aktív közeg gerjesztése fénnyel történik, amely intenzitás spektrumának nagy része a lézerközeg abszorpciós sávjába esik. Az erősítő közegben tárolt energiát indukált emisszió révén kicsatoljuk, azonban az erősítés mellett energiavesztés is jelentkezik, amely hő formájában terheli a közeget. Az említett probléma az elnyelt átlagteljesítménnyel skálázódik.



I.1. ábra Néhány lézerrendszer csúcs- és átlagteljesítményének összehasonlítása. Pirossal jelöltem a Ti:Sa alapú rendszereket: 1 [4], 2 (HERCULES) [5], 3 (J-KAREN) [6], 4 (VEGA 2) [7], 5 (BELLA PW) [8], 11 (ELI-NP HPLS) [9], 14 (k-BELLA projekt, tervezés alatt) [10]. Kékkel jelöltem a hibrid, optikai parametrikus (OPCPA) és Ti:Sa erősítőkön alapú rendszereket: 6 (APOLLON) [11], 7 [12], 9 (ELI-Beamlines HAPLS) [13], 10 (ELI-ALPS HF-2PW) [14], 13 (ELI-ALPS HF-100) [14]. Végül két optikai parametrikus erősítésen (OPCPA) alapú rendszert is felvázoltam, ezeket zölddel jelöltem: 8 [15], és 12 (ELI-ALPS SYLOS 1) [16].

A lézerezősítőkben lévő aktív közegek több geometriában is előfordulhatnak, jellemzően hengeres rúd alakúak. Ugyanakkor számos olyan konfigurációt is találhatunk, amelyekben téglatest, korong, vagy akár optikai szál formájában jelenik meg az erősítő közeg. Az aktív közeg geometriájának nem csupán az erősítő elrendezés és a pumpálás szempontjából van jelentősége, hanem annak hűtését is alapvetően meghatározza. Jellemzően ugyanis a pumpanyaláb révén intenzív hőterhelés éri az aktív közeget, amely

effektív hűtést igényel emiatt. Ennek eredményeképpen az adott erősítő rendszer által előállított impulzusenergia, ismétlési frekvencia, és így átlagteljesítményének felskálázását az erősítő egységek hűtése erősen limitálja. A legtöbb esetben szobahőmérsékleten, jellemzően vízhűtéses módszerrel hűtik a lézrerősítők aktív közegét. Nagy átlagteljesítményű nyalábok előállítása során azonban szükséges kriogenikus hőmérsékletre lehűteni a lézerközegét, amely révén annak fizikai, illetve spektroszkópiai tulajdonságai előnyösen változnak meg, és így kedvezőbb lézerműködés érhető el. Néhány fontosabb nagy csúcsteljesítményű lézerrendszert az I.1. ábra szemléltet. A legmodernebb, jelenleg telepítésre kerülő lézerek közül az I.1. ábrán 9-es és 10-es számmal jelölt rendszerek kiemelkedőek a csúcs- és az átlagteljesítmény tekintetében is. A tervezés alatt álló, 13-as és 14-es számmal jelölt lézerek megvalósításához további kutatás-fejlesztés szükséges (I.1. ábra, zöld és lila nyilak).

Értekezésem során a Ti:Sa alapú lézrerősítés során fellépő fázisinstabilitások feltérképezésén, valamint a nagyenergiájú erősítők csúcs- és átlagteljesítményének felskálázási lehetőségeinek vizsgálatára fogok fókuszálni. A munkám során keletkezett új tudományos eredmények megértéséhez szükséges alapvető fogalmakat, mérési módszereket, illetve berendezéseket a dolgozat első szakaszában fogom ismertetni. Ez a rövid tudományterületi összefoglaló tartalmazza az ultrarövid impulzusok terjedésének, illetve erősítésének matematikai leírását. Ismertetni fogom a nagyintenzitású erősítő rendszerek felépítését és működését. Röviden bemutatom továbbá a lézerek átlagteljesítményének növelésére nagy sikerekkel alkalmazott koronglézer architektúra jellemzőit. Végül pedig be fogom mutatni az impulzusok vivőhulláma és burkolója közötti fáziskülönbség jellemzőit, és a stabilitásával kapcsolatos problémákat. Az elméleti alapok bemutatását követően rátérek tudományos munkám motivációira, valamint néhány pontban összegezni fogom a célkitűzéseimet. A dolgozat hátralévő részében a kutatásaim során keletkezett új tudományos eredményeimet fogom részletezni. Ezek az eredmények magukban foglalják a víz- és kriogenikus hűtésű multipasszos erősítők spektrális- és vivőburkoló fázisának stabilitásával kapcsolatos mérések eredményeit. Továbbá, tárgyalni fogom a nagyenergiájú Ti:Sa erősítők átlagteljesítményének növelését lehetővé tevő új típusú, koronglézer geometriájú erősítő elrendezés vizsgálata során született eredményeket. Végül bemutatom a koronglézer architektúrán alapuló nagyenergiás erősítők felskálázásával kapcsolatos szimulációim eredményeit.

A disszertációmban ismertetett kísérleti munkát a *Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékének TeWaTi Femtoszekundumos Lézer Laboratóriumában*, valamint a Berlinben található *Max-Born-Institut für Nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie im Forschungsverbund Berlin e. V.* intézetben végeztem el. A nagyenergiájú korongerősítőkkel kapcsolatos numerikus modellezést az *ELI-ALPS Kutatóközpont (ELI-HU Nonprofit Kft.)* számítástechnikai infrastruktúrájának felhasználásával valósítottam meg.

II. Tudományos előzmények

II.1. Ultrarövid lézerimpulzusok és terjedésük hatásai

Az ultrarövid impulzusok matematikai leírása a tér- és időfüggő elektromos tér segítségével oldható meg. A mágneses térkomponenst jellemzően nem vesszük figyelembe az elektromágneses impulzusok tárgyalása folyamán, mivel annak a relativisztikus fény-anyag kölcsönhatások során van szignifikáns hatása. Konvencionális módszer a femtoszekundumos impulzusok tárgyalását félklasszikus közelítésben elvégezni, amelyet én is követni fogok. Ebben az esetben a hullámcsomagok terjedését, valamint anyaggal való kölcsönhatását a Maxwell-egyenletek írják le, amelyben az anyag elektromágneses hullámokra adott válaszát a makroszkopikus polarizációval adjuk meg. Praktikus tulajdonsága ennek a leírásmódnak, hogy az impulzust mérhető mennyiségek segítségével adjuk meg. A szokást megtartva, az elektromos térerősséget komplex reprezentáció segítségével fogom leírni, amely különösen hatékony módja az elektromágneses hullámcsomagok terjedési problémáinak.

II.1.1. Komplex elektromos térerősség és a spektrális fázis

Matematikailag egy ultrarövid impulzus (sorozat) különböző frekvenciájú monokromatikus hullámok összegeként írható le. Ahhoz azonban, hogy a hullámok összege valóban az időben jól lokalizált térerősség amplitúdó csúcsokat adjon, a különböző, de közeli frekvenciájú hullámok fázisának egymáshoz képest rögzített állapotban kell lennie. Az ilyen hullámcsomagok időbeli karakterisztikájának meghatározásához tekintsünk el az elektromos térerősség térbeli és polarizációs függésétől, azaz legyen

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = E(t). \quad (\text{II.1})$$

Bár az elektromos térerősséghez kapcsolt, mérhető mennyiségek valóságosak, érdemes áttérni a komplex térerősséget tartalmazó tárgyalásmódra [17,18]. Az idő- és a frekvenciatartomány közötti kapcsolatot a komplex Fourier-transzformáció teremti meg, amelyet felhasználva a valós $E(t)$ tér és az annak megfelelő $\tilde{E}(\omega)$ térerősség spektrumra érvényes az

$$\tilde{E}(\omega) = \mathcal{F}\{E(t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{-i\omega t} dt = |\tilde{E}(\omega)| e^{i\varphi(\omega)} \quad (\text{II.2})$$

összefüggés, ahol ω a körfrekvenciát, $|\tilde{E}(\omega)|$ a spektrális amplitúdót, valamint $\varphi(\omega)$ a spektrális fázist jelöli. A spektrális fázis fogalmára, valamint fontosságára később részletesen kitérek. Az $E(t)$ időfüggő elektromos térerősség az $\tilde{E}(\omega)$ spektrum ismeretében az inverz Fourier-transzformációval kapható meg, mely szerint

$$E(t) = \mathcal{F}^{-1}\{\tilde{E}(\omega)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (\text{II.3})$$

Mivel $E(t)$ valós függvény, érvényes az $\tilde{E}(\omega) = \tilde{E}^*(-\omega)$ reláció, amelyből azonban jól látható, hogy negatív frekvenciák esetén is nem zero elektromos térerősség amplitúdót kaphatunk. Ez ugyan elméleti szempontból nem tiltott, gyakorlati szempontból azonban érdemes kerülni a számolások egyszerűbb kivitelezésének érdekében. Éppen ezért érdemes bevezetni az

$$\tilde{E}^+(\omega) = |\tilde{E}(\omega)| e^{i\varphi(\omega)} = \begin{cases} \tilde{E}(\omega) & \text{ha } \omega \geq 0 \\ 0 & \text{ha } \omega < 0 \end{cases} \quad (\text{II.4})$$

konvenciót, amely alapján a negatív frekvenciatartományban nincs zérótól különböző amplitúdójú térerősség. A gyakorlatban nem csak a frekvenciatartományban, hanem időben is érdemes komplex reprezentációjú elektromos térdefiníciót használni. Ekkor a csak pozitív frekvenciákat tartalmazó, időfüggő komplex elektromos térerősség az

$$\tilde{E}^+(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}^+(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (\text{II.5.})$$

egyenlet segítségével definiálható, míg a pozitív frekvenciákhoz tartozó komplex térerősség spektrum pedig az

$$\tilde{E}^+(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}^+(t) e^{-i\omega t} dt \quad (\text{II.6.})$$

összefüggéssel kapható, vagyis $\tilde{E}^+(t)$ és $\tilde{E}^+(\omega)$ a komplex Fourier-transzformáción keresztül feleltethetők meg egymásnak a (II.2) és (II.3) egyenletekhez hasonlóan. A pozitív frekvenciákhoz tartozó térerősséghez hasonlóan a negatív frekvenciákhoz rendelt $\tilde{E}^-(t)$ és $\tilde{E}^-(\omega)$ mennyiségek is definiálhatóak.

Az $\tilde{E}^+(t)$ térerősséget a (II.2) kifejezéshez hasonlóan egy amplitúdó és egy fázistag szorzataként felírni, amely az

$$\tilde{E}^+(t) = \frac{1}{2} \mathcal{E}(t) e^{i\Gamma(t)} \quad (\text{II.7})$$

kifejezéssel tehető meg. Egy laboratóriumban is megtalálható valós impulzusforrás esetén az elektromos térerősség spektrális amplitúdója csak egy adott ω_0 frekvencia körül felvett $\Delta\omega$ szélességű frekvenciatartományon lesz nullától mérhetően különböző. Az ω_0 és a $\Delta\omega$ értékét az adott impulzusforrásban található lézerközeg emissziós spektruma határozza meg. Az ω_0 értéket szokás a vivőhullám frekvenciájának nevezni, amelyet felhasználva a következő kifejezést írhatjuk fel a komplex térerősségre:

$$\tilde{E}^+(t) = \frac{1}{2} \mathcal{E}(t) e^{i\varphi_{CE}} e^{i\Phi(t)} e^{i\omega_0 t} = \frac{1}{2} \tilde{\mathcal{E}}(t) e^{i\omega_0 t}, \quad (\text{II.8})$$

ahol $\Phi(t)$ az időfüggő fázis, míg $\mathcal{E}(t)$ a valós térerősség burkoló, míg $\tilde{\mathcal{E}}(t)$ pedig a komplex térerősség burkoló. A konstans fázistagban található φ_{CE} mennyiséget szokás *vivő-burkoló fázisnak* (*carrier-envelope phase, CEP*) nevezni, amely dolgozatomban egy részének központi témája, a II.1.3. szakaszban fogok kitérni részletesen. A vivőhullám és a burkoló fogalmának bevezetése jelentősen egyszerűsíti az ultrarövid impulzusok terjedésének és anyaggal való kölcsönhatásának leírását, azonban figyelmesen kell eljárunk ezzel kapcsolatban. Ha az impulzus frekvenciaspektrumának szélessége jóval kisebb, mint a vivőhullám frekvenciája, azaz

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \ll 1, \quad (\text{II.9})$$

akkor ez a definíció jól érvényesül. Ez azt jelenti, hogy $\varepsilon(t)$ és $\Phi(t)$ változása az impulzus egy optikai ciklusán belül kicsiny, vagyis érvényes az

$$\left| \frac{d\tilde{\varepsilon}(t)}{dt} \right| \ll \omega_0 |\tilde{\varepsilon}(t)| \quad (\text{II.10})$$

reláció. A (II.9) és (II.10) összefüggések által rögzített feltételek által definiált approximációt *lassan változó burkoló közelítésnek* (*slowly varying envelope approximation, SVEA*) nevezzük. A jelenleg korszerű impulzusforrások már alkalmasak egyciklusos impulzusok előállítására, amely megköveteli az imént bevezetett közelítések felülbírálatát az impulzusterjedés és a különböző anyaggal létrehozott kölcsönhatások pontos tárgyalására. A vivőhullám frekvenciáját úgy szokás megválasztani, hogy a spektrális amplitúdó ω_0 -ra centrált legyen. Ez a módszer bár gyakorlati szempontból rendkívül előnyös az egyszerűsége miatt, azonban valós lézerrendszerek spektruma gyakran strukturált, ami az előbbi megválasztást nem teszi lehetővé. Éppen ezért érdemes egy pontosabb definícióval élni, amely az

$$\omega_0 \equiv \langle \omega \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \omega |\tilde{E}^+(\omega)|^2 d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{E}^+(\omega)|^2 d\omega} \quad (\text{II.11})$$

kifejezéssel adható meg. A (II.11) összefüggés az intenzitás spektrális eloszlásának súlyozott átlaga, és érdemes megemlíteni, hogy ez a módszer az időképből is konzisztensen használható.

Egy ultrarövid impulzus (II.2) összefüggésben bevezetett spektrális fázisának jellemzéséhez szokás azt a vivőfrekvencia körül Taylor-sorba fejteni a következő módon:

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + \varphi'_0 \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!} \varphi''_0 \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!} \varphi'''_0 \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (\text{II.12})$$

ahol

$$\varphi_0^{(m)} = \left. \frac{d^m \varphi(\omega)}{d\omega^m} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (\text{II.13})$$

a különböző rendű fázisderiváltakat jelöli. Ezek a mennyiségek igen szemléletes fizikai jelentéssel bírnak, ezért külön elnevezést kaptak a szakirodalomban a következők szerint: *csoportkésleltetésnek* (*group delay, GD*) nevezzük a

$$GD \equiv \left. \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} = \varphi'_0 \quad (\text{II.14})$$

mennyiséget, míg *csoportkésleltetés-diszperzió*nak (*group delay dispersion, GDD*) a

$$GDD \equiv \left. \frac{d^2 \varphi(\omega)}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} = \varphi''_0 \quad (\text{II.15})$$

értéket, továbbá jelentősége miatt szokás definiálni a *harmadrendű diszperziót* (*third order dispersion, TOD*) a

$$TOD \equiv \left. \frac{d^3 \varphi(\omega)}{d\omega^3} \right|_{\omega=\omega_0} = \varphi'''_0 \quad (\text{II.16})$$

kifejezéssel. Ezeken túl a gyakorlati alkalmazások szempontjából meg szokás említeni a *negyed- (fourth order dispersion, FOD)* és *ötödrendű diszperziót (fifth order dispersion, QOD)* is, amelyek a (II.13) formula alapján definiálhatóak. A fázisderiváltak segítségével tetszőleges impulzus spektrális fázisa karakterizálható adott vivőfrekvencián. Érdekes megemlíteni, hogy a femtoszekundumos impulzusok diagnosztikája során ezen mennyiségeket határozzuk meg.

II.1.2. Impulzusok terjedése lineáris optikai közegben

Az ultrarövid impulzusok lineárisan diszperzív optikai közegen való áthaladása során azok időbeli alakja megváltozik, amely az egyes frekvenciakomponensek közötti fázisviszony átrendeződik az adott közeg törésmutatójának frekvenciafüggése következtében. Érdekes megvizsgálni, miként hat egy impulzus időbeli struktúrájára a terjedés során akkumulált fázisváltozás, hiszen azok bármely lézerrendszer esetén számos optikai komponensen haladnak át.

Vizsgálatunkhoz tekintsünk az egyszerűség kedvéért egy időben Gauss-eloszlású térerősség burkolóval leírható impulzust. A korábbi tárgyalásmódhoz képest annyi változtatást végezzünk el, hogy egydimenziós térbeli terjedést is adjunk hozzá a számolásunkhoz. Ekkor legyen a z irányban terjedő impulzus intenzitásburkolójának a kiindulási pontban mért τ_0 *félértékszélessége*, amely a maximális intenzitás felénél mért időbeli szélesség (*full width at half maximum, FWHM*). Továbbá, legyen a térerősség maximális amplitúdója E_0 , a vivőhullám frekvenciája ω_0 , illetve rendelkezzen az impulzus a $t = 0$ helyen ϕ_0 kezdőfázissal. Az impulzus valós időfüggő térerőssége ekkor az

$$E(z=0, t) = E_0 \exp\left[-2\ln(2)\frac{t^2}{\tau_0^2}\right] \cdot \exp[i\omega_0 t + i\phi_0] \quad (\text{II.17})$$

alakban írható fel. Elvégezve a (II.17) összefüggésen a komplex Fourier-transzformációt, a megfelelő

$$\tilde{E}(\omega) = \frac{E_0 \tau_0}{\sqrt{\ln(2)}} \exp(i\phi_0) \cdot \exp\left[-\frac{\tau_0^2}{8\ln(2)}(\omega - \omega_0)^2\right]. \quad (\text{II.18})$$

komplex térerősség spektrumot kapjuk. Matematikai okokból a Gauss-burkolójú időalakhoz Gauss-eloszlású spektrum adódik, amely ω_0 frekvenciára centrált. Észrevehetjük, hogy a $\Delta\omega$ spektrális sáv szélesség és a τ_0 időbeli hossz között a

$$\Delta\omega \cdot \tau_0 = 4\ln(2) \quad (\text{II.19})$$

összefüggés áll fent. Megjegyzem, hogy a (II.19) összefüggés Gauss-eloszlású impulzusalakokra vonatkozik, azonban más függvénnel leírt impulzusalakokra is hasonló kifejezés nyerhető [17]. A (II.17) és (II.18) kifejezésekkel leírt impulzus esetén feltettük, hogy minden spektrális komponens azonos ϕ_0 fázissal rendelkezik, így az impulzus spektrális fázisa konstans minden frekvencián. Ezért az impulzus időbeli félértékszélessége ebben az esetben minimális kell, hogy legyen. Ezt a Fourier-transzformáció által egy adott $\Delta\omega$ spektrális sáv szélesség által megengedett legrövidebb τ_0 értéket *transzformáció-limitált impulzusidőnek* nevezzük. Más impulzusalakokra vonatkozó, transzformáció limithez tartozó sáv szélesség-idő produktumok értékével kapcsolatban például a [17] forrásmunkában tájékozódhatunk.

Tekintsünk egy $n(\omega)$ törésmutatóval rendelkező lineáris optikai közeget, amelyen való áthaladás során a (II.18) kifejezéssel leírt Gauss-alakú spektrum változatlan marad. Ugyanakkor, az közegben z távolságú terjedés után az elektromos térerősség időbeli alakját az

$$\begin{aligned}
E(z,t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\omega) \exp[i(\omega t - kz)] d\omega = \\
&= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\omega) \exp[i\omega(t - n(\omega)z/c)] d\omega
\end{aligned} \tag{II.20}$$

összefüggéssel kiszámolva látható, hogy az impulzus frekvenciakomponenseit egy

$$\varphi(\omega) = \omega \cdot n(\omega) \cdot \frac{z}{c} \tag{II.21}$$

alakú spektrális fázisváltozás éri. A (II.21) kifejezésben definiált spektrális fázistolást a (II.12) összefüggéssel megadott Taylor-sorba fejtvé megkaphatóak a közegre adott ω_0 vivőfrekvencián értelmezett fázisderiváltak értékei. A spektrális fázis Taylor-sorából második rendig behelyettesítve a (II.20) egyenletbe az

$$E(z,t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\omega) \exp \left[i\omega t - i \left(\varphi_0 + GD \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} GDD (\omega - \omega_0)^2 \right) \right] d\omega \tag{II.22}$$

összefüggést nyerjük. Ebbe behelyettesítve a (II.18) egyenlettel definiált térerősség spektrumot, és elvégezve az integrálást az

$$E(z,t) = E_0 \frac{\tau_0}{\sqrt[4]{\tau_0^2 + (4 \ln(2) \cdot GDD)^2}} \exp \left[-2 \ln(2) \frac{(t - GD)^2}{\tau^2} \right] \exp[i\Phi(z,t)] \tag{II.23}$$

időfüggő elektromos térerősséget kapjuk. Az elektromos térerősséghez hasonlóan az időfüggő fázis is kiszámítható, amely a

$$\Phi(z,t) = \Phi_0 - \varphi_0 + \omega_0 t + \frac{(t - GD)^2}{2 \cdot GDD + \frac{\tau_0^4}{8(\ln(2))^2 \cdot GDD}} + \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2 \ln(2) \cdot GDD}{\tau_0^2} \right) \tag{II.24}$$

alakot fogja felvenni [17,19–21]. A (II.23) kifejezés alapján a másodrendig figyelembe vett diszperzióval rendelkező impulzus időbeli hosszára a

$$\tau = \tau_0 \sqrt{1 + \left(\frac{GDD \cdot 4 \ln(2)}{\tau_0^2} \right)^2} \tag{II.25}$$

formula adódik. A (II.23) összefüggésből tükröződik, hogy a csoportképletetés, azaz a GD az impulzus időbeli eltolását adja meg, és a (II.25) kifejezésből jól láthatóan az impulzus időbeli alakjára nincs hatással. A GD fizikailag azt jelenti, hogy az impulzus burkolója ennyi idővel késik, mivel az nem a frekvenciakomponensek

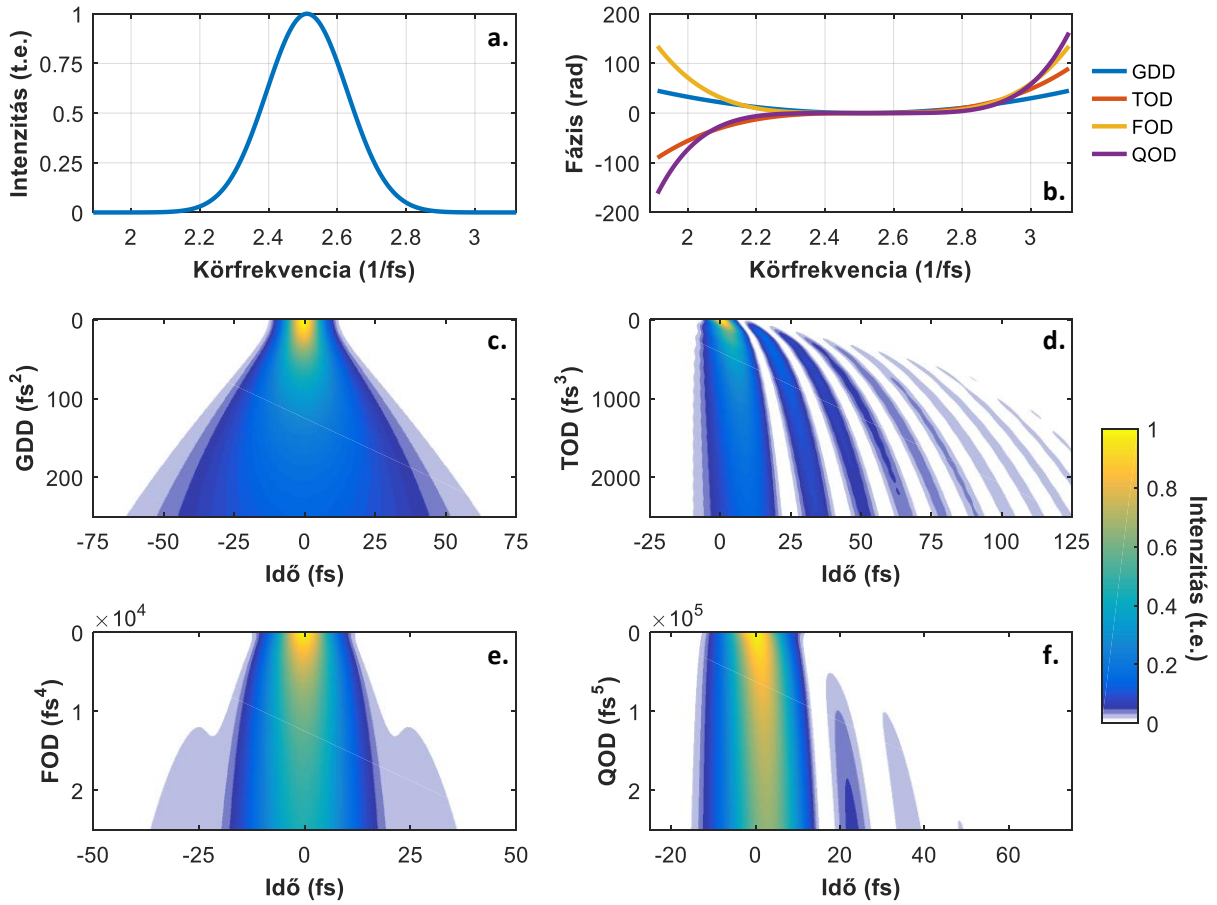
$$v_p \equiv \frac{\omega}{k} = \frac{n(\omega)}{c} \tag{II.26}$$

fázissebességével, hanem a csoportsebességgel, azaz a

$$v_g \equiv \left. \frac{d\omega}{dk} \right|_{k=k_0} = \frac{c}{n(\omega_0) + \omega_0 \left. \frac{dn(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0}} = \frac{z}{GD} \quad (\text{II.27})$$

kifejezéssel definiált sebességgel terjed, ahol $k = 2\pi/\lambda$ az adott hullámhosszhoz tartozó hullámszám, valamint c a vákuumbeli fénysebesség.

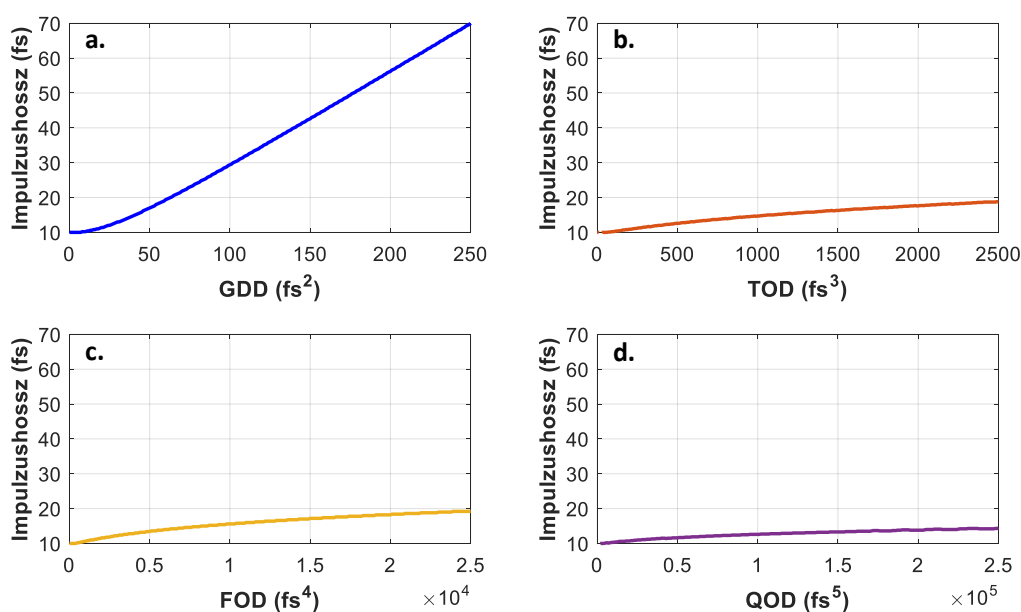
Belátható, hogy a másodiknál magasabb rendű fázisderiváltak szintén az impulzusok időbeli alakjának torzulását eredményezik. Erről numerikus szimulációk elvégzésével egyszerűen meggyőződhetünk, amelyek eredményeként az egyes fázisderiváltak hatásait az ötödik rendig összefoglalóan a II.1. ábra szemlélteti.



II.1. ábra Szimulált intenzitás spektrum egy 10 fs időbeli hosszúságú transzformáció-limitált impulzus esetén, ahol ω_0 központi frekvencia 750 nm hullámhossznak felel meg (a). Spektrális fázis 250 fs² GDD, 2500 fs³ TOD, 25000 fs⁴ FOD, valamint 250000 fs⁵ QOD esetén (b). Intenzitás spektrumból az adott rendű fázissal számolt időbeli intenzitásalak változása másodrendű (c), harmadrendű (d), negyedrendű (e), illetve ötödrendű diszperzió esetén (f). A színskálázás az impulzus normált intenzitásértékeit adja meg.

A II.1. ábrán egy szimulált 10 fs transzformáció-limitált időbeli hosszúsággal rendelkező impulzus Gauss-típusú intenzitás spektruma (II.1. ábra, (a) rész) figyelhető meg, amely esetén a központi frekvencia 750 nm hullámhossznak felel meg. Amennyiben a spektrális fázis csak a különböző magasabb rendű tagokból áll, a II.1. ábra (b) részén látható fázisgörbékét kapjuk. A II.1. ábra (b) részén ábrázolt spektrális fázisokat az impulzus időbeli alakjának kiszámítása során behelyettesítve megkapható az egyes fázis tagok időbeli alakra gyakorolt hatása egymástól függetlenül. Tisztán másodrendű diszperzió esetén a II.1. ábra (c) részén látható GDD-idő térképet kapjuk, amelyről

leolvasható, hogy az eredetileg 10 fs hosszú impulzus szimmetrikusan kiszélesedik a GDD növelésével, amely összhangban van a (II.25) kifejezéssel. Az impulzus időbeli megnyúlása a csúcshintenzitás jelentős csökkenésével jár együtt. Áttérve a TOD hatására, a II.1. ábra (d) részén vázolt TOD-idő térkép kapható, amelyen az impulzus aszimmetrikus kiszélesedését, valamint a TOD növelésével egyre több mellékimpulzus megjelenését figyelhetjük meg. A mellékcsúcsok jelentősen rontják az impulzus kontrasztját, hiszen egyre kevesebb energia koncentrálódik a főcsúcsban. A II.1. ábra (e) részén ábrázolt FOD-idő térképről szintén szimmetrikus kiszélesedés, valamint az impulzus mindkét oldalán ún. vállak megjelenését láthatjuk, amely ismételt az időbeli kontraszt leromlását eredményezi. Végül pedig a QOD-idő térképet tekintve a II.1. ábra (f) részén, a TOD hatásához hasonló struktúrát figyelhetünk meg, amely a magasrendű fázis tagok időbeli torzító hatásának általános viselkedésére ad következtetést: a páros rendek szimmetrikus kiszélesedést, míg a páratlan rendek pedig aszimmetrikus kiszélesedést és mellékimpulzusok megjelenését eredményezik. Az impulzus időbeli hosszának változására a II.2. ábra alapján belátható, hogy a GDD hatása a legjelentősebb.



II.2. ábra Impulzushossz változása a GDD (a), TOD (b), FOD (c), illetve a QOD (d) különböző értékei esetén a II.1. ábra (a) részén látható 10 fs időbeli hosszúságú impulzusok esetén.

Érdemes azonban megemlíteni, hogy bár a GDD-nél magasabb rendek az impulzus időbeli félértékszélességére jóval kisebb hatással vannak, azonban ezek torzító hatása mégis jelentős, hiszen egyre kevesebb energia koncentrálódik az impulzus főcsúcsában. Ennek eredményeként, az impulzus csúcshintenzitása és kontrasztja jelentősen lecsökken, amely a felhasználás szempontjából rendkívül hátrányos. Amennyiben az impulzus BK7 vagy ömlesztett kvarc üvegen halad keresztül, a fázisderiváltak közül a GDD hatása jelentős az időbeli alakra nézve. Magasabb diszperziójú közegek, például zafír, vagy nehéz flint üvegek esetén ugyanakkor már a TOD is jelentős mértékben lép fel. Érdemes megemlíteni, hogy a TOD-nál magasabb rendek általában a II.1. ábrán vizualizált értékekhez képest jóval kisebb szinten lépnek fel, így azokat a gyakorlatban általában elhanyagolják. Az optikai közegek diszperzióját szokás az ún. fajlagos fázisderiváltakkal, vagyis az egységnyi hosszúságú közegbeli terjedés esetén fellépő diszperzió értékével jellemezni. Ezeket az értékeket az SGD (*specific group delay*), SGDD (*specific group delay dispersion*), STOD (*specific third order dispersion*), stb. elnevezésekkel adják meg.

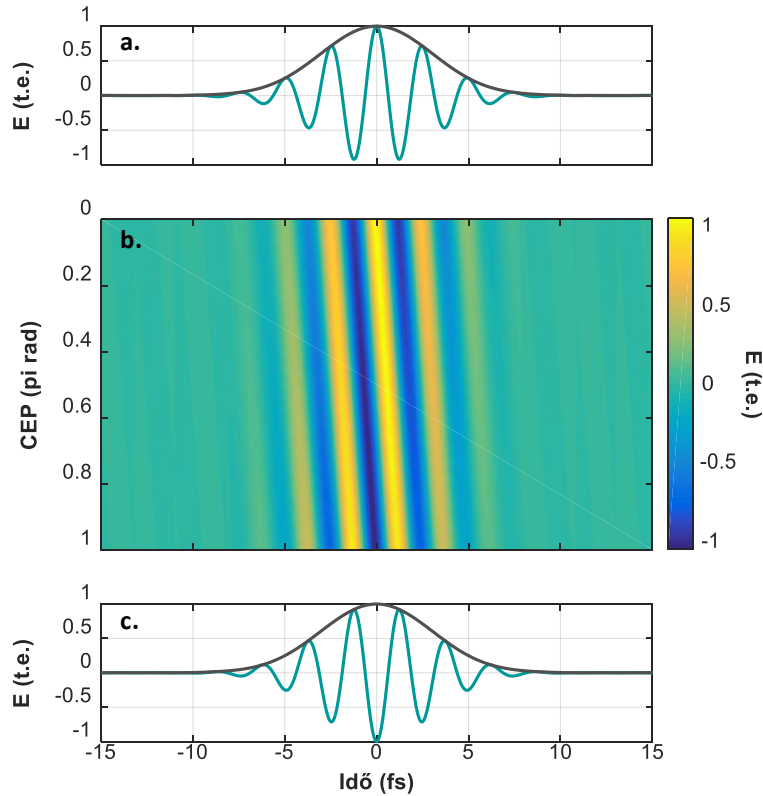
Ha az impulzus időbeli alakja strukturált, azaz a főcsúcsban található energiához képest további mellékcúcsokban is koncentrálódik nem elhanyagolható mennyiségű energia, az időbeli félértékszélesség definíció nem ad pontos jellemzést. Ilyenkor érdemes bevezetni a $\Delta\tau$ *négyzetes középérték* (root mean square, **RMS**) *időbeli hossz* fogalmát, amely előáll a

$$\Delta\tau^2 = \left\langle (t - \langle t \rangle)^2 \right\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} (t - \langle t \rangle)^2 I(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} (t - \langle t \rangle)^2 |E(t)|^2 dt \quad (\text{II.28})$$

formában, ahol $\langle t \rangle$ az időbeli intenzitás profil tömegközéppontja, $I(t)$ pedig az impulzus időbeli intenzitásprofilja [22]. Az RMS időbeli hossz figyelembe veszi a strukturált spektrális intenzitással, illetve a magas rendű tagokat tartalmazó spektrális fázissal rendelkező impulzusok időbeli alakjának torzulásait.

II.1.3. Vivő-burkoló fázis

A II.1.1. alfejezetben leírt SVEA közelítés közelítőleg három oszcillációs ciklus alatti impulzusok esetén érvényességét veszti. Tekintettel arra, hogy már az ezredforduló első éveitóta rutinszerű feladat a néhány ciklusos lézerező impulzusok előállítása [23–29], a vivőhullám oszcillációjának burkolóhoz képesti fluktuációját figyelembe kell vennünk. Ekkor ugyanis a vivőhullám és a burkoló közötti fáziskülönbség, azaz a vivő-burkoló fázis hatással lesz az impulzus terjedésére és a közeggel való kölcsönhatás kimenetelére. Ezt a fázis értéket néha szokás *abszolút fázisnak* is nevezni. Két irányzat szerint szokás a vivő-burkoló fázist definiálni: az oszcillátorok esetén a vivő-burkoló offszet frekvencia meghatározást alkalmazzák, jellemzően a frekvencia metrológia témakörében; addig az izolált és erősített impulzusok esetén a vivő-burkoló fázist szokás használni.



II.3. ábra Vivőhullám és a burkoló egy 5 fs félértékszélességű intenzitásburkolóval rendelkező impulzus esetén. A burkoló maximuma és a vivőhullám legközelebbi maximuma közötti időbeli különbség arányos a CEP értékével.

Jelen munkában az utóbbi definíciót használtam fel, amely szerint

$$\varphi_{CE} \equiv \Phi(z^*, t^*), \quad (\text{II.29})$$

ahol az $E(z^*, t^*) = \max(|E(z, t)|)$, a (II.23) és (II.24) kifejezések érvényesek. Az időbeli reprezentációt felhasználva tekintsünk egy izolált néhány ciklusos impulzust, amely esetén a φ_{CE} vivő-burkoló fázis szemléletes jelentését a II.3. ábráról olvashatjuk le. Az impulzus burkolójának csúcscértéke és a vivőhullám térerősségének az előbbihez legközelebbi maximuma közötti időkülönbségre vonatkozóan felírható a

$$\varphi_{CE} = \Delta t \cdot \omega_0 \quad (\text{II.30})$$

összefüggés, amely megadja a CEP időbeli reprezentációjában vett definícióját.

Térjünk most át a frekvenciatérbeli reprezentációra és tegyük fel, hogy az adott impulzus egy z vastagságú lineárisan diszperzív közegen halad keresztül. Ekkor a (II.21) kifejezéssel definiált fáziseltolódás jön létre az egyes frekvenciakomponensek esetén. Továbbá, mivel a burkoló a fázissebességgel, addig a vivőhullám a csoportsebességgel terjed, a CEP értéke megváltozik a közegben való terjedés során. Felhasználva a fázissebesség és a csoportsebesség (II.26) és (II.27) meghatározásait, a CEP változására, vagy csúszására a

$$\Delta\varphi_{CE} = \omega_0 z \left(\frac{1}{v_g} - \frac{1}{v_p} \right) = z \frac{\omega_0^2}{c} \frac{dn(\omega)}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_0} \quad (\text{II.31})$$

kifejezés nyerhető [30]. Érdemes megemlíteni, hogy mivel a teljes 2π fázis csúszások nem eredményeznek változást az impulzus vivőhullámának burkolóhoz viszonyított helyzetében, a CEP csúszásának megadásánál ezeket szokás eliminálni a

$$\Delta\varphi_{CE,m} = \Delta\varphi_{CE} \bmod 2\pi \quad (\text{II.32})$$

kifejezés segítségével. A spektrális fázis Taylor-sorában található nulladik és első rendű deriváltjait felhasználva a CEP csúszására a

$$\Delta\varphi_{CE} = \varphi(\omega_0) - \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_0} \cdot \omega_0 = \varphi_0 - GD \cdot \omega_0 \quad (\text{II.33})$$

kifejezést kaphatjuk. A fázisstabilitásra vonatkozó méréseim kiértékelése során mindvégig a (II.33) közelítés segítségével határoztam meg a CEP csúszásának és zajának értékét, így dolgozatomban is ezt a kifejezést fogom használni.

Izolált impulzus helyett egy impulzussorozatot tekintve a frekvencia spektrum finomszerkezetében is megfigyelhető $\Delta\varphi_{CE}$ hatása. Tekintsünk ehhez egy femtoszekundumos lézeroszcillátort, amelyben az impulzus minden körbejárás során $\Delta\varphi_{CE}$ fázistolást szenved, amelyre vonatkozóan érvényes az

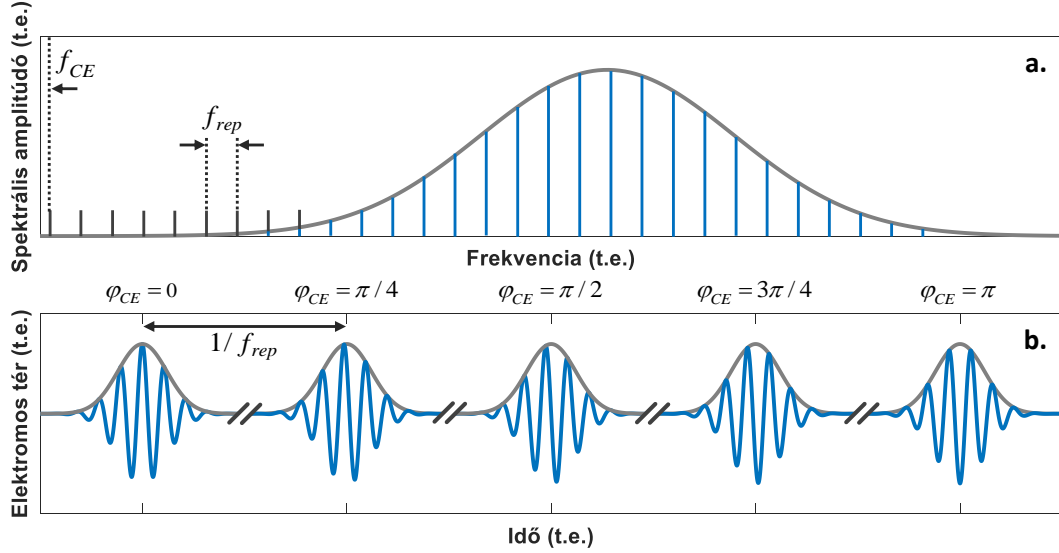
$$f_{CEO} = \frac{\Delta\varphi_{CE}}{2\pi T_r} = \frac{\Delta\varphi_{CE}}{2\pi} f_{rep} \quad (\text{II.34})$$

összefüggés, ahol $f_{rep} = c/2L$ a lézer ismétlési frekvenciája, valamint L a rezonátor hossza. Az f_{CEO} mennyiséget nevezzük *vivő-burkoló offszet frekvenciának* vagy *frekvenciafésű offszetnek*. Ha az időben ekvidisztáns, $1/f_{rep}$ távolságra lévő, és $\Delta\varphi_{CE}$ fázisváltozással rendelkező impulzusokból álló sorozatot

Fourier-transzformáljuk, egy f_{rep} beosztású frekvenciafésűt kapunk, amely minden foga azonos f_{CEO} offszettel rendelkezik (II.4. ábra). A II.4. ábra alapján belátható, hogy a spektrum előállítható az

$$f_m = f_{CEO} + m \cdot f_{rep} \quad (\text{II.35})$$

összefüggés segítségével.



II.4. ábra Impulzussorozat a frekvencia (a) és az időtartományban (b). A CEP impulzusról impulzusra való csúszásának értéke azonos minden impulzus esetén, és értéke $\pi/4$.

Az így kapott frekvenciafésű nagy jelentőséggel bír, hiszen felhasználható egy ismeretlen f_x frekvencia meghatározására. Ugyanis, ha f_{rep} és f_{CEO} ismertek, akkor az ismeretlen frekvencia és a frekvencia fésű Δf lebegési frekvenciájának segítségével az

$$f_x = f_{CEO} + m \cdot f_{rep} \pm \Delta f \quad (\text{II.36})$$

összefüggés alapján [30]. Ennek eredményeként a lézeroszcillátorok a frekvencia metrológia alapvető eszközeivé váltak. Fontos megjegyezni, hogy az impulzusok $\Delta\varphi_{CE}$ fázisának stabilizálása, azaz az f_{CEO} frekvencia értékének rögzítése az ultrapontos frekvencia metrológia szempontjából kiemelt fontosságú [31,32].

II.2. Ultrarövid impulzusok erősítése

A lézerek megjelenése óta a fény és az anyag kölcsönhatásának vizsgálata óriási fejlődésnek indult. Mindennek oka, hogy az addig elérhetetlen fényintenzitás hiányában a közegeknek a fénnel való gerjesztésre adott csupán lineáris válaszát sikerült feltérképezni. Kísérleti bizonyítást nyert azonban, ha a gerjesztő tér intenzitása kellően nagy, az addig lineáris optikai közeg új effektusokat mutat, amely a nemlineáris polarizációs válasznak köszönhető. Az első nemlineáris effektusokat rögtön a lézer megjelenését követően, az 1960-as években demonstrálták. A beeső lézertér segítségével új frekvenciákat állítottak elő [33], optikai rektifikációt értek el [34], továbbá kimutatták egy optikai közeg törésmutatójának a lézertér hatására bekövetkező megváltozását [35]. A lézerintenzitás gyors növekedését az említett évtizedben a *Q-kapcsolás* (*Q-switching*) [36,37], illetve a *módusszinkronizáció* (*mode-locking*) megjelenése tette lehetővé [38–40]. Az utóbbi effektus az ultrarövid impulzusok előállításának alapját képezi és alkalmazása óriási fejlődést eredményezett az elérhető lézerintenzitás növelésében [29]. A módusszinkronizáció felhasználásával az 1970-es években megszületett az első generációs femtoszekundumos technológia [41], amelyet a festéklézerek megjelenése tett lehetővé. A passzív módusszinkronizáción alapuló festéklézerek segítségével elsőként tudtak 1 ps alatti impulzushosszt előállítani [42–45]. Bár a festéklézerek fejlődésével a femtoszekundumos impulzusok előállítása is lehetővé vált [46,47], az alacsony szintű energiatárolási képességek (mJ/cm^2 nagyságrendű telítési energiasűrűség) következtében az elérhető impulzusenergia, és így az intenzitás értéke is limitált volt [48]. Az impulzusok időtartamának csökkentése és a csúcshintenzitás növelése érdekében számos szilárdtest alapú erősítő közeget vizsgáltak meg az 1980-as években, amikor is az évtized végén a Ti:Sa megjelenésével [49,50], majd a módusszinkronizált Ti:Sa lézer kísérleti demonstrációjával [51] új korszak vette kezdetét.

II.2.1. Fázismodulált impulzuserősítés

Az impulzusenergia növelésével az elérhető csúcshintenzitás is jelentősen emelkedett, amely főként az erősítő közegben való terjedés során jelentett óriási problémát. Mint ismeretes, adott közeg törésmutatója megfelelően nagy intenzitás értékek esetén intenzitásfüggővé válik, amit az n_2 nemlineáris törésmutatóval szokás figyelembe venni:

$$n(I) = n_0 + n_2 I, \quad (\text{II.37})$$

ahol n_0 a lineáris törésmutatót jelöli. A törésmutató változása az intenzitás függvényében az impulzusok spektrális és térbeli fázistulajdonságait is megváltoztatja. Az akkumulált nemlineáris fázisváltozást az ún. B-integrállal szokás megadni, amely a

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L n_2 I dx \quad (\text{II.38})$$

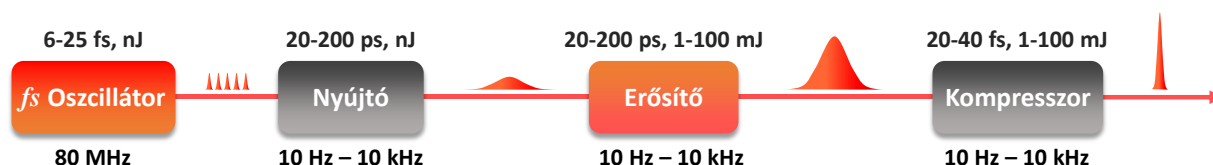
formulával írható fel, ahol λ az impulzus központi hullámhossza, valamint L a közeg hossza. Az impulzus térbeli intenzitás-eloszlásának torzulása a nemlineáris fázisváltozás által a B-integrállal kiszámolt értékkel megadható a nyalábkeresztmetszet mentén. A térbeli intenzitás változások mellett, az impulzus spektrális-, és így időbeli karakterisztikája is megváltozik, amely jellemzően káros impulzustorzulást jelent. A térbeli torzulás a gyakorlatban részleges-, vagy teljes önfokuszálásként jelentkezik, amely egy erősítőben katasztrofális következményekkel járhat: mind az erősítő közeg, mind

pedig az erősítőben található optikák is sérülhetnek. Egy tökéletes Gauss-nyaláb esetén a nemlineáris fázistolás teljes önfokuszáláshoz vezet, amennyiben az impulzus csúcsteljesítménye átlépi a

$$P_{cr} = \frac{\lambda_0^2}{2\pi n_0 n_2} \quad (\text{II.39})$$

kifejezéssel definiált kritikus értéket, ahol λ_0 a központi hullámhossz. Tipikusan a Ti:Sa alapú erősítő rendszereknél azonban az erősített nyalábban a pumpanyaláb által eredményezett intenzitás modulációk miatt a részleges önfokuszálás jelenti a legnagyobb problémát, amely forrópontok (*hot spot*) megjelenését okozza az intenzitás térbeli eloszlásában. A forrópontok intenzitás lokálisan nagy értéke miatt számos alkalmazás szempontjából használhatatlanná teszik a nyalábot, valamint könnyedén károsíthatják az erősítő közeget, illetve a rendszerben található optikákat is [52,53].

A hatékony erősítés létrehozásához mind a pumpa-, mind pedig az erősített impulzus energiasűrűségét megfelelően magas értéken kellett tartani. Ezzel szemben a nemlineáris törésmutató által eredményezett impulzustorzulások minimalizálása, valamint a roncsolások elkerülése miatt a nyaláb méretének növelése, illetve az erősítő közeg és minden más optikai elem apertúrájának felskálázása volt szükséges a konvencionális erősítés fenntartásához. A problémát a *fázismodulált impulzuserősítés* (*chirped pulse amplification, CPA*) módszerének alkalmazása oldotta fel [54–60]. A módszer lényege, hogy az erősítendő lézerimpulzus spektrális fázisát valamilyen diszperzív elrendezésben módosítva elsőként időben kinyújtjuk az eredeti hosszának ezerszeresére, vagy nagyobb időbeli hosszra, amely révén lecsökken annak csúcshintérsége, de az energiasűrűség továbbra is megmarad. Ezzel a lépéssel elérhető, hogy a B-integrál értéke alacsonyan tartható az erősítés folyamán. Az impulzus spektrális fázisát az erősítést követően a nyújtás során felhasználttal közel azonos, de ellentétes előjelű diszperzió segítségével kompenzáljuk, amely révén időben újra összenyomva jóval nagyobb csúcshintérség érhető el, mint amit a közvetlen erősítés lehetővé tett volna. A CPA módszert a II.5. ábra foglalja össze.



II.5. ábra A CPA technika elvi felépítése a tipikus működési impulzusparaméterekkel az egyes részegységek esetén.

A II.5. ábrán leírt sémára épül gyakorlatilag minden nagyintenzitású lézerrendszer. Kutatási témámra való tekintettel, a Ti:Sa alapú lézerrendszerekre jellemző paramétereket tüntettem fel a II.5. ábrán jelölt alrendszerek esetén.

A femtoszekundumos Ti:Sa oszcillátorok tipikusan 70-80 MHz ismétlési frekvencián, nJ energiájú impulzusokat generálnak akár 6 fs időbeli hosszúsággal, és az annak megfelelő extrém nagy sávszélességgel. Az ismétlési frekvenciát az erősítést megelőzően le kell csökkenteni, ugyanis az oszcillátor teljes impulzussorozatának erősítése akár csak a mJ nagyságrendig is, extrém pumpalézer igényeket, valamint hőterhelést jelentene az erősítő fokozatokban. Az impulzusok ismétlési frekvenciájának lecsökkentését polarizációs elven, egy Pockels-cella és két polarizátor segítségével szokás elvégezni. Ezt az elérhető pumpalézer ismétlési frekvenciájának, valamint az erősítő kristály hűtési kapacitásának függvényében jellemzően 10 Hz és 10 kHz közötti értékre állítják be. Az erősítés értéke által igényelt mértékű impulzusnyújtást az impulzus spektrális komponenseinek fázisviszonyát

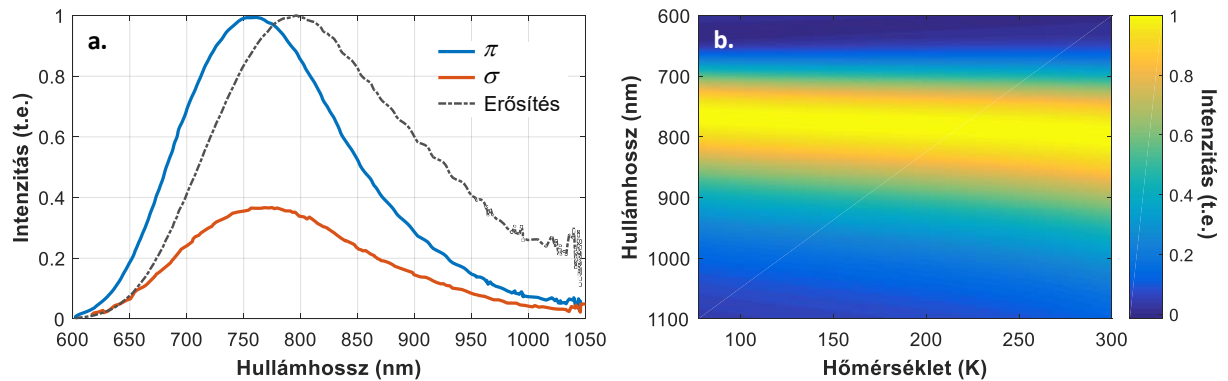
változtatva tipikusan 20 és 200 ps közötti impulzushosszig szokás megvalósítani, amely több módszerrel is elvégezhető: szögdiszperziós hatáson alapuló prizmás, diffrakciós rácsos elrendezések, vagy anyagi diszperzió alapuló, üvegtömbök felhasználásával. Újabb eszközként megjelentek az ún. *grism* impulzusnyújtók is, amelyek esetén prizmák egyik oldalán diffrakciós rács található. A nyújtást követően az impulzust akár több fokozatban felerősítjük jellemzően 6-8 nagyságrenddel, amely a néhány mJ-tól akár 100 mJ-ig terjedő impulzusenergiát eredményez. Az erősítést két elrendezésben szokás elvégezni: a néhány mJ energiaszint eléréséhez regeneratív [4,61] vagy multipasszos [62,63] erősítési sémát alkalmaznak, míg a 10 mJ – 100 mJ energiák esetén már csak multipasszos elrendezést használnak [64,65]. Végül az impulzus spektrális komponenseit visszarendezve egy, a nyújtóval ellentétes előjelű diszperzióval rendelkező, jellemzően diffrakciós rácsos elrendezés segítségével az impulzust közel eredeti hosszára nyomjuk össze. Az impulzusnyújtó (φ_{str}), a kompresszor (φ_{comp}), valamint két alrendszer közötti anyagi diszperzió (φ_{med}) révén akumulált fázisra vonatkozóan jól összenyomott impulzus esetén érvényes a

$$\varphi_{str}(\omega) + \varphi_{med}(\omega) + \varphi_{comp}(\omega) = 0 \quad (\text{II.40})$$

kifejezés. A (II.40) formula alapján belátható, hogy jól összenyomott, erősített impulzust akkor kapunk, ha a kompresszor spektrális fázisjáruléka megegyezik a nyújtó és az erősítés során fellépő anyagi diszperzió fázisával, csak ellentétes előjellel [53]. A (II.40) kifejezésben található fázis tagokat Taylor-sorba fejtvé megkaphatóak az egyes alrendszerekhez tartozó fázisderiváltak értékei, amelyekre vonatkozóan elmondható, hogy jól összenyomott impulzust csak akkor kaphatunk, ha nem csak a GDD, hanem a TOD, sőt az FOD is jól kompenzált a kompresszor révén. Gyakran azonban a magasabb rendű fázisderiváltak nem kompenzálhatóak ki tökéletesen a kompresszor révén. Pontos korrekciót az ún. *akusztó-optikai programozható diszperziós szűrők* (*acousto-optic programmable dispersive filter*, *AOPDF*) segítségével lehet elvégezni [66].

II.2.2. Ultrarövid impulzusok erősítése Ti:Sa kristályban

A Ti:Sa kristály lézerműköztetőként való alkalmazásának első demonstrációja óta nagyszámú vizsgálat tárgyát képezi, és napjainkban is az ultrarövid impulzusokat előállító lézerrendszerek legelterjedtebb erősítő közege.



II.6. ábra Ti:Sa szobahőmérsékleten mért fluoreszcencia spektruma a π - és a σ -polarizáció irányában, illetve az erősítési spektrum a π -polarizációra (a) [50]. Az erősítési spektrum változása a hőmérséklet változása esetén 77 K és 300 K között Poisson-eloszlással közelítve [67].

Ennek egyik fő oka a kristály rendkívül széles, közelítőleg 600 és 1100 nm közötti emissziós spektruma (II.6. ábra, (a) rész) és nagy stimulált emissziós hatáskeresztmetszete, amely révén jól használható

szélessávú impulzusok keltésére és erősítésére is. A jóval nagyobb abszorpciós és erősítési hatáskeresztmetszet miatt a π -polarizációs irány használata a tipikus a Ti:Sa kristályok esetén. Fontos, hogy a Ti:Sa fluoreszcencia és erősítési spektruma a hőmérséklet csökkenése esetén eltolódik az alacsonyabb hullámhosszak felé [67], valamint a szélességük lecsökken (II.6. ábra, (b) rész). A 490 nm körüli maximummal rendelkező abszorpciós spektruma hatékonyan pumpálhatóvá teszi például Nd:YAG, vagy Nd:YLF lézerek másodharmonikusa segítségével. A Ti:Sa legfontosabb optikai, spektroszkópai, lézer és fizikai tulajdonságait a II.1. táblázat foglalja össze. Az abszorpciós tulajdonságokat tovább vizsgálva, a látható tartományban fekvő abszorpciót meghatározó Ti^{3+} ionok koncentrációja relatíve tág határok között változtatható a zafír hordozó megfelelő adalékolásával [68].

II.1. táblázat Ti:Sa kristály optikai, spektroszkópai, lézer aktivitási, illetve fizikai tulajdonságai.

Tulajdonság	Érték	Mértékegység	Referencia
<i>Törésmutató (800 nm, 293 K)</i>			
n_o	1,7601		[70,71]
n_e	1,7522		[70,71]
<i>Nemlineáris törésmutató</i>	$2,9 \cdot 10^{-16}$	cm^2/W	[72]
<i>SGDD_o (800 nm)</i>	580	fs^2/cm	[70,71]
<i>SGDD_e (800 nm)</i>	566	fs^2/cm	[70,71]
<i>Abszorpciós spektrum csúcsértéke (300 K)</i>			
$\sigma_{a,\pi}$	$6,5 \cdot 10^{-20}$	cm^2	[50]
$\sigma_{a,\sigma}$	$2,8 \cdot 10^{-20}$	cm^2	[50]
<i>Emissziós spektrum csúcsértéke (300 K)</i>			
	795	nm	[50,73]
$\sigma_{e,\pi}$	$3,9 \cdot 10^{-19}$	cm^2	[50,73]
$\sigma_{e,\sigma}$	$1,6 \cdot 10^{-19}$	cm^2	[50,73]
<i>Fluoreszcencia időtartam (300 K)</i>	3,15	μs	[50]
<i>Emissziós spektrum félértékszélessége (300 K)</i>	225	nm	[50,67]
<i>Telítési energiasűrűség</i>	0,84	J/cm^2	[74]
<i>Kvantum hatásfok:</i>			
η_q (300 K)	0,8		[50]
η_q (77 K)	~ 1		[50]
<i>Hővezetési együttható:</i>			
k (300 K)	35	$\text{W}/\text{m}/\text{K}$	[75]
k (77 K)	10^3	$\text{W}/\text{m}/\text{K}$	[75]
k (35 K)	$1,6 \cdot 10^4$	$\text{W}/\text{m}/\text{K}$	[76]

Fontos azonban megemlíteni, hogy a szennyezés kialakítása során Ti^{4+} ionok is bejutnak a hordozóba, amelyek a közeli infravörös tartományban nem kívánt abszorpciót eredményeznek, és a szélessávú lézerműködést lerontják. Ezt az effektust megfelelő növesztési technikával és utólagos gyártási eljárásokkal lehetséges kompenzálni, így magas optikai és lézer minőségű kristályokat lehet előállítani [77]. A Ti:Sa kristályban létrejövő lézerműködés négyzintes energiarendszerrel írható le [52]. Mivel a Ti:Sa kettőtörő kristály, a II.1. táblázatban a spektroszkópai tulajdonságokat a π - és a σ -polarizációs irányok mentén is megadtam. A spektroszkópai- és lézerparaméterei mellett nagy jelentőségű, hogy magas szobahőmérsékleti hővezetési együtthatóval rendelkezik (zafír hordozó tulajdonsága), amely az abszorbeált pumpateljesítményből disszipálódó hő hatékony leadása szempontjából elengedhetetlen.

Kutatói tevékenységem során született eredményeim a Ti:Sa alapú erősítő fokozatok tulajdonságaival, illetve azok tovább fejlesztéseivel kapcsolatosak, így elengedhetetlennek tartom, hogy az ultrarövid impulzusok lézererősítésének elméleti alapjait bemutassam. Az erősítés folyamatának megértéséhez érdemes elsőként egydimenziós esetben kezelni a problémát. Ekkor az erősítő közeget rezonáns, kétszintes rendszerként kezelve meg kell oldanunk a Maxwell-egyenleteket az elektromos térerősségre nézve [78,79]. A megoldás során megkapjuk az elektromos tér terjedését, a makroszkopikus polarizációt, valamint a populáció inverziót leíró egyenleteket. Bevezetve a T_1 és T_2 , úgynevezett longitudinális és transzverzális relaxációs időket, az egyenletek megoldásának egyszerűsítéséhez bizonyos feltételezésekkel élhetünk. A T_1 mennyiség nem más, mint az ion gerjesztett állapotának időtartama, míg a T_2 mennyiség pedig az ion-fonon kölcsönhatás által meghatározott időtartam. Lézeraktív kristályokban a $T_1 \gg T_2$ reláció érvényes, mégpedig a Ti:Sa közeg esetén $T_1 \approx \mu s$, valamint $T_2 \approx ps$ időbeli tartományokba esik. Feltéve, hogy az erősítendő impulzus burkolójának és a közegebéli populáció inverzióinak a változása a T_2 idő alatt elhanyagolható, akkor a tér terjedésére és a populáció inverzióra a

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial z} = c \sigma_e(\omega) N \cdot I, \quad (\text{II.41})$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -c \cdot \frac{\gamma \sigma_e(\omega)}{\hbar \omega} N \cdot I, \quad (\text{II.42})$$

egyenleteket nyerjük, ahol $I \equiv (\epsilon_0 c/2)|E|^2$ a tér intenzitása, N a populáció inverzió, $\sigma_e(\omega)$ a lézerközeg emissziós hatáskeresztmetszete, c a közegebéli fénysebesség, γ pedig egy általánosítási faktor. Négyszintes rendszer esetén, mint a Ti:Sa, $\gamma = 1$ érvényes. A (II.41) és (II.42) egyenletekből integrálás segítségével megkapható az

$$I(z, t) = I_0(t) \cdot \left[1 - \left(1 - \frac{1}{G_0} \right) \exp \left(- \frac{J_0(t)}{J_{sat}} \right) \right]^{-1}, \quad (\text{II.43})$$

összefüggés, amely az intenzitást adott z pontban adja meg az erősítő közegben való terjedés során [80]. A (II.43) összefüggés a bemeneti $I_0(t)$ intenzitás és a közeg paramétereinek függvényében adja meg az impulzus intenzitásának fejlődését, és Frantz-Nodvik egyenletnek szokás nevezni. Jelöljük σ_{er} -rel az emissziós hatáskeresztmetszet rezonanciánál (emissziós spektrum csúcsánál) felvett értékét, amely segítségével felírható a

$$G_0 = \exp \left[\sigma_{er} \int_0^z N(z') dz' \right] \quad (\text{II.44})$$

kisjelű erősítés. Továbbá $J_{sat} = \hbar \omega_{er} / (\sigma_{er} \gamma)$ az úgynevezett telítési energiasűrűség, valamint a beeső impulzus pillanatnyi energiasűrűsége $J_0(t) \equiv \int_0^t I_0(t') dt'$, amely az egységnyi területen áthaladó fotonok száma a t időpillanatig, és $t \rightarrow \infty$ határesetben a beeső impulzus energiasűrűsége lesz [74]. A (II.43) kifejezés alkalmas a monokromatikus impulzusok erősítő közegen való egyszeri áthaladásának elemzésére, azonban a gyakorlati alkalmazásokban sokpasszos elrendezések szükségesek a kívánt erősítés eléréséhez. Továbbá, az ultrarövid impulzusok széles spektrummal rendelkeznek, valamint az előző alfejezetben említett limitációk miatt fázismoduláltak is. Emiatt érdemes az előzőekben felírt

egydimenziós modellt kiegészíteni többpasszos elrendezésekre, valamint a CPA sémának megfelelően a fázismodulált impulzusok kezelésére.

A többpasszos erősítés leírásához az erősítendő impulzus közegen való áthaladása után meg kell határozni a megmaradó kisjelű erősítés értékét. Ha az n -edik passzban mérhető $G_0^{(n)}$ kisjelű erősítés és $I^{(n)}(t)$ intenzitás profil ismertek, akkor az $n + 1$ -edik passzban az erősítő közeg teljes $z = L$ hossza után a kisjelű erősítésre a

$$G_0^{(n+1)} = \exp \left[\frac{J_{sat} \ln(G_0^{(n)}) - (J_0^{(n+1)}(\infty) - J_0^{(n)}(\infty))}{J_{sat}} \right] \quad (\text{II.45})$$

alakú kifejezést kapjuk, ahol az exponensben lévő első tag a közegben az n -edik passz előtt tárolt energiasűrűséget, míg a második tag pedig az $n + 1$ -edik passzban kicsatolt energiasűrűséget jelenti. Mivel pedig az egyes erősítő közegen való átmenetek között az impulzus erősítőn belüli reflexiói révén, valamint a kristály felületén is veszteségek léphetnek fel, amelyeket figyelembe kell venni az erősítés kiszámítása során. A (II.43) összefüggést szokás még a kimeneti energiasűrűsége vonatkozóan felírni, amely így a

$$J_L(t = \infty) = J_{sat} \cdot \ln \left[1 + G_0 \left(\exp \left(\frac{J_0(t = \infty)}{J_{sat}} \right) - 1 \right) \right] \quad (\text{II.46})$$

alakú kifejezést kapjuk, amely jól használható többpasszos erősítők modellezésére. A (II.46) összefüggés alapján az erősítő működésének két tartományát tudjuk megkülönböztetni. Amennyiben a beeső impulzus energiasűrűsége jóval kisebb, mint a telítési energiasűrűség, valamint ebből következően $G_0 J_0 / J_{sat} \ll 1$, a (II.46) kifejezés alapján az erősítés a

$$G \approx G_0 \quad (\text{II.47})$$

alakra egyszerűsödik. Ebben az esetben az erősítés exponenciálisan növekszik az erősítő közeg hosszával. Nagy beeső energiasűrűség esetén, amelyre $J_0 / J_{sat} \gg 1$, az erősítés a

$$G \approx 1 + \frac{J_{sat}}{J_0} \ln(G_0) \quad (\text{II.48})$$

összefüggést nyerjük [52]. A (II.48) kifejezésből jól látható, hogy az erősítés nagy beeső energiasűrűségek esetén az erősítő közeg hosszával már csak lineárisan növekszik: az erősítő ilyen típusú működését nevezzük telítődésnek. Ebben az esetben az erősítő hatékonysága maximális, azaz a tárolt energiából a közeg által megengedett legnagyobb mennyiséget konvertáljuk erősített impulzusenergiává. Érdemes továbbá megemlíteni, hogy a gyakorlatban a telítődés azt is jelenti, hogy az erősítés kevésbé lesz érzékeny a beeső impulzus energiájára, amely a működés stabilitását maximalizálja.

Az erősítés leírásának további kiegészítéséhez fázismodulált impulzusok esetére szükséges az emissziós hatáskeresztmetszet frekvenciafüggésének ismeretében a $G_0(\omega)$ kisjelű erősítés és a $J_{sat}(\omega)$ telítési energiasűrűség frekvenciafüggését implementálni a (II.43) összefüggésbe. Továbbá, mivel a nagy intenzitású erősítők előtt az impulzusokat eredeti 10 fs körüli hosszukhoz képest 10^3 - 10^4 faktossal megnyújtják, a pillanatnyi frekvenciát érdemes $\omega(t) = \omega_0 + 2bt$ alakban felírni, ahol ω_0 a központi frekvencia, és b az úgynevezett lineáris fázismodulációs vagy csörp együttható. A csörp együtthatót a

$$b = \frac{\Delta\omega}{2\tau_{str}} = \frac{\pi c \Delta\lambda}{\tau_{str} \lambda_0^2} \quad (\text{II.49})$$

kifejezés segítségével számolhatjuk ki, ahol τ_{str} a kinyújtott impulzus időbeli félértékszélessége, míg $\Delta\omega$ és $\Delta\lambda$ az impulzus spektrumának frekvencia- és hullámhosszbéli félértékszélessége. A kiszelű erősítés frekvenciafüggésére a

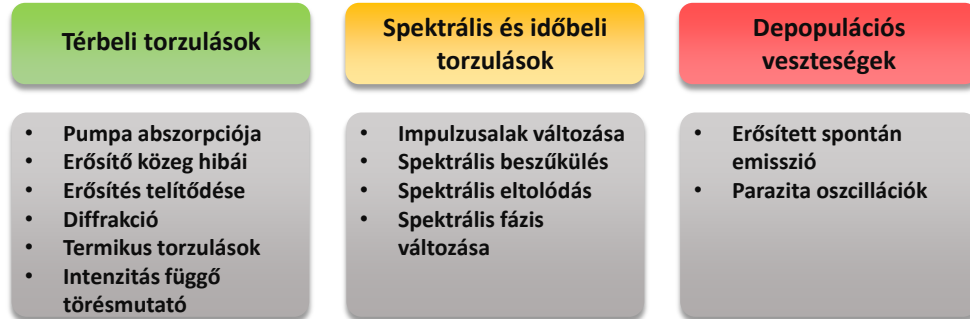
$$G_0(\omega) = \exp\left(\frac{\hbar\omega N_0 L}{J_{sat}(\omega)}\right) = \exp\left(\frac{J_{sto}(\omega)}{J_{sat}(\omega)}\right) \quad (II.50)$$

összefüggés nyerhető, ahol $J_{sto}(\omega)$ a már említett tárolt energiasűrűség:

$$J_{sto}(\omega) = A \cdot J_p \eta_c \frac{\lambda_p}{\lambda_0}, \quad (II.51)$$

amelyben A a kristály teljes hosszán vett pumpaabszorpció, J_p a pumpanyaláb energiasűrűsége, η_c az úgynevezett kvantum hatásfok, valamint λ_p a pumpa hullámhossza. A kvantum hatásfok az adott közegre jellemző paraméter, amely leírja a nem sugárzás alapú átmenetek okozta veszteségek arányát [81]. Az így kapott modell a kísérletekkel jellemzően a kiszelű erősítés tartományában jól egyező eredményeket szolgáltat, azonban a telítődés tartományában eltérések mutatkoznak a laboratóriumi mérésekből származó eredményekhez képest. Az eltérések egyértelműen a transzverzális nyalábprofil elhanyagolásának, valamint az erősítés során fellépő torzító hatások megjelenésének köszönhetőek [74]. Az mérésektől való eltérések megértéséhez tekintsük át röviden az erősítés során fellépő impulzustorzulásokat.

Bármely lézerközegbeli erősítés során az impulzusok torzulásokat szenvednek a térbeli, spektrális és időbeli tartományokban. Mivel a jelen munkában ismertetésre kerülő eredmények mindegyike a Ti:Sa alapú rendszerekhez köthető, az ilyen lézerekben előforduló fontosabb torzulásokat a II.7. ábrán soroltam fel [52].



II.7. ábra Erősített impulzusok térbeli, spektrális és időbeli torzulásai, valamint az erősítés veszteségei.

A térbeli torzulásokkal kezdve, a pumpanyaláb profilja a kristályban pumpált térfogatában létrejövő populáció inverzió homogenitását alapvetően meghatározza. Amennyiben a pumpanyaláb intenzitás eloszlása aszimmetrikus, vagy nem kívánt csúcsokat tartalmaz, az inhomogenitások az invertált közegen való áthaladás során az erősítendő impulzusokban is megjelennek az erősítés térfüggése által. Az optimális erősítés elérése az négyszög alakú (*flat-top*) térbeli intenzitás eloszlású pumpaimpulzusok segítségével lehetséges, amely homogén invertált térfogatot eredményez az erősítő közeg belsejében. Érdemes megemlíteni, hogy az erősítő közeg belsejében a gyártás során keletkező inhomogenitások, például a kristály rácshibái, vagy a szennyező fémionok nem egyenletes eloszlása az erősítést nagymértékben befolyásolják. Az utóbbi két évtizedben a Ti:Sa kristályok magas minőségű előállítása rutinszerű feladattá vált [68], amely révén az imént említett problémák gyakorlatilag eliminálhatóak. Az erősítés folyamán fellépő telítődés szintén módosíthatja az erősítendő impulzusok térbeli intenzitás eloszlását, amelyet az erősítés térbeli eloszlásának változása eredményez. Ha ugyanis a bejövő impulzus

energiasűrűsége összemérhető a telítési energiasűrűséggel, az impulzus gyengébb intenzitású részei, általában a nyaláb szélei, jobban fognak erősödni, mint a központi rész. Az erősítőkből fellépő diffrakció bármely optikán való levágás, vagy szándékos apertúra elhelyezésre révén szintén káros lehet az erősített impulzus térbeli profiljára. Ezeket jellemzően az erősítő fokozat körütekintő tervezésével el lehet kerülni, azonban bizonyos esetekben apertúrák elhelyezése indokolt lehet, amely Fresnel-gyűrűk megjelenését eredményezheti. Két további térbeli torzító hatást érdemes még megemlíteni, amelyek azonban kiemelésre érdemesek. Az egyik ilyen effektus az erősítő kristály pumpált térfogatában a pumpaenergia hőként való disszipációja révén létrejövő termikus lencsehatás, valamint hullámfront torzulás. A pumpanyaláb intenzitásának inhomogén eloszlása jellemzően a pumpált térfogat centruma felé magasabb, míg a szélek felé alacsonyabb hőmérsékletet eredményez a kristályban, amely olyan törésmutató profilt eredményez, amely révén a közeg lencseként működik. A hőmérsékletprofil inhomogenitása miatt mechanikai feszültségek léphetnek fel, amelyek további torzító hatást fejthetnek ki az impulzusokra. A másik kiemelten kezelendő torzító hatás az erősítő közeg törésmutatójának intenzitásfüggése révén kialakuló törésmutató változás, amely a nagyintenzitású erősítőkből jellemző. Ekkor az erősítendő impulzus olyan megváltozott törésmutató profilt érzékel, amely képes lefókuszálni az impulzust. Ezt az effektust nevezzük *önfókuszálásnak* (*self-focusing*), amely jelentkezhet a teljes nyalábra vonatkozóan, vagy a nyalábkeresztmetszet egyes részleteire nézve is. Az utóbbi forrópontok megjelenését, filamentációt, illetve végső soron a nyaláb szétesését eredményezheti [52].

Térjünk most át az erősítés során fellépő spektrális és időbeli impulzustorzulásokra, amelyek az erősítés után elérhető csúcsintenzitást alapvetően befolyásolják. Az erősítő közeg erősítési spektruma véges, a frekvencia mentén nem egyenletes, a spektrum maximumától távolodva a széleken erősen lecsökken. Mindaddig, amíg az erősítendő impulzus spektruma kis sávszélességű, és a közeg erősítési spektrumának lassan változó centrumához közel esik, az erősített spektrum a bemenővel közel azonos szélességű lesz. Ha azonban az előbbi feltétel sérül, miszerint az erősítendő impulzus spektruma kellően széles, az erősítőben való terjedés során az impulzus spektruma beszűkül, hiszen a spektrum szélei jóval kevésbé erősödnek, mint a központi része. Ezt az effektust nevezzük *spektrális beszűkülésnek* (*gain narrowing*). A beszűkült spektrum eredményeként az erősített impulzusok már nem nyomhatóak össze az eredeti hosszukra, s így az időbeli hossz megnő. Mivel ez az effektus megszabja az erősített impulzusok elérhető legrövidebb időbeli hosszát, a Ti:Sa alapú rendszerek egyik legnagyobb limitációját is jelenti. További fontos effektus az ún. *spektrális eltolódásnak* (*gain shifting*), amit az erősítés során fellépő telítődés hoz létre. Mivel az impulzus elülső fele nagyobb erősítést fog látni, mint a hátsó fele, köszönhetően az elülső fél által már kicsatolt energiának, az erősen fázismodulált impulzus spektruma el fog tolódni. Emellett a telített erősítőkből a spektrum centrális része már kevésbé erősödik, mint a spektrum szélei, így a szélek a centrumhoz viszonyított eredeti intenzitásukhoz képest megemelkednek. Ezáltal a spektrum a jellemzően Gauss-típusú bemeneti profilból flat-top alakúvá válik. Ti:Sa erősítők esetén általában a hosszabb hullámhossz felé tolódik el az erősített impulzusok spektruma [82]. Fontos figyelembe venni továbbá, hogy az erősítő közeg diszperziója révén módosítja az erősítendő impulzus spektrális fázisát. Konkrétan a közeg lineáris diszperziója révén a jelentősebb diszperziós rendeket tekintve GDD-t és TOD-t ad hozzá az impulzus spektrális fázisához, amelyeket egy CPA rendszer tervezése esetén figyelembe kell venni. Ha az erősített impulzusok csúcsintenzitása kellően nagy, az erősítő közegben fellépő nemlineáris fázistorzítás rendkívül megnehezítheti az impulzusok későbbi időbeli összenyomását.

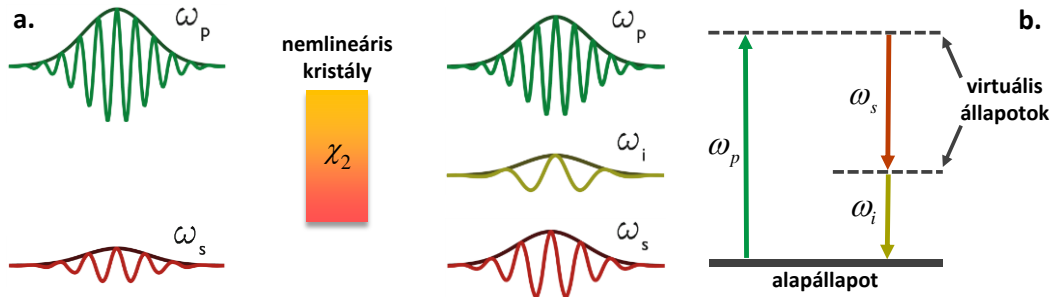
Érdemes külön kezelni az erősítő kristályban fellépő nem kívánt, úgynevezett parazita effektusokat a tér- és időbeli torzulásoktól. Ezek a depopulációs veszteségek ugyanis az adott közeg felső

energiaszintjének élettartamától, geometriájától és az adott erősítőben fellépő erősítéstől függenek. Jellemzően a legnagyobb problémát az *erősített spontán emisszió* (*amplified spontaneous emission, ASE*) okozza az erősítők jelentős részében. Nagymértékű ASE kialakulásához előnyös a nagy erősítés és nagy erősítő közegbeli úthossz együttes jelenléte az adott erősítőben. Fontos, hogy az ASE kialakulásához nem lehet küszöbértéket rendelni például a szükséges pumpaintenzitásra vonatkozóan. Amennyiben az erősítő kristály egy pontjából adott térszögben kiinduló ASE a közeg felületeiről való reflexiók révén nagy úthosszat tud bejárni, annak intenzitása jelentős mértékben meg tud emelkedni. Ekkor a populáció-inverzió olyan szinten lecsökkenhet a megnövekvő ASE által, hogy az erősítő hatékonysága jelentősen lecsökkenhet.

II.2.3. Optikai parametrikus erősítők

A Ti:Sa alapú CPA rendszerek limitált impulzushossza és rögzített spektrális tartománya korlátokat szabnak az alkalmazhatóság tekintetében. Számos lézer-anyag kölcsönhatás vizsgálatához, mint például a magasharmonikusok keltése, illetve a femtoszekundumos pumpa-próba spektroszkópia esetén azonban spektrálisan hangolható forrásra lehet szükség, amely akár néhány ciklusos impulzusok előállítására is alkalmas [83]. Ennek eredményeként az utóbbi két évtizedben jelentős figyelem fordult az *optikai parametrikus erősítés*re (*optical parametric amplification, OPA*) alapuló fényforrások fejlesztésére.

Az OPA folyamat során egy nem nulla χ_2 szuszceptibilitással rendelkező nemlineáris kristályban egy nagyobb körfrekvenciájú és intenzitású pumpaimpulzus (ω_p) energiája átadódik a kisebb körfrekvenciájú és intenzitású magimpulzusnak (ω_s), továbbá egy harmadik impulzus is keltődik ($\omega_i = \omega_p - \omega_s$), amit *idler*-nek nevezünk (II.8. ábra, (a) rész). A parametrikus erősítést szokás a lézerműködéshez hasonlóan, virtuális energiaszintekkel leírni: az ω_p foton a kristályt az alapállapotból egy virtuális gerjesztett állapotba juttatja, majd az ω_s és ω_i körfrekvenciájú fotonok kibocsátásával visszajutunk az alapállapotba (II.8. ábra, (b) rész).



II.8. ábra A beeső és a kimenő elektromos terek az OPA folyamat során (a), illetve a foton interpretáció szemléletes képe a virtuális energiaszintekkel [84].

A nemlineáris kristályban lejátszódó kölcsönhatásra felírva az energia megmaradását a

$$\hbar(\omega_p \pm \Delta\omega_p) = \hbar(\omega_s \pm \Delta\omega_s) + \hbar(\omega_i \pm \Delta\omega_i) \quad (\text{II.52})$$

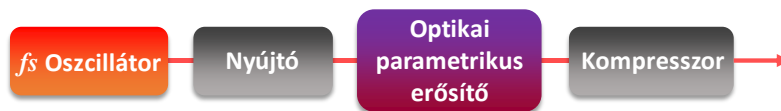
egyenletet kapjuk. A magimpulzus központi frekvenciája elméletben $\omega_p/2$ (ún. degenerációs állapot, amelyre $\omega_s = \omega_i$) frekvenciától egészen ω_p értékig változhat, amelynek megfelelően az idler központi frekvenciája $\omega_s/2$ és 0 közötti értéket vehet fel. A mag- és pumpaimpulzusok központi frekvenciájának megválasztását erősen limitálhatja az egyes nemlineáris kristályok abszorpciója [83]. Mivel az ultrarövid impulzusok meghatározott spektrális sávszélességgel rendelkeznek, a (II.51) egyenletben ezt

a $\Delta\omega_p$, $\Delta\omega_s$, illetve $\Delta\omega_i$ tagokkal vesszük figyelembe. Az energia megmaradása mellett a parametrikus erősítés során teljesülnie kell az impulzus megmaradásának is, amelyre vonatkozóan felírható a

$$\vec{k}_p \pm \Delta\vec{k}_p - (\vec{k}_s \pm \Delta\vec{k}_s) - (\vec{k}_i \pm \Delta\vec{k}_i) = \Delta\vec{k} \quad (\text{II.53})$$

egyenlet a pumpa (\vec{k}_p), seed (\vec{k}_s) és idler (\vec{k}_i) impulzusok hullámszám vektoraival. A spektrális sávzsélesség ebben az esetben is fontos tényező, amit a (II.53) egyenletben a $\Delta\vec{k}_p$, $\Delta\vec{k}_s$, illetve $\Delta\vec{k}_i$ vektorokkal vesszük figyelembe [84]. A (II.53) egyenlet az ún. *fázisillesztés* (*phase matching*) elvét fogalmazza meg, amely az egyes impulzusok kristálybéli terjedésének irányára vonatkozóan ad megkorlátot. Az optikai parametrikus erősítés teljes körű matematikai leírásával kapcsolatban számos publikációt találhatunk az irodalomban, ezek közül az olvasó például a [72,85] művekben tájékozódhat. Fontos megemlíteni, hogy a fázisillesztés alapvetően meghatározza az OPA elrendezés geometriáját: a pumpa- és magimpulzusok párhuzamos terjedése esetén *kollineáris*, míg szöget bezáró terjedés esetén *nemkollineáris* fázisillesztést kapunk. Az utóbbi nagy jelentőségét az adja, hogy ultraszéles spektrális tartományon tesz lehetővé erősítést. A *nemkollineáris optikai parametrikus erősítők* (*noncollinear optical parametric amplification, NOPA*) segítségével kompakt módon, a látható tartománytól a közeli infravörös hullámhosszakig képesek CEP-stabil ultrarövid impulzusokat előállítani [86–88].

A néhánytól a több 10 mJ energiájú, néhányszor 10 fs hosszúságú impulzusokat előállító Ti:Sa alapú CPA rendszereket gyakran további parametrikus erősítő fokozatokkal kombinálva használják, amelyek segítségével különböző központi hullámhosszú ultrarövid impulzusok nyerhetőek az UV-tól egészen a közép infravörös tartományig, akár hangolható módon is [89–92]. Ezekben jellemzően a mag- és a pumpaimpulzust is a CPA frontend biztosítja. Sok esetben azonban a femtoszekundumos tartományba eső pumpaimpulzusok nem állnak rendelkezésre. Ekkor a hosszabb, több ps, vagy ns tartományba eső pumpaimpulzusok nem teszik lehetővé a femtoszekundumos magimpulzusok hatékony erősítését, mivel az utóbbiak túl rövid időtartama lekorlátozza az OPA folyamatot a pumpaimpulzus egy kis időbeli részére. Ezen felül, a nemlineáris fázis akkumulációjának, illetve az optikák sérülésének elkerülése az energetikus impulzusok előállításához ebben az esetben is elengedhetetlen. Ebből kifolyólag a magimpulzust időben ki kell nyújtani, hogy pumpa időbeli hosszával közel egyező impulzushosszt kapjunk. Az erősítés után természetesen az impulzust újra kompresszálni kell a legnagyobb csúcsteljesítmény eléréséhez: az így kapott elrendezést *optikai parametrikus fázismodulált erősítésnek* nevezzük (*optical parametric chirped pulse amplification, OPCPA*), amely általános elvi felépítése a II.9. ábrán látható.



II.9. ábra OPCPA rendszer elvi felépítése.

Az OPCPA technológia az ultranagy intenzitású impulzusok előállítását is lehetővé teszi. Több nagyméretű projekt célja az ezen a sémán alapuló, PW csúcsteljesítményű impulzusok generálására alkalmas architektúra megvalósítása, bizonyos esetekben akár hibrid módon a Ti:Sa erősítés felhasználásával [12,15]. Az OPCPA rendszerek esetén a hangolhatóság mellett fontos előny lehet, hogy az OPA folyamat során a pumpaenergia nem tárolódik az erősítő közegben, így a disszipált hő mennyisége a Ti:Sa erősítőkhöz viszonyítva minimális értékű. Éppen ezért, a 10 kHz és az annál magasabb ismétlési frekvenciájú, femtoszekundumos erősítő rendszereket gyakran OPCPA

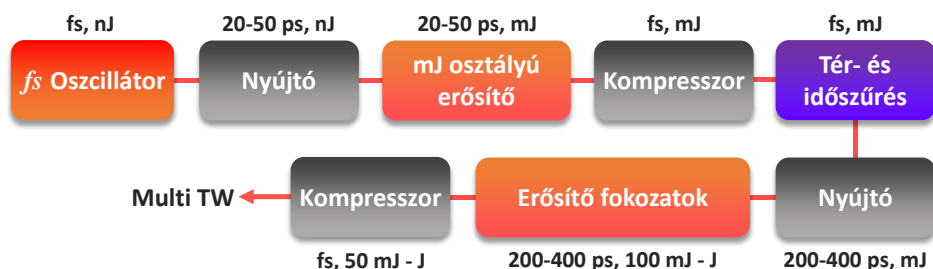
architektúrára építik. A *diódapumpált szilárdtest* (*diode-pumped solid-state, DPSS*) lézerek rohamos fejlődése az utóbbi tíz évben jelentősen hozzájárult az OPCPA fényforrások elterjedéséhez, mivel kellően stabil pumpaimpulzusokat tudnak biztosítani. Az ultraszélessávú OPCPA alapú fényforrások jelentős mérföldkövét jelentik például az ELI-ALPS középínfravörös (MIR) és néhány ciklusú lézerei (SYLOS), amelyek az elektromágneses spektrum különböző részein CEP-stabil impulzusokat állítanak elő [16,93].

Fontos azonban kiemelni, hogy az OPCPA alapú nagyenergiájú erősítő rendszerek létrehozását több tényező jelentősen hátráltatja. Az egyik ilyen probléma a megfelelően rövid, kiváló idő- és térbeli profillal rendelkező pumpaimpulzusok biztosítása. A 10 TW feletti csúcsteljesítményű impulzusok előállításához szükséges OPCPA erősítő fokozatok meghajtásához szükséges pumpalézerek ugyanis jelenleg nem elérhetőek. Másik fontos probléma az erősítendő- és a pumpaimpulzusok időbeli szinkronizálásának stabilitása, amelyre az OPCPA erősítés különösen érzékeny.

II.2.4. Kétfokozatú CPA

A 100 TW – PW csúcsteljesítményű impulzusok anyaggal való kölcsönhatása során kiemelten fontos, hogy az impulzus időbeli intenzitásalakja milyen lefutású az impulzus elülső és hátulsó oldalán, azaz mekkora az időbeli elő- és utóimpulzus intenzitáskontraszt értéke. A legtöbb alkalmazás szempontjából a főimpulzus előtti intenzitásprofil fontos, amit előimpulzus-kontrasztnak nevezünk. Amennyiben egy 10^{19} - 10^{22} W/cm² fókuszált intenzitású impulzus anyaggal lép kölcsönhatásba, az előimpulzus kontraszt értéke legalább 10^{12} kell legyen, hogy elő-plazma képződés ne lépjen fel. Fontos azonban, hogy a nagyintenzitású impulzusok előállítására használt Ti:Sa CPA rendszerek tipikus előimpulzus-kontrasztja 10^5 - 10^7 értékű. A CPA rendszerek fényforrásaként legtöbbször használt *Kerr-lencsés módusszinkronizációjú* (*Kerr-lens mode-locking*) Ti:Sa oszcillátorok impulzusainak az időbeli kontrasztja a relatíve magas 10^{10} értéket is eléri. Az erősítőben a kicsiny bemeneti impulzusenergia miatt 10^6 - 10^8 erősítési faktor lép fel, amely intenzív ASE megjelenéséhez, azaz a zaj felerősödéséhez vezet. Az időbeli kontrasztot az ASE mellett az optikai elemeken, főként a diffrakciós rácsokon való szóródások, illetve a rendszerből származó utóimpulzusok, valamint ezeknek a kompresszort követően előimpulzusokként való megjelenése korlátozza [94,95].

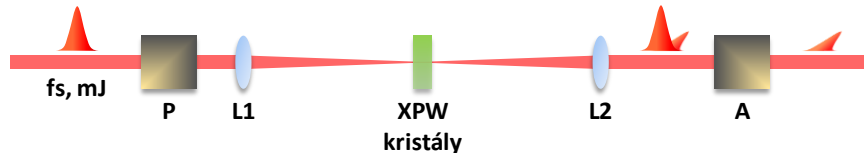
Az időbeli kontraszt javítására és az impulzusenergia további növelésére a leginkább használt séma az ún. *kétfokozatú CPA* (*double chirped pulse amplification, DCPA*), amely a nevéből adódóan egy CPA rendszer után egy második, hasonló architektúrára épülő elrendezést foglal magában. Ami azonban a névből nem következik triviálisan, hogy az első CPA fokozat után az erősített és kompresszált impulzusok egy tér- és időszűrő elrendezésen haladnak keresztül, mielőtt beküldenénk őket a második CPA fokozatba (II.10. ábra).



II.10. ábra DCPA rendszer elvi felépítése.

Az tér- és időszűrésre nemlineáris effektusokat szokás alkalmazni, amelyek közül a leginkább elterjedt megoldás a *keresztpolarizációs hullám* (*cross-polarized wave, XPW*) keltése. Az XPW keltés egy

harmadrendű nemlineáris folyamat, és olyan anyagban hozható létre, amelynek $\chi^{(3)}$ harmadrendű nemlineáris szuszeptibilitása anizotróp. Az effektus során a beeső lineárisan polarizált impulzus a polarizációs irányára merőleges, szintén lineáris polarizációjú impulzust hoz létre (II.11. ábra). A keltett XPW impulzus intenzitása a beeső impulzus intenzitásának harmadik hatványával arányos. Ennek megfelelően a hatásfok csak az impulzus térben és időben legintenzívebb részei esetén lesz nagy, így a tér- és időbeli profil jelentősen kisimul, valamint az elő- és utóimpulzus kontraszt akár 4-5 nagyságrenddel is megnövelhető.



II.11. ábra XPW keltés sematikus képe. P és A polarizátort és analízátort, L1 és L2 akromatikus lencsákat jelöl. Az eredeti impulzust az analízátor kioltja, amely eredményeként az elrendezést csak az XPW folyamat során keltett, időben és térben kitisztított impulzus hagyja el. Az XPW folyamat létrehozásához jellemzően BaF₂ vagy CaF₂ kristályt használnak.

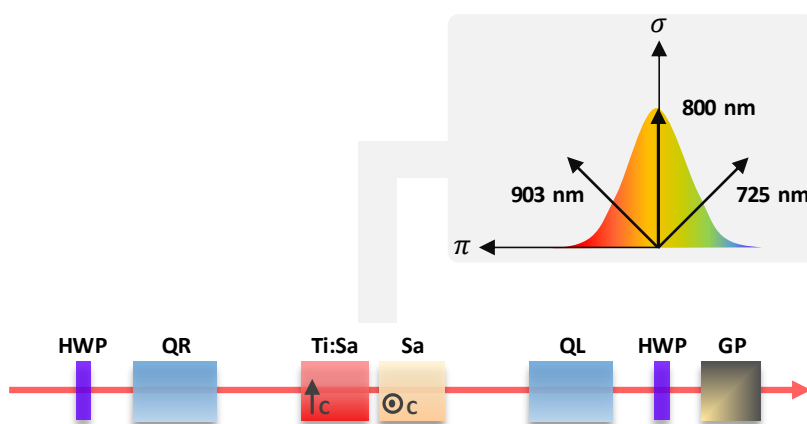
Magas hatásfokot két-kristályos elrendezés segítségével értek el, amely révén az eredeti 10 ps-nál mért 10^6 előimpulzus-kontraszt 10^{10} értékre nőtt [96,97]. Fontos továbbá, hogy az XPW impulzus spektrumának szélessége a beeső impulzusénak $\sqrt{3}$ -szorosa [97–99].

Az első CPA fokozat impulzusainak tér- és időbeli tulajdonságainak javítását követően azokat jellemzően egy diffrakciós rácsos elrendezésben több száz ps hosszúságúra nyújtják. Erre azért van szükség, mert az impulzusnyújtót követő számos további erősítő fokozatban a B-integrál értéke túlzottan megnövekedne a szükséges mennyiségű fázismoduláció létrehozásának hiányában. Az impulzusokat többpasszos elrendezések segítségével akár több J energiára erősítik, majd végül a nyújtóval közel megegyező diszperzióval rendelkező diffrakciós rácsos kompresszorral összenyomják őket. A kompresszort az impulzusok nagy csúcsintenzitása miatt jellemzően vákuumkamrában helyezik el, elkerülve a levegőben kialakuló nemlineáris effektusokat, valamint a nagyméretű optikai rácsok károsodásait.

II.2.5. Polarizáció-kódolt fázismodulált impulzuserősítés

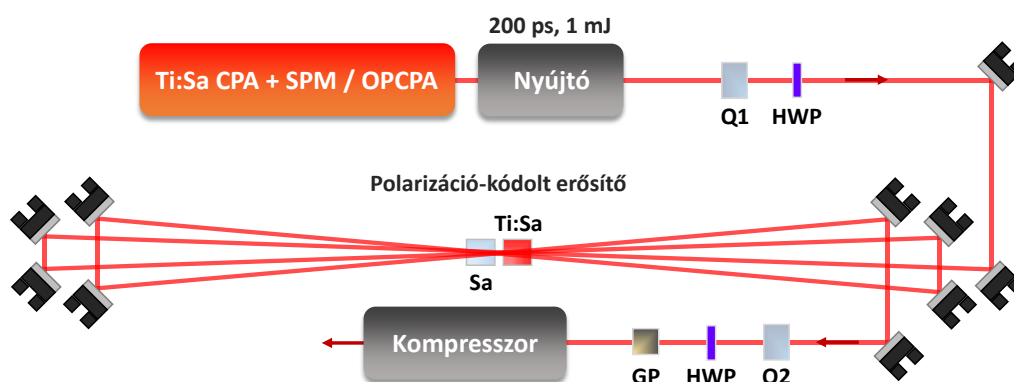
Napjainkban a néhányszor 10 TW-tól a több PW-ig terjedő csúcsteljesítménnyel rendelkező ultrarövid impulzusok előállítására legelterjedtebb módon a Ti:Sa alapú lézerrendszerek teljesítenek szolgálatot. Bár az erősített impulzusok spektruma az erősítés során beszűkül, illetve eltolódik a közeli infravörös irányában, ami az impulzusok hosszát jelentősen limitálja, a lézerezés magas hatásfoka és megbízhatósága, valamint a pumpaimpulzusok tér- és időbeli profiljára vonatkozó enyhébb igények nagy előnyt jelentenek más architektúrákkal szemben. Emiatt jelen pillanatban is számos új Ti:Sa alapú rendszer épül vagy kerül installációra a kísérleti igények kielégítésére, amelyre jó példa, hogy az *Extreme Light Infrastructure (ELI)* [100] mindhárom pillérének PW osztályú ultrarövid impulzusú rendszerei, vagy az APOLLON projekt [11] keretében megvalósuló lézer is Ti:Sa alapúak lesznek. Több módszert kifejlesztettek már a spektrális limitációk enyhítésére, mint a DAZZLER (Fastlite) [66,101], etalonok [102], vagy spektrálisan szűrő dielektrikum tükrök [103], amelyeket az erősítés során kell implementálni. Az említett metódusok akár együttes alkalmazásával 17-20 fs körüli impulzushossz érhető el. A közelmúltban egy új, polarizációs elven működő eljárást javasoltak, amely segítségével az impulzusok erősítés előtti spektrális sáv szélessége megtartható [104]. A metódus megértéséhez érdemes megemlíteni, hogy a Ti:Sa két polarizációs irányra vonatkozó erősítési hatáskeresztmetszetének értéke

jelentősen eltérő (II.1. táblázat), mégpedig $\sigma_\sigma \approx 0,4 \cdot \sigma_\pi$ kapcsolat áll fenn közöttük. Ennek fényében az eljárás lényege, hogy a Ti:Sa alapú erősítőkben az *optikai forgatási diszperzió* (*optical rotatory dispersion, ORD*) felhasználásával a beeső impulzus spektrumának eredeti lineáris polarizációját megváltoztatjuk: a spektrális komponensek polarizációs vektorait úgy forgatjuk el, hogy a spektrum centrális részét, amely az erősítési spektrum közepén helyezkedik el, a σ -, míg a spektrum széleit a π -tengelyhez állítjuk be (II.12. ábra). A felvázolt módszert polarizáció-kódolt erősítésnek nevezzük. Az erősítés során a beeső impulzus spektrumának centrális része kisebb, addig a spektrális szélek nagyobb erősítést érzékelnek, amely hatására az erősítés spektruma úgy hangolható, hogy a konvencionális erősítők esetében fellépő spektrális beszűkülés kompenzálható legyen. Az első, jobbra forgató kvarc kristállyal kódoljuk a spektrum polarizációs állapotait. A két félhullámlemez forgatásával állíthatjuk be, hogy az impulzus teljes spektruma a σ - és π -tengelyek közé essen. Az erősítést követően a második, balra forgató kvarc kristály az elsőhöz képest ellentétes előjelű forgatási diszperziója révén dekódolja a spektrum polarizációs állapotait.



II.12. ábra Polarizáció-kódolt erősítés módszerének sematikus képe. HWP félhullámlemez, QR és QL jobbra és balra forgató kvarc kristályokat, Sa zafir kristályt, GP pedig Glan-polarizátort jelöl. C-vel az optikai tengelyek irányát jelöltem a Ti:Sa és Sa kristályok esetén.

Mivel a Ti:Sa kristály kettőtörő, a két tengely menti impulzusterjedés között GD különbség lép fel. Ezt az időbeli késleltetést a két komponens között egy, a Ti:Sa kristállyal azonos vastagságú, de a Ti:Sa orientációjára merőleges optikai tengelyű zafir kristály segítségével lehet kompenzálni.



II.13. ábra PE-CPA rendszer elvi felépítése. Q1 és Q2 kvarc kristályokat, HWP akromatikus félhullámlemezeket, Sa zafir kristályt, illetve GP Glan-polarizátort jelöl.

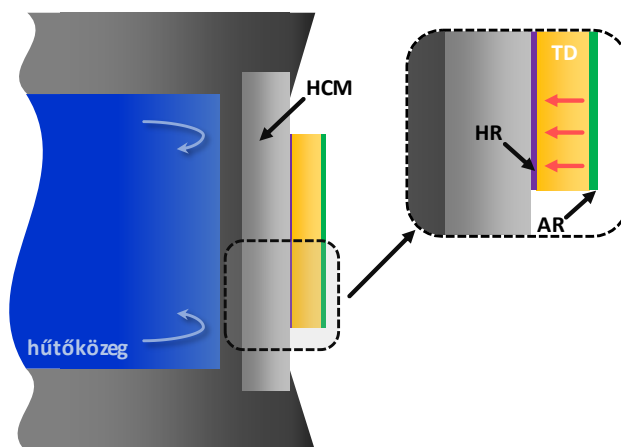
A dekódolást követően egy polarizátoron való áthaladással a σ -polarizációjú komponens kioltásával ismét egy tisztán lineárisan poláros impulzust nyerünk. Ezért az így kapott elrendezést *polarizáció-*

kódolt fázismodulált impulzuserősítésnek (polarization-encoded chirped pulse amplification, PE-CPA) nevezzük. Ennek sematikus felépítését egyetlen PE erősítő fokozattal a II.13. ábra szemlélteti. Az erősítés során a spektrális komponensek polarizációs állapota megváltozik, így azok nem dekódolhatóak vissza tökéletesen. Ez az effektus az erősítés értékével skálázódik, amely az optimális működést a kis erősítésű, multipasszos geometriájú erősítőkre korlátozza. Ilyenek tipikusan a közép- és végerősítők a TW-PW osztályú rendszerekben. A magimpulzusokat a polarizáció-kódolt erősítés előtt ki kell nyújtani időben, majd az erősítést követően kompresszálni, a DCPA technikához hasonlóan. A kívánt impulzusenergia eléréséhez a PE erősítés több fokozatban való alkalmazása szükséges. A PE-CPA technikára vonatkozóan végzett szimulációs és kísérleti munka alapján a polarizáció-kódolt erősítés akár 200 nm spektrális félértékszélességű impulzusok spektrumát is képes megtartani az erősítést követően [104].

A megfelelően szélessávú magimpulzusok előállítása az erősítést megelőzően (0,1 mJ – 1 mJ energiával) önmagában is kihívást jelent. Ezt a hagyományos Ti:Sa alapú CPA rendszerek után például nemesgázzal feltöltött ún. *üres magú optikai szálban (hollow-core fiber, HCF) önfázismoduláció (self-phase modulation, SPM)* révén a kompresszált impulzus spektrumának jelentős kiszélesítésével lehet elérni [105–107]. Érdemes megemlíteni egy másik, napjainkban jelentősen kutatott módszert az erősített impulzusok utólagos időbeli összenyomására: az impulzusok spektrumának szilárdtestben való kiszélesítése, illetve *fehérfény (kontinuum) keltése (white light generation, WLG)*, majd a diszperzió kompenzálása akár egyciklusos impulzusok előállítását is lehetővé teszi [108–110]. Másik módszer lehet, ha a hagyományos CPA helyett OPCPA rendszert használunk, amelyben a megfelelően szélessávú fázisillesztés teljesülése esetén NOPA erősítők alkalmazásával kellően széles spektrum nyerhető a Ti:Sa erősítési spektrumának tartományában.

II.2.6. Átlagteljesítmény felskálázása koronglézerek segítségével

A nagy átlagteljesítményű lézersugárzás előállításához több koncepció jelent meg a lézerműködés geometriájára és az aktív közeg hűtésére vonatkozóan, mint az ún. innoslab [111,112], vagy az optikai szállézerek és erősítők [113,114]. A leginkább alkalmazott megoldást az ún. *korong architektúra (thin disk, TD)* jelentette, amely első kísérleti demonstrációjára 1994-ben került sor [115].



II.14. ábra Koronglézer fejegység sematikus képe. HCM jó hővezető képességű anyagot, HR nagyreflexiójú, AR antireflexiós rétegeket, TD pedig korong aktív közeget jelöl [41].

A koncepció lényege, hogy a hagyományos rúd típusú lézerekénél alkalmazott, a nyalábirányra nézve transzverzális irányú hőkicsatolás helyett egy vékony korong geometriájú aktív közeget használunk. Ekkor a hőkicsatolás gyakorlatilag csak a nyalábbal azonos, longitudinális irányban megy végbe, amit

úgy biztosítunk, hogy a korong alakú közeget egyik oldalával egy hőcserélőre rögzítjük (II.14. ábra). A hőcserélő korong felőli részén jellemzően valamilyen nagy hővezető képességű anyag található, például gyémánt, amely a korongban felhalmozódó hőt a lehető leghatékonyabban hivatott kicsatolni. A hőt végül egy áramoltatott hűtőközeg, tipikusan víz vonja el a nagy hővezetésű anyag felől. Az aktív közeg hőcserélő felőli optikai felületét *nagyreflexiójú* (*high-reflection*, **HR**) bevonattal ellátva mind az erősítendő, mind a pumpa hullámhosszára. Ezáltal az erősítő közeg ún. aktív tükörként fog működni, vagyis mindkét hullámhossztartományt visszaveri. Az elülső optikai felületet az imént említett mindkét hullámhossztartományra *antireflexió*s (*anti-reflection*, **AR**) bevonattal szokás ellátni, hogy a működés során fellépő reflexiók veszteségeket minimalizálják [41,116].

Az imént leírt eljárás rohamos fejlődését főként egy típusú lézerkristály, az Yb:YAG tette lehetővé. Ez a kvázi három energiaszintes rendszerrel rendelkező aktív közeg igen hosszú, 950 μ s aktív szint élettartama, valamint alacsony kvantum defektusa miatt különösen alkalmas dióda lézerekkel történő közvetlen pumpálásra [117]. Továbbá, az alacsony frakcionális hődisszipációs tulajdonsága révén a hőterhelés a korong geometria segítségével jól kezelhető. Az Yb:YAG 940 és 970 nm körüli maximumokkal rendelkező abszorpciós spektruma jól egyezik a nagy átlagteljesítményt stabilan biztosító InGaAs diódák emissziós sávjával, amely nagy teljesítményű lézerműködést tesz lehetővé [117]. Fontos továbbá, hogy a YAG hordozó kristály relatíve magas hővezetési együtthatóval, valamint jó mechanikai tulajdonságokkal rendelkezik, amely a hőterhelés által eredményezett deformációkat jelentősen moderálja. Érdekes megjegyezni, hogy az elmúlt évtizedben a II.2.3. alfejezetben ismertetett OPCPA rendszerek rohamos fejlődése nem kis mértékben annak köszönhető, hogy a dióda pumpált Yb:YAG koronglézerek képesek 1 ps körüli, vagy akár szub-ps időbeli hosszúságú impulzusok előállítására 1030 nm hullámhossz körül. Számos OPCPA erősítő hatékony pumpálásához éppen ilyen lézerekre van szükség, amelyek ráadásul nagy ismétlési frekvenciával, és így nagy átlagteljesítménnyel is tudnak pumpaimpulzusokat biztosítani jellemzően egy frekvenciakétszerező modul után. Továbbá, egy nagy átlagteljesítményű koronglézer oszcillátorból kiindulva több fokozatú nemlineáris spektrális kiszélesítést és posztkompresszállást követően akár CEP-stabil, néhány ciklusos impulzusok is előállíthatóak [41].

A korong geometria jellemzője, hogy néhány száz μ m vastagságú aktív közeget alkalmaznak. Bár az Yb:YAG tipikusan magasabb szinten adalékolható, mint a Ti:Sa, a pumpateljesítmény megfelelő szintű abszorbeálásához így is több tíz passzt kell kialakítani a pumpanyalábra vonatkozóan [116]. Ehhez bonyolult leképező tükörrendszert szokás megvalósítani, hogy a pumpanyaláb mérete és minősége az aktív közegben azonos legyen a passzok során [118]. Érdekes megemlíteni, hogy a koronglézerek pumpálásra használt dióda lézerek nyalábminősége jelentősen elmarad a Ti:Sa rendszerek esetén használt villanólámpás Nd:YAG vagy a DPSS pumpalézerekétől. Emiatt jellemzően optikai szálba csatolják a dióda lézer kimenetét, amely térszűrést végez a nyalábon, majd számos leképező optika segítségével ráképezik azt az erősítő közegre. A femtoszekundumos koronglézer oszcillátorok működése a hagyományos Ti:Sa oszcillátorokéhoz hasonló. Tipikusan a néhány 10 MHz ismétlési frekvenciatarományban üzemelnek, közel 100 fs impulzushossz mellett [119,120].

A koronglézer oszcillátorok tipikusan μ J nagyságrendű impulzusenergiáját az ismétlési frekvencia csökkentése mellett korong erősítőkben szokás megnövelni. Ezt jellemzően regeneratív rezonátorokban végzik el, amelyekben több tíz passzt hoznak létre az erősítendő impulzusok számára [121,122]. A CPA architektúrát sikerrel alkalmazták az Yb:YAG alapú koronglézerek esetén is, amely révén energetikus, szub-ps impulzusokat állítottak elő [41,123]. Egy ilyen rendszerben mind a magimpulzusokat szolgáltató oszcillátor, mind az erősítő(k) korong geometriájúak. Az impulzusok időbeli nyújtását és

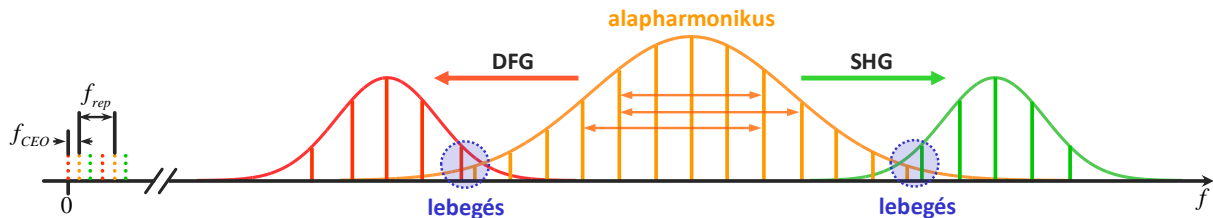
összenyomását az ilyen rendszerekben is jellemzően diffrakciós rácsokon alapuló elrendezésekkel végzik el. A nagy csúcsteljesítményű impulzusok előállítását a CPA architektúrákban regeneratív típusú mellett multipasszos erősítőkben is szokás megvalósítani [124–126]. A hőterhelés megosztása miatt egy erősítőn belül akár több TD modul alkalmazása is előfordul [123,127].

II.3. Vivő-burkoló fázis mérése és stabilizálása

Az erősített femtoszekundumos impulzusok CEP-je alapvetően befolyásolja az extrém nemlineáris optikai folyamatok kimenetelét, így az attoszekundumos tudományban fellépő effektusokat, továbbá kritikus a frekvencia metrológiai alkalmazások szempontjából is. Ennek eredményeként az ultrarövid impulzusok CEP-jének detektálása és stabilizálása a lézeroszcillátorokkal és CPA rendszerekkel elérhető impulzusidő lerövidülésével egyre fontosabbá vált a 2000-es évek elején. Több kísérleti elrendezést is kifejlesztettek az elmúlt két évtizedben a CEP mérésére [128]. A CEP csúszásának, azaz az f_{CEO} offset frekvencia változásának megmérése egy femtoszekundumos oszcillátor esetén elsőként egy nemlineáris keresztkorrelációs technikát alkalmaztak, amelyhez egy kellően nagy karhosszal rendelkező interferométert valósítottak meg [129].

II.3.1. CEP-csúszás mérése: f-to-2f és 0-to-f interferometria

A CEP csúszásának meghatározását elsőként módusszinkronizált oszcillátorok esetén végezték el. A napjainkban is leginkább használt módszer a következő elven alapul: spektrálisan és időben átfedve ugyanazon optikai impulzussorozat különböző harmonikusait lebegési jelenséget hozhatunk létre, amely során a lebegési frekvencia megegyezik az f_{CEO} értékkel. Leggyakrabban az alap és a másodharmonikus által létrehozott lebegési frekvenciát mérik, ezt a módszert *f-to-2f interferometriának* szokás nevezni [130–132]. Ebben az esetben az alapharmonikus spektrumának el kell érnie az oktáv szélességet, mivel a *másodharmonikus keltést* (*second harmonic generation, SHG*) követően annak alacsony frekvenciájú (vörös oldali hullámhosszak) spektrális széle lebeg össze az alapharmonikus magas frekvenciájú (kék oldali hullámhosszak) spektrális szélével (II.15. ábra, alapharmonikus és SHG frekvenciaspektrumának összelebegése).



II.15. ábra Az f-to-2f és 0-to-f interferometria alapelve [133]. A lézer spektrumából (alapharmonikus) nemlineáris kristályban SHG vagy DFG folyamat révén az eredetivel részben átfedő addicionális spektrumot hozunk létre.

Belátható, hogy az f_1 alapharmonikus és az f_2 másodharmonikus közötti lebegés frekvenciájára a

$$2f_1 - f_2 = (2f_{CEO} + 2m \cdot f_{rep}) - (f_{CEO} + 2m \cdot f_{rep}) = f_{CEO} \quad (\text{II.54})$$

összefüggés nyerhető, amely éppen az f_{CEO} értéket adja meg. Ez az offset frekvencia pedig egy fotodióda és egy spektrum analizátor segítségével jól detektálható. Alternatív megoldásként az alapharmonikus két spektrális széle közötti *különbségi frekvencia keltést* (*difference frequency generation, DFG*) alkalmazzák, amely során a DFG és az alapharmonikus jel közötti lebegési frekvenciát detektálják [130,133,134]. Ezt a technikát szokás *0-to-f interferometriának* nevezni (II.13. ábra, alapharmonikus és DFG frekvenciaspektrumának összelebegése). A lézer spektrumának két széle közötti DFG keltéssel az f-to-2f interferométer esetén (II.54) egyenlettel felvázolt információt nyerjük, csupán azt az alapharmonikus alacsony frekvenciájú széle és a DFG spektrum közötti lebegéssel. Érdeemes azonban megemlíteni, hogy a DFG keltés egy speciális tulajdonsággal is rendelkezik. A

spektrum magas és alacsony frekvenciájú komponensei közötti frekvenciakeverésre vonatkozóan fennáll az

$$f_{DFG} = (f_{CEO} + n_{high}f_{rep}) - (f_{CEO} + n_{low}f_{low}) = (n_{high} - n_{low})f_{rep} \quad (II.55)$$

összefüggés, amelyből kiolvasható, hogy a DFG jel független az f_{CEO} értékétől. Ez azt jelenti, hogy a DFG impulzusok CEP-je eredendően stabil. Felhasználva a DFG által eredményezett passzív CEP-stabilitást eredendően fázisstabil OPCPA rendszereket valósítottak meg [135–137].

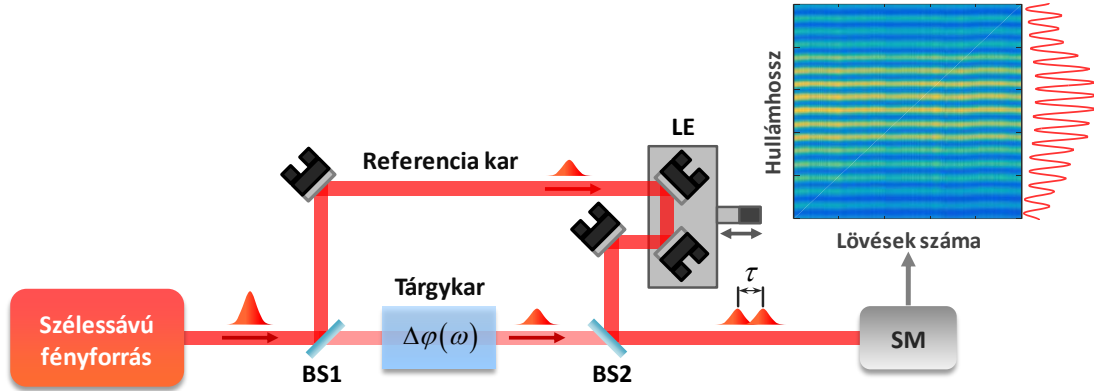
A CPA illetve OPCPA rendszerek kimenetén kapható erősített impulzusok CEP-csúszásának mérését az f-to-2f technika kis módosításával szokás elvégezni. Mivel a CPA erősítők kimenetén az oszcillátor ismétlési frekvenciájánál jóval alacsonyabb, jellemzően 10 Hz és 10 kHz közötti frekvenciájú impulzus sorozat csatolható ki, az alap- és a másodharmonikus által létrehozott lebegési frekvencia helyett a két tér közötti spektrális interferenciát tudjuk mérni egy spektrométer segítségével. Az f-to-2f interferométer bemenetén az impulzusok sáv szélessége szinte kivétel nélkül bőven oktáv alatti, így ebben az esetben is szükséges a spektrum WLГ révén történő kiszűrése. Az elrendezés meghajtásához szükséges impulzusenergia jellemzően néhány 10 μ J nagyságrendű, emiatt zafir, YAG, vagy valamilyen fluorid kristály alkalmazása célszerű a WLГ folyamathoz. A spektrális interferenciához szükséges csoportkésltetés-különbséget a két spektrálisan a széleiknél átfedő, és időben egymást a koherencia időn belül követő impulzus között a másodharmonikus keltő kristályban lévő diszperzió különbség hozza létre [138,139]. A módszer segítségével a jelenlegi detektorokkal 10 kHz ismétlési frekvenciáig minden impulzus fáziscsúszása mérhető, azaz egy lövéses üzemmódban tudunk detektálni.

II.3.2. Alrendszerek fáziscsúszásának mérése: spektrálisan bontott interferometria

Az erősített impulzusok CEP-csúszásának mérése és stabilizálása a CPA rendszeren való áthaladást követően az alkalmazások előtt kiemelt fontosságú. Lézerfejlesztési szempontból azonban számos esetben fontossá válik, hogy az egyes alrendszerek milyen hozzájárulással rendelkeznek a CEP csúszásához, valamint zajához. Az f-to-2f interferométerek érzékenysége nem elegendő ahhoz, hogy alrendszerek hatását egyértelműen meg lehessen határozni. Ezen felül a nemlineáris folyamatokon alapuló detektálás az impulzus csúcsintenzitására, és így annak időbeli hosszára erős korlátozásokat vezet be. Ez a limitáció mind az oszcillátorok, mind az erősített impulzusok esetén az impulzuskompresszió minőségére nézve jelentős.

A nemlineáris effektusokat is alkalmazó detektálási sémákhoz képest számos előnyös tulajdonsággal rendelkezik az ún. *spektrálisan bontott interferometria* (*spectrally resolved interferometry*, **SRI**), amely egy teljesen lineáris optikai módszer. Ennél a technikánál ugyanis az intenzitás a detektor érzékenységétől eltekintve nem jelent korlátozást. Fontos továbbá, hogy a módszer csupán egy mérhető sáv szélességgel rendelkező fényforrást igényel, amely lehet fehérfény-kontinuum, egy oszcillátor impulzussorozata, vagy egy erősített impulzus is [140]. Szélessávú impulzusokat tekintve az SRI alapelve a következő: két impulzus spektrális fázisa közötti különbséget méri. Ezáltal az egyik impulzus spektrális fázistolásának ismertnek kell lennie, amely mindig egy ismert referencia impulzus felhasználásával kerül biztosításra. Az másik impulzus valamilyen optikai közegen halad keresztül, amely megváltoztatja annak spektrális fázisát. Ezt a fázisváltozást a két impulzus spektrális interferenciájának mérésével kaphatjuk meg [141–147]. Tipikusan kétnyalábos interferométerek, például Mach-Zehnder vagy Michelson-típusú elrendezések használatosak a mérés elvégzéséhez. Egy

tipikus kísérleti elrendezést a II.16. ábra szemléltet. A szélessávú fényforrás lehet szélessávú impulzus, vagy akár egy fehérfény lámpa is. Érdekes kiemelni, hogy a fényforrás sávszélességére vonatkozó követelmény alkalmazásfüggő, de az f-to-2f és 0-to-f interferométereknél jellemző oktáv szélességre nincs szükség. Jelen esetben legyen a fényforrás egy femtoszekundumos oszcillátor, amelyből származó impulzusból az első nyalábosztó (BS1) két replikát hoz létre. Az egyik replika a referencia karon halad át, amelyben egy lineáris eltoló egység mozgatásával tudjuk beállítani az interferométer egyenlő karhosszához közeli késleltetést. A másik replika a tárgykarban, az abban elhelyezett diszperzív közegen halad keresztül. A tárgy- és a referencia impulzusokat a második nyalábosztó (BS2) segítségével egyesítjük, és egy vonalas spektrométer (SM) belépő részére küldjük.



II.16. ábra SRI mérési módszerhez használt tipikus kísérleti elrendezés Mach-Zehnder típusú interferométerrel. BS nyalábosztókat, LE lineáris eltolót, SM pedig vonalas spektrométert jelöl.

A referencia karban terjedő impulzus spektrális fázisának alakja a tárgykartól teljesen független, valamint tekintettel arra, hogy csak levegőben való terjedés jön létre, a spektrális fázis jó feltételezéssel változatlan marad. Ezáltal a mérések során a referencia karban terjedő impulzus valódi referenciaként funkcionál, s így az interferométer végén mért fáziskülönbség teljes egészében a tárgykarban elhelyezett minta spektrális fázistolását fogja adni. Jelölje ekkor $I_R(\omega)$ a referencia, illetve $I_S(\omega)$ a tárgy impulzus spektrális intenzitását, amelyekkel felírható a spektrométer által detektált interferencia jel intenzitása az

$$S(\omega) = |\tilde{E}_S(\omega)|^2 + |\tilde{E}_R(\omega)|^2 + f(\omega)e^{i\omega\tau} + c.c. \quad (\text{II.56})$$

összefüggés, ahol $f(\omega) = \tilde{E}_S(\omega) \cdot \tilde{E}_R^*(\omega)$. Az utolsó két tagot felírhatjuk az $2|f(\omega)| \cos[\varphi_R(\omega) - \varphi_S(\omega) + \omega\tau]$ alakban, amely gyors modulációt eredményez a frekvencia függvényében. Ezt a modulációt nevezzük spektrális interferenciának. A moduláció átlagos periódusa fordítottan arányos a tárgy és a referencia impulzusok között beállított τ időbeli késleltetéssel. Amennyiben a kísérletileg megvalósított elrendezés a II.16. ábrán vizualizálthoz hasonlóan a referencia karban csak levegőben való impulzusterjedést valósít meg, a mért interferencia jel fázisára érvényes, hogy

$$\arg[f(\omega)] = \varphi_S(\omega) - \varphi_R(\omega) = \Delta\varphi(\omega), \quad (\text{II.57})$$

azaz csak a minta által okozott $\Delta\varphi(\omega)$ spektrális fázisváltozást detektáljuk. A (II.12) kifejezéshez hasonló módon a mért $\Delta\varphi(\omega)$ fázisváltozást Taylor-sorba fejtvé, a CEP változását a tárgykarban a

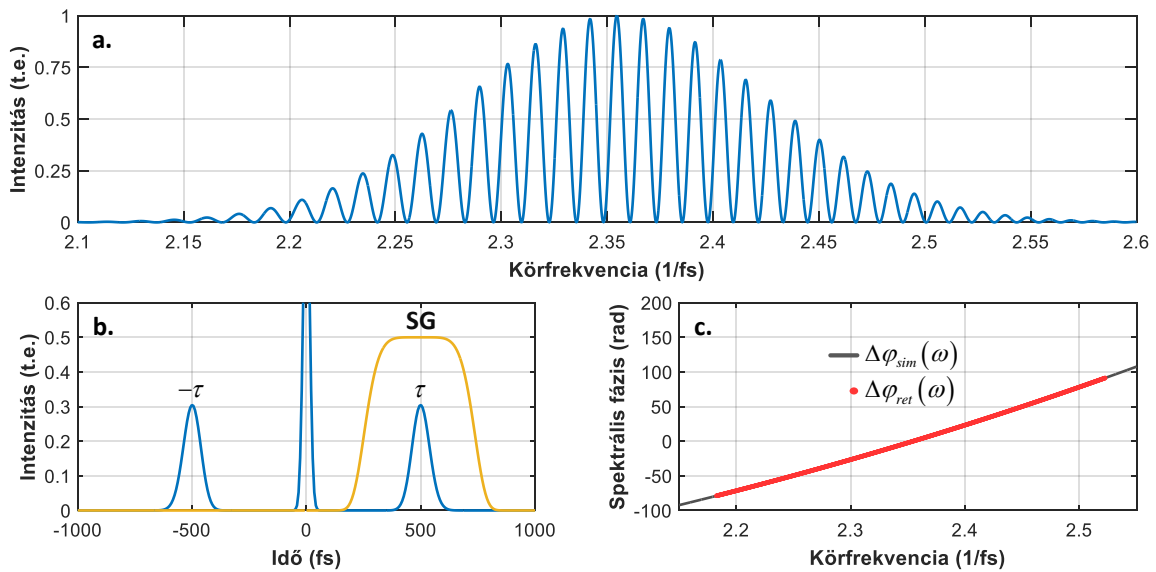
$$\Delta\varphi_{CE} = \Delta\varphi(\omega_0) - \Delta G D \cdot \omega_0 \quad (\text{II.58})$$

összefüggés adja.

A mért interferometrikus jelből a spektrális fázistolás értéke a frekvencia függvényében kinyerhető. Ehhez munkám során a leginkább alkalmazott, gyors lefutású és a zajok kiszűrésében leginkább effektívebb módszert, az ún. Fourier-transzformációs kiértékelést használtam. A kiértékelésnél fogva a teljes metódust *Fourier-transzformációs spektrális interferometriának* (*Fourier-transform spectral interferometry, FTSI*) nevezik. Tekintsünk ekkor egy 800 nm hullámhossz körül centrált, két szélessávú impulzus által létrehozott spektrális interferenciát, amelyhez egy Mach-Zehnder interferométer tárgykarjában 500 fs² GDD-vel és 300 fs³ TOD-val rendelkező diszperzív közeget helyezünk el. Az interferométer két karja közötti késleltetést állítsuk 500 fs-ra, hogy jól kivehető spektrális modulációt kapjunk (II.17. ábra, (a) rész). Az interferogram által hordozott fázis információ kinyeréséhez végezzük el az inverz Fourier-transzformációt az $S(\omega)$ spektrumon, amelyre a

$$\mathcal{F}^{-1}\{S(\omega)\} = E_R^*(-t) \otimes E_R(t) + E_S^*(-t) \otimes E_S(t) + f(t-\tau) + f(-t-\tau)^* \quad (\text{II.59})$$

kifejezést kapjuk, ahol $f(t) = E_R^*(-t) \otimes E_S(t)$ a két tér közötti korrelációs tag. A két korrelációs tag a közül az $f(t-\tau)$ a $t = \tau$ időpontban, addig az $f(-t-\tau)^*$ pedig $t = -\tau$ pontban centrált (II.17. ábra, (b) rész). Pontos kiértékeléshez szükséges feltétel, hogy a τ késleltetés értékét úgy válasszuk meg, hogy az egyes tagok ne fedjenek át az időtartományban, amely könnyen teljesíthető a referencia karban lévő lineáris eltoló pozíciójának finomhangolásával.



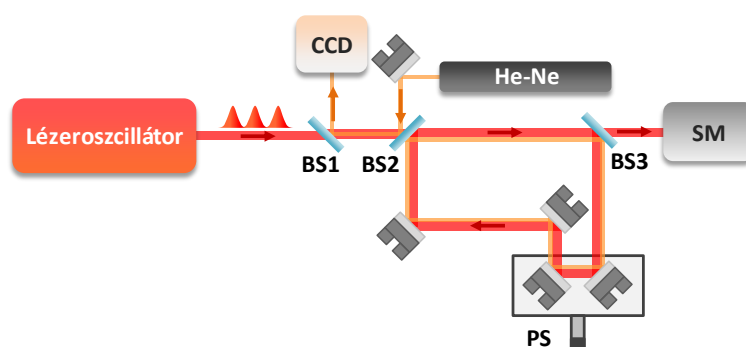
II.17. ábra Szimulált interferogram 500 fs GD, 500 fs² GDD és 300 fs³ TOD fázisderiváltakkal rendelkező közegen való SRI mérésére vonatkozóan (a). Inverz Fourier-transzformációval kapott jelalak az időtartományban, illetve Super-Gauss ablakfüggvény (SG, maximális intenzitás átskálázva a jobb láthatóság miatt) a τ késleltetésnél lévő jelre (b). A megszürt időbeli jelet visszatranszformálva a frekvenciatartományba, a komplex argumentum megadja a fáziskülönbség értékét a frekvencia függvényében, ahol szürkével a szimulált fázisfüggvény, míg pirossal a kiértékelésből kinyert fázisfüggvény látható (c).

Ezt követően az időtartományban megfelelően megválasztott időablakkal kiszűrjük az egyik, az ábrán jelöltek szerint a $t = \tau$ körül centrált korrelációs tagot. A megszürt jelet vissza Fourier-transzformálva a frekvenciatartományba az $f(\omega)$ frekvenciafüggő korrelációs tagot kapjuk, amely komplex argumentuma a $\Delta\varphi(\omega)$ spektrális fáziskülönbséget adja meg [146]. A spektrális fázist 2π ugrásokkal, fésűfog alakú görbeként kapjuk meg, amelyből a hasznos fázis ún. *unwrap*-eléssel, azaz a 2π ugrások eliminálásával nyerhető (II.17. ábra, (c) rész). A kiértékelte spektrális fázisra a $d\omega = \omega - \omega_0$

függvényében polinom illesztéssel meghatározható az egyes fázisderiváltak értéke, amelyekből a CEP változása is kiszámolható.

II.3.3. Spektrálisan bontott interferometria soksugaras interferométerrel

A CEP csúszásának értéke oszcillátorok esetén lineáris interferometriai módszerrel is hozzáférhető: spektrálisan, vagy spektrálisan és térben bontott interferometria felhasználásával akár 1 nm alatti spektrális sávszélesség mellett is meghatározható a CEP impulzusról impulzusra bekövetkező csúszása [148,149]. A módszer lényege, hogy egy rezonáns soksugaras interferométerben az oszcillátor impulzussorozatának több egymást követő impulzusa között hozunk létre spektrális interferenciát, amely esetén a mintázat pozíciójában kódolva van a CEP csúszásának értéke. A rezonáns interferométer karhossza közel meg kell, hogy egyezzen a lézeroszcillátor rezonátor hosszával. Az egyszerűsített mérési elrendezést a II.18. ábra mutatja be.



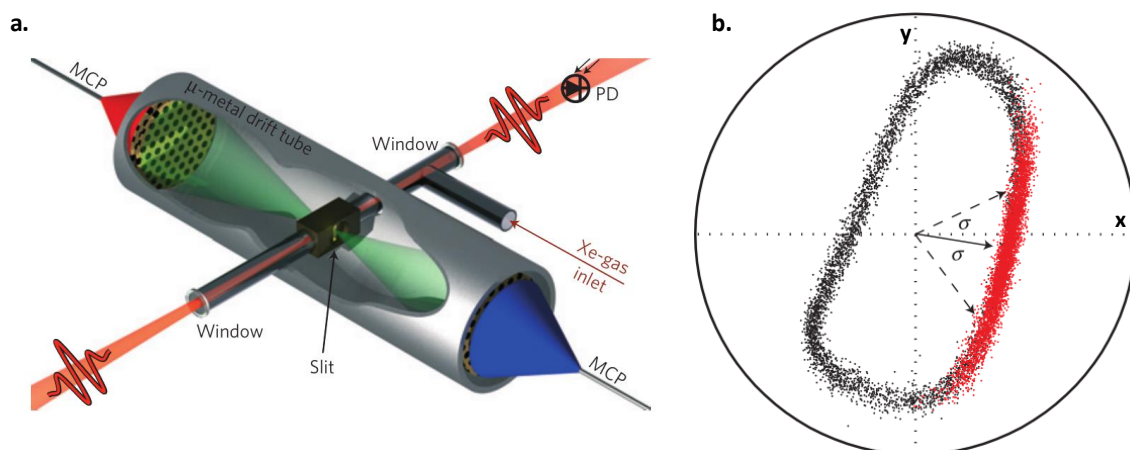
II.18. ábra Sematikus optikai elrendezés az impulzussorozatok CEP-csúszásának lineáris interferometrikus mérésére. BS1, BS2 és BS3 nyalábosztók, PS piezo eltoló egység, SM spektrométer.

Mivel a lézeroszcillátorok jellemzően a néhányszor 10 MHz ismétlési frekvencián működnek, a méréshez szükséges interferométer karhossza a néhány méter nagyságrendjébe esik. Ez hőmérsékleti és mechanikai eredetű stabilitási problémákat eredményez. A problémát egy segédlézer és egy CCD-n vizsgált térbeli interferencia alapján piezo-eltolóra való visszacsatolás alapján, az interferométer karhosszának úthosszstabilizálása által lehet feloldani (II.18. ábra, He-Ne lézer nyalábútja). A mérési módszer nagy előnye, hogy jóval kisebb intenzitást igényel, mint a nemlineáris optikán alapuló f-to-2f interferometria, valamint keskeny spektrális sávszélesség mellett is elvégezhető. A megvalósított prototípus esetén a mért CEP-csúszás alapzaja a legpontosabb mérés esetén 100 mrad körüli értékű volt. A metódust akár ps hosszúságú oszcillátor impulzusok CEP csúszásának mérésére is fel lehet használni, amely más módszerrel nem végezhető el [150].

II.3.4. Abszolút CEP mérése: stereo-ATI

Számos extrém nemlineáris optikai folyamat, továbbá ultragyors molekuláris effektusok vizsgálata során nem elegendő a CEP csúszásának mérése, hanem a CEP abszolút értékének, azaz a vivőhullám burkoló alatti tényleges pozíciójának ismerete is elengedhetlenné válik. A CEP abszolút értékének mérését emiatt közvetlenül a céltárgy előtt kell elvégezni, amely a mérő berendezésre vonatkozóan is korlátozásokat vezet be. Az eddig ismert mérési módszerek az abszolút CEP meghatározására nem alkalmasak. Ha azonban megvizsgáljuk az atomos gázok közül például a xenon *küszöb feletti ionizációs* (*above-threshold ionization, ATI*) spektrumát, azt találjuk, hogy erősen függ az ionizáló lézerimpulzus elektromos terének alakjától, azaz a tér fázisától. Ekkor rögzítve az ATI spektrumot az impulzus

polarizációjával párhuzamosan egyszerre két irányból, aszimmetria nyerhető, amely a CEP mérését lehetővé teszi [151,152]. Az ilyen mérési eljárásra alkalmas berendezés a II.19. ábrán figyelhető meg.



II.19. ábra Stereo-ATI fázismérő berendezés [152] sematikus képe (a). A két egymással szemben álló MCP detektor egy nagyvákuumba szívott fémcsőben helyezkedik el. A belső részbe juttatott xenon atomok a lézertér fókuszja körül ionizálódnak, és az elektronokat a két MCP detektálja a drift csövekben való terjedést követően. Window vákuumablakokat, slit rést, PD fotodiódát, MCP detektorokat, Xe-gas inlet xenon gáz bemenetet jelöl. Mérésből [152] származó 4500 impulzus fázisa (b). A fekete pontok nem stabilizált, míg piros pontok pedig CEP-stabilizált lövéseket jelölnek, ahol a stabilizált lövések egy előre beállított CEP érték körül adott σ standard deviációval oszlanak el.

A mérés pontosságát alapvetően meghatározza a mérni kívánt impulzus hossza: az ATI spektrum CEP-függése az impulzushossz csökkenésével emelkedik, azaz a gyakorlatban a néhány-ciklusos lézerimpulzusok mérése kivitelezhető megfelelő pontossággal. A beérkező lineárisan polarizált néhány ciklusos impulzus polarizációjával párhuzamosan, egymással szemben helyeznek el két *repülési idő spektrométert* (*time of flight, TOF*). Ekkor a berendezés belsejébe juttatott xenon atomok ionizációjából származó elektronok spektrumát a két TOF spektrométer végében található MCP (*micro channel plate*) detektorok rögzítik. A mérés minden lövés eredményét rögzíti, azaz a berendezés egy lövéses módban működik akár 100 kHz ismétlési frekvenciájú lézer fázisstabilitásának mérését is lehetővé téve. A fotoelektron spektrumok aszimmetriáját az ún. normalizált fázis szimmetria paraméterrel jellemzik, amit a bal és jobb oldal irányában, adott elektron-energia tartományban detektált elektronszám határoz meg. Amennyiben a két fázis aszimmetria paramétert egymás függvényeként ábrázoljuk, egy ellipszis-szerű sokaságot kapunk (II.19. ábra, b rész), amely minden lövés CEP értékét tartalmazza. A görbe origótól mért sugara a mért impulzus hosszával arányos, addig az adott pontot az origóval összekötő sugár x-tengellyel bezárt szöge a CEP értékét adja. A mérés elvégzéséhez tipikusan néhányszor $10 \mu\text{J}$ impulzusenergia szükséges, amely alapján kiszámolható, hogy közelítőleg 10^{14} W/cm^2 csúcsintenzitás szükséges a fókuszban a megfelelő ATI spektrum létrehozásához. Érdeemes megemlíteni, hogy a mérés az ionizált gáz alacsony nyomása miatt gyakorlatilag változatlanul hagyja a mért impulzusokat, így azok időbeli (és spektrális), valamint térbeli tulajdonságai sem degradálódnak [151–154].

II.3.5. Oszcillátorok és erősítők CEP-stabilizálása

Történeti szempontból érthető módon a módusszinkronizált femtoszekundumos oszcillátorok, konkrétan a Ti:Sa alapú fényforrások esetén sikerült először elérni, hogy a CEP impulzusról impulzusra bekövetkező változása ne véletlenszerűen jöjjön létre. Azaz nagy fontosságú, hogy a CEP változását valamilyen fix értékre rögzítsük, vagyis stabilizáljuk. Ezt a II.3.1. alfejezetben említett detektálási

módszerek kifejlesztése tette lehetővé, azonban eddig nem merült fel, hogy a stabilizálási eljáráshoz a detektálásnak adott jel-zaj viszony feletti lebegési jelet kell szolgáltatnia. Tudományos eredményeim megértése szempontjából elengedhetetlennek tartom, hogy mind az oszcillátorok, mind pedig az erősítők után elérhető CEP-stabilizálás főbb módszereit és az elérhető fázisstabilitást áttekintsük [128].

Az Ti:Sa oszcillátorok esetén a 2000-es évek elején az ún. feed-back, vagy visszacsatolásos módszer kifejlesztése kapott számottevő figyelmet, elsőként az f -to- $2f$ detektálással [155]. Fontos mérföldkövet jelentett, amikor is egy teljesen kollineáris 0-to- f interferométer felhasználásával rendkívül nagy, 55 dB jel-zaj viszsonnyal sikerült lebegési jelet generálni [133]. A CEP stabilizálását az oszcillátor pumpalézerének nyalábútjába helyezett akusztó-optikai modulátorra épülő szervo kör végezte. A monolitikus kialakításnak köszönhetően a széles frekvenciatartományon (mHz – 35 MHz) mért fáziszaj RMS értéke mindössze 100 mrad lett, amit egy független szervo körön lévő f -to- $2f$ interferométer mért. Ez a fáziszaj érték egy impulzus burkolója és vivőhulláma között mért 44 as időbeli bizonytalanságnak (*jitter*) feleltethető meg.

Öt évvel a 100 mrad fáziszajú működés demonstrálását követően, egy új stabilizációs koncepció került kifejlesztésre, ami a feed-forward nevet kapta [156]. Az alapvető különbség a visszacsatolásos módszerhez képest, hogy a feed-forward technika esetén nincs szükség az oszcillátor működésének megváltoztatására, amely magában hordozza a lézerműködés destabilizálásának lehetőségét. Egy addicionális *akusztó-optikai frekvencia eltoló* (*acousto-optic frequency shifter, AOFS*) egység segítségével ugyanis a Doppler-eltolódás felhasználásával az impulzus egész frekvencia spektruma eltolható a kívánt értékkel, ami éppen a CEP változásának korrekcióját fogja jelenteni. A lebegési jelet ebben az esetben egy f -to- $2f$ interferométer méri a korrekcióval egyidejűleg, amely révén a CEP stabilizálása valós időben történik. Érdemes megemlíteni, hogy az AOFS-ben történő akusztikus hullám terjedése a korrekció frekvenciaválaszának sáv szélességét limitálja. A módszerben rejlő potenciált mutatja, hogy a CEP stabilitását sikerült 45 mrad értékre javítani, amely már csupán 20 as időbeli bizonytalanságot jelentett [128].

A CEP-stabilizálás Ti:Sa oszcillátorok esetén elérhető eddigi maximumát a feed-back és feed-forward módszerek kombinálása hozta el, amit kettős stabilizálásnak szokás nevezni [157]. A kettős stabilizálás során egy a pumpalézer teljesítményét szabályozó visszacsatoló kört, valamint egy feed-forward kört az AOFS egységgel együtt is működtettek. A kettős stabilizálással 20 mrad CEP-zajt, azaz 8 as időbeli bizonytalanságot értek el, amely az eddig demonstrált legalacsonyabb érték [128]. Az oszcillátorok fázisstabilizálásának további fejlesztése több szempontból is kérdéses. Egyrészt a detektált lebegés jel-zaj viszonyának jelentős javulása szükséges ahhoz, hogy egyáltalán a stabilizálás minőségének emelkedését mérni tudjuk. Másrészt, felmerül a kérdés, hogy mikor érünk el fundamentális fizikai korlátot, amely már kvantumos jelenségek által meghatározott, át nem léphető határt képez a javulásban [158].

Az oszcillátorok esetén alkalmazott sok lövésre átlagoló detektáláshoz képest az erősített impulzusok CEP-csúszásának mérését egy lövéses detektálással is el lehet végezni, mivel azok energiája tipikusan 1 mJ körüli, vagy jóval ezen energia érték feletti. Az oktáv szélességű spektrumhoz valamilyen kristályban létrehozott WLG folyamat révén jutunk. Az adott szilárdtest roncsolási küszöbe által korlátozott impulzusenergia miatt jellemzően 100 nJ körüli energia konvertálható csak át szuperkontinuum formájában [128]. Az f -to- $2f$ interferométer működéséhez szükséges SHG folyamat szintén limitálja az elérhető jel-zaj viszonyt, amely az erősített impulzusok esetén egy spektrométer által felbontott spektrális interferencia láthatóságában fog megmutatkozni. Egy CPA rendszer CEP-stabilizálása a kimeneti impulzusból leválasztott, kis energiájú rész CEP-csúszásának méréséből kapott

jel visszacsatolásával érhető el. Ez a visszacsatolás érintheti az oszcillátort, vagy az erősítő fokozat(ok) pumpalézerét, illetve a kompresszort is [139]. A leggyorsabb korrekciós eljárást az erősítőben használt AOPDF szervo körbe integrálása jelentette, amellyel 98 mrad RMS CEP-zajt érték el az erősítő teljes 10 kHz ismétlési frekvenciáján [159].

III. Tudományos célkitűzések

III.1. Motivációs háttér

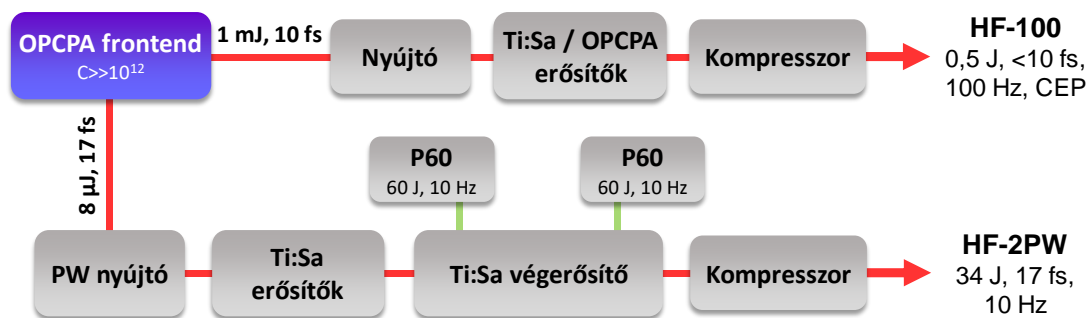
Jelen disszertációban összefoglalt munkám elsődleges célja a jelenleg elérhető Ti:Sa alapú erősítési technológia továbbfejlesztése. Három főbb aspektust emelnék ki, amelyek a Ti:Sa alapú erősítő rendszerek felhasználhatóságának javítását eredményezhetik. Az első ilyen terület az erősítők CEP-stabilitásának lézerparaméterektől való függésének pontos ismerete. Egy CPA rendszer CEP-zajának leghatékonyabb mérséklését az erősítő fokozatok saját fáziszajának ismeretében, azok körütekintő megtervezésével és a működési paraméterek megfelelő megválasztásával lehet elérni, amely továbbá elősegíti a CEP-stabilizáló módszerek működését is.

A második főbb terület az erősítők átlagteljesítményének jelentős megnövelése. Ehhez az erősítő fokozatokban a nagy pumpateljesítmény miatt fellépő hőterhelést kell kezelni, amely súlyos nyalábdegradációhoz, végső soron akár az optikák roncsolásához is vezethet. Jelenleg a 100 TW osztályú erősítők akár 10 Hz ismétlési frekvencián, addig a PW osztályú erősítő rendszerek 1-3 Hz frekvencián képesek működni [160]. Speciális pumpaenergia disztribúciós technikával akár 10 Hz ismétlési frekvencia is elérhető 2 PW csúcsteljesítmény mellett, amely az ELI-ALPS Kutatóközpont építés alatt álló Nagyintenzitású Lézerének (*High Field Laser, HF-2PW*) első generációs kimenetét fogja jelenteni (III.1. ábra). Több alkalmazás szempontjából előnyös, ha az ismétlési frekvencia ennél nagyobb is lehet. Amennyiben ugyanis az ismétlési frekvenciát meg tudjuk növelni egy 100 TW – PW osztályú lézerrendszer esetén néhányszor 10 Hz, vagy akár 100 Hz-re, az adott kísérlet során a méréshez szükséges idő jelentősen lerövidül, valamint egy mérés alatt az impulzusok paramétereinek változásai minimalizálódnak. Fontos továbbá, hogy az ipari alkalmazásokhoz rendkívül előnyös tulajdonság lehet egy lézerrendszer esetén a nagy csúcs- és átlagteljesítmény egyidejű megléte.

A harmadik terület, amelyen a Ti:Sa erősítő technológia további javulást érhet el, az erősítés után elérhető spektrális sáv szélesség növelése. A fázismodulált impulzusok erősítése során fellépő spektrális beszűkülés jelentősen korlátozza a CPA rendszerek kimenetén kapható sáv szélességet, és így az elérhető legrövidebb impulzusidőt, amely a Ti:Sa lézerek hűtési problémák melletti legnagyobb Achilles-sarka. Számos módszert javasoltak már az erősítési sáv szélesség megnövelésére [66,103,161–164], s így a bemenő impulzusok sáv szélességének erősítés során való megtartására, ezek azonban továbbra is 17 fs körüli értékre tudták csak leszorítani az elérhető legrövidebb impulzusidő értékét.

Disszertációm során a fentiekben felsorolt fejlesztési területek közül az első kettőre, illetve ezek lehetséges megoldásaira fogok koncentrálni. Kiemelném azonban, hogy a Ti:Sa erősítőket érintő munkám az új erősítő koncepciók kutatásán túl az ELI-ALPS Nagyintenzitású Lézerének második, nagy ismétlési frekvenciájú és nagy energiájú karjának megvalósításához szükséges új technikák kifejlesztésére irányult. A HF-100 rendszer a HF-2PW lézerrel közös frontenddel rendelkezik, azonban attól eltérő koncepción fog alapulni (III.1. ábra). A megcélzott impulzushossz 10 fs értékű, amely konvencionális Ti:Sa erősítőkkel nem, ugyanakkor OPCPA erősítés révén elérhető. A szóban forgó nagy energiájú impulzusok ultranagy sáv szélességű erősítésének OPCPA alapú megvalósítására nem volt még példa, valamint a szükséges ps-os pumpalézer technológia sem áll jelenleg rendelkezésre. A PE-CPA koncepció [104] alkalmazása Ti:Sa erősítő közeggel kellő sáv szélességet biztosíthat az extrém rövid impulzusok eléréséhez. Emellett legalább 0,5 J kompresszált impulzusenergia elérése a cél 100 Hz ismétlési frekvencián, amely jelentős hőterhelést jelent a végerősítő Ti:Sa kristályára vonatkozóan. A

kimeneti impulzusok továbbá CEP-stabilizáltak kell legyenek, amely újabb kihívást jelent az erősítésre vonatkozóan.



III.1. ábra ELI-ALPS HF-2PW és HF-100 lézerrendszerének sematikus képe. P60 a HF-2PW kar végerősítőjét meghajtó pumpalézereket jelöli [14].

Összefoglalva, a HF-100 csatorna megcélzott impulzusparamétereinek eléréséhez mind a Ti:Sa, mind pedig az OPCPA alapú erősítési metódus esetén jelentős fejlesztésekre van szükség. Tekintettel a Ti:Sa alapú erősítők meghajtásához szükséges pumpalézerek elérhetőségére, valamint jóval alacsonyabb költségeire, az energiában való egyszerűbb felskálázási lehetőségekre, valamint a lézererősítés nagyobb hatásfokára, célszerű ezen kristályon alapuló új koncepciók kifejlesztésében gondolkodni.

III.2. Disszertáció célkitűzései

A disszertációm alapjául szolgáló tudományos munkám célkitűzéseit a következő pontokban foglalom össze:

C1. Vizsgálatokat végzek a vízű Ti:Sa erősítő kristályában kialakuló CEP-csúszásra. Kísérletileg megvizsgálom a CEP impulzusról impulzusra vett stabilitását befolyásoló tényezőket a lézerezés során. Meghatározom továbbá, hogy az erősítő kristály hűtésének instabilitásai milyen hatással lehetnek az erősített impulzusok CEP-jére.

C2.a. Megvizsgálom egy kriogenikus hűtésű Ti:Sa erősítőben fellépő spektrális fáziszaj értékét befolyásoló hatásokat. Továbbá meghatározom, hogy a vákuum rendszerek, illetve a kriogenikus hűtőfej mekkora fáziszaj járulékot eredményeznek az erősített impulzusok esetén. Megállapítom, hogy az erősítő működésének különböző szakaszaiban a mechanikai eredetű zajkomponensek milyen forrásokból származnak.

C2.b. Meghatározom a termikus és mechanikai eredetű CEP-zaj értékét a Ti:Sa erősítő működése során. Megvizsgálom az erősített impulzusok CEP-zajának statisztikai eloszlását az ismétlési frekvencia függvényében.

C3.a. Megvizsgálom az ultranagy csúcsteljesítményű TD Ti:Sa erősítő fokozatok megvalósításának lehetőségeit. Ehhez szimulációkat végzek a konvencionális és TD geometriájú erősítőben kialakuló hőmérséklet-eloszlásokra.

C3.b. Kísérletileg megvizsgálom az erősítést egy vízű Ti:Sa TD lézerfej segítségével. Megmérem a korongerősítő kristályában pumpálás mellett kialakuló hőmérséklet-változást, valamint az egyensúlyi állapotban kialakuló hőmérsékletprofil. Továbbá megvizsgálom az Ti:Sa kristályban pumpálás esetén kialakult termikus hatások által eredményezett hullámfront-torzulás mértékét.

C4.a. Numerikus modellt építünk a HF-100 lézerrendszer Ti:Sa végerősítőjének TD módszerrel való megvalósíthatóságának vizsgálatára. Megállapítom a vízű hűtés hatását a kristálybéli hőmérséklet-eloszlásra egy- és kétsatornás elrendezések segítségével.

C4.b. Megvizsgálom a kétoldali hűtésű Ti:Sa korongerősítők további felskálázási lehetőségeit. Nagyobb kimeneti energiájú erősítők termikus működését fogom megvizsgálni különböző ismétlési frekvenciákon, egy- és kétkristályos lézerfejekben.

IV. Új tudományos eredmények

A nagyintenzitású lézerekkel folytatott munkám 2013-ban indult, amikor is az SZTE TeWaTi Femtoszekundumos Lézer Laboratóriumában kísérletileg vizsgálni kezdtem az ultrarövid impulzusok fázisváltozásait Ti:Sa erősítőkben. Miután megismerkedtem a TeWaTi Ti:Sa alapú CPA rendszerének működésével, felhasználva az MSc képzés alatt megszerzett tapasztalataimat a spektrális interferometriával kapcsolatban, két vízhűtéses, multipasszos Ti:Sa erősítő elrendezést vizsgáltam meg a vivő-burkoló fázis stabilitására vonatkozóan.

Miután 2014 szeptemberében csatlakoztam az ELI-ALPS Kutatóközpont Lézer Infrastruktúra Osztályának Nagyintenzitású Lézer Csoportjához, figyelmem az ultranagy intenzitású erősítő rendszerek felé is irányult. Modell számításokat kezdtem végezni a 100 TW-tól egészen a néhány PW csúcsteljesítményű impulzusok előállítására alkalmas Ti:Sa alapú végerősítő fokozatok hőterhelésére vonatkozóan. Mind stacionárius, mind pedig időfüggő, numerikus szimulációkon dolgoztam, amelyek a Ti:Sa koronglézeres architektúrájú alkalmazását célozták meg.

A vízhűtéses erősítők mellett a nagy átlagteljesítményű CPA rendszerekben kriogenikus hűtést alkalmaznak a Ti:Sa kristályok hőterhelésének kompenzálására, amely az elrendezés fázis stabilitását több okból is potenciálisan leronthatja. Tekintettel arra, hogy az erősített ultrarövid impulzusok egyik fő alkalmazása a disszertáció írásakor (és valószínűleg még a közeli jövőben is) a másodlagos források, például izolált attoszekundumos impulzusok létrehozása magasharmonikus sugárzásból, az impulzusok spektrális fázisának stabilitása kiemelt fontosságú. Miután 2015 második felében a TeWaTi laborban elérhetővé vált egy Ti:Sa kristály hűtésére alkalmas kriogenikus hűtőegység, a vízhűtéses mérésekhez hasonló multipasszos erősítő elrendezést kezdtem kísérletileg vizsgálni az erősített impulzusok spektrális fázisának stabilitására vonatkozóan. A kriogenikus hűtéshez szükséges vákuum rendszerek, valamint a hűtőfej mechanikai rezgéseinek hatására külön figyelmet fordítottam.

A koronglézer geometriájú Ti:Sa erősítés potenciáljának demonstrálására 2015 őszén a Berlinben található Max-Born-Institut nagyintenzitású lézerének felhasználására nyílt lehetőség. A LaserLab Access program és az ELI-ALPS segítségével 2016 márciusáig összesen hét hetet töltöttem az intézetben, ahol jelentősen hozzájárultam az első koronglézer architektúrájú Ti:Sa erősítő megvalósításához és működésének demonstrációjához. A nagyintenzitású lézer végerősítőjének mag- és pumpaimpulzusait felhasználva kutatótársaimmal felépítettünk egy aktív tükrös elrendezésű korongerősítőt. Miután karakterizáltuk az erősítést, méréseket végeztünk az erősítő kristályban kialakult hőmérséklet térben bontott profiljára vonatkozóan, valamint megmértük a nyalábfront torzulás értékét teljes hőterhelés alatt egy segédlézer felhasználásával.

Új tudományos eredményeim közül először a vízhűtéses Ti:Sa impulzuserősítők fázisstabilitásával fogok foglalkozni, részletesen tárgyalva a kísérleti tapasztalatokat. A második részben egy kriogenikus hűtésű Ti:Sa erősítő fázis- és mechanikai stabilitásmérése során született eredményeimet fogom ismertetni. A 100 TW osztályú lézerrendszerekben leginkább alkalmazott Ti:Sa végerősítő fokozatok továbbfejlesztésével kapcsolatos eredményeimről a harmadik és negyedik részben számolok be. A harmadik részben egy korong típusú Ti:Sa végerősítő kísérleti demonstrációja során született eredményeket mutatom be. Végül, az utolsó szakaszban a Ti:Sa korongerősítők termikus viselkedésével kapcsolatos numerikus modellezés eredményeiről fogok beszámolni.

IV.1. Vízhűtéses Ti:Sa erősítők fázisstabilitása

Az optikai rácson alapuló impulzusnyújtó és kompresszor egységek esetén kísérletileg már kimutatták, hogy ezen alrendszerek mechanikai rezgései egyértelműen hozzájárulnak a teljes rendszer CEP-stabilitásának romlásához [165]. Az optikai parametrikus erősítés folyamatát már szintén megvizsgálták lineáris interferometriai módszer segítségével [166], ahol szignifikáns CEP-zaj növekedést tapasztaltak az erősítés folyamatának hatására, továbbá a pumpaimpulzusok időzítésének hatásait is meghatározták az erősített és az idler impulzusok CEP-jére vonatkozóan [167]. Az egyes alrendszerek CEP-stabilitásának vizsgálata ezzel ellentétben mindeddig nem terjedt ki a Ti:Sa alapú erősítő fokozatokra. Egy teljes CPA rendszer fázisstabilitását alapvetően befolyásolja, hogy az egyes alrendszerek milyen módon járulnak hozzá a stabilitás leromlásához. A CEP stabilizálásának módszereit és határait a II.3.5. alfejezetben már ismertettem. Fontos megemlíteni, hogy a stabilizálás hatékonyságát jelentősen növelni tudjuk, ha az egyes alrendszerek passzív módon is stabil fázist eredményeznek. Ebben az alfejezetben a CEP fluktuációinak szisztematikus vizsgálatát fogom bemutatni a lézerparaméterek változtatásának függvényében egy vízűtéses, többpasszos Ti:Sa erősítő esetében.

IV.1.1. Kísérleti módszer és elrendezés

Egy többpasszos Ti:Sa erősítő CEP-stabilitásának meghatározásához kielégítő, ha az erősített impulzusok spektrális fázisának változását mérjük az eredeti, nem erősített és fázisában érintetlenül hagyott impulzusokéhoz képest. Mindezt az SRI módszer felhasználásával tehetjük meg, ugyanis ezen módszer csak a tárgy és a referencia impulzus közötti fáziskülönbséget méri [140]. Történetesen, ha a belépő impulzusból egy nyalábosztó segítségével egy replikát generálunk, amely levegőben fog terjedni, annak spektrális fázisa, és így CEP-je is gyakorlatilag változatlan marad a megfelelő környezeti tényezők biztosítása mellett. Ennek megfelelően az így keletkezett replika tökéletes referencia lesz a mérés számára. Mindezt a gyakorlatban úgy tudjuk megvalósítani, hogy egy Mach-Zehnder típusú kétnyalábos interferométert véve, a tárgykárban építjük fel a többátmenetes Ti:Sa erősítőt, addig a referencia kárban pedig a tárgykárban létrejövő terjedéssel közel azonos mértékű időbeli késleltetést valósítunk meg.

A méréseket a Szegedi Tudományegyetem Természettudományi és Informatikai Karának Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékén található TeWaTi Femtoszekundumos Lézerlaboratóriumában végeztem el. A méréshez szükséges előerősített magimpulzusokat a TeWaTi-ban található Ti:Sa alapú CPA rendszer frontendje szolgáltatja. A rendszer fényforrása egy egyedi építésű Ti:Sa oszcillátor volt, amely 60 nm félértékszélességű, megközelítőleg 20 fs hosszúságú impulzusokat biztosított a kimenetén 72 MHz ismétlési frekvenciával (IV.1.1. ábra).

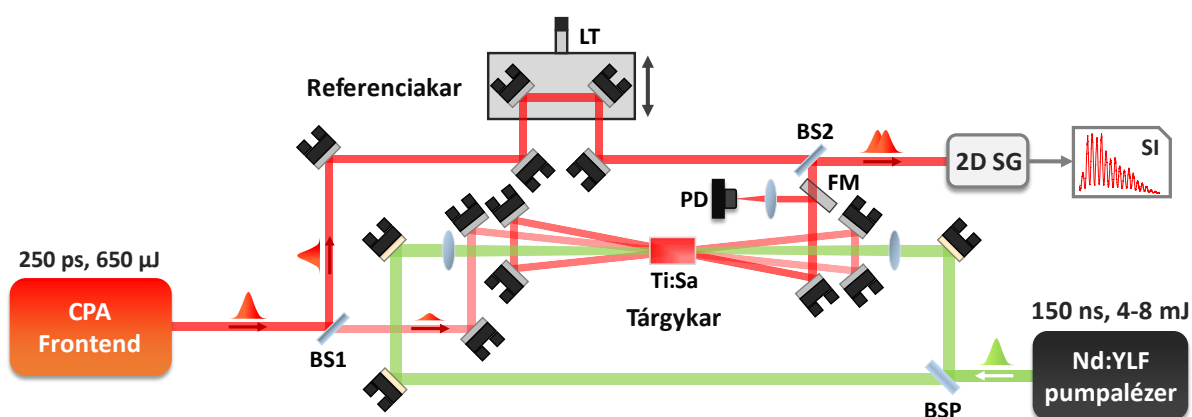


IV.1.1. ábra TeWaTi lézerrendszerének frontendje a felújítás előtt.

Az oszcillátor impulzusait egy diffrakciós rácson alapuló impulzusnyújtó 250 ps hosszúságúra nyújtotta, majd egy Pockels-cellán alapuló elrendezés az impulzusok ismétlési frekvenciáját változtatható módon lecsökkentette. Ezt követően a nyújtott oszcillátor impulzusok egy tízpasszos Ti:Sa előerősítőben 2 mJ energiára erősödtek az eredeti 2 nJ értékről. Az erősítő ismétlési frekvenciája 200 Hz-re lett beállítva, amit a Ti:Sa kristályban kialakuló termikus lencse effektus korlátozott. A rendszer végén egy rácson

impulzus kompresszor az erősített impulzusokat 30 fs körüli hosszra nyomta össze 1 mJ kimeneti energiával.

A mérések elvégzéséhez egy aszimmetrikus osztású *Mach-Zehnder interferométert* (*Mach-Zehnder interferometer*, **MZI**) építettem fel. A tárgykarban egy kompakt, hárompasszos Ti:Sa erősítőt valósítottam meg, amelyben 10-es erősítési faktort terveztem elérni. Ennek fényében az interferométer bemenetén egy 90%:10% osztású nyalábosztót (IV.1.1. ábra, BS1) helyeztem el. Így a beeső intenzitás 90%-a a referencia karba, addig 10%-a pedig a tárgykarba lett beküldve. Ezáltal biztosítani tudtam, hogy az MZI kimenetén közel azonos intenzitású impulzusokat tudjak egyesíteni, amelyhez egy 50%:50% osztású nyalábosztót (IV.1.1. ábra, BS2) használtam fel. A teljes mérési elrendezést a IV.1.2. ábra szemlélteti.



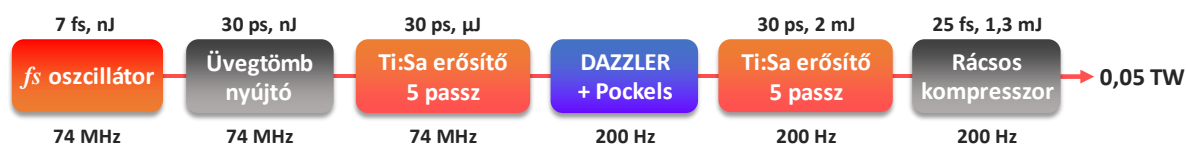
IV.1.2. ábra Mérési elrendezés a CEP stabilitásának vizsgálatához. BS1 és BS2 nyalábosztókat, LT lineáris eltolót, FM csapótükröt, PD fotodiódát, 2D SG leképező spektrográfot és SI spektrális interferenciát jelöl.

A frontend 2 mJ kimeneti energiájából a mérések nagy részében 650 μJ került becsatolásra az MZI bementére, amelyből így 65 μJ a tárgykarba jutott. A referencia karban egy lineáris eltoló segítségével hangolható módon tudtam állítani a két kar közötti időbeli késleltetést. A hárompasszos erősítőt két oldalról optikailag pumpáltam egy Photonics Industries DM32-527 típusú Nd:YLF DPSS pumpalézer segítségével, amely 150 ns FWHM hosszúságú, hangolható energiájú impulzusokat biztosított 527 nm hullámhosszon. A pumpalézer 0.2% RMS energiaszabíltású impulzusokat generált elegendő energiával, hogy az erősítőt telítésbe vigyem. Technikai megvalósítás szempontjából fontos megjegyezni, hogy az említett pumpalézer hajtotta meg a fentebb leírt előerősítő fokozatot is. Mivel a pumpaimpulzusok időzítése a CPA rendszer részét képező előerősítő magimpulzusaihoz volt beállítva, a minta erősítő meghajtását a pumpaimpulzusok jelentős időbeli késleltetésével kellett megoldani. Az előerősítő 10 átmenetes geometriája miatt (6,9 ns időbeli késés passzonként) mintegy 70 ns időbeli késleltetést hoztam létre a pumpaimpulzusok esetén 20,7 m levegőben való terjedés segítségével, amit a IV.1.2. ábrán a jobb átláthatóság érdekében nem tüntettem fel. Az erősítőbe belépő pumpa- és a magimpulzusok energiáját külön tudtam változtatni, amely az erősítő lézerparamétereiktől függő fázisstabilitásának vizsgálatához elengedhetetlen volt. Az interferométer kimenetén kicsatolt impulzusokat egy 0,1 nm spektrális felbontással rendelkező leképező spektrográf (CE Optics, CEO-2D-800) bementére irányítottam. A spektrálisan és térben bontott interferenciát a térbeli tengely mentén kiértékelve, spektrálisan bontott interferenciát rögzítettem. A megfelelően sűrű, jól kiértékelhető interferogramokat a referencia kar egyenlő karhossztól való néhány tíz μm -rel történő elhangolása biztosította. A mért interferogramok kiértékelésére a II.3.2. alfejezetben ismertetett Fourier-transzformációs módszert alkalmaztam, amely kellően alacsony kiértékelési zajt, és gyorsaságot biztosított. A teljes mérési

elrendezés bedobozolásra és letakarásra került, hogy a légmozgás által okozott háttérzajt lecsökkentsem. Fontos továbbá, hogy a mérő rendszert tudományos célokra optimalizált, nagy szilárdságú és stabilitású optikai asztalon építettem fel, illetve megfelelően merev optomechanikákat alkalmaztam, tovább növelve a mérő rendszer passzív stabilitását.

Az általam felhasznált Ti:Sa kristály egy merőleges vágású, téglatest alakú, 8 x 8 x 14 mm méretű (14 mm az optikai minőségű felületek közötti távolság, vagyis a kristály hasznos hossza) darab volt, amely mindkét optikai felülete AR bevonatot kapott 532 nm-re és 800 nm körüli hullámhossztartományra. Az erősítő közeg mért abszorpciós tényezője 2.3 1/cm értékű volt 527 nm hullámhosszon, amely alapján egy pumpaimpulzus egyszeri átmenetével az energia 96%-a abszorbeálódik a kristályban. Így a hatékony erősítéshez elegendő volt a kristályban egyszeri átmenetet kialakítani a pumpaimpulzusokra vonatkozóan. A Ti:Sa kristályt réz foglalatban helyeztem el, amelyben a kristály közvetlenül hűtővízzel érintkezett az optikai felületeire merőleges felületek mentén. Normál körülmények között a kristályt 16 °C-ra hűtöttem le egy a CPA rendszertől függetlenül üzemeltetett hűtőberendezés segítségével.

A kísérletek későbbi szakasza folyamán a TeWaTi laboratórium lézerrendszere jelentős fejlesztésen esett át (IV.1.3. ábra). A korábbi, egyedi építésű fényforrást egy Femtolasers Rainbow típusú, szintén Ti:Sa alapú lézeroszillátor váltotta fel. Az új fényforrás már 7 fs hosszúságú, ultranagy spektrális szélességű impulzusokat generált 74 MHz ismétlési frekvencián. Az impulzusok nyújtása a korábbi rácsos nyújtó helyett egy F5 üvegrúd segítségével lett megvalósítva, amely eredményeként az impulzusok időbeli hossza 30 ps körüli értéket vett fel.



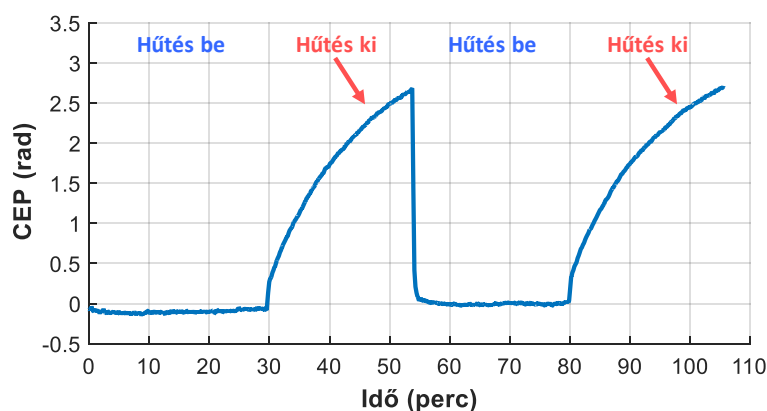
IV.1.3. ábra TeWaTi CPA lézerrendszerének frontendje a felújítás után.

A nyújtott impulzusok a teljes oszcillátor ismétlési frekvencián 5 passzban lettek erősítve a korábbival majdnem megegyező architektúrájú előerősítőben, amit követően áthaladtak a Pockels-cellán és egy DAZZLER-en. Az utóbbi eszköz a spektrális fázis különböző rendjeinek hangolására, valamint a spektrális amplitúdó modulációjával a spektrális beszűkülés csökkentésére volt használva. Az impulzusok ezt követően újabb 5 passzban tovább erősödtek a korábban is elért 2 mJ energiáig. Végül az erősített impulzusok egy transzmissziós elvű, rácsos impulzuskompresszorban kerültek összenyomásra közel 25 fs időbeli hosszra 1,3 mJ impulzusenergia mellett. A későbbiekben felújított CPA rendszerként fogok hivatkozni a fejlesztéseken átesett rendszerre.

IV.1.2. Vízhűtés és a pumpaimpulzusok hatásai

Méréseim során elsőként a Ti:Sa kristály hűtésének be- és kikapcsolt, vagyis a kristálytartó egységben a hűtővíz áramlásának beindításával és megszüntetésével elért állapotokban mérhető CEP-változást vizsgáltam meg. Ahhoz, hogy a hűtés meglétének hatását a lehető legjobban ki tudjam mutatni, az erősítő kristályt a rendelkezésre álló legnagyobb ismétlési frekvencián és legnagyobb energiával, vagyis 200 Hz-en 8 mJ energiájú impulzusokkal pumpáltam. Ebben az esetben ugyanis a pumpaimpulzusokból az erősítő közegben disszipált hő a legnagyobb értékű, és így a hűtővíz áramlásának leállítása a kristály pumpált térfogatában számottevő hőmérséklet-növekedést eredményez. A Ti:Sa törésmutatójának hőmérsékletfüggése által ezt a mérés során CEP elcsúszásaként fogjuk detektálni. A mag- és a pumpaimpulzusok kristályon belüli térbeli átfedésének optimalizálását követően

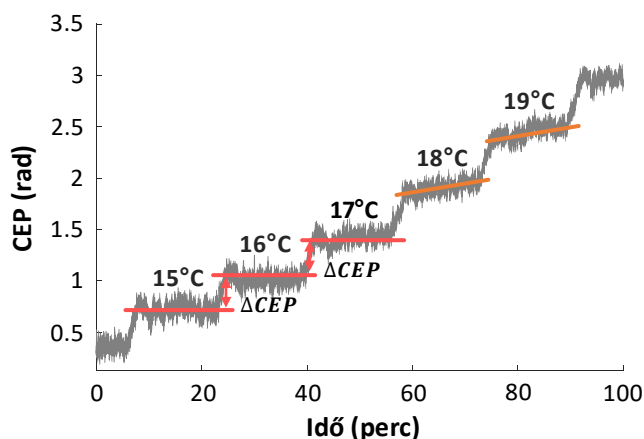
13-szoros erősítést értem el a harmadik passz után. A vízűtés kikapcsolása az erősítésre is hatással volt, azonban ez főként az erősített impulzusok energiaszabiltásának romlását jelentette. Ennek köszönhetően az interferogramok láthatósága változott a mérés folyamán, ami a kiértékelés során elhanyagolhatóan kicsiny hibát eredményezett. A mérés eredményeit a IV.1.4. ábra szemlélteti.



IV.1.4. ábra Ti:Sa kristály hűtésének hatása a CEP-re. A tendencia jobb láthatósága érdekében az adatsort mozgó átlaggal simítottam.

A IV.1.4. ábrán a CEP változását a tárgykarban a 0. és a 30. perc, valamint az 54. és a 80. perc közötti szakaszokon a kristály vízűtésének működése mellett, míg a 30. és az 54. perc közötti, illetve a 80. perc utáni részekben pedig a hűtés működése (átfolyás) nélkül mértem. Jól észrevehető, hogy a hűtés megszűnését követően a kristály pumpált térfogatának, amelyen a magimpulzusok áthaladnak, törésmutatója megváltozik, amely a hőmérséklet emelkedésének tudható be. Ezáltal a CEP több mint 2,6 rad értéket csúszik el mintegy 24 perc alatt, és a fázisgörbe tendenciájából láthatóan a termikus egyensúly beállása ennyi idő után sem valósult meg. Amint a vízűtés visszakapcsolásra került, a CEP közel ugyanarra az értékre áll vissza, amely a hűtés kikapcsolása előtt fennállt.

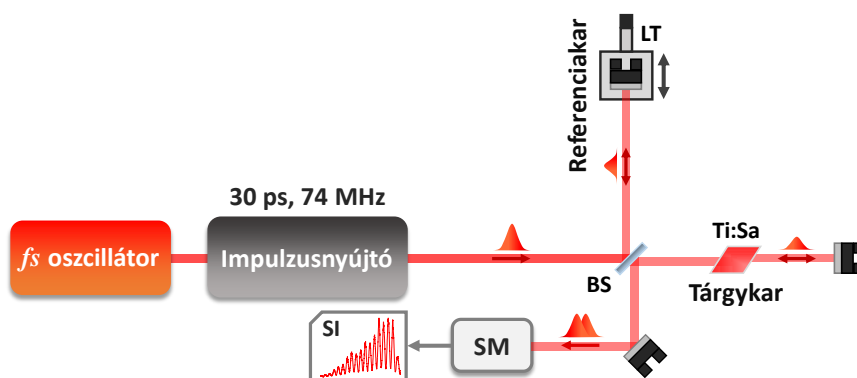
A fentiek alapján az már egyértelmű, hogy a pumpaimpulzusok abszorpciója révén bekövetkező hőmérséklet-növekedés a CEP jelentős változását eredményezi, azonban kérdéses, hogy a hőhatás-e az egyetlen pumpa abszorpcióhoz köthető effektus. Ennek meghatározásához az egységnyi hőmérséklet növekedés esetén mérhető CEP-csúszás mérését tűztam ki célul. A CEP változását két esetben mértem a kristály hűtésének folyamatos üzemeltetése mellett, a hűtővíz hőmérsékletének változtatásával: nem pumpált és pumpált esetben.



IV.1.5. ábra CEP léptetése a hűtővíz hőmérsékletének segítségével.

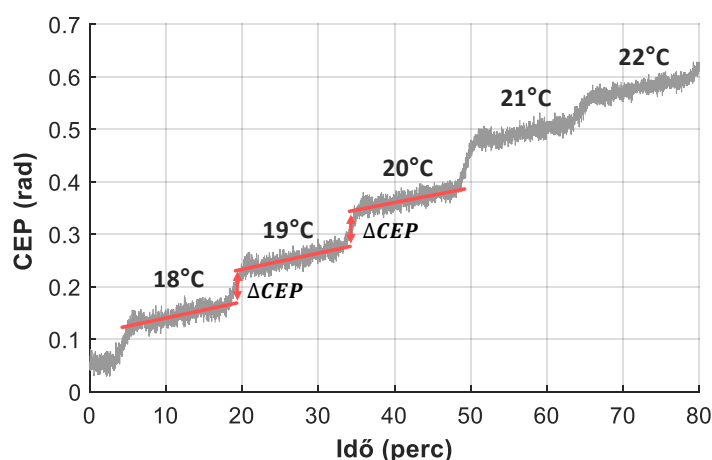
A hűtővíz hőmérsékletének élő monitorozásához a recirkulációs hűtőberendezés (Lytron) víztartályába egy a fázismérés során is használt számítógéphez kapcsolt Greisinger GMH3710 típusú hőmérőt helyeztem. Az első esetben, azaz pumpálás nélkül 20 Hz ismétlési frekvencián vettem fel az interferogramokat, miközben a hűtővíz hőmérsékletét 14 °C és 20 °C között változtattam (IV.1.5. ábra). Az egyes vízhőmérsékletek hűtőberendezésen való beállítását követően a kristálybéli hőmérsékleti egyensúly beállítására közelítőleg 15 perc időintervallumokat hagytam. Ennek eredményeként 17 °C hőmérsékletig a CEP stacionárius értéket vett fel az említett időtartamok alatt, azonban 18 °C hűtővíz hőmérséklet esetén már a stacionárius állapot nem tudott az megadott idő alatt beállni. Ennek oka, hogy a hűtőberendezés határfoka 17 °C-nál magasabb hőmérsékletek esetén csökken, és így a hűtővíz hőmérséklete nem áll be ilyen rövid idő alatt. Az egyes stacionárius CEP értékekre lineáris illesztést végezve, majd az egymást követő illesztések közötti ΔCEP csúszások meghatározásával az egységnyi hőmérsékletváltozásra eső CEP-változás értékét kaptam. Erre az értékre 446 mrad/°C adódott, amelyre vonatkozólag kiemelném, hogy ez az érték az erősítő kristályon való háromszori átmenetre vonatkozó eredmény. Összehasonlításképpen, a második esetben pumpálással együtt végeztem el ezt a kísérletet: 8 mJ pumpaenergia és 13-as erősítés mellett 200 Hz ismétlési frekvencián mértem a hűtővíz hőmérsékletének léptetésével a CEP csúszását ugyanazon körülmények között. Ugyanazon illesztési eljárást elvégezve az egyes hűtővíz hőmérsékletekhez tartozó fázisgörbe platók esetén, majd azok CEP értékeinek különbségeit véve a nem pumpált esettel megegyező értéket kaptam. Ebből arra következtethetünk, hogy a pumpaimpulzusok abszorpciójának a hőhatásán kívül a mérés pontosságán belül nem lehet kimutatni egyéb effektust a magimpulzusok CEP-jére vonatkozólag.

A kristály hőmérsékletének hatását másik erősítő elrendezésben is megvizsgáltam, amelyben egy az előzőtől eltérő paraméterekkel rendelkező Ti:Sa kristály teljesített szolgálatot. Konkrétan, a IV.1.1. alfejezetben röviden ismertetett második CPA rendszer előerősítőjének kristályát alapul véve egy Michelson-típusú interferométert építettem, amely rendkívül kompakt, mindössze 25 cm karhosszokkal rendelkezett (IV.1.6. ábra). Az interferométert az impulzusnyújtón áthaladt oszcillátor impulzusokkal világítottam ki. Miután a nyalábosztó elülső felületéről reflektált impulzusok áthaladtak a kristályon, azokat visszatükröztem ugyanazon útvonal mentén, amelynek megfelelően kétszeri áthaladás hatását mértem. A referencia karban levegőben terjedést hoztam létre, és egyetlen tükörrel visszalöttem ugyanazon útvonal mentén a nyalábosztóra, miközben a tükröt egy egytengelyű eltolóval állítva hangoltam a két kar közötti időbeli késleltetést, vagyis az interferogramok sűrűségét.



IV.1.6. ábra Kísérleti elrendezés a kristály hőmérsékletének hangolása által okozott CEP-csúszás mérésére az előerősítő kristályának felhasználásával. BS nyalábosztót, LT lineáris eltolót, SM spektrométert, Ti:Sa erősítő kristályt és SI spektrális interferenciát jelöl.

Az interferométer bemenetén egy 50%:50%-os nyalábosztót helyeztem el, hogy a kimeneten jó láthatóságú interferogramokat kapjak, mivel a kísérlet során nem pumpáltam a kristályt. A mérés során a kristály hűtését biztosító hűtőberendezésen hangoltam a hűtővíz hőmérsékletét a IV.1.4. ábrán látható léptetéshez hasonló fázisgörbét előállítva, hogy az egyes lépcsőkre elsőfokú polinomot illesztve a CEP ugrásait meghatározzam. Az előerősítőben helyet foglaló Ti:Sa kristály Brewster-vágású, magas, 4.2 cm^{-1} abszorpciós együtthatójú, $6\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ dimenziójú (5 mm hasznos úthossz) hengeres geometriával rendelkezett. Az interferométer kimenetét egy vonalas spektrométerbe (Thorlabs, CCS175) küldtem, amelyen a láthatóságot beoptimalizálva széles spektrális tartományon kaptam kiértékelhető interferencia csíkokat. A mérés során a hűtővíz hőmérsékletét $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ és $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ között változtattam 15 perces időközönként. A IV.1.7. ábrán a mérésből származó CEP-csúszás egy részletét ábrázoltam, amin jól megfigyelhetők az egyes hűtővíz hőmérsékleteknek megfelelő fázis platók. A platók közötti fázisugrásokat kiszámolva $110\text{ mrad}/^{\circ}\text{C}$ érték adódott.



IV.1.7. ábra CEP változása a hűtővíz hőmérsékletének hangolásával. A jobb láthatóság kedvéért a mérés egy részletét ábrázoltam.

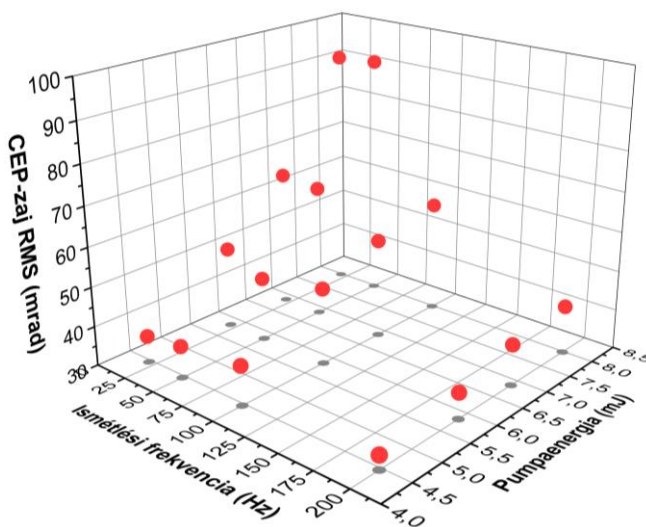
Egy modell segítségével meggyőződtem róla, hogy a mérések eredményei milyen mértékben egyeznek az elméletileg kapható értékekkel. Az egyszerűség kedvéért feltételeztem, hogy a kristály hőmérséklete homogén módon, a teljes pumpált, és az erősített impulzusok által érintett térfogatban ugyanannyival változik. Ekkor a zafir hordozó közegre a [69] munkában található, a lineáris törésmutató hőmérsékletfüggésére két hullámhosszon kapott értékeket felhasználva egy lineáris interpolációt végeztem el, amely által a hőmérséklettől és a hullámhossztól függő törésmutató függvényt nyertem [168,169]. Ezt a törésmutató függvényt felhasználva kiszámítható tetszőleges hosszúságú és hőmérsékletű kristályra a spektrális fázis változása a közegen való tetszőleges számú áthaladásra. A kristály hőtágulását is figyelembe véve, a IV.1.7. ábrán ismertetett eredményeknek megfelelő esetre $107\text{ mrad}/^{\circ}\text{C}$ adódik $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ -on, amely a mért $110\text{ mrad}/^{\circ}\text{C}$ értékkel $2,7\%$ eltéréssel megegyezik. A modellszámítást a IV.1.5. ábrán látható eredmények esetére elvégezve $451\text{ mrad}/^{\circ}\text{C}$ adódott, amely $1,1\%$ -os eltéréssel megegyezik a mért $446\text{ mrad}/^{\circ}\text{C}$ értékkel. Az eredmények alapján elmondható, hogy a Ti:Sa kristály hosszára normalizálva a CEP hőmérséklet-fluktuációk általi megváltozása $11\text{ mrad}/^{\circ}\text{C}/\text{mm}$ értékű, amit mind a mérések, mind pedig modell számítások alátámasztanak.

IV.1.3. Lézerparaméterek hatásai

A CEP zajának meghatározása elengedhetetlen fontosságú az inherens módon fázisstabil erősítők megvalósításához. Ehhez a CEP-zaj mérések során standard körülményként a magimpulzusok energiáját

65 μJ értékre állítottam be minden pumpaenergia és ismétlési frekvencia esetén az MZI tárgykarjában. A mérés háttérzajt 200 Hz ismétlési frekvencián mértem ki a Ti:Sa kristály pumpálása nélkül, miközben azt 16 °C-ra hűtöttem le. A teljes elrendezést befedtem, hogy a légmozgás hatását minimálisra csökkentsem. A mérést továbbá esti órákban végeztem el, hogy az épület többi részéből származó mechanikai rezgések is eliminálhatóak legyenek. A háttérzajra az említett körülmények között 25 mrad RMS érték adódott, amit az alább ismertetésre kerülő mérési eredmények inherens módon tartalmaznak. Ezzel tehát a mérési elrendezés detektálási küszöbét kaptam meg.

Miután kimutatásra került, hogy a pumpaimpulzusok a CEP-re csak a hőterhelésükön keresztül hatnak a kísérlet paraméterein belül, a IV.1.2. ábrán ismertetett hárompasszos erősítő esetén megvizsgáltam azon két fontos lézerparaméter hatását, amelyek a hőterheléssel közvetlen kapcsolatban állnak: a pumpaimpulzusok energiáját, valamint az ismétlési frekvenciát (IV.1.8. ábra). A CEP-zaj értékét átlagolás nélkül, 5000 impulzusból álló adatsorokból számoltam ki, amely során a hosszútávú CEP-csúszásokat nem vettem figyelembe. A pumpaenergia növekedésével a IV.1.8. ábrán láthatóan közel lineárisan növekszik a CEP-zaj értéke, amely az így növekedő hőterhelést jelzi. Míg 20 Hz ismétlési frekvencián a 4,5 mJ pumpaenergia esetén közel 37 mrad, addig 8 mJ energia esetén már 91 mrad értékre nőtt a CEP-zaj értéke. Az ismétlési frekvencia növelése esetén a zaj a legkisebb pumpaenergiától eltekintve csökkenő tendenciát mutat. Ez a tendencia legjobban 8 mJ pumpaenergia esetén figyelhető meg, amikor is 91 mrad-ról 42 mrad-ra csökken a CEP zajának értéke, ha az ismétlési frekvenciát 20 Hz-ről 200 Hz-re növeljük.



IV.1.8. ábra CEP-zaj az ismétlési frekvencia függvényében különböző pumpaimpulzus energiák esetén a hárompasszos erősítőben.

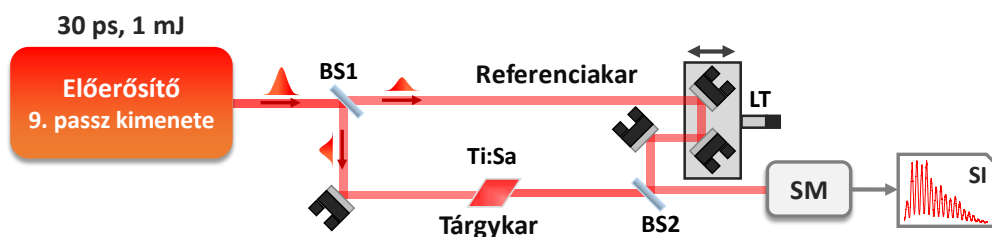
A hárompasszos minta erősítőbe becsatolt magimpulzusok energiáját változtatva megvizsgáltam annak hatását a CEP-zajra vonatkozóan. Egy attenuátor segítségével 10 μJ és 120 μJ között változtattam a magimpulzusok energiáját, miközben mértem a CEP zaját. A méréseket 200 Hz ismétlési frekvencián, 8 mJ energiájú pumpaimpulzusokkal történő gerjesztés mellett végeztem. Az eredmények szerint a magimpulzusok energiájának változtatása nem volt hatással a CEP zajára vonatkozóan a mérés pontosságán belül. Ebből arra következtethetünk, hogy az erősítés telítődése sem befolyásolja kimutatható mértékben a CEP zaját.

A nemlineáris fázisváltozásoktól származó CEP-csúszás meghatározásához kiszámoltam az erősítő kristályban, valamint a levegőben akkumulálódó nemlineáris fázis értékét. A Ti:Sa, valamint a levegő nemlineáris törésmutatójának [170] és a magimpulzusok csúcsintenzitásának fejlődését figyelembe

véve a hárompasszos erősítőben egy egyszerű modellt alkottam, amely megadja a nemlineáris fázistolás értékét az erősítő kimenetén. Az erősítő első passzában az kristály elülső felületén $0,1 \text{ GW/cm}^2$ csúcshintenzitást feltételezve, amely megfelelt a kísérleti értékeknek, a teljes nemlineáris fázistolásra 12 mrad adódott. Ennek az értéknek a túlnyomó többségét a Ti:Sa kristályban fellépő nemlineáris fázis akkumulációja adta. Tekintettel arra, hogy a mért CEP-zaj minden esetben nagyobb volt mint 30 mrad, a nemlineáris fázis változásából származó járuléka a mért CEP-zajhoz elhanyagolható.

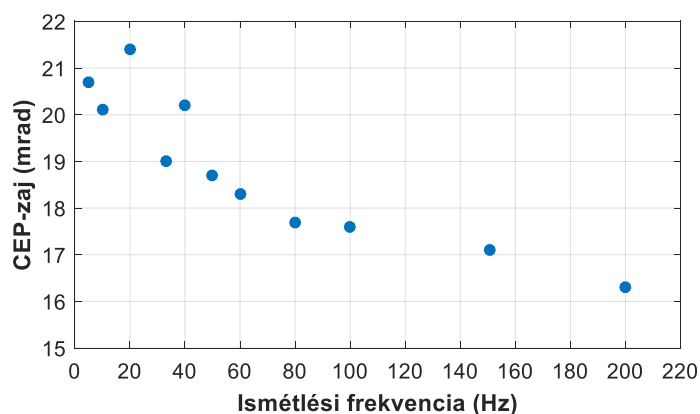
IV.1.4. Ismétlési frekvencia hatásának részletesebb elemzése

A CEP-zaj és az erősített impulzusok ismétlési frekvenciája közötti összefüggést indokoltnak láttam egy másik erősítő fokozatban is megvizsgálni. Erre a TeWaTi felújított CPA rendszerét használtam fel. Kiváló lehetőség volt egy már működő Ti:Sa erősítő egyik passzát megvizsgálni a korábbi módszerrel, amely az előerősítő esetében adott volt. Az előerősítő utolsó, tizedik passzát egy Mach-Zehnder típusú interferométer tárgykarjába foglalva egyetlen, az erősítő közegeen való átmenet hatását mértem meg.



IV.1.9. ábra Mérési elrendezés az előerősítő 10. passzájának CEP-re vonatkozó hatására. A Ti:zafir kristály pumpálásával kapcsolatos nyalábokat és optikákat az egyszerűség kedvéért nem tüntettem fel. BS1 és BS2 nyalábosztókat, LT lineáris eltolót, SM spektrométert, SI spektrális interferenciát jelöl.

A IV.1.6. ábrán jelölt mérési elrendezésben használt, 5 mm úthosszúságú Ti:Sa kristályon való egy átmenet méréséhez a IV.1.9. ábrán látható interferométert építettem fel. Az interferométer bemenetén egy 30%/70%-os nyalábosztót használva, kompenzálva az erősítés hatását, a tárgykarba a bemenő nyaláb intenzitásának 30%-át csatoltam be.



IV.1.10. ábra Mért CEP-zaj változása az ismétlési frekvencia függvényében egy átmenetes erősítésre.

Az interferométer kimenetén végül egy 50%:50%-os nyalábosztóval egyesítve a nyalábokat a korábban használt vonalas spektrométer segítségével rögzítettem az interferogramokat. Az erősítő kristályt az előerősítő működtetéséhez szükséges 20 mJ energiával pumpáltam, miközben változtattam a rendszer ismétlési frekvenciáját 5 Hz és 200 Hz között. A CEP-zaj értékét átlagolás nélkül, 10^4 impulzusból álló adatsorokból számoltam ki 20 Hz ismétlési frekvenciáig, majd 10 Hz ismétlési frekvenciától már 10 percben limitáltam a mérési időt a lézerrendszer hosszútávú instabilitásának elkerülése miatt. Az

ismétlési frekvencia növelésével a hárompasszos erősítő esetén is látott tendenciát kaptam vissza, miszerint a CEP-zaj értéke exponenciális jellegű csökkenést mutat (IV.1.10. ábra). A CEP-zaj IV.1.10. ábrán látható viselkedése azzal magyarázható, hogy az ismétlési frekvencia csökkenésével két egymást követő impulzus között egyre nagyobb időintervallum található. Ennek megfelelően az egyes impulzusok közötti termikus-, mechanikai- illetve légmozgásból származó zavarokból egyre több integrálódik be a mért zajba.

IV.1.5. Diszkusszió

A szobahőmérsékleten, vízhűtéssel üzemeltetett multipasszos Ti:Sa erősítők inherens CEP-stabilitásának maximalizálásához szükséges a fázist degradáló effektusok azonosítása, és körültekintő tervezéssel való kiküszöbölése. Méréseim alapján a vízhűtő kör stabilitása kulcsfontosságú lehet mind a CEP elcsúszásának, mind pedig zajának szempontjából. Az ismétlési frekvencia függvényében végzett mérések eredményei azt mutatták, hogy az alacsonyabb frekvenciájú erősítők esetén a CEP-zaj megnövekszik. Ez annak köszönhető, hogy az egymást követő impulzusok között eltelt időtartam megnő, amely által a kristály hőmérsékletének megváltozása, valamint az erősítő geometriát körülvevő levegő mozgása és hőmérséklet-változása egyre nagyobb hatást fejt ki az impulzus fázisára.

Fontos megemlíteni, hogy a lézerezősítőben az impulzusok energiájának növekedésével passzról passzra egyre több nemlineáris fázis akkumulálódik, amit persze igyekeznek minimumon tartani az impulzusok kinyújtásával. Ugyanakkor, az impulzusnyújtás mértékét limitálja, hogy a magasabb diszperziós rendek kompenzálására milyen eszközök állnak rendelkezésre. A nagyenergiájú pumpalézerek tipikusan villanólámpával pumpált Nd:YAG technológiát használnak, amelyek jellegzetessége, hogy 1,5 – 2% RMS energiaszabályozást produkálnak. Az ilyen rendszerekben az erősített jel intenzitásának ingadozása amplitúdó-fázis csatolásként fog jelentkezni, amely a nemlineáris fázistolás révén CEP-zajt is eredményezhet. Méréseim során a Nd:YLF DPSS pumpalézer hosszútávú stabilitása 0,2% RMS értékű volt, amely révén a mérés érzékenysége belül a nemlineáris fázisváltozásból származó CEP-zajt nem tudtam detektálni. Továbbá, mindkét felhasznált CPA rendszer esetén az impulzusnyújtás elegendően nagy értékű volt ahhoz, hogy a B-integrál értéke alacsony legyen. Így a B-integrál impulzusról impulzusra bekövetkező változása elhanyagolható volt a mérések során.

Az erősítés során további, a CEP zaját befolyásoló effektus lehet a populáció inverzió által eredményezett törésmutató változás a Ti:Sa kristályban. Mivel a pumpaimpulzusok energiaszabályozása miatt a populáció inverzió lövésről lövésre bekövetkező változásai alacsonyabb értékűek lehetnek csak, mint a mérés detektálási küszöbe, így az ebből az effektusból származó CEP-zaj járuléka nem volt mérhető.

A CEP erősítőbeli elcsúszásának stabilizálásához megfelelően stabil hűtőkört kell alkalmazni, valamint az erősítő elrendezés körüli légteret jól el kell szigetelni bármely légmozgástól. Továbbá, az optomechanikák beépítése során az optikai asztal szintjéhez minél közelebbi, kis nyalábmagasságot kell alkalmazni, hogy a mechanikai komponensek rezgéseit minimalizáljuk, ami úthosszváltozást eredményez a levegőben való terjedés során. A CEP-zajra vonatkozóan elmondható, hogy a pumpaimpulzusok energiájának növelésével lineárisan növekszik. Ezen felül, az ismétlési frekvencia csökkenésével a CEP-zaj exponenciális jellegű növekedést mutat, ami az egymást követő impulzusok közötti időtartam növekedése miatt következik be. Ugyanis, az impulzusok közötti időtartammal együtt a fáziszajba integrálódó termikus és mechanikai eredetű zajok mennyisége megemelkedik. Ennek fényében, a nagy energiájú, villanólámpával pumpált és alacsony ismétlési frekvenciájú erősítő rendszerek a leginkább érintettek a CEP-instabilitásokra vonatkozóan. A nagy ismétlési frekvenciájú,

DPSS pumpalézerekkel meghajtott erősítő rendszerek passzív módon fázisstabilabbak lehetnek, csupán a hosszútávú CEP-csúszások korrekciója válik mindenképpen szükségessé.

- T1.** Megvizsgáltam a vízhűtéses Ti:Sa erősítés CEP-stabilitását a lézerparaméterek függvényében. A CEP csúszására egységnyi hőmérséklet-változásra, a kristály hosszára normalizálva $11 \text{ mrad}/^{\circ}\text{C}/\text{mm}$ értéket mutattam ki. Megállapítottam, hogy az erősített impulzusok CEP-zaja a pumpaenergiával lineárisan növekszik, míg az ismétlési frekvenciával exponenciális jelleggel csökken. A magimpulzusok energiája a CEP csúszására és zajára a mérés érzékenységén belül nem volt hatással [TP1].

IV.2. Kriogenikus hűtésű Ti:Sa erősítők fázisstabilitása

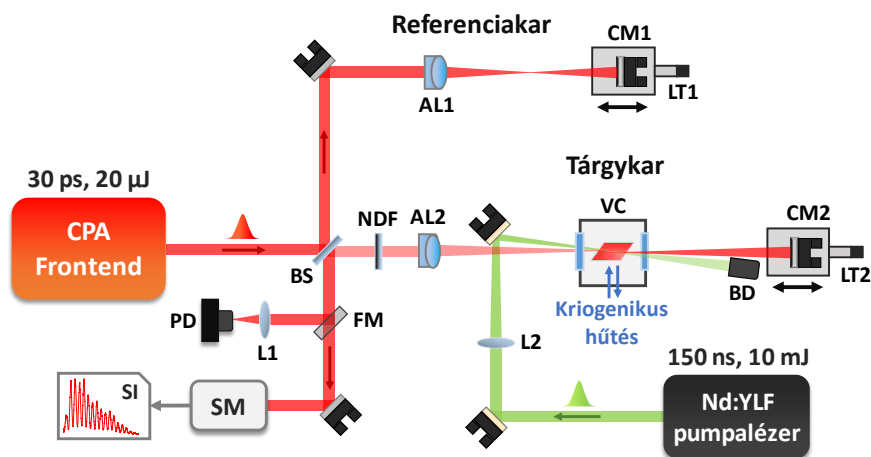
Nagy átlagteljesítményű ultrarövid impulzusok előállítása Ti:Sa lézerezőkben az erősítő közeg kvantum defektusa miatt jelentős hőterhelést jelent az abszorbeált pumpaenergia hődisszipációja révén. Az erősítő kristály hőmérsékletének emelkedése a pumpált térfogatban az erősítendő nyaláb torzulásaihoz fog vezetni, így termikus lencse, termikus eredetű mechanikai feszültség, illetve depolarizációs effektusok léphetnek fel [171]. Bár a Ti:Sa magas szobahőmérsékleten mért hővezetési együtthatóval rendelkezik, nagy átlagteljesítményű pumpálás esetén az általában alkalmazott vízűtés nem képes elegendő hő kicsatolására a kristályból. Amennyiben a kristály hőmérsékletét kriogenikus értékekre csökkentjük ($< 80\text{ K}$), annak hővezetési együtthatója jelentősen megnövekszik, mégpedig a 293 K -en mért $35\text{ W/(m}\cdot\text{K)}$ értékről 77 K -en $1000\text{ W/(m}\cdot\text{K)}$, addig 30 K hőmérsékleten már $1,6\cdot 10^4\text{ W/(m}\cdot\text{K)}$ körüli értékre emelkedik meg kristálymintától függően (a kristály két polarizációs irányához tartozó hővezetési értékek kis mértékben különböznek) [75,76]. Emiatt gyakran alkalmaznak kriogenikus hűtést a nagy átlagteljesítményű erősítők esetén, jellemzően folyékony nitrogén alapú hűtőfejek felhasználásával. A termikus eredetű nyalábtorzulások ilyen módon jelentősen csökkenthetők. Ugyanakkor a kriogenikus hűtés sem alkalmazható hátrányok nélkül: a rendkívül alacsony hőmérséklet miatt a kristályt vákuumkamrában kell elhelyezni, hogy a levegőben lévő víztartalom, illetve egyéb szennyeződések kicsapódását a hűtött anyagok felületén megakadályozzák. A vákuum technológia működtetése jelentős mennyiségű mechanikai vibrációt generál, amely az optikák rezgésén keresztül az erősítendő impulzusokra is átrakódik spektrális fáziszaj formájában, amely pedig számos alkalmazás szempontjából kritikus lehet.

IV.2.1. Kísérleti módszer és elrendezés

Méréseim során a korábban már leírt SRI módszert használtam fel a spektrális fázis, valamint a CEP zajának meghatározásához. Gyakorlati tapasztalatok szerint, megfelelően megtervezett és megvalósított, mechanikailag kellően stabil interferométerrel akár 10 mrad körüli detektálási limitet is elérhetünk a spektrális fázis zajára vonatkozóan. Mivel azonban a mért spektrális fáziszaj jellemzően a csoportképletelés fluktuációjából származik, a CEP zajának detektálási határa akár egy nagyságrenddel alacsonyabb is lehet. A mérési elrendezés alapja az interferométer karhosszainak, valamint az alkalmazott reflexiók optikák számának csökkentésével tartható minimális értéken.

A mérés alapjainak csökkentése érdekében a kriogenikusan hűtött Ti:Sa erősítőt egy kis karhosszúságú Michelson-típusú interferométer tárgykarában építettem fel. A tárgykár fényútját úgy valósítottam meg, hogy az kétszer haladjon át a kristály pumpált térfogatán, amely eredményeképpen kétpasszos erősítést nyertem. A teljes kísérleti elrendezést a IV.2.1. ábra szemlélteti. Mind a tárgy-, mind pedig a referencia karban leképezést valósítottam meg egy-egy akromatikus lencse és gömbtükör alkalmazásával, amelyre a kis nyalábméret miatt volt szükség. A kis nyalábméret tartását az indokolta, hogy a Ti:Sa kristályban, valamint a vákuumkamra ablakaiban a rövid távolságon fókuszált nyaláb csúcsintenzitása ne érjen el olyan szintet, amely már jelentős nemlineáris fázisjárulékot eredményezne. A referencia karban az akromatikus lencsén túl egyéb optika nem kapott helyet, így lényegében levegőben való terjedést valósítottam meg. Fontos megjegyezni, hogy az interferométer két karja közötti diszperzió-különbséget a Ti:Sa kristály, valamint a két vákuumablak jelentette, amely közelítőleg 1480 fs^2 GDD különbséget eredményezett. Ez a csoportképletelés diszperzió eltérés a két kar között tolerálható mértékben módosította az interferencia mintázatot, a kiértékelésben hibát nem okozott. Az interferométer be- és kicsatolását egy 70%:30% reflexió-transzmisszió arányú nyalábosztó biztosította.

Fényforrásként a TeWaTi laboratórium felújított CPA rendszerét használtam fel, amely végén lévő impulzuskompresszort kikerülve a nyújtott és erősített impulzusokat csatoltam be az interferométer bemenetén. A CPA rendszer kompresszor nélküli diszperziója alapján az impulzusok hossza 30 ps körüli volt, míg standard körülmények között az interferométer bemenetén az impulzusok mért energiája 20 μJ körüli értékre lett beállítva. A minta erősítőt a IV.1. fejezetben ismertetett DM30-527 pumpalézerrel hajtottam meg. A pumpaimpulzusok energiáját 10 mJ értéken tartottam minden vizsgált ismétlési frekvencián. Az erősítés intenzitásbeli hatásának optimális kompenzálásához egy neutrális reflektív szűrőt helyeztem el a tárgykarban, amelyen való kétszeri áthaladással biztosítottam a két kar közötti intenzitáskülönbség minimális értéken tartását.

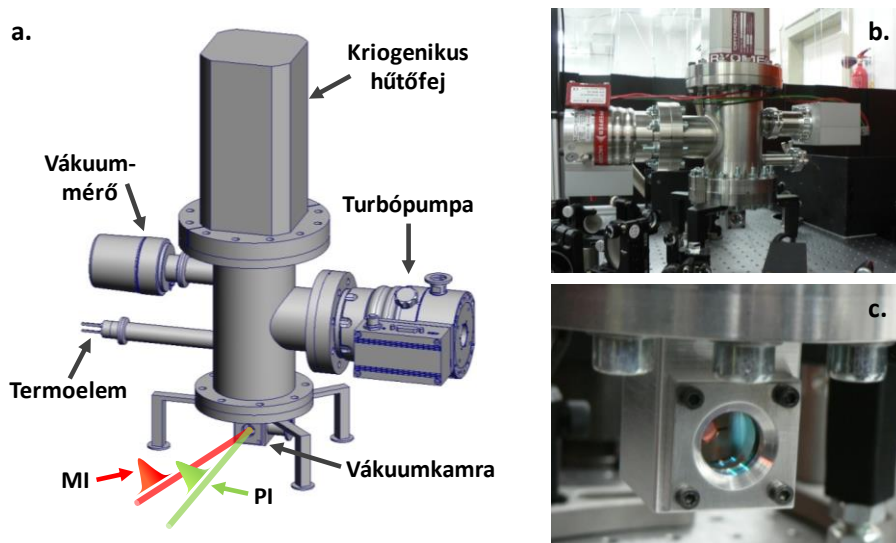


IV.2.1. ábra Mérési elrendezés a fázisstabilitás vizsgálatára a kriogenikus hűtésű Ti:Sa erősítő esetén. BS nyalábosztót, AL1 és AL2 akromatikus lencsákat, NDF reflektív neutrális szűrőt, L1 és L2 lencsákat, CM1 és CM2 konkáv tükröket, LT1 és LT2 lineáris eltolókat, VC vákuumkamrát, BD nyalábcsapdát, FM csapótükört, PD fotodiódát, SM spektrométert, SI pedig spektrális interferenciát jelöl.

Az interferométer kimenete után csapótükör segítségével egy megfelelően gyors fotodiódára (Thorlabs, DET10A/M) irányítottam a nyalábot, amit le is fókuszáltam a kicsiny detektorfelület miatt. Az erősítés optimalizálását a referenciakar kitakarásával végeztem el a fotodióda jelének oszcilloszkópon való vizsgálatával. A tárgy- és a referenciakar hozzájárulásával keletkező interferencia mintázatot egy egyedi építésű spektrométer segítségével vettem fel. A spektrométer detektoraként egy Basler spL2048-70km típusú vonalkamerát használtam fel, amely 2048 pixellel és 70 kHz maximális frissítési frekvenciával rendelkezett. A spektrális felbontást úgy optimalizáltam be, hogy az impulzusok teljes spektrumát fel tudjam bontani, amely 765 nm és 845 nm közötti spektrális tartományt fedett le 0,039 nm felbontással 800 nm-en. A spektrométer szoftveres vezérlését egy LabView (National Instruments) alapú kód segítségével végeztem el.

A tárgykarban megépített erősítő alapját egy Brewster-szögben kivágott, 5 mm úthosszal és 6 mm átmérővel rendelkező Ti:Sa kristály szolgáltatta, amely a pumpa hullámhosszán 4.27 cm^{-1} mért abszorpciós együtthatóval rendelkezett. Tekintettel a kivágási szögre, a kristály mindkét optikai felülete bevonattól mentes volt. A kristály egy forgatható réz foglalatban kapott helyet, amely közvetlenül egy CryoMech PT60 típusú kriogenikus hűtőfej hidegujjához került rögzítésre. A hűtött foglalat egy kompakt vákuumkamrába lett foglalva, amiben 3 darab BK7 anyagú vákuumablak kapott helyet. A két egymással szemben lévő ablakon keresztül haladt az erősítendő- és a pumpanyaláb, addig a harmadik ablak pedig optikai megfigyelésre adott lehetőséget a kristály és nyalábok pozíciójára vonatkozóan. A kriogenikus hűtő minimális hőmérséklete terhelés nélkül 30 K körüli értéken tartható, amely a hőterheléstől függően változik. Tekintettel a rendkívül alacsony hőmérsékletű foglalatra és kristályra a

működési kondíciók mellett, a vákuumkamrárt igen alacsony, 10^{-6} mbar körüli nyomásra szívtam le, amihez egy HiPace 80 (Pfeiffer Vacuum) típusú turbópumpát használtam fel.



IV.2.2. ábra Kriogenikus hűtő modul háromdimenziós terve a turbópumpával és a kompakt vákuumkamrával (a), ahol MI magimpulzusokat, PI pedig pumpaimpulzusokat jelöl. Fénykép a megvalósított modulról (b) és a vákuumkamráról (c), amelyen a Ti:Sa kristály jól kivehető a réz foglalatban.

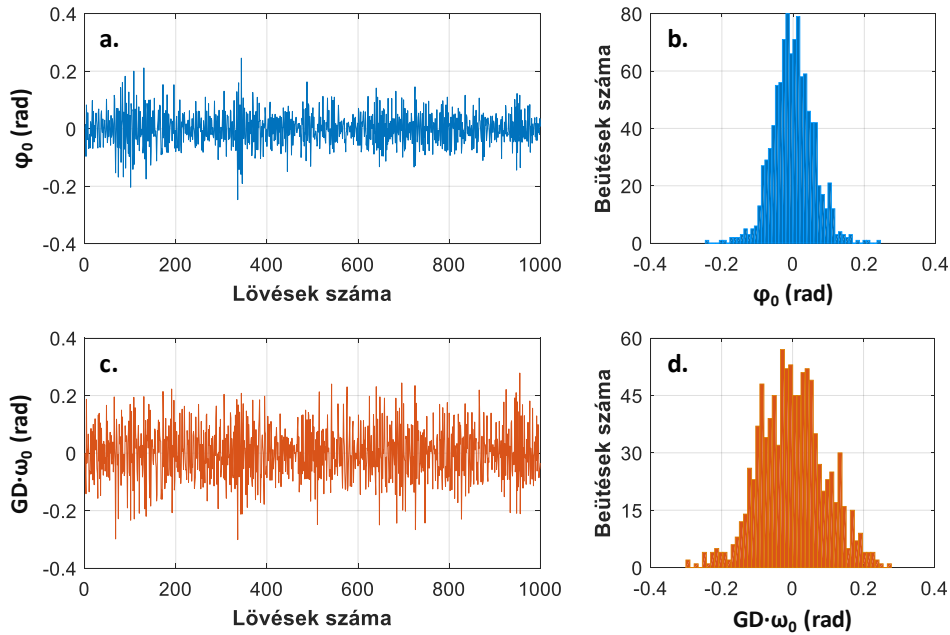
A turbópumpa bekapcsolásához szükséges elővákuumot a rezgések csökkentése miatt mérési elrendezéstől mintegy 5 m távolságban, a laboron kívül elhelyezett XtraDry 150-2 (Pfeiffer Vacuum) típusú elővákuum-szivattyú biztosította. Mivel a turbópumpa rotorjának, valamint a kriogenikus hűtőfejben található héliumnak a mozgása jelentős mechanikai rezgéseket generált, a IV.2.2. ábrán látható elrendezés alá gumi lapokat helyeztem el az optikai asztallal való mechanikai csatolás csökkentésének érdekében.

A mechanikai vibrációk vizsgálatához egy Hansford HS100 típusú gyorsulásmérő került rögzítésre az optikai elrendezéstől 20 cm távolságban az optikai asztal felületén. Az eszköz érzékenysége 516,6 mV/G értékre volt kalibrálva. Mivel a gyorsulásmérő analóg jelet szolgáltatott, azt egy NI USB-6009 típusú konverter segítségével digitalizáltam, valamint a méréseket vezérlő számítógéphez kötve végeztem az adatok kinyerését.

IV.2.2. Kiértékelési módszer és zajforrások azonosítása

A mérési eredmények kiértékelését a vízhűtéses Ti:Sa erősítő esetén is alkalmazott Fourier-transzformációs módszer segítségével végeztem el. A spektrális fázist ennek megfelelően az interferogramból kinyert fázisgörbére polinomillesztéssel határoztam meg. Fontos azonban megemlíteni, hogy jelen esetben a mechanikai vibrációk jelentős fázisjárulékot eredményeztek. A kiértékelés hibájának csökkentése miatt elsőként másodfokú polinomot illesztettem a kinyert fázisgörbékre, amelyből meghatároztam az interferométer két karja közötti GDD különbséget. Majd ezt felhasználva, a fázisból kivonva a kapott GDD értékekből számolt másodrendű fázistagot, elsőrendű polinomot illesztettem a GDD-vel korrigált, immáron jó közelítéssel elsőrendű fázisgörbére, amelyből megkaptam a központi hullámhosszon a φ_0 spektrális fázist, illetve a GD értékét. Mivel az elsőrendű polinom illesztésével alacsonyabb kiértékelési hiba nyerhető az imént említett két mennyiségre, ez az eljárás minden mérési eredménynél felhasználásra került.

Tekintettel a $GD \cdot \omega_0$ zajára, amely jelentősen nagyobb értékű volt, mint a φ_0 esetén, a CEP csúszásának kinyerése az adatsorokból a (II.33) kifejezés segítségével hibás eredményeket szolgáltatott. Ennek oka, hogy a $GD \cdot \omega_0$ fázis tag zaja jellemzően közel kétszerese volt a φ_0 zajának, amely hamisan túl nagy CEP zajt eredményezett (IV.2.3. ábra).



IV.2.3. ábra 1000 impulzus φ_0 (a), illetve $GD \cdot \omega_0$ (c) zaja. A mérést 100 Hz ismétlési frekvencián végeztem. A fáziszaj eloszlását a nulladik rendű tagra (b), míg az elsőrendű tagra (d) részek szemléltetik histogramm formájában. Az φ_0 zajára 57,2 mrad, addig a $GD \cdot \omega_0$ zajára 92 mrad RMS adódott.

Ahhoz, hogy a spektrális fázis mellett a CEP értékét is meg tudjuk határozni a mért adatokból, tekintsük át az erősítés során fellépő azon effektusokat, amelyek az erősített impulzusok CEP-jét befolyásolhatják. Bár a kriogenikus hűtés rendkívül hatékony hőkicsatolási módszer, a mérések során használt 10 W átlagteljesítményű pumpálás még így is jól kimutatható hőmérsékletváltozást tud eredményezni a kristály pumpált térfogatában. A hőmérséklet-változás módosítja a kristály törésmutatóját, amely hullámhosszfüggése miatt CEP-változást is okoz. Tekintettel a mérésben jelen lévő GD-zajra, kismértékben az erősítő elrendezésben létrejövő légmozgás is hozzájárul a tükrök mozgásán túl a CEP változásához. A nemlineáris effektusokat tekintve két jelenséget érdemes megemlíteni, ezek a Kerr-effektus, valamint a populáció-inverzió által létrejövő törésmutató változás. Az erősítendő nyaláb átmérőjét az előbbi effektus elkerülése miatt úgy állítottam be, hogy az interferométerbe való belépés előtt egy teleszkóp segítségével 1 mm körüli értékre csökkentettem. Ezáltal, a vákuumkamra két ablakában, valamint a Ti:Sa kristályban felhalmozódó nemlineáris fázistolást elhanyagolható értékre csökkentettem, tekintve, hogy az impulzusok időben nyújtottak voltak, valamint a kristályban vett nyalábátmérő 400 μm -nél nem volt kisebb. Végül pedig megvizsgáltam a populáció inverzió hatását is, amire az irodalomban található adatok alapján azt találtam, hogy a törésmutató változása a vizsgált spektrális tartományon a hullámhossztól effektíve függetlennek tekinthető [172]. Emiatt az erősített impulzusok CEP-jét az inverzió nem, vagy csak elhanyagolható mértékben módosíthatja.

A mérések során kimutatható két főbb zajforrást az impulzusok CEP-jére nézve a kristály hőmérséklet változása, valamint az interferométerben lévő légmozgás és a tükrök rezgése jelentette. Az utóbbi esetén a levegőben terjedés hosszának változása eredményez CEP-változást. Az erősítő kristály pumpálása nélkül az optikai elrendezésben az utóbbi forrásból származik a CEP eltolódás, amennyiben

a kristály hőmérséklete állandó értéken van tartva, amely a kísérlet során jól teljesül is. Ebben az esetben a CEP eltolódását a (II.13) és (II.21) kifejezések alapján elsőrendű közelítésben a

$$\Delta\varphi_{CE,vibráció} = \Delta\varphi_0 \cdot \left(1 - \omega_0 \frac{\Delta GD}{\Delta\varphi_0} \Big|_{levegő} \right) \quad (IV.1)$$

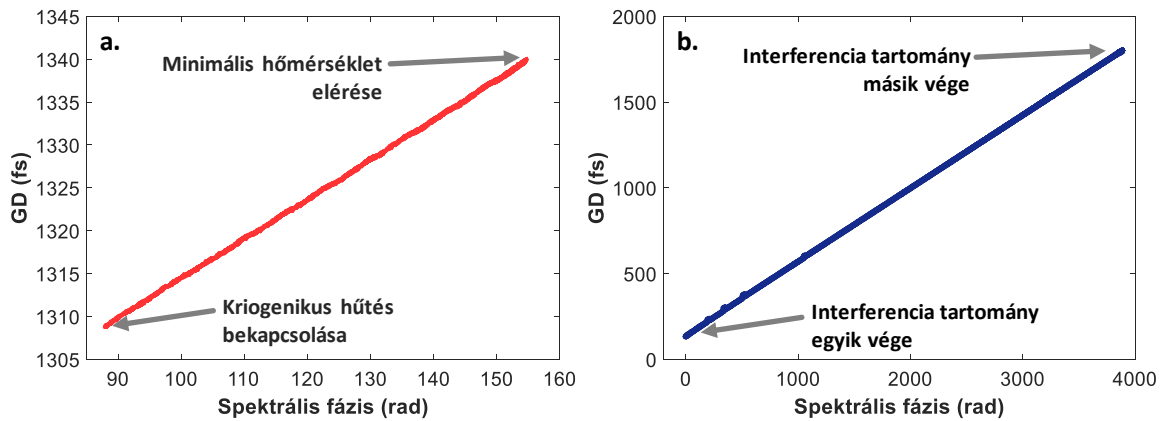
formulával kapjuk. Fontos, hogy az elsőrendű közelítés alkalmazása a relatíve szűk spektrális tartomány miatt elhanyagolható hibát eredményez. A (IV.1) kifejezésre vonatkozóan a (II.21) egyenlet alapján levezethető a GD és a φ_0 viszonyára a

$$\frac{GD}{\varphi_0} = \frac{1}{\omega} + \frac{1}{n_{levegő}(\omega)} \frac{dn_{levegő}(\omega)}{d\omega} \quad (IV.2)$$

alakú formula, ahol $n_{levegő}(\omega)$ a levegő frekvenciafüggő törésmutatója. Az ω_0 központi frekvencián (IV.2) kifejezésből megkapható a $\Delta GD/\Delta\varphi_0$ együttható értéke, amelyre 424,7 as/rad adódik. Észrevehető, hogy ez a hányados határozza meg a φ_0 és a GD csatolását. Hasonló módon, a Ti:Sa kristály pumpált térfogatának hőmérséklet-változása esetén elsőrendű közelítésben az előző egyenlettel megegyező alakú,

$$\Delta\varphi_{CE,termikus} = \Delta\varphi_0 \cdot \left(1 - \omega_0 \frac{\Delta GD}{\Delta\varphi_0} \Big|_{Ti:Sa} \right) \quad (IV.3)$$

formula adja a CEP eltolódásának értékét a mért spektrális fázis, illetve a hőmérséklet-változás esetén érvényes csatolási együttható felhasználásával. A (IV.1) és (IV.3) formulákban található együtthatókat két külön eljárás segítségével határoztam meg. Az erősítő kristály hőmérséklet-változásához rendelhető koefficiens értékét a kriogenikus hűtőfej bekapcsolási procedúrája során rögzített interferogramok kiértékeléséből kaptam. Mindezt oly módon, hogy a kristály lehűlése által bekövetkező GD változást a spektrális fázis központi hullámhosszon vett értékének függvényében ábrázoltam, majd a kapott görbére elsőfokú polinomot illesztettem (IV.2.4. ábra, (a) rész).



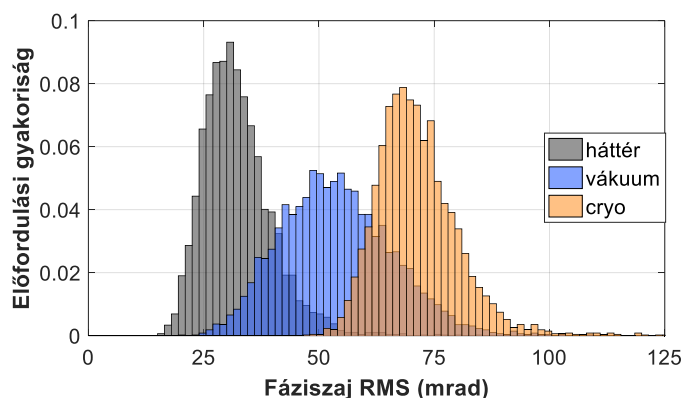
IV.2.4. ábra Csoportkéseletetés a 800 nm központi hullámhosszon mért spektrális fázis függvényében a kriogenikus hűtő bekapcsolási folyamata során (a), valamint a referenciakarbantálalható lineáris eltoló pozíciójának egyirányú változtatása közben (b).

Ezek után a vibrációhoz köthető együtthatót pedig az interferométer referencia karjában lévő lineáris eltoló egyirányú mozgásával egyidejűleg rögzített interferogramok termikus esetben már leírt módon való kiértékelésével határoztam meg (IV.2.4. ábra, (b) rész). A $GD(\varphi_0)$ görbéket 200 Hz ismétlési

frekvenciájú, 20 μJ energiájú impulzusok segítségével mértem meg. A kriogenikus hűtő bekapcsolási folyamata során végzett mérésből származó adatokra illesztést végezve, a meredekségre $462,4 \text{ as/rad} \pm 0,1 \text{ as/rad}$ adódott. Ez a $(\Delta G D / \Delta \varphi_0)_{Ti:Sa}$ együttható megadja a hőmérséklet-változás esetén érvényes csatolást a GD és a φ_0 között. Hasonló módon, a lineáris eltoló lassú mozgatásával kapott adatokra illesztve a $(\Delta G D / \Delta \varphi_0)_{levegő}$ együtthatóra $427,1 \text{ as/rad} \pm 0,1 \text{ as/rad}$ adódott. Az így kapott együttható értéke jó egyezést mutat a (IV.2) kifejezésből számolt értékkel. A CEP zajának meghatározását a későbbiekben ezen együtthatók felhasználásával végeztem el.

IV.2.3. Vákuum- és hűtőrendszer hatásainak mérése

Mint minden mérési rendszer esetén, jelen esetben is elsőként a Michelson-interferométerben inherens módon jelen lévő spektrális fáziszajt kellett meghatároznom, amely a mérések detektálási határát adja meg. Ehhez az elrendezés három különböző működési állapotában végeztem méréseket az erősítő kristály pumpálása nélkül: elsőként a mérendő impulzusok úgy haladtak át az interferométeren, hogy a rendszer passzív volt („háttér”); majd az elővákuum-szivattyút és a turbó pumpát bekapcsolva és megvárva azok normális üzemi paramétereinek beállítását („vákuum”), végül a vákuumrendszerek működése mellett bekapcsolva a kriogenikus hűtőegységet, és megvárva a minimális hőmérséklet elérését („cryo”) küldtem át az impulzusokat az elrendezésen. Az ilyen módon felvett spektrális interferencia kiértékeléséből kapott φ_0 zaját a IV.2.5. ábra szemlélteti.

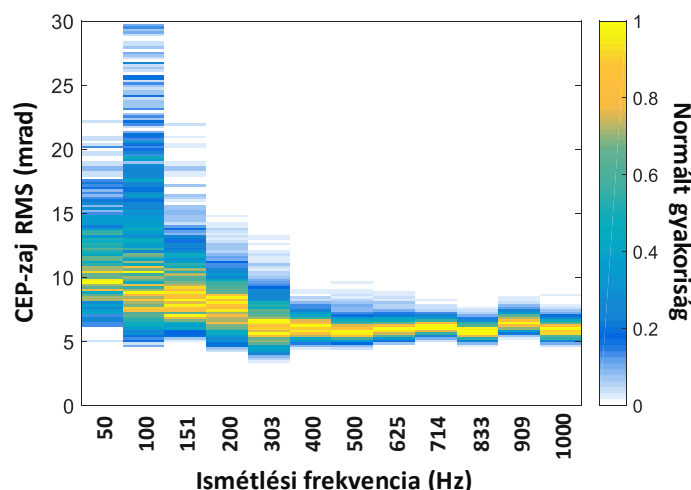


IV.2.5. ábra Spektrális fáziszaj eloszlása három különböző esetre: háttér (szürke), vákuum rendszerek üzemelése (kék) és a kriogenikus hűtőegység (és a vákuum rendszereké) működése során (sárga).

A mérések elvégzéséhez 16 μJ energiájú impulzusokat küldtem be az interferométerbe 1 kHz ismétlési frekvenciával, hogy kellő mennyiségű adatot tudjak gyűjteni rövid idő alatt a rendszer hosszabb távú változásainak elkerülése miatt. A kiértékelés során az 1 kHz-es impulzussorozatból 100 impulzusos periódusokat kiválasztva számoltam ki a fáziszaj RMS értékét, majd a teljes adatsorra nézve meghatároztam a kapott RMS értékek eloszlását. Az első működési fázisban (passzív stabilitás, nincs aktív eszköz) 32 mrad RMS fáziszaj volt mérhető, amely a mérési elrendezés alapzaját jelentette (IV.2.5. ábra, szürke hisztogram). Miután az elővákuum-szivattyút, illetve a turbó pumpát is üzembe helyeztem, a zaj 54 mrad RMS értékűre nőtt (IV.2.5. ábra, kék hisztogram). Végül a kriogenikus hűtő üzemelése során, amely kondíciók eléréséhez 30 percet kellett várnom a bekapcsolástól számítva, a fáziszaj már 72 mrad RMS értékre emelkedett (IV.2.5. ábra, sárga hisztogram). Mivel az egyes eszközök független zajforrásoknak tekinthetők, a fáziszaj járulékaik geometriailag összegződnek. Ez alapján meghatároztam, hogy a vákuum-rendszerek mintegy 43 mrad, addig a kriogenikus hűtőfej 47 mrad RMS fáziszajt eredményeznek egyenként. Mindezek pontos frekvenciaeloszlásaira vonatkozólag a IV.2.5. alfejezetben fogok kitérni.

IV.2.4. Ismétlési frekvencia és erősítés hatásai

Változtatva a mag- és pumpaimpulzusok ismétlési frekvenciáját megvizsgáltam, hogy az erősítőn való áthaladás miként változtatja meg a magimpulzusok CEP-zaját az egymást követő impulzusok között eltelt időtartam megváltozásának függvényében. A mérés során a 20 μJ energiájú magimpulzusok ismétlési frekvenciáját 50 és 1000 Hz között változtattam a lézerrendszer időzítő elektronikáját felhasználva (Thales Laser, Masterclock). A mérések során a Ti:Sa kristályt 10 mJ energiájú pumpaimpulzusokkal gerjesztettem, amelyek ismétlési frekvenciáját a magimpulzusokéval azonos módon változtattam. Minden esetben 10 körüli értékű erősítést hoztam létre a kristályon való kétszeri áthaladással. Minden ismétlési frekvencia esetén több mint $2 \cdot 10^5$ számú impulzus által létrehozott interferogram került rögzítésre, kivéve 50 Hz és 100 Hz frekvenciákon, amikor is a mérés ideje 20 percben lett maximálva a lézerrendszer hosszú távú változásainak kiküszöbölése miatt. A kapott φ_0 zajértékekből a (IV.2.1) és (IV.2.2.) formulákba a mért $dGD/d\varphi_0$ együtthatók behelyettesítésével meghatároztam a CEP-zaj hőmérsékleti és mechanikai eredetű értékét a különböző ismétlési frekvenciákon. Ebből az adódott, hogy a mechanikai eredetű járulék 50 Hz ismétlési frekvencián 0,79 mrad RMS értéket, addig a frekvenciát 1000 Hz-ig növelve már csak 0,39 mrad értéket szolgáltatott, és a két frekvencia között a zaj monoton csökkenést mutatott. Ez egyértelműen elhanyagolható mértékű CEP-zaj hozzájárulás egy lézerrendszer esetén. A termikus eredetű CEP-zaj járulék alakulását az ismétlési frekvencia függvényében a IV.2.6. ábra szemlélteti.

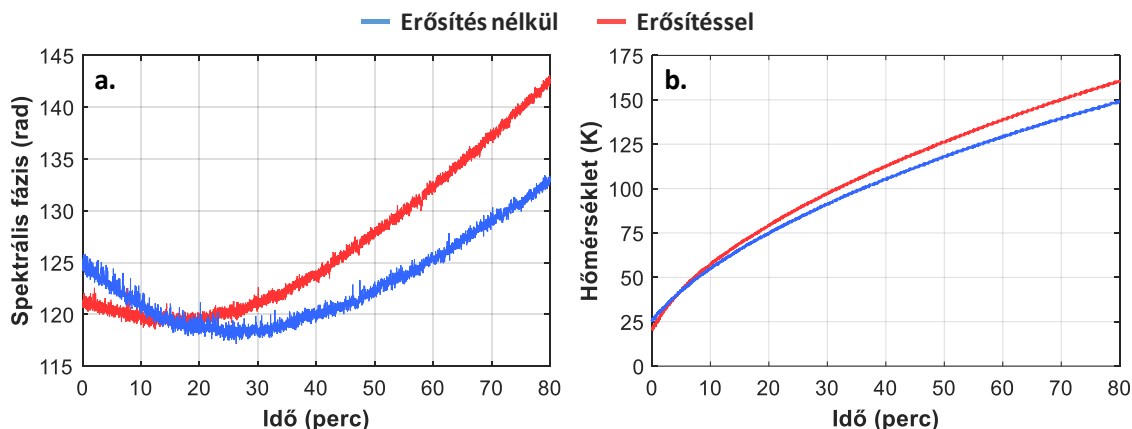


IV.2.6. ábra Termikus eredetű CEP-zaj eloszlás különböző ismétlési frekvenciák esetén. Az erősítő kristályt 10 mJ energiájú pumpaimpulzusok gerjesztették.

Az első fontos eredmény a IV.2.6. ábra alapján, hogy ugyanazon kiértékelést használva, ugyanazon 100 impulzusos periódusú átlagolással, a CEP-zaj eloszlása az alacsonyabb ismétlési frekvenciák irányában egyre kiszélesedik. Továbbá, az 50 Hz frekvencia felől haladva a nagyobb frekvenciák felé a CEP-zaj értéke csökken egészen 400 Hz-ig, amikor is az ismétlési frekvenciát tovább növelve a zaj értéke gyakorlatilag konstans marad. Mindkét jelenség azzal magyarázható, hogy az ismétlési frekvencia csökkentésével két egymást követő impulzus között egyre nagyobb időintervallum helyezkedik el, amely által egyre több zaj rakódik rá az impulzusokra. Ez mind a mechanikai, mind a termikus eredetű zajra egyúttal érvényes kijelentés. Fontos megjegyezni, hogy az előző fejezetben ismertetett vízhűtéses erősítő egyetlen átmenetére 50 Hz-en nagyobb, mintegy 18,7 mrad értékű termikus eredetű CEP-zajt mértem, míg jelen esetben 11,5 mrad körüli értéket kaptam a kétpasszos erősítőre vonatkozólag. Ez a különbség a valóságban nagyobb, hiszen a kriogenikus hűtés felhasználása miatt jelentősen megnőtt a

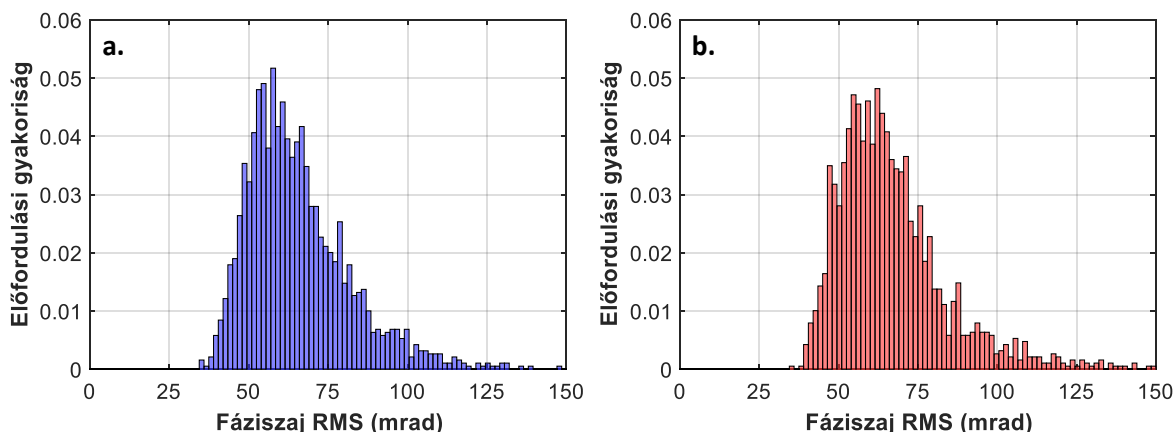
mérési elrendezés háttérzaja, amely miatt a CEP-zajra vonatkozóan kapott értékek felső becslésnek tekinthetők. Az eredmények alapján elmondható, hogy a kriogenikus hűtés a termikus eredetű CEP-zaj értékét a szobahőmérsékleten mérhető értékhez képest harmadára, vagy annál kisebbre limitálja.

Annak ismeretében, hogy a kriogenikus hűtőfej jelentős zajforrást jelentett, a mérés háttérzajának csökkentésével két kísérletet végeztem a pumpálás, azaz az erősítés folyamatának vizsgálatára. A kriogenikus hűtőegységet ugyanis a mérés kezdetén kikapcsolva megszüntettem a jelentősebb zajforrást, ugyanakkor a vákuum-eszközöket továbbra is működtetnem kellett azon okból, hogy a vákuum csökkenése ne okozzon kifagyást a kristály felületén. Az interferométert a két mérés során 20 μJ energiájú és 200 Hz ismétlési frekvenciájú impulzusokkal hajtottam meg, amikor is az utóbbi paraméter biztosította, hogy hosszabb mérési időtartam se eredményezzen túl nagy adatsort, de még kellő mennyiségű impulzust mérjünk le. A két mérés egyikét pumpaimpulzusok nélkül, míg a másikat azokkal végeztem (erősítés nélkül és erősítéssel). A mérés megkezdésekor a kriogenikus hűtés még aktív volt, megvárva a stabil minimális hőmérséklet beállítását, majd ezt követően lekapcsoltam a hűtőfejet. Ezáltal a mérés háttérzaját mintegy 20 mrad RMS értékkel csökkentettem. A kriogenikus hűtés kikapcsolásától számítva 80 percen át vettem fel az interferogramok alakulását, amelyeket kiértékelve a két esetre vonatkozólag a IV.2.7. ábra (a) részén látható görbéket kaptam a φ_0 értékére.



IV.2.7. ábra Spektrális fázis 800 nm-en mért értékének (a) és a kristálytartó hőmérsékletének (b) változása két esetben: erősítés nélkül (kék), illetve erősítés mellett (piros).

A spektrális fázis mérése mellett, azzal időben szinkronizált módon a vákuumkamrában lévő kristálytartó hőmérsékletét is monitoroztam (IV.2.7. ábra, (b) rész), amelyhez egy T-típusú termoelemet használtam fel. A mért adatok alapján a kristálytartó hőmérséklete 25 K körüli értékről a nem pumpált esetben 149 K-ig, míg pumpált esetben pedig 160 K-ig emelkedett. Mindeközben a IV.2.7. ábra (a) része alapján a φ_0 értéke is jelentősen eltolódott, a pumpaimpulzusok hőterhelésének köszönhetően eltérő módon. Ugyanakkor, ha megfigyeljük a két görbe zajszintjeit, az a két esetben azonosnak mutatkozik, sőt, a hőmérséklet mérés határában belüli megnövekedésével sem változott észrevehetően. Erről akkor bizonyosodhatunk meg, ha összehasonlítjuk a fázis zajának eloszlását a két esetben, amely a IV.2.8. ábrán figyelhető meg. Az erősítés nélkül, illetve erősítéssel mért eloszlások között nincs a mérés hibáján belül észrevehető különbség, azok lefutása mindkét oldalon megegyezik. A IV.2.8. ábra alapján elmondható, hogy a méréshatáron belül nincs szignifikáns hatása a Ti:Sa kristály pumpaimpulzusokkal való felgerjesztésének és energiakicsatolásának a magimpulzusok spektrális fáziszajának eloszlására a vizsgált hőmérsékleti tartományban. Ez azt is jelenti, hogy az általam használt rendkívül stabil pumpalézer impulzusai nem növelték meg mérhető módon a spektrális fázis zaját a populáció inverzió által okozott törésmutató-változás révén.



IV.2.8. ábra Spektrális fázis 800 nm-en mért zajának eloszlása erősítés nélkül (kék) és erősítés mellett (piros).

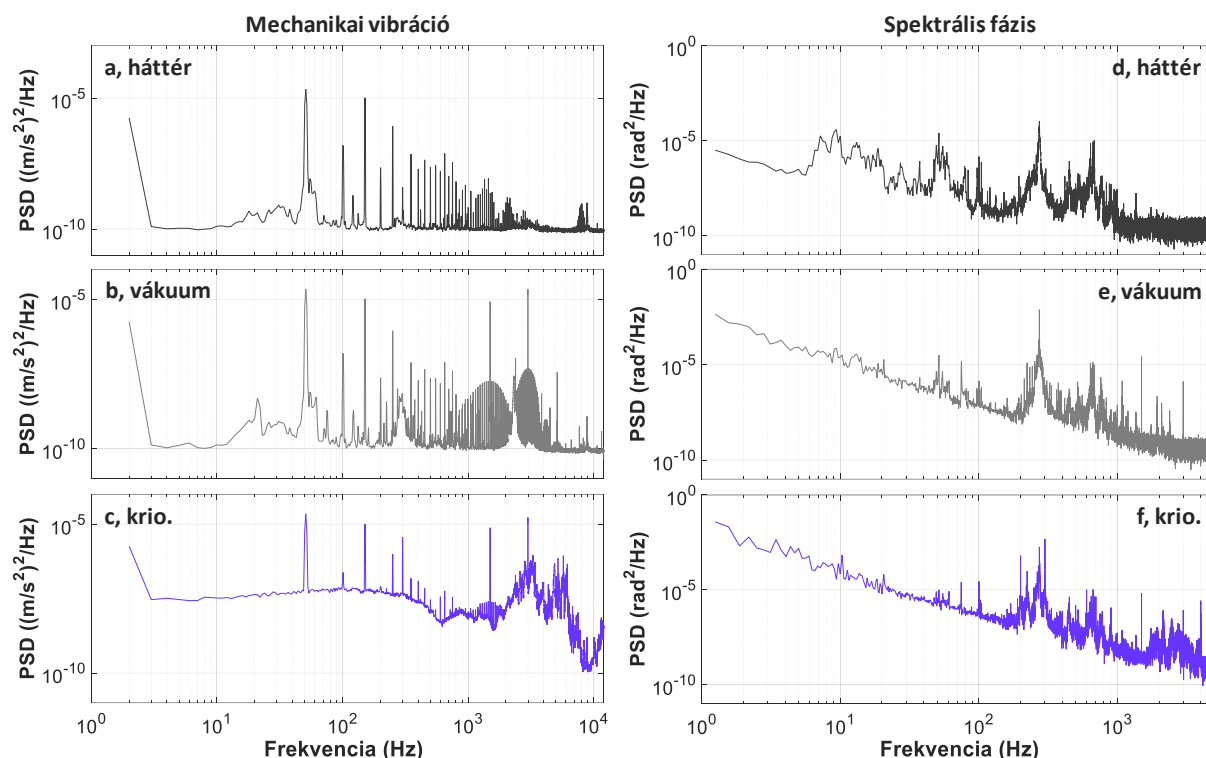
Továbbá, a IV.2.8. ábrán láthatóak alapján a különböző ismétlési frekvenciákon mért termikus és mechanikai eredetű CEP-zaj értékek felső becsléseknek tekinthetők.

IV.2.5. Rezgési- és optikai zajspektrumok összehasonlítása

A mérési elrendezésben jelen lévő mechanikai eredetű zajforrások beazonosítása alapvető fontosságú ahhoz, hogy megállapítsuk azon zajkomponensek eredetét, amelyek a mérendő impulzusok spektrális fázisára is ráakódnak. Ehhez a IV.2.1. alfejezet végén említett gyorsulásmérőt használtam fel, amit az interferométer közelében elhelyezve, és az interferogramok felvételéhez időben szinkronizálva végeztem méréseket. A gyorsulásmérő 24 kHz frekvenciával mintavételezett, amely a Nyquist-Shannon mintavételezési elv szerint 12 kHz-ig enged betekintést a mechanikus rezgések frekvenciaspektrumába. A mérésből kapott adatsorok minden másodpercen FFT-algoritmust végigfuttatva, majd az átlagos *spektrális teljesítménysűrűséget* (*Power Spectral Density, PSD*) kiszámolva megkaptam a vibrációs spektrumot az interferométer különböző működési szakaszaira vonatkozólag (IV.2.9. ábra, (a-c) rész). Háttérként (IV.2.9. ábra, (a) rész) az 50 Hz-es elektronikus hálózathoz származó zajt, annak felharmonikusait, valamint az asztal és az optikák rezgéseit lehet felfedezni, amelyek közül az utóbbiak a laboratórium padlójából származnak (épületbeli rezgések). A vákuum-rendszerek üzemelése során legfőképpen a turbó pumpa rotorjának forgási frekvenciája (1500 Hz) és annak felharmonikusai ismerhetők fel egyértelműen újabb zajforrásként (IV.2.9. ábra, (b) rész). Végül a kriogenikus hűtés működtetése esetén a teljes zajspektrum megemelkedett, valamint jól kivehetően megjelent egy megközelítőleg 2-5 kHz frekvenciatartományon jelentős zajnövekmény (IV.2.9. ábra, (c) rész), továbbá néhány 1 kHz frekvencia alatti csúcs is kiemelkedett az alapzajhoz képest, amelyek az optomechanikai komponensek sajátfrekvenciái lehetnek.

A megfelelő összehasonlítás elvégzéséhez a zaj spektrális eloszlását az interferogramokból is meghatároztam a következő módon. Az interferométert a teljes lézerrendszeren átküldött oszcillátor impulzusokkal kivilágítva vettem fel az interferogramokat. A jelszint csökkenése miatt a mért nyalábot ráfókuszáltam a spektrométer belépő részére egy 200 mm fókusz távolságú akromatikus lencse segítségével. A kiolvasás 10 kHz sebességre limitálta a mintavételezést, amely 3,2 s időtartamig történt az NI Max szoftver [173] segítségével. Ebben az esetben a mintavételezési törvény szerint 5 kHz frekvenciáig tudtuk vizsgálni a zaj spektrumát. Számos mérés adatait összesítve, majd a kiértékelésből nyert φ_0 adatsorokat FFT-algoritmussal feldolgozva és PSD-t számolva a IV.2.9. ábra (d-f) részén látható eredményeket kaptam. Megvizsgálva a IV.2.9. ábra (d) részét, az interferométer háttérzajában csúcsok figyelhetők meg 280 Hz és 600 Hz körül. Mindkét csúcs az optomechanikai komponensek

mechanikai rezonanciáinak köszönhető, amelyek közül a 600 Hz körüli csúcs a gyorsulásmérővel kapott spektrumban is felfedezhető.



IV.2.9. ábra Spektrális teljesítménysűrűség a gyorsulásmérővel rögzített vibrációs jelből, valamint az interferométer kimenetén mért spektrális fázisának zajából FFT-vel nyert adatokból a mérési elrendezés különböző működési szakaszaiban: háttér (a és d), vákuum eszközök működése (b és e), valamint a kriogenikus hűtőegység operációja (és vákuum eszközök) során (c és f).

A turbó pumpa felpörgési szakaszában a vezérlő elektronikáján végigkövetett forgási frekvenciaértékek alapján 600 Hz körül a kísérletek során a teljes elrendezés jól hallhatóan berezonált, amely azt mutatja, hogy ezen a frekvencián az elrendezésnek sajátfrekvenciája van. Az elővákuum-szivattyú működési paramétereit és a turbó pumpa teljes forgási frekvenciáját elérve az interferogramokból nyert zajspektrumban is jól kivehető a turbó forgási frekvenciája, illetve annak felharmonikusai (IV.2.9. ábra, (e) rész). A kriogenikus hűtés működése során pedig jól beazonosítható a vibrációs spektrumban is látott 2 kHz és 5 kHz közötti szélessávú zaj, amely tehát egyértelműen a kriogenikus hűtőfejben áramló hélium mozgásának tulajdonítható. A IV.2.9. ábra (a-c) részein 10 kHz frekvencia körül látható csúcsok mérési hibák, ugyanis a rezgésmérő érzékenysége ezen a frekvenciatartományon már jelentősen változik.

IV.2.6. Diszkusszió

A kétpasszos erősítő elrendezésben a Ti:Sa kristály pumpálása nélkül megmérve a magimpulzusok spektrális fázisának zaját az SRI módszerrel megkaptam a vákuum- és kriogenikus hűtőeszközök fáziszaj járulékait, amelyeket egy kriogenikus hűtésű erősítő tervezésénél figyelembe kell venni. Mind a vákuum-, mind pedig a hűtési technika jelentős mechanikai vibrációt eredményez, amely az erősítőbeli úthosszváltozás révén GD fluktuációkat okoz. Ez többszörös erősítés és koherens nyalábkombináció esetén jelentős problémát okozhat. Továbbá, a tervezés során figyelembe kell venni, hogy a minimális hőmérséklet elérése, valamint a nagy átlagteljesítményű pumpálás esetén más-más fázisviszonyok jönnek létre az erősített impulzusokban.

A hőmérséklet változásából, valamint a mechanikai vibrációkból (levegőben való terjedés hossza) származó CEP-zaj frekvenciafüggése a vízhűtéses erősítés során mért tendenciához hasonló lefutást mutatott. Ugyanakkor, az extrém hatékony kriogenikus hűtésnek köszönhetően a termikus eredetű CEP-zaj értéke jelentősen lecsökkent. Az erősítés nélkül és erősítés mellett mért spektrális fáziszajban nem találtam detektálható különbséget, ami azt mutatja, hogy a kriogenikus hűtés mellett stabil pumpalézer segítségével a termikus zaj kiküszöbölhető. A B-integrál értéke a mérés során elhanyagolható mértékű volt, amit a nyalábméretek megfelelő megválasztása, az alacsony impulzusenergia, valamint a nyújtott impulzusok alkalmazása biztosított.

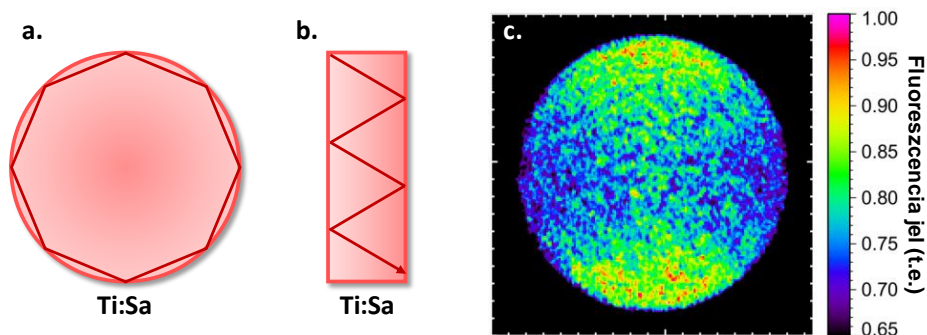
A 10 kHz frekvenciának megfelelő mintavételezéssel végzett interferometrikus méréseket az optikai elrendezés közelében, az optikai asztalhoz rögzített gyorsulásmérővel kapható rezgésértékek spektrumával hasonlítottam össze. A PSD spektrumokból egyértelműen felismerhetőek voltak a turbó pumpa rotorjának rotációs frekvenciája, illetve annak felharmonikusai, valamint a kriogenikus hűtő 2 és 5 kHz közötti frekvenciasávban található zajkomponensei. Megfigyelhető volt továbbá, hogy 1 kHz frekvencia alatt több, az optomechanikai komponensek sajátfrekvenciájának megfelelő csúcs is jelentkezett.

A mérések eredményei rámutattak azokra a problémákra, amikkel egy kriogenikus hűtésű, nagy átlagteljesítményű Ti:Sa erősítő megvalósításra során különös figyelmet kell fordítani, hogy a spektrális fázis és a CEP stabilitása ne romoljon le számottevő módon. A jelenleg elérhető fázisstabilizáló rendszerek ugyanis csak limitált sávszélességgel képesek a CEP zajkomponenseinek kompenzálására.

- T2.a.** Meghatároztam egy kriogenikus hűtésű Ti:Sa erősítő spektrális fáziszaját a vákuum-, illetve a hűtőrendszerek működési szakaszainak függvényében. A vákuum-, és a kriogenikus rendszerek spektrális fáziszaj járulékára is 50 mrad RMS körüli értéket kaptam [TP2]. A spektrális fázis zajspektrumát összehasonlítottam az optikai elrendezés mechanikai rezgéseinek frekvenciaeloszlásával, amely alapján azonosítottam a főbb zajforrásokat.
- T2.b.** Megmértem az erősített impulzusok spektrális fáziszaját az ismétlési frekvencia függvényében. Meghatároztam a CEP termikus és mechanikai eredetű zajának statisztikai eloszlásait. A termikus eredetű CEP-zajra 12 mrad RMS alatti, addig a mechanikai eredetű fáziszajra 1 mrad alatti értékeket kaptam [TP2].

IV.3. Ultranagy csúcsteljesítményű impulzusok előállítása Ti:Sa korongerősítőkben

A CPA rendszerek esetében ismertetett impulzusnyújtás és összenyomás szükséges, de nem elégséges feltétele az impulzusok hatékony erősítésének, a nemlineáris fázistolás minimalizálásának, illetve az optikák sérülésektől való megóvásának. Az impulzusok energiasűrűsége szintén fontos paraméter, amelynek az erősítők hatékony működése esetén a telítődési értékhez közelinek kell lennie. Emellett a lézerrendszer optikái sem terhelhetőek tetszőleges energiasűrűségű impulzusokkal, különösen igaz ez az impulzuskompresszorok diffrakciós rácsaira. A CPA és DCPA rendszerekben az erősített impulzusok energiájának jelentős növelése így a pumpa- és az erősítendő nyalábok, valamint a lézerrendszerben található optikák átmérőjének növekedését követeli meg. Ennek köszönhetően a 100 TW körüli csúcshintettségű impulzusok előállítására alkalmas Ti:Sa alapú erősítő rendszerek esetén már nagy apertúrás (>3 cm átmérő) kristályokat használnak a végerősítő fokozatokban. A megnövekedett apertúra révén a transzverzális irányban jelentősen megnőtt erősítés értéke felülmúlhatja a longitudinális irányút (az átmérő nagyobb a kristály hasznos vastagságánál), amely hatására parazita effektusok léphetnek fel. Amennyiben az ASE aktív közeg pereméről való visszaverődéseire zárt kör alakul ki, azaz egy rezonátor jön létre a kristályon belül, és az erősítés értéke elegendő a veszteségek leküzdésére, parazita oszcillációkat kapunk. Számos különböző oszcillációs módus jöhet létre az erősítő közegben, amelyek fellépése erősen függ a közeg felületeinek reflexiók együtthatójától [52,174]. Nagy apertúrás kristályok esetén a nagy úthossz miatt a *transzverzális irányú parazita oszcillációk* (*transverse parasitic generation, TPG*) a leginkább káros hatásúak, mivel ezekre különösen nagy erősítés jöhet létre (IV.3.1. ábra, (a) rész). A parazita lézerműködés az erősítő közegből nem kívánt energiakicsatolást eredményez, amely az erősítendő impulzusok által érzékelt térbeli erősítési profilt jelentősen lerontja (IV.3.1. ábra, (c) rész), és ez az effektus a növekvő átmérővel egyre erőteljesebbé válik [175].



IV.3.1. ábra Gyűrű típusú TPG a kristályban, felülnézetből (a). TASE lehetséges útvonala a kristályban, oldalnézetből (b). Mért fluoreszcencia eloszlás egy 52 J energiájú impulzussal pumpált Ti:Sa kristályban, ahol a két szélen horizontális irányban lévő, kézzel jelölt foltok TPG jelenlétére utalnak [176].

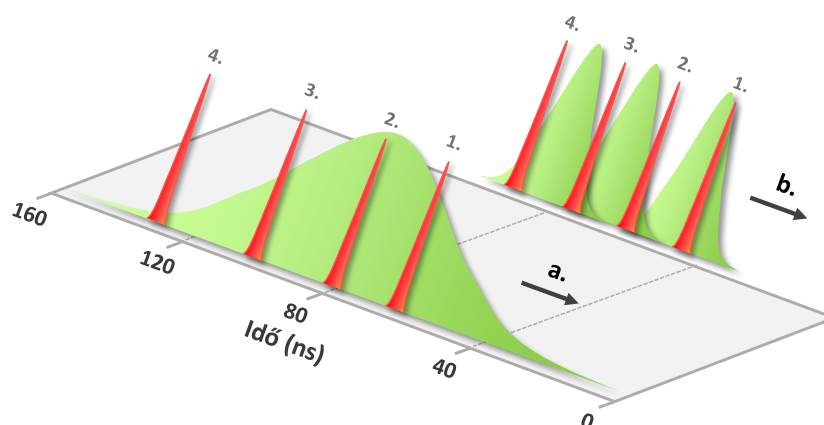
A kristály apertúrájának növekedésével a TPG-nél még inkább jelentős korlátozást jelent az erősítésre vonatkozóan a *transzverzális irányban fellépő erősített spontán emisszió* (*transverse amplified spontaneous emission, TASE*), amely a kristály peremének reflexióját jelentősen lecsökkentve is fellép (IV.3.1. ábra, (b) rész) [177]. A TASE az erősítő közeg átmérőjének és vastagságának arányától, a longitudinális erősítés értékétől, illetve a felületi normálissal bezárt szögtől függően különböző mértékben csökkenti a tárolt energiát. A parazita effektusok elnyomását a gyakorlatban a kristály pereméről származó reflexiók csökkentésével oldják meg: az erősítő közeg peremén, annak törésmutatójához illesztett törésmutatójú abszorpciós hatású polimer vagy folyadék elhelyezésével a perem reflexiói jelentősen mérsékelhetőek [175,176,178,179]. A TPG hatás küszöbét ilyen technikával

hatékonyan lehet megnövelni, azonban a TASE küszöb az apertúra növelésével továbbra is limitálja a kicsatolható impulzusenergia értékét.

A Ti:Sa erősítőkben kicsatolható impulzusenergia, illetve az ismétlési frekvencia növelését a pumpaimpulzusok átlagteljesítményének emelkedése révén limitálja a kristályban fellépő hőterhelés is. Miután a lézeraktív közeg elnyeli a pumpaimpulzusok energiáját, a gerjesztett szintről termikus relaxációval, azaz fononok keletkezésével, továbbá a nem sugárzásos átmenettel a gerjesztett állapotból az alapállapot felé, valamint az alapállapotba való termikus relaxációval hő disszipálódik a kristályban [180]. Az így keletkező hőmérsékletprofil az erősítendő nyaláb hullámfrontját jelentősen torzítja, és termikus lencsét eredményezhet, amely megváltoztatja a nyaláb paramétereit. A termikus lencse által az erősítő közeg, illetve az erősítő, illetve az azt követő alrendszerek optikai sérülhetnek a lokálisan fellépő túl nagy energiasűrűség miatt [181].

IV.3.1. Pumpálás közbeni energiakicsatolás korongerősítőben

A transzverzális lézeraktivitás mérséklésére a gyakorlatban használt törésmutató illesztett abszorber hatékonyága az erősítő kristály átmérőjének növelésével egyre csökken. Emiatt a nagyenergiájú Ti:Sa erősítőkben a szokványos erősítési folyamat megváltoztatását javasolták [182]. Hagyományos esetben az erősítő kristályt felgerjesztjük a felső, lézeraktív energiaszintre egy pumpaimpulzus abszorpciója révén, az erősítendő impulzus első átmenete előtt. Ezt követően több passz segítségével ürítjük ki a közegben tárolt energiát. Ez a folyamat néhány cm apertúrájú erősítő kristályokig hatékonyan alkalmazható, azonban amint a kristály apertúrája meghaladja a vastagságát, a parazita effektusok megjelenésével leromlik az erősítő hatékonyága. A pumpálás és az energiakicsatolás időzítésének újrahangolásával a probléma jelentősen mérsékelhető: az erősítő közeget elsőként felpumpáljuk a TPG vagy TASE által meghatározott küszöb populáció inverzióig, majd energiát csatolunk ki az erősítendő impulzus első átmenetével, amit követően tovább pumpáljuk a közeget ismét a parazita küszöb, majd a következő erősítendő impulzus átmenettel energiát csatolunk ki, és így tovább (IV.3.2. ábra). A módszert *pumpálás közbeni energiakicsatolásnak* (*extraction during pumping, EDP*) nevezzük [177,182].



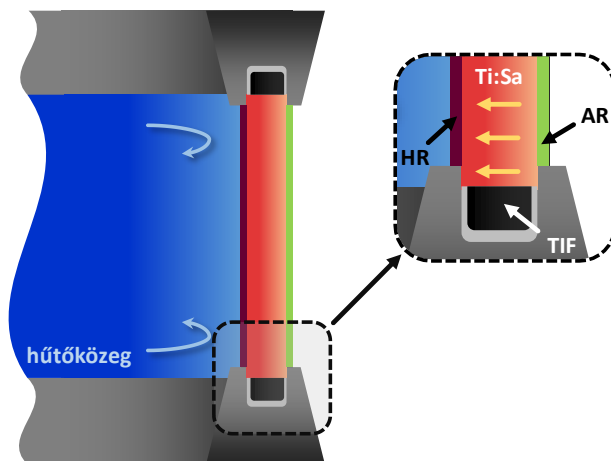
IV.3.2. ábra EDP típusú erősítés folyamatának idődiagramja két esetre, amikor egy hosszabb (~100 ns félértékszélesség) pumpaimpulzus (a), vagy több rövidebb (~5-40 ns félértékszélesség) pumpaimpulzus gerjeszti az erősítő közeget. Az erősítendő impulzusok közegen való áthaladásának optimális időzítését a parazita küszöb elérése határozza meg.

A pumpaenergia konvencionálistól eltérő időbeli megosztása azt eredményezi, hogy a TPG és a TASE nem tud jelentős mértékben megnövekedni az egyes erősítendő impulzus átmenetek között, amely így megakadályozza a populáció inverzió nem kívánt lecsökkenését a kristály pumpált térfogatában. Az

EDP módszer hagyományos, törésmutató illesztett abszorber peremen való kombinált használatával nagymértékben csökkenthető a TPG és a TASE hatása [12,183].

Számos alkalmazáshoz a nagyenergiájú impulzusok 100 TW - PW csúcsteljesítménye mellett a jelenleg elérhetőnél jóval nagyobb ismétlési frekvencia is szükséges. Ez azt jelenti, hogy mind az erősített, mind pedig a pumpaimpulzusok átlagteljesítménye néhányszor 100 W-tól a néhány kW értékig is megemelkedhet. A legnagyobb problémát az utóbbi jelenti, ugyanis az erősítő közeg hőterhelése már néhányszor 10 W esetén is jelentős hullámfront torzulásokat okozhat. A megnövekedett hőterhelést a konvencionális, nyaláb irányára nézve transzverzális hőkicsatolás, vagyis az általában használt hengeres geometriájú Ti:Sa kristályok palástja mentén történő hűtés nem képes kompenzálni. A II.2.6. alfejezetben ismertetett koronglézerek esetén alkalmazott geometria viszont éppen a nagy átlagteljesítményű lézerműködés során fellépő hőterhelés kezelésére lett kifejlesztve. A koronglaser geometriát mindeddig jellemzően csak az Yb-mal adalékolt erősítő közegek esetén alkalmazták oszcillátorokban és erősítőkben. A Ti:Sa 35 W/(m·K) szobahőmérsékleti hővezetési tényezője és 220 nm körüli emissziós sáv szélessége a koronglézerekben leginkább használt Yb:YAG kristály 11 W/(m·K) hővezetéséhez és 11 nm széles emissziós sávjához képest jelentős javulást eredményezhet egy koronglaseres elrendezésben alkalmazva. A Ti:Sa koronglaser geometriában való alkalmazásával potenciálisan ultranagy csúcsintenzitású impulzusokat állíthatunk elő, még hozzá korábban elérhetetlen átlagteljesítmény mellett.

Fontos azonban, hogy a szóban forgó 100 TW csúcsteljesítményű rendszerek esetén szükséges 3-5 cm kristály apertúrára nézve a korong geometriával éppen a IV.3.1. alfejezetben említett TPG és TASE limitációk lépnének fel. Emiatt a korong geometria előnyének kihasználásához szükség van a transzverzális lézeraktivitás egyidejű mérséklésére is. Ennek fényében kutatótársaimmal az EDP időzítési eljárás és a koronglaser geometria egyidejű alkalmazását javasoltuk a 100 TW és annál nagyobb csúcsteljesítményt biztosító Ti:Sa végerősítők esetére. Egy lehetséges *EDP-korongerősítő* (*extraction during pumping – thin disk, EDP-TD*) lézerfejének egyszerűsített képét a IV.3.3. ábrán vázoltam fel.



IV.3.3. ábra Egy lehetséges EDP-TD erősítő modul sematikus képe. A sárga nyilak a hőterjedés irányát jelölik. Belenagyítva az ábra jobb alsó részébe, HR nagy reflexiójú, AR pedig alacsony reflexiójú dielektrikum réteget jelöl a pumpa- és az erősítendő jel hullámhosszaira optimalizálva, és TIF törésmutató illesztett abszorber folyadék a kristály peremén.

A IV.3.3. ábrán látható erősítő modul esetén a Ti:Sa korong első oldala AR, míg hátsó oldala HR bevonattal van ellátva a pumpa (532 nm) illetve az erősítendő impulzus (700-900 nm) hullámhossztartományára. Ennek megfelelően az erősítő közeg aktív tükröként funkcionál: mind a

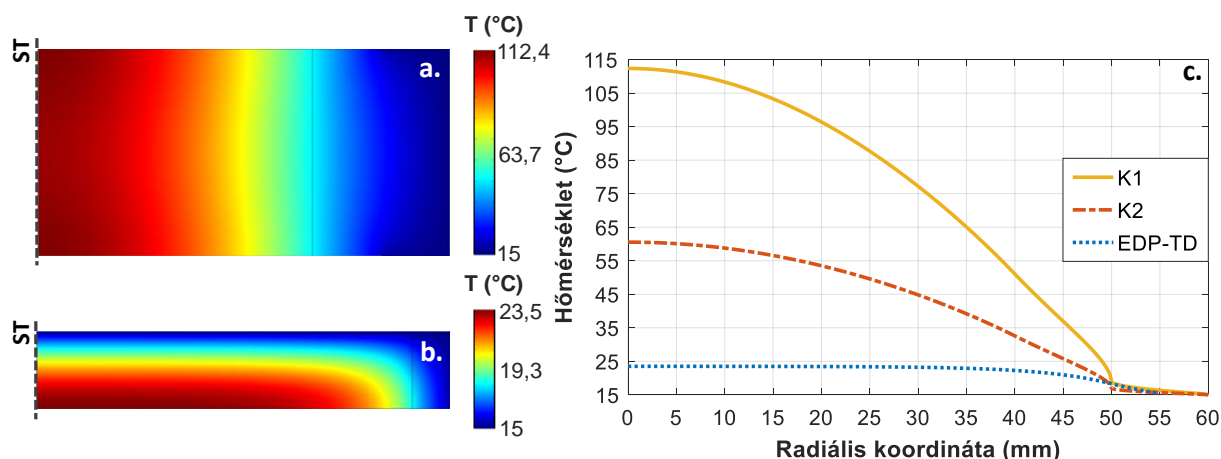
pumpa, mind pedig az erősítendő impulzusok áthaladva a kristályon visszaverődnek a hátsó felület HR rétegéről. Az így kapható erősítő elrendezés geometriája egy hagyományos korongerősítőhöz képest jelentősen egyszerűbb lehet. Ennek oka, hogy egyrészt a Ti:Sa korong a több 10 mm-es átmérője miatt akár több mm-es vastagsággal is rendelkezhet, valamint a kristály abszorpciós hatáskeresztmetszete jóval nagyobb a szokásos koronglézerek aktív közegeinél mérhetőknél. A pumpaimpulzusok kívánt mértékű abszorpciójának elérése - amely jellemzően 90-95% - ebből következően csupán néhány átmenettel megoldható, szemben az Yb:YAG koronglézereknel megszokott néhányszor tíz átmenettel. Az elrendezés egyszerűsödésének másik oka, hogy a Ti:Sa erősítési hatáskeresztmetszete is jóval nagyobb a tipikus koronglézer közegekéénél, így a nagyobb egy passzban kialakuló erősítés miatt elegendő 4-6 átmenet megvalósítása a tervezett energiakicsatolás eléréséhez. A IV.3.3. ábrán észrevehető, hogy a kristály peremén helyet kapott a törésmutató-illesztett abszorber is, amely jelenleg folyadék halmazállapotban áll rendelkezésre, ezért a kristály szélénél a befogatásban kialakított csatornában kaphat helyet.

IV.3.2. EDP-TD erősítő termikus modellje

Az EDP-TD módszer konvencionális erősítőkkel szembeni előnyeinek demonstrációjához egy kétdimenziós numerikus modellt építettem *végeselem módszerrel (finite element method, FEM)*, a COMSOL Multiphysics [184] szoftver segítségével. A modell felhasználásával a Ti:Sa kristályban a pumpaimpulzusok abszorpciója által kialakuló stacionárius hőmérséklet-eloszlást határoztam meg. Tekintettel arra, hogy a legkorszerűbb PW osztályú Ti:Sa erősítők esetén vízhűtéssel 1-10 Hz ismétlési frekvencia érhető el, érdemes az EDP-TD módszert ilyen paraméterekkel rendelkező konvencionális erősítőkkel összevetni. Ehhez egy 2 PW csúcsteljesítményű impulzusok előállítására alkalmas, 120 J energiával 10 Hz ismétlési frekvencián pumpált végerősítő fokozatot vizsgáltam, amit konvencionális és korong geometriájú hűtéssel is szimuláltam. A modell csak a Ti:Sa kristályt, és a befogatást tartalmazta. A hűtött felületen konstans hőmérsékleti peremfeltételt vettem fel, jelentősen leegyszerűsítve a termikus probléma megoldását. Tekintettel a hengeres szimmetriára, a hőmérséklet eloszlását csupán a kristály felére kellett kiszámolnom. A hűtés hőmérsékletét mindkét esetben a vízhűtéses lézerek esetén tipikus 15 °C-ra állítottam be. A pumpaimpulzusok 95%-os abszorpcióját a konvencionális erősítő esetén kétoldali pumpálással egy passzban, addig a EDP-TD erősítő esetén a IV.3.3. ábrán felvázolt aktív tükröként funkcionáló elrendezés szerint, egyoldali pumpálással és két átmenettel (effektíve négy) értem el. A pumpaimpulzusok hőterhelését a kristályban a Függelék XI.1. alfejezetében található (XI.8) egyenletek felhasználásával adtam meg. Ehhez a konvencionális erősítő esetén egy 3 cm vastag és 12 cm átmérőjű, addig az EDP-TD erősítőre egy 1 cm vastag és 11 cm átmérőjű kristályt vettem fel a modellben. A Ti:Sa kristály hőmérsékletfüggő paramétereit a COMSOL Material Library [185] szoftverrészlet zafír anyagra vonatkozó értékeinek felhasználásával adtam meg. A szoftver által tartalmazott paramétereket összevettem az irodalomban foglaltakkal, és meggyőződtem róla, hogy azok a modellezett hőmérséklet-tartományra helyesek [75,186,187].

A konvencionális erősítő kristályának hűtött pereme a IV.3.4. ábra (a) részének jobb oldala volt, amely az erősítő közeg oldalsó felületét jelentette. Továbbá, a kristály befogatását is figyelembe vettem, amely az 50 mm radiális koordinátától eredményez változást a hőmérséklet alakulásában (IV.3.4. ábra, (c) rész). Az EDP-TD erősítő esetén a IV.3.4. ábra (b) részén a felső oldal volt a hűtött perem. A IV.3.4. ábra (a) és (b) részén látható kétdimenziós hőmérséklet-eloszlásokról leolvasható, hogy a csúcshőmérséklet, valamint a radiális irányú hőmérséklet-gradiens értéke is rendkívül eltérő a két esetre. Utóbbi még inkább egyértelművé válik a IV.3.4. ábra (c) részén vizualizált görbék alapján. A

pumpaimpulzusok abszorpciójából származó hőterhelés esetén az erősítés hatásfokát is figyelembe vettem, amely a konvencionális erősítőben 40%, addig az EDP-TD modul esetén 60%-nak volt feltételezve. A konvencionális erősítés esetén a kristály oldalsó felületén való hűtés jól láthatóan jelentős hőmérséklet-különbséget eredményez a közeg centruma és szélei között, amely jelentős termikus lencsét eredményezne egy valódi erősítőben már egyszeri áthaladásra is. Ezt lehetséges úgy csökkenteni, hogy egy erősítő elrendezésben két lézerfejet helyeznek el, amely révén két kristály között oszlik meg a nagy fűtőteljesítmény.



IV.3.4. ábra Kétdimenziós hőmérséklet-eloszlás a konvencionális erősítő (a), és az EDP-TD erősítő kristályában (b), ahol ST szimmetriatengelyt jelöl. Összehasonlítás az első felület hőmérsékletének radiális függésére az (a, K1), (b, EDP-TD), és a két lézerfejet tartalmazó konvencionális erősítőre (K2) vonatkozóan.

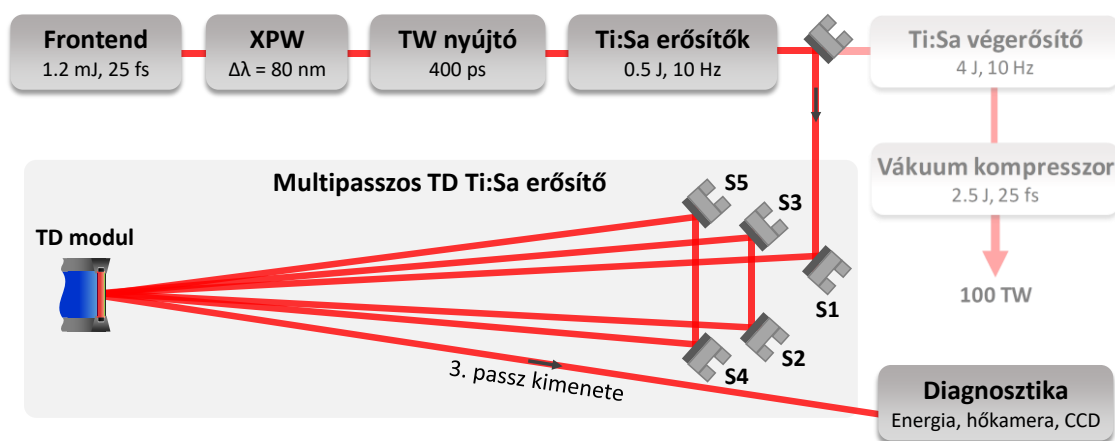
Kiszámolva a hőmérséklet-eloszlást két azonos méretű erősítő közeget feltételezve az elrendezésben, kétoldali pumpálás mellett még mindig 60,5 °C hőmérséklet adódik mindkét Ti:Sa kristály centrális részén (IV.3.4. ábra, (c) rész, K2 görbe), amennyiben a pumpaenergia és az erősítés azonos a két kristályban. Összehasonlítva az egy-, és két lézerfejet tartalmazó, konvencionális erősítők hőmérsékleti gradienseit az EDP-TD módszerrel és azonos pumpaenergiával kaphatóval, nagy különbséget tapasztaltam. Míg a konvencionális erősítőknél 93,5 °C és 43,6 °C a különbség az egy és két erősítő fejet tartalmazó eseteknél, addig az EDP-TD erősítőben ez az érték 5,2 °C. Érdemes megemlíteni, hogy az imént ismertetett eredmények elérése során alkalmazott hőmérsékleti peremfeltétel a hűtés ideális esete. Ugyanakkor, a két erősítő koncepció közötti különbségek világosan demonstrálják az TD módszer előnyeit a hűtés szempontjából.

IV.3.3. EDP-TD végerősítő kísérleti elrendezése

Az EDP-TD erősítő működésének kísérleti demonstrációjához a Max-Born-Institut für Nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie im Forschungsverbund Berlin e.V. intézetben [188] kutatótársaimmal felépítettünk egy multipasszos erősítő elrendezést, és karakterizáltuk annak működési paramétereit. Az említett intézet két nagyintenzitású lézerrendszer csatornának adott otthont, amelyek közös frontenddel (IV.3.5. ábra, „Frontend” rész) rendelkeztek. Az egyik csatorna egy Ti:Sa alapú, 70 TW (2,5 J, 35 fs) csúcsteljesítményű impulzusok előállítását lehetővé tevő, egyedi építésű rendszer volt [189]. Ezzel szemben a másik csatorna egy kommerciális erősítő rendszer (Amplitude Technologies, [190]) volt 100 TW csúcsteljesítményű impulzusokkal. Mivel a kísérlet során az utóbbi csatornát használtuk fel, annak felépítésével fogok részletesen foglalkozni a következő bekezdésben.

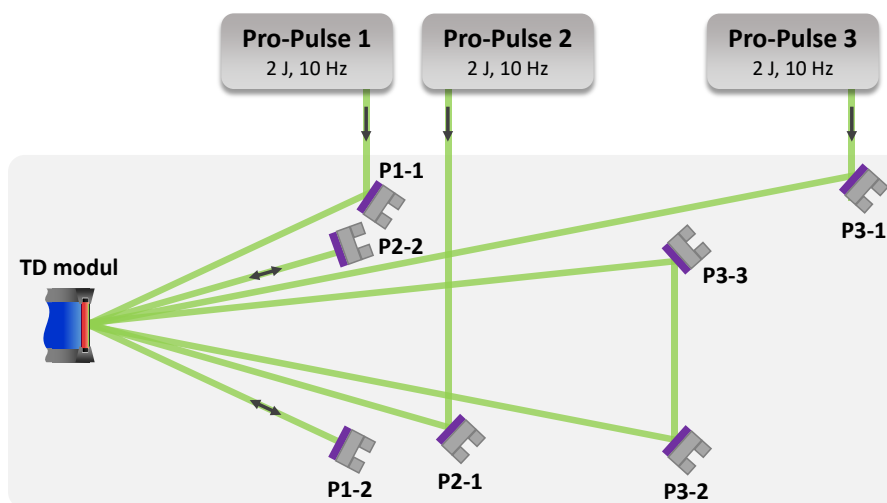
A 100 TW csúcsteljesítményű rendszer egy Ti:Sa alapú DCPA rendszer volt 2,5 J energiával és 25 fs impulzushosszal a kimenetén. A frontend 25 fs hosszúságú, 1,2 mJ energiájú impulzusokat biztosított

10^9 impulzuskontraszt (előimpulzus-kontraszt a főimpulzushoz képest) és 10 Hz ismétlési frekvencia mellett. Az így keletkező impulzusokon időszűrést végeztek el XPW keltés felhasználásával egy vákuum kamrában elhelyezett elrendezés segítségével [191]. Ennek hatására az impulzusok kontrasztja 10^{12} értékre nőtt, míg energiájuk a kezdeti értékről töredékére csökkent. Az XPW fokozatban időszűrt impulzusokat 400 ps hosszúságúra nyújtották egy diffrakciós rácsokon alapuló elrendezésben (IV.3.5. ábra, „TW nyújtó” rész), majd több Ti:Sa alapú erősítőben növelték meg az impulzusenergiát. A végerősítő előtt a magimpulzusok energiája elérte az 500 mJ-t. A 500 mJ energiájú magimpulzusok a kriogenikus hűtésű végerősítőn végig haladva 4 J energiát értek el, amit a szintén rácsos, vákuumban elhelyezett impulzuskompresszor 25 fs hosszúságúra nyomott össze 2,5 J kimeneti impulzusenergia mellett, amely 100 TW csúcsteljesítménynek felelt meg (IV.3.5. ábra, elhalványított rész).



IV.3.5. ábra 100 TW csúcsteljesítményű lézerrendszer kísérletben használt része, illetve a kísérleti EDP-TD erősítő optikai elrendezése. Elhalványítva ábrázoltam a kísérlet során kikerült végerősítőt, valamint az impulzuskompresszort.

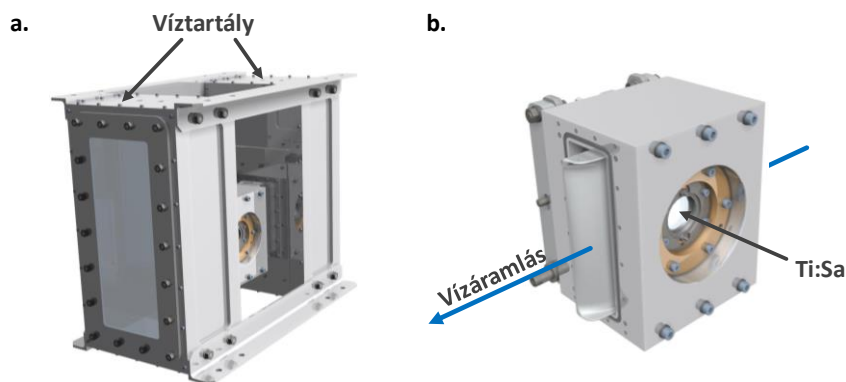
A kísérlet során a végerősítőt áthidalva a magimpulzusokat az EDP-TD erősítő elrendezésbe küldtük. Az erősítendő impulzusokra egy hárompasszos elrendezést valósítottunk meg, amely a kristály hátoldali reflexiója révén hat passznak felelt meg. A teljes elrendezést az erősítendő impulzusokra vonatkozóan a IV.3.5. ábra alsó része szemlélteti.



IV.3.6. ábra EDP-TD erősítő pumpálásának optikai elrendezése. Mindhárom pumpalézer nyálábja kétszer verődött vissza a kristály hátsó felületéről, amely effektíve 4 passznak felelt meg az aktív közegben.

Az eredeti végerősítőt négy Pro-Pulse (Amplitude Technologies) [190] típusú pumpalézer hajtotta meg 10 Hz ismétlési frekvencián, egyenként 2 J energiájú és 6,8 ns időbeli félértékszélességű impulzusokkal 532 nm hullámhosszon. Ezen pumpalézerek közül a kísérlet ideje alatt az egyik nem volt használható állapotban, így az eredetileg 8 J teljes pumpaenergiából 6 J energiát tudtuk felhasználni. Mindhárom pumpalézer által biztosított nyaláb esetén két átmenetet alakítottunk ki a Ti:Sa kristályon keresztül, amely effektíve négy passznak felel meg, mivel az impulzusok a kristály hátsó felületén lévő HR rétegről visszaverődnek (IV.3.6. ábra). Az erősített impulzusok energiáját egy nagy csúcsteljesítményű impulzusok detektálására alkalmas (Coherent, PM30V1) energiamérővel mértük. Ezen felül a kristályt egy CCD kamera segítségével monitoroztuk, amely a pumpaimpulzusokkal történő gerjesztés hatására kialakuló fluoreszcencia profil megfigyelését tette lehetővé. Továbbá az erősítendő impulzusokkal való energiakicsatolást az egyes passzokban a kristály közelében elhelyezett gyors fotodióda (Thorlabs, DET10A/M) segítségével, a fluoreszcencia időbeli lefutásának mérésével vizsgáltuk. A kristályban felhalmozódó hő hatására bekövetkező hőmérséklet-változás monitorozására egy hőkamerát (Micro-Epsilon, TIM-160 [177]) használtunk fel. Mind a pumpa-, mind pedig az erősítendő impulzusok esetén a passzok kialakítása során a hagyományos Ti:Sa erősítőkre is jellemző, minimális szögek kialakítására törekedtünk a megfelelő térbeli átfedés biztosítása érdekében. A mag- és a pumpaimpulzusok átmérője 24 mm-re lett beállítva a kristály elülső felületén, amely a közeg teljes vastagságában állandónak volt tekinthető.

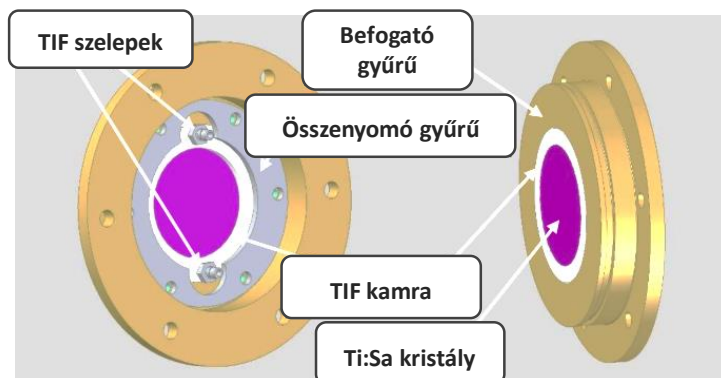
A kísérlethez egy, az ELI-ALPS mérnökei által megvalósított TD hűtő egységet használtunk fel, amelybe egy 35 mm átmérőjű és 3 mm vastagságú Ti:Sa korongot fogattunk be. A kristály elülső felületére AR, míg a hátsó felületére pedig HR dielektrikum réteg került a pumpa- (532 nm) és a magimpulzusok (800 nm körül) hullámhosszaira optimalizálva. A kristály abszorpciós együtthatója a pumpaimpulzusok hullámhosszára vonatkozóan 2 cm^{-1} értékű volt. A felhasznált TD modul prototípusának háromdimenziós képét a IV.3.7. ábra (a) része szemlélteti.



IV.3.7. ábra TD modul prototípus előlről (a), illetve központi rész kialakítása (b).

A központi egységhez (IV.3.7. ábra, (b) rész) két víztartály csatlakozik, amelyek felső részénél lett kialakítva a hűtővíz be- és kivezetése. A bemenetre nyomáscsökkentő szelep lett felszerelve, hogy a folyadékáramlás sebességét a nyomás révén szabályozni lehessen. Továbbá, a kristállyal közvetlen kapcsolatban lévő áramlási csatorna vastagságát egy külső csavar segítségével tudtuk állítani. A kristály befogatásánál egy kisméretű kamra lett kialakítva a korong palástja mentén, amely egy M-sorozatú (Cargille Labs) törésmutató-illesztett folyadékban (TIF, 1,76 értékű törésmutató 800 nm hullámhosszon) feloldott IR140 típusú (Exciton) abszorber festékkel lett feltöltve (IV.3.8. ábra). A Ti:Sa kristály hátsó felületével érintkező hűtőcsatorna részben a hűtővíz áramlási sebességét a rendelkezésre álló temperáló berendezés, valamint a TD modul által megengedett víznyomás határozta meg. Ennek

méréséhez a hűtőberendezés beindítását követően a közvetlenül a kristály mögött folyásirányban elhaladó buborékok mozgását 60 fps gyorsaságú CCD kamerával rögzítettük.

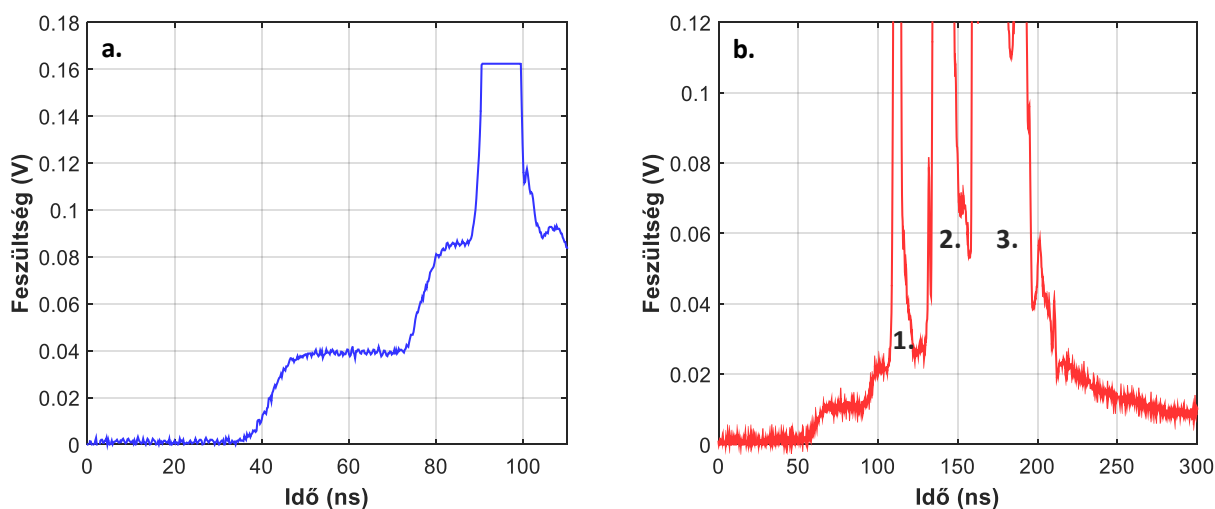


IV.3.8. ábra Ti:Sa kristály befogatásának és az abszorber elhelyezésének képe.

A buborékok mozgási sebességéből az áramlás sebességét a Ti:Sa kristály mögött 0,35 m/s értékűnek becsültük meg. A mért sebesség, valamint a csatorna geometriája alapján az áramlás lamináris volt.

IV.3.4. Egylovéses erősítési kísérletek

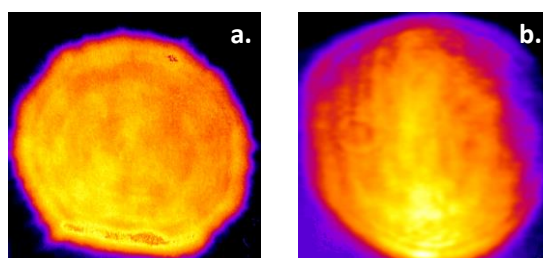
A IV.3.5. ábrán felvázolt erősítő elrendezés felépítését követően annak tesztelése következett egylovéses üzemmódban. Ehhez a Ti:Sa kristálytól 40 cm távolságra lévő gyors fotodióda (Thorlabs, DET10A/M) segítségével a fluoreszcencia időbeli lefutását vizsgáltam meg pumpálás és energiakicsatolás során. A kristályt két pumpalézerből származó egy-egy impulzus kétszeri átmenetével gerjesztve a magimpulzus becsatolása nélkül a IV.3.9. ábra (a) részén látható oszcillogramot mértem. A mért jelen egyértelműen kivehető, hogy bár a kristály peremén az abszorber elnyomja a TPG folyamat egy részét, az EDP módszer nélkül 90 ns körül mégis jelentős parazita oszcilláció mérhető. A teljes mért abszorbeált pumpaenergia ekkor 3,4 J értékű volt. Mérve a kristályból származó szóródott fluoreszcenciát abban az esetben, amikor az abszorbeált pumpaenergiát három magimpulzus átmenettel csatoljuk ki, a IV.3.9. ábra (b) részén látható oszcillogramot kaptam. Ekkor a 110 ns-nál beinduló TPG folyamatot az első magimpulzus átmenet elnyomja, mivel energiát csatolunk ki az erősítés által (IV.3.9. ábra, (b) rész, 1. jelölés).



IV.3.9. ábra Ti:Sa kristály szórt fluoreszcenciájának oszcillogramjai: TPG két pumpaimpulzus kétszeri átmenetének hatására, ahol 3,4 J pumpaenergia abszorbeálódott (a), illetve pumpálás közben három magimpulzus átmenet esetén felvett jel (b).

A kristályt ezt követően egy újabb pumpaimpulzus átmenete során bekövetkező abszorpcióval tovább gerjesztettem, mivel a TPG limit alá kerültünk az első magimpulzus átmenet során bekövetkező erősítéssel. Az ekkor fellépő TPG aktivitást a második magimpulzus átmenet mérsékelte (IV.3.9. ábra, (b) rész, 2. jelölés), majd végül a harmadik átmenet során is hasonló mértékben (IV.3.9. ábra, (b) rész, 3. jelölés).

Az optimális erősítés eléréséhez az erősítő minden passzának finom állítását kellett elvégezni, miközben az egyes pumpalézerekből származó impulzusok időzítését is precízen kellett hangolni. Mindhárom pumpalézer magimpulzusokhoz való szinkronizálását elektronikus úton értük el. A passzonkénti időzítést a pumpanyaláb tükreinek pozíciója határozta meg. Az első átmenet után a magimpulzus energiája 1 J értékre nőtt, amely a bemenethez képest kettes erősítésnek felel meg. A IV.3.6. ábrán alkalmazott jelöléseket követve, a 1. és a 3. pumpalézer impulzusait felhasználva gerjesztjük először az erősítő közeget. A 2. pumpalézer impulzusait a második és a harmadik magimpulzus átmenet közé lettek időzítve.



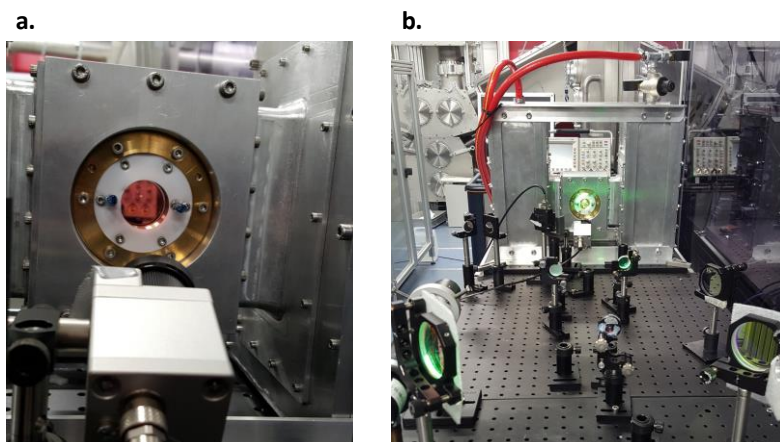
IV.3.10. ábra Közeli térben felvett tipikus nyalábprofilok a pumpaimpulzusok esetében (a), valamint a magimpulzusok harmadik passza után (b).

Mindhárom pumpalézer nyalábjaikat kétszeri, a Ti:Sa kristály hátoldaláról való reflexióval 85% abszorpciót értük el, amely révén 5 J pumpaenergia nyelődött el az erősítő közegeben. A magimpulzusok három átmenetével (effektíve 6) az erősítő kimenetén 2,6 J energiát sikerült kicsatolni. Az optikai-optikai hatásfok az erősítés során a magimpulzusok 0,5 J bemeneti energiáját figyelembe véve ez alapján 42%-ra tehető. Fontos megemlíteni, hogy az Yb:YAG korongerősítő elrendezésekben a kívánt erősítést jellemzően több tíz passz segítségével érik el, addig jelen esetben elegendő volt mindössze három passzt kialakítani. Ezt a Ti:Sa kristály jóval nagyobb vastagsága, magasabb abszorpciója illetve emissziós hatáskeresztmetszete tette lehetővé. Egy CCD kamera segítségével mind a pumpa, mind pedig a magimpulzusok tipikus közeli térbeli nyalábprofilját rögzítve a III.3.10. ábrán látható nyalábkeresztmetszeteket kaptuk. A magimpulzusok nyalábprofiljában felfedezhető flat-top profiltól való eltérést a kísérlet során felhasznált Ti:Sa kristály hengeres hátsó felülete, valamint a pumpaimpulzusok profiljában lévő intenzitásgyűrűk erősítési profilra gyakorolt hatása okozta. Az előbbi effektus a kristály vágására és polírozására vonatkozó minőségi probléma eredménye.

IV.3.5. 10 Hz-es pumpálás termikus hatása

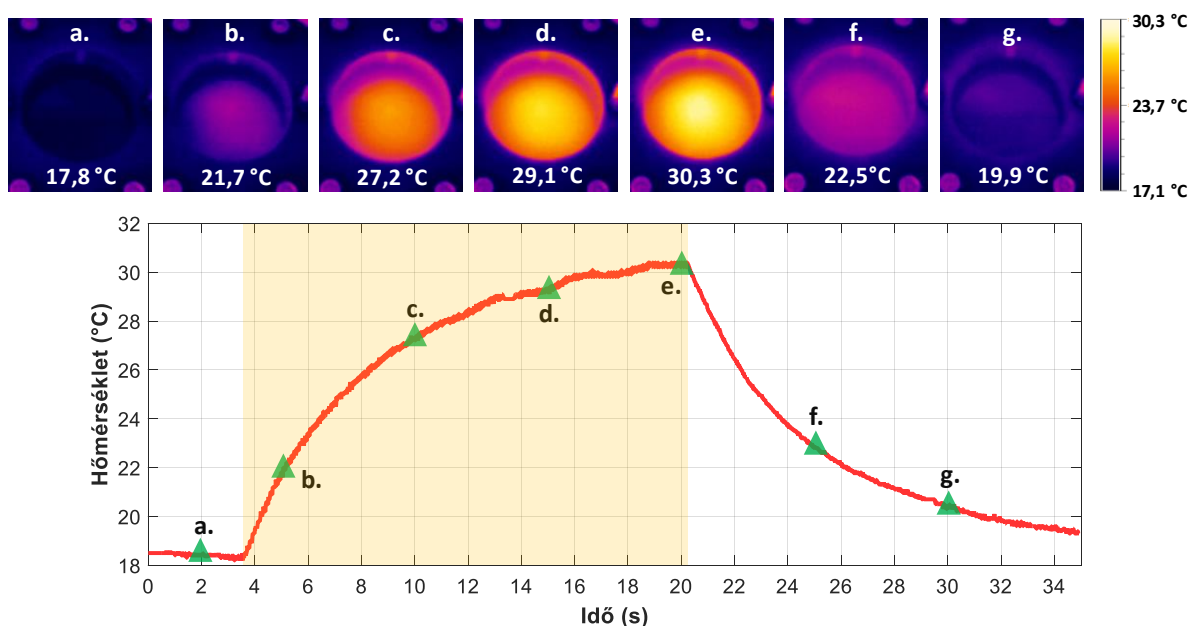
Az erősítés optimális működésének kimutatása mellett a kísérlet másik fő célja a korong geometria hűtési hatásfokának szokásos erősítőkhöz képesti jelentős javulásának kimutatása volt. A hőkicsatolás hatékonyságának vizsgálatához a már említett hőkamerát használtam fel, amelyet az EDP-TD modulhoz, pontosabban a kristály elülső felületétől megközelítőleg 30 cm-re helyeztem el a pumpa- és magimpulzusok nyalábjai alatt. Emiatt a kamera kis szög alatt képezte le a kristályt és a körülötte lévő befogató kis részét, azonban ez a hőmérséklet mérésében nem okozott problémát. A kamera chipje 160 x 120 pixeles felbontással tudott felvételt készíteni a 7,6 és 13 μm közötti spektrális tartományon,

120 fps sebességgel. Az érzékenységi tartomány a kamera gyári kalibrációja alapján a $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ és $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ közötti hőmérséklet sávot fedte le. A hőkamera pozícionálását a IV.3.11. ábra mutatja. A hűtés hatékonyságának teszteléséhez az erősítő elrendezés módosítása nélkül, két pumpalézer felhasználásával gerjesztve a kristályt mértem a hőmérséklet növekedését.



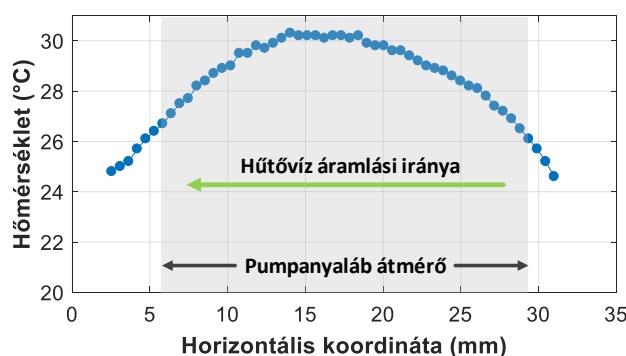
IV.3.11. ábra Hőkamera elhelyezése a TD modul előtt (a). TD modul a pumpálás közben (b). A fotó készítésekor a pumpaenergia a nyálábutak beállításához használt értékre lett korlátozva.

A mérés során magimpulzusok nem haladtak át az erősítőn, így energiakicsatolás nem történt erősítés formájában. Az erősítő közeget 4 J energiájú impulzusokkal pumpáltam 10 Hz ismétlési frekvencián a korábban használt geometriában, vagyis 2 passz (effektíve 4) volt felhasználva mindkét pumpanyaláb esetén. A mérés során .ravi fájl formátumban (radiometrikus videó formátum) rögzítettem a kristálybéli hőmérséklet-változást, amely később jól kiértékelhető adatokat biztosított. A hőmérséklet mérését a pumpálás kezdete előtt 4 másodperccel hamarabb indítottam el, majd a pumpálást követően 15 másodperccel később állítottam le. Az előbb leírt időzítési eljárás révén a kristály pumpálás előtti, hűtés mellett kialakult hőmérsékleti egyensúlybeli állapotát vettem fel.



IV.3.12. ábra Maximális hőmérséklet időbeli fejlődése a Ti:Sa kristályban 10 Hz ismétlési frekvenciájú pumpálás esetén (piros görbe). A pumpálás időtartamát a narancssárga terület jelöli. A pillanatnyi hőmérséklet-eloszlásokat az (a), (b), (c), (d), (e), (f) és (g) jelölésű képek prezentálják. Az egyes hőképek alján feltüntetett értékek a maximális hőmérsékletet jelölik az adott pillanatnyi eloszlásban.

Az utóbbi pedig a felmelegedett kristály további, a hőterhelés megszűnését követő lehűlési folyamatának rögzítését biztosította. A kristályban kialakult maximális hőmérséklet pumpálás hatására való megemelkedését, majd a pumpálás megszűnése utáni lecsökkenését a IV.3.12. ábra szemlélteti. A IV.3.12. ábráról leolvasható, hogy a pumpálás megkezdésétől közelítőleg 16 másodpercre volt szükség, hogy a kristály elérje a hőmérsékleti egyensúlyi állapotot. A csúcshőmérséklet értékére csak 30,3 °C-t mértem, amely tekintettel a közel 40 W abszorbeált pumpateljesítményre, valamint a hűtővíz alacsony, 0,35 m/s áramlási sebességére igen alacsonynak mondható. Az első időpillanat (2 s) kivételével 5 másodpercenként ábrázolt hőmérséklet eloszlások (IV.3.12. ábra, (b), (c), (d), (e), (f) és (g) részek) egyértelműen azt mutatják, hogy a hőmérsékletprofil mentes bármely jelentős hőmérsékleti gradienstől, valamint a pumpált térfogat szélein és centrumában kialakult hőmérséklet közötti különbség nem nagyobb mint 4 °C minden esetben. Az említett hőmérséklet-különbséget a hőmérsékleti egyensúlyban a IV.3.13. ábrán figyelhetjük meg. A hosszútávú működés vizsgálatára nem volt lehetőség, mert a Ti:Sa kristály elülső oldalán lévő antireflexiós réteg minőségi problémái miatt néhány száz pumpaimpulzust követően jelentős sérüléseket tapasztaltunk a rétegben. Ahogyan az a IV.3.13. ábrán észrevehető, a kristály elülső felületén kialakult stacionárius hőmérséklet-eloszlás kissé aszimmetrikus.



IV.3.13. ábra Hőmérséklet-eloszlás a kristály középső horizontális síkjában, a kristály elülső felületén.

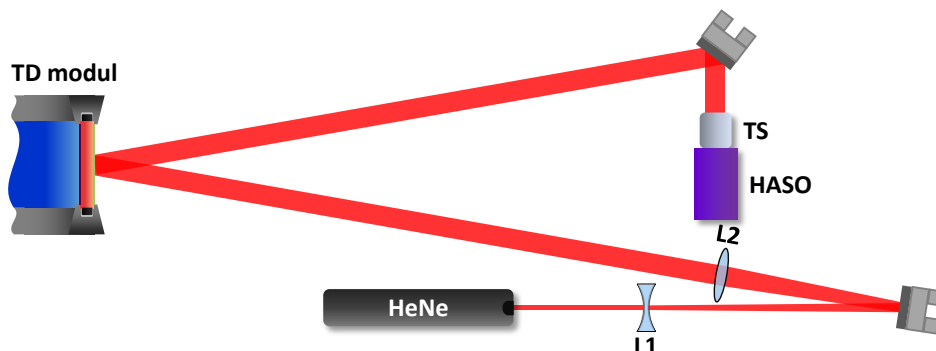
Ennek oka, hogy a hűtő folyadék és a kristály közötti hőátadási tényező a kristály azon szélétől, amellyel a folyadék elsőként érintkezik, lecsökken. Ezt a IV.3.13. ábrán a görbe jobb szélének alacsonyabb hőmérséklet értékei jelzik. Mivel a hűtővíz a kristályból hőt csatol ki, a víz hőmérséklete megnövekszik, és így annak dinamikai viszkozitása, valamint a két közeg közötti hőmérséklet-különbség lecsökken. Érdeemes megemlíteni, hogy a kristályban a pumpálás eredményeként, az erősítés hiányában nagyobb mértékben fellépő TPG-t a kristály szélén elhelyezett abszorber elnyelni, azonban ennek pontos mértéke nem ismert. Az elnyelt TPG energia hőterhelést jelent a Ti:Sa kristály peremén, amely megemeli a szélek hőmérsékletét. Fontos azonban, hogy a jelen esetben kialakult hőmérséklet-gradiens igen kicsiny, így potenciálisan a kristályon történő többszöri áthaladás sem fogja jelentősen torzítani az erősítendő impulzusok hullámfrontjait.

IV.3.6. Hullámfront torzulásának mérése

Az erősített nyaláb alkalmazhatóságát egyértelműen meghatározza, hogy annak hullámfrontja milyen mértékben torzult az erősítés folyamán. A végerősítőket követően gyakran alkalmaznak hullámfront korrekciót, amely deformálható tükrök felhasználásával valósítható meg [191]. A hullámfront torzulásához hozzájárul az aktív közeg felületi minőségének inhomogenitása a nyaláb által érintett felületen, a törésmutató megváltozása a kristály pumpált térfogatában a hőmérséklet megnövekedésének köszönhetően, a hőtágulás által a be- és kilépő felületek meghajlásai, valamint a

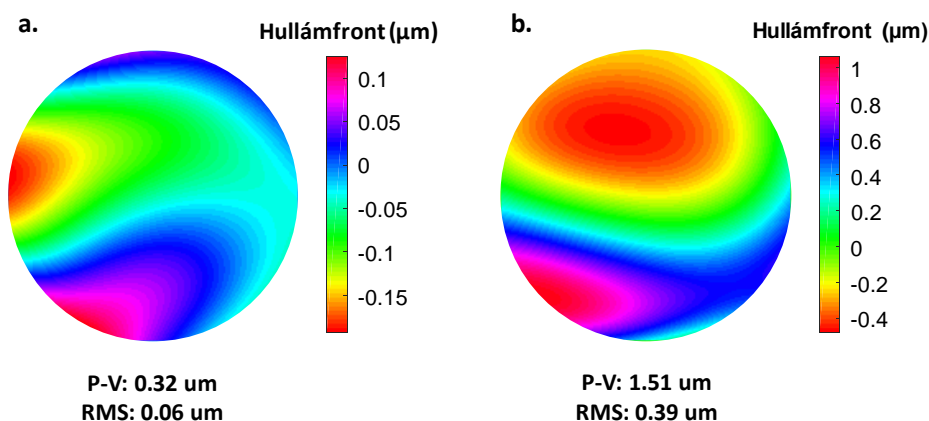
hőmérséklet-változás hatására kialakuló mechanikai stressz által indukált kettőstörés a fotoelasztikus hatás révén [171].

Az EDP-TD erősítőben kialakuló hullámfront torzulást egy egyszerű elrendezés segítségével mértem meg. Egy He-Ne lézer (Melles Griot) kitágított nyalábjá segítségével kivilágítottam a Ti:Sa kristály teljes apertúráját, majd a hátsó felületről visszavert nyalábot egy teleszkópon keresztül egy Shack-Hartmann típusú (Imagine Optics, HASO) hullámfront szenzorba lőttem (IV.3.14. ábra).



IV.3.14. ábra Hullámfront torzulásának mérésére felhasznált elrendezés. L1 és L2 lencsét, TE teleszkópot és HASO hullámfront szenzort jelöl. A nyaláb méretét az ábrán a jobb láthatóság érdekében lecsökkentettem.

A teleszkópra azért volt szükség, hogy a nyaláb méretét a HASO szenzor chip méretének közel felére csökkentsem. Mivel az erősítőben fellépő hullámfront-torzulást a pumpaimpulzusok absorpciójának termikus hatásai határozzák meg, a hullámfront mérést a IV.3.5. fejezetben leírt hőmérsékletmérési kísérlettel szinkronizálva végeztem el. A 4 J energiájú impulzusokkal való pumpálás megkezdésétől rögzítettem a hullámfront torzulását. Mivel a pumpált kristálytér fogaton kívül az erősítendő impulzusok hullámfrontjának változásaihoz a kristály további részei nem járulnak hozzá, elegendő a pumpaimpulzusok által érintett apertúra részt vizsgálni. Az erősítés szempontjából a termikus egyensúlyi állapotban kialakult torzulás a legfontosabb, amit a IV.3.15. ábra szemléltet a pumpált kristály apertúrára vonatkozólag. A IV.3.15. ábra (a) részén a kristály pumpálandó apertúráján áthaladó He-Ne nyaláb hullámfrontját láthatjuk, amely a Ti:Sa kristály vágása és rétegezése során keletkezett inhomogenitásoknak köszönhetően már eleve rendelkezik 0,32 μm P-V (*Peak-to-Valley*, a maximum és minimum közötti különbség abszolút értéke) és 0,06 μm RMS értékű hullámfront torzulással.



IV.3.15. ábra Hullámfront torzulása a pumpált apertúrában: hullámfront a pumpálás előtt (a) és a pumpálás közben a termikus egyensúly állapotában (b).

A IV.3.15. ábra (b) része már a pumpálás hatására kialakult hőmérsékleti egyensúly állapotában került rögzítésre (20 s időpillanatban a IV.3.12. ábrán). Megfigyelhető, hogy a P-V érték 1,51 μm -re, addig az

RMS érték pedig $0,39\text{ }\mu\text{m}$ -re nőtt, ami egyértelműen jelzi a termikus hatások jelenlétét. Felhívnám azonban a figyelmet arra, hogy ezen hullámfront paraméterek a kristály vastagságán kétszeri áthaladásra vonatkoznak.

IV.3.7. Diszkusszió

Az Yb-adalékolású erősítő közegek esetén kifejlesztett koronglézer geometria nagy áttörést jelentett az ultrarövid impulzusok előállítására alkalmas fényforrások átlagteljesítményének növelésében. Ugyanezen geometria az ultranagy intenzitású impulzusok előállítására alkalmas Ti:Sa végerősítőkben való alkalmazása az elérhető ismétlési frekvencia jelentős megnövekedését eredményezheti. Az előzetes modellszámítások alapján az EDP-TD metódus nagymértékben csökkenti az erősítő kristályban kialakuló hőmérsékleti gradiens értékét a konvencionális erősítőkhöz képest.

Az EDP-TD végerősítő kísérleti demonstrációjához szükség volt egy 100 TW osztályú lézerrendszerre, amely mind a mag- mind pedig a pumpaimpulzusokat biztosítani tudta. Ehhez a Max-Born-Institut 100 TW csúcsteljesítményű rendszerét használtam fel. Kutatótársaimmal kísérletileg demonstráltam egy EDP-TD Ti:Sa végerősítő működését. A kísérlet során felhasznált 35 mm átmérőjű és 3 mm vastagságú Ti:Sa kristály a hátsó felületén közvetlenül érintkezett a $18\text{ }^{\circ}\text{C}$ -os hűtővízzel, amely $0,35\text{ m/s}$ áramlási sebességgel haladt át a hűtőcsatornán. Az erősítőbe belépő $0,5\text{ J}$ energiájú magimpulzusokat 3 passz kialakításával erősítettem aktív tükrös típusú elrendezésben. A pumpalézerek által biztosított 6 J pumpaenergiával 5 J abszorbeált energiát sikerült elérni a méréseink szerint, amely egyenletes eloszlása révén homogén populáció inverziót hozott létre a Ti:Sa kristályban. Az egylovéses erősítési kísérletek során $2,6\text{ J}$ erősített impulzusenergiát értem el a parazita effektusok elnyomásával.

A kristály hűtésének hatékonyságát 10 Hz ismétlési frekvencián 4 J energiájú impulzusokkal pumpálva vizsgáltam erősítés nélkül. Egy hőkamera segítségével rögzítettem a kristály felmelegedését, amely során a mérések szerint kevesebb, mint 20 másodperc alatt sikerült elérni a stacionárius állapotot. Az egyensúlyi állapotban mindössze $30,3\text{ }^{\circ}\text{C}$ maximális hőmérsékletet mutattam ki, amely demonstrálja a EDP-TD módszer Ti:Sa kristállyal való használatának nagy potenciálját. A hőmérséklet mérésével párhuzamosan egy hullámfront szenzor segítségével mértem egy He-Ne lézer nyalábjának hullámfront torzulását is, amely egyszer verődött vissza a Ti:Sa kristály hátsó felületéről.

T3.a. TD geometria alkalmazását javasoltam az EDP módszerrel kombinálva nagyenergiájú Ti:Sa végerősítők átlagteljesítményének felskálázásához. Numerikus szimulációkkal összehasonlítottam egy konvencionális és egy EDP-TD technikával működtetett 2 PW csúcsteljesítményű erősítő termikus hatásait. Az EDP-TD erősítő esetén jelentős javulást mutattam ki a hőmérséklet eloszlásában [TP3].

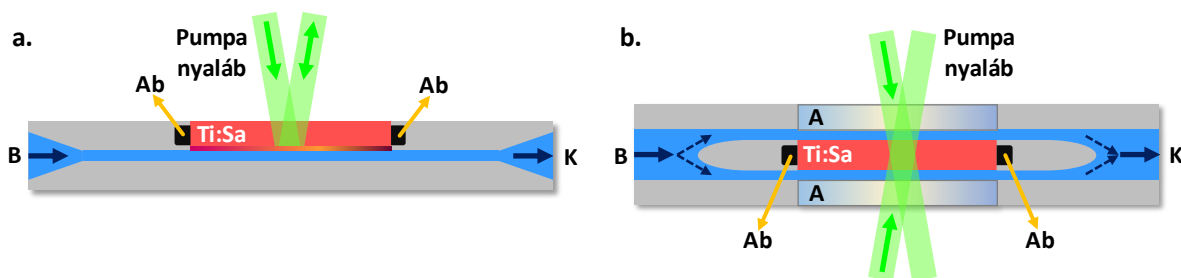
T3.b. Kísérletileg demonstráltam egy 100 TW osztályú EDP-TD Ti:Sa végerősítő fokozat működését. Egylovéses kísérletekkel 5 J abszorbeált pumpaenergia és $0,5\text{ J}$ magimpulzus energia mellett $2,6\text{ J}$ erősített impulzusenergiát értem el [TP4]. A Ti:Sa kristályban kialakuló hőmérsékletet 4 J energiájú impulzusokkal 10 Hz ismétlési frekvencián vizsgálva egyenletes térbeli eloszlást tapasztaltam, és a hőmérséklet maximumára $30,3\text{ }^{\circ}\text{C}$ -ot kaptam. Megmértem a kristályban pumpálás esetén fellépő hullámfront torzulást a kristályon való kétszeri áthaladásra.

IV.4. EDP-TD végerősítők átlagteljesítményének felskálázása

A IV.3. alfejezetben ismertetett szimulációs és kísérleti eredmények alapján elmondható, hogy az EDP-TD technika alkalmazása magasabb ismétlési frekvenciák, azaz nagyobb átlagteljesítményű impulzusok erősítését is lehetővé teszi a nagyenergiás erősítők esetén. Ahhoz, hogy a felskálázás termikus határait megállapítsuk, további modellszámítások elvégzése szükséges a lehetséges geometriák és lézerparaméterek mentén. Az erősítő közegben különböző lézerparaméterek mellett kialakuló hőmérséklet-eloszlás pontosabb meghatározásához szükséges a hűtés részletesebb elemzése. Ehhez a hőterjedés mellett a folyadékáramlást is ki kellett számítanom, amit a COMSOL Multiphysics szoftver segítségével végeztem el. A következő alfejezetekben a HF-100 lézerrendszer Ti:Sa EDP-TD végerősítőjének lehetséges paramétereire végzett numerikus szimulációk eredményeit fogom közölni. Továbbá, a numerikus modellt felhasználva megvizsgálom az EDP-TD módszer nagyobb energiájú erősítőkre való alkalmazását különböző ismétlési frekvenciák esetén.

IV.4.1. Vizsgált geometriák és lézerparaméterek

Szimulációim során két hűtési koncepciót vizsgáltam meg: egycsatornás hűtést reflexiós optikai sémával (IV.4.1.1. ábra, (a) rész), valamint kétcsatornás hűtést transzmissziós optikai sémával (IV.4.1. ábra, (b) rész). Az egycsatornás hűtés esetén a kristály hátsó optikai felülete HR bevonattal, míg elülső felülete pedig AR bevonattal van ellátva a pumpa- és a magimpulzusok hullámhossztartományán, hasonlóan a IV.3. alfejezetben leírtakhoz.



IV.4.1. ábra Sematikus hűtőmodul elrendezés felülnézeti képe egycsatornás (a) és kétcsatornás (b) esetekre, ahol B bemenetet, K kimenetet, A ablakokat, Ab pedig abszorbert jelöl.

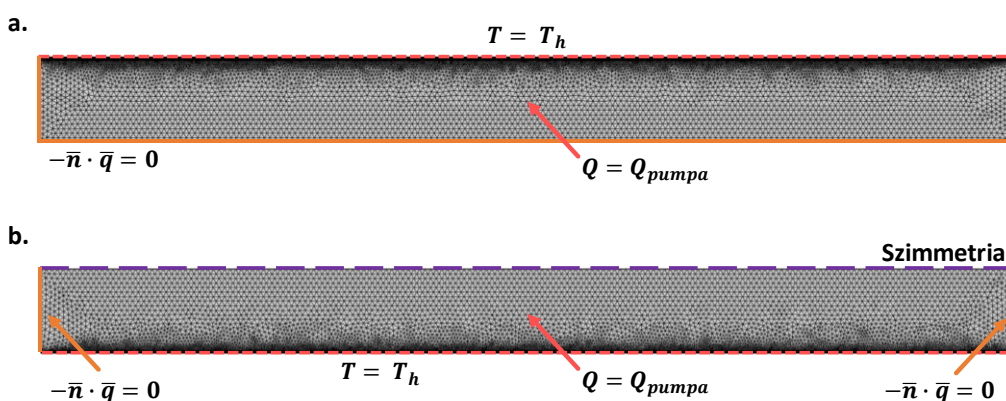
A Ti:Sa kristály ebben az elrendezésben aktív tükörként funkcionál, amely révén egy reflexió két átmenetet jelent az erősítő közegen keresztül. Ebben az esetben a nyalábok nem haladnak át a hűtőközegen, és így a nyalábok hullámfrontja nem szenved el torzulást a hűtőfolyadékon való áthaladás miatt. A kétcsatornás hűtés esetén a Ti:Sa kristály mindkét optikai felülete AR bevonattal rendelkezik a pumpa- és magimpulzusok hullámhosszaira vonatkozóan. A transzmissziós optikai séma maga után vonja, hogy mind a pumpa-, mind pedig a magimpulzusok áthaladnak a két folyadékcsatornán, amelynek torzító hatásai lehetnek a nyalábok hullámfrontjaira. Ennek fényében, a kétcsatornás hűtést úgy kell megtervezni, hogy a folyadékáramlás mindkét csatornában kellően zavarmentes legyen.

Szimulációim során egy 100 TW csúcsteljesítményű impulzusok 100 Hz ismétlési frekvencián való előállításához szükséges végerősítő fokozat paramétereit vettem alapul. Konzervatív módon 50%-os energiakicsatolási hatásfokot feltételezve, az erősítő kristályt 6 J energiával pumpálva közel 3 J energiájú erősített impulzusok állíthatók elő. Ehhez minden esetben a pumpaimpulzusok energiájának 95%-os abszorpcióját tételeztem fel, amely a valóságban is kivitelezhető. Ekkor az abszorbeált pumpaenergia 50%-a hő formájában tárolódik az erősítő kristályban. Könnyen kiszámolható, hogy ebben az esetben mind a kicsatolt magimpulzusok, mind pedig a fűtési átlagteljesítmény 300 W körüli

értéket vesz fel. A jó hatásfokú erősítés eléréséhez a pumpaimpulzusok 2 J/cm^2 energiasűrűségének elérése szükséges a kristály pumpált térfogatában mindkét optikai séma esetén. Ehhez 19,5 mm átmérőjű pumpanyalábra van szükség mindkét esetben. A kívánt erősítés eléréséhez a reflektív séma esetén 3 passz elegendő (effektíve 6 passz) a magimpulzusok esetére, míg a transzmissziós séma esetén ez 4 átmenettel is megoldható, mivel ekkor a kristály vastagsága nagyobb lehet. A szimulált erősítő kristály egycsatornás hűtés esetén egy 35 mm átmérőjű és 3 mm vastagságú, addig a kétszatornás hűtés esetén az előzővel megegyező átmérőjű, de 4 és 6 mm vastagságú korong volt. Kísérleti tapasztalataim alapján az egycsatornás esetben alkalmazott 3 mm vastagság az a minimális érték, amely a folyékony abszorber alkalmazása mellett még technikailag elfogadható, így ebben az esetben további vastagságbéli csökkentésre jelen ismereteim szerint nincs lehetőség. A két csatornás esetben a 6 mm vastagság az egycsatornás eset transzmissziós sémával kapható megfeleltetése (kétszeres vastagság). Ez azonban optimalizáció érdekében csökkenthető, és figyelembe véve az erősítési paramétereket, valamint az abszorber korongvastagságra vonatkozó igényét, 4 mm vastag kristály vizsgálata mellett döntöttem. Mindkét hűtés esetén a Ti:Sa kristály abszorpciós együtthatóját $2,5 \text{ 1/cm}$ értékre állítottam. A pumpaimpulzusok kristályon való áthaladásainak számát a 95%-os abszorpció eléréséhez szükséges 2 passzra (effektíve 4 passz) állítottam be az egycsatornás hűtés esetén. A kétszatornás hűtést tekintve a 6 mm vastag kristály esetén 2 passz, addig a 4 mm vastag kristály esetén 3 passz volt szükséges kétoldali pumpálás mellett a kívánt abszorpció eléréséhez. Mindemellett, az abszorbeált pumpaenergia eloszlása a longitudinális irányban kellően homogén lesz, amely optimális az erősítéshez. A hűtőközeg hőmérsékletére 15°C értéket adtam meg, amely a jelenleg elérhető hűtőberendezések esetén jól alkalmazható, és standard laborkörülmények között még nem okoz az optikákon páralecsapódást.

IV.4.2. Kétdimenziós modell: hőmérsékleti peremfeltétel

Kiindulópontként egy egyszerű modellt alkottam, amelyben csak a hővezetési problémát oldottam meg a kristályban. A későbbi folyadékűtéses szimulációk számításigénye miatt a kétdimenziós modellezés mellett döntöttem, amellyel már kellő pontosságú eredmények nyerhetők a későbbi felskálázás során is. Tekintve, hogy számunkra kielégítő a hőmérsékleti egyensúlyban beállt hőmérséklet-eloszlás ismerete, a stacionárius hőterjedési egyenletet oldottam meg a Ti:Sa kristályban.

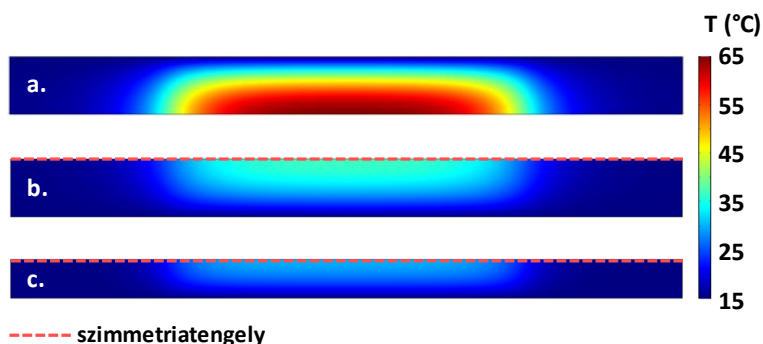


IV.4.2. ábra Peremfeltételek és a geometria hálószerkezetje az egycsatornás (a) és kétszatornás (b) hűtésű kristály esetére. A hálózás a hőmérsékleti perem felé sűrűsödik. Pirossal a hőmérsékleti, narancssal a hőszigetelési és lilával a szimmetria peremfeltételt jelöltem. Hőforrásként a Q_{pumpa} szolgál, amely a disszipált pumpateljesítmény.

A hőterjedési probléma matematikai leírását a Függelék XI.1. része tartalmazza. A peremfeltételek megadását ebben az egyszerű modellben a IV.4.2. ábra szemlélteti. A hűtöttnek feltételezett peremen

hőmérsékleti peremfeltételt vettem fel, amely által azt állandó hőmérsékleten tartottam. Így ezen a peremen a hőátadási tényező végtelen nagy, amely az ideális hűtést szimulálja. Tekintettel arra, hogy a kétsatornás esetben a kristály közepén longitudinális irányban végigfutó tengely szimmetriatengely, ott szimmetria peremfeltételt alkalmazva felére csökkentettem a szükséges szimulált geometriát, s így a hálóelemek számát is (IV.4.2. ábra, (b) rész). A pumpaimpulzusok hőterhelését az erősítő kristályban az egysatornás hűtés esetén a Függelék XI.1. alfejezetében leírt (XI.8), míg a kétsatornás hűtés esetén az (XI.9) egyenletek felhasználásával adtam meg. A 6 mm vastag kristály esetén két első és hátoldali átmenetet állítottam be, addig a 4 mm vastag korong esetén már három átmenetre volt szükség mindkét oldalról. Ez azt jelenti, hogy az egyik oldalról áthaladó passzt visszareflektáljuk a kristályra, és azon újra áthalad, ezen esetben a másik felület felől. A Ti:Sa kristály hőmérséklettől függő fizikai tulajdonságait a COMSOL Material Library szoftverrészlet felhasználásával adtam meg.

Lefuttatva a modellt a két különböző hűtési- és optikai séma esetére megkaptam a termikus egyensúly esetén kialakult hőmérsékletprofil a kristályban. Az egysatornás hűtés esetén 64,8 °C maximális hőmérséklet adódott szimmetrikus profillal (IV.4.3. ábra, (a) rész). A profil szimmetriája a hűtött peremen felvett konstans 15 °C hőmérsékleti peremfeltétel eredménye. Kétsatornás hűtést szimulálva a 6 mm vastagságú kristály esetén 36,9 °C-ra csökkent a maximális hőmérséklet értéke (IV.4.3. ábra, (b) rész), míg a vastagságot 4 mm-re csökkentve már csak 29,9 °C adódik a csúcshőmérsékletre (IV.4.3. ábra, (c) rész). A kétsatornás hűtés esetén megduplázódott a hűtött kristályfelület, amely jól látható javulást eredményezett a csúcshőmérséklet értékében. A legfontosabb, hogy a kristály pumpált térfogatában a centrum és a szélek között csökkent a hőmérsékleti gradiens értéke. Ez a gradiens meghatározza az erősítendő impulzusok hullámfrontjára vonatkozó torzító hatást a kristály törésmutatójának megváltozása, a hőtágulás, illetve az anyagban keltett mechanikai feszültség által. A kristály vastagságának 4 mm-re csökkentésével további csúcshőmérséklet-csökkenést értünk el, valamint a hőmérsékleti gradienst is alacsonyabb szintre szorítottuk.



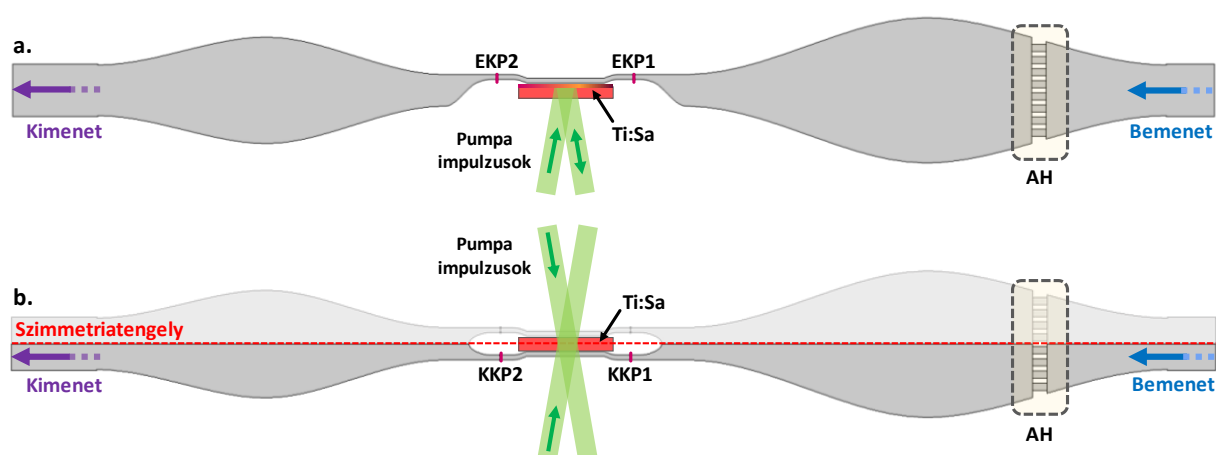
IV.4.3. ábra Hőmérséklet kétdimenziós eloszlása a 15 °C-on hűtött kristályban egysatornás hűtéssel és 3 mm korongvastagsággal (a), kétsatornás hűtéssel és 6 mm (b) illetve 4 mm korongvastagság (c) mellett. A (b) és (c) ábrák esetén a kristály felét ábrázoltam.

Már ebből az egyszerű modellből is jól látható, hogy a TD módszer segítségével a kristály pumpált térfogatában jó homogenitású hőmérsékletprofil alakíthatunk ki, amely révén nagy ismétlési frekvenciák, vagyis nagy átlagteljesítményű impulzusok esetén is fenntartható az erősítést követően a nyalábprofil minősége. Belátható azonban, hogy a fentiekben leírt egyszerű modell a valóság idealizálása, amely nem szolgál elegendő információval egy lézerfej termikus határainak pontos meghatározásához. Emiatt a modellt kiegészítettem a hűtés hatásfokát alapvetően meghatározó, hűtőcsatornában kialakuló folyadékáramlási probléma megoldásával.

IV.4.3. Kétdimenziós részletes modell

A Ti:Sa kristály folyadékűtésének modellezéséhez szükség van a kristályban, illetve a kristállyal érintkező hűtőfolyadékban kialakuló hővezetés, valamint a folyadék áramlásának meghatározására. Mindemellett, az egyes fizikai folyamatok hatnak egymásra, vagyis a kristályból kicsatolt hő az azt átvevő folyadék réteget felmelegíti, amelynek így megváltozik a sűrűsége és viszkozitása, tehát az áramlási paraméterek is módosulnak. Ebből következően a folyadékáramlást és a hővezetést leíró differenciálegyenletek csatoltak. A COMSOL szoftverben a folyadékáramlást a *Computational Fluid Dynamics (CFD)* modul segítségével végeztem el. Tekintettel arra, hogy nagy hűtési teljesítményre van szükség, előzetesen kijelenthető, hogy a kristály hűtött felületénél IV.3. fejezetben használt 0,35 m/s-nál nagyobb, több m/s értékű folyadékáramlási sebességre van szükség. A nagy áramlási sebesség miatt már átmeneti áramlásról van szó a csatornában, emiatt a turbulens áramlást leíró modellek egyikét kellett alkalmaznom. Egy ún. *nyírás réteg szállítás (shear stress transport, SST)* modellt [193–195] használtam fel, amely egy alacsony Reynolds-számú modell. Erre azért van szükség, mert a kristály és a hűtőfolyadék határfelületén végbemenő hőtranszport felbontása nagy pontosságot igényel. Az SST modell alapegyenleteinek tárgyalása a Függelék XI.2. részében található. Ez a modell bár jelentős számítási kapacitást használ fel, nem alkalmaz fal-függvényeket az áramlási csatorna falához közeli régiókban, ezáltal az áramlási sebesség *határrétegét (boundary layer)* nem közelítéssel adja meg, hanem az áramlást leíró egyenletekből közvetlenül határozza meg. Normál esetben az áramlási paraméterek meghatározására az ún. $k-\omega$ vagy $k-\varepsilon$ [196] típusú turbulens modelleket szokás alkalmazni, amelyek jóval kisebb számítási igényrel rendelkeznek, azonban a jelen problémánál jóval nagyobb Reynolds-számú ($>10^5$) áramlások leírására optimálisak és a falakhoz közeli régiókban közelítéseket használnak.

A szükséges áramlási sebesség kialakításához a kristály és a folyadék érintkezési régiójában a két hűtési módszer esetére különböző csatorna elrendezések kerültek megtervezésre az ELI-ALPS mérnökei által. Tekintettel arra, hogy a csatornarendszer méretei 60 cm x 6,5 cm x 6 cm körüliek, annak középső metszetét kétdimenziós esetben modelleztem le a számítási igények lecsökkentése, valamint a háromdimenziós konvergencia-problémák elkerülése miatt. A két különböző csatorna elrendezés CAD modelljeit a COMSOL szoftverbe importáltam, ezeket a IV.4.4. ábra szemlélteti.



IV.4.4. ábra Egycsatornás (a) és kétszatornás (b) hűtés kétdimenziós modelljei a pumpanyaláb útvonalának feltüntetésével. AH áramlás homogenizáló elemet, EKP1 és EKP2 egycsatornás központi peremet, KKP1 és KKP2 kétszatornás központi peremet jelölnek.

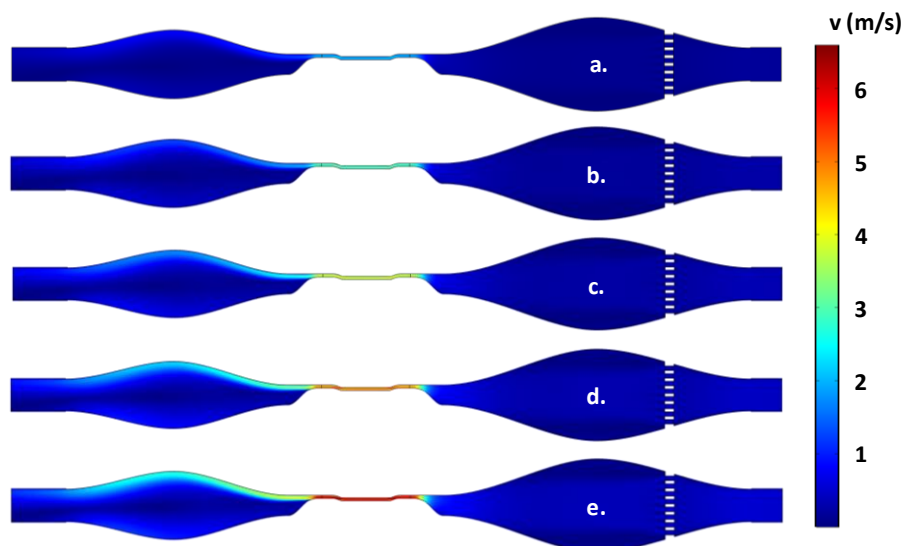
Mivel az SST modell megoldása ilyen méretű geometriára még kétdimenziós esetben is magas számítási igényű (amennyiben a kellő sűrűségű hálózás legenerálható, > 24 óra), valamint konvergencia-

problémák léphetnek fel, a modell futtatását két részre osztottam. Elsőként a IV.4.4. ábrán látható csatornában az egyszerűbb $k-\omega$ modell [196] segítségével meghatároztam a stacionárius áramlási paramétereket, amely a mérsékelt időigény miatt volt előnyös. A megoldás jóságát a COMSOL szoftverben található, az eredmények között kapott ún. *Wall lift-off* érték segítségével ellenőriztem, amely a falakhoz közeli régiókban a hálózás sűrűségéhez kapcsolódó mennyiség. Ezt követően leszűkítettem a modellezett geometriát oly módon, hogy a IV.4.4. ábrán egycsatornás esetben EKP1 és EKP2-vel, míg a kétszatornás esetben KKP1 és KKP2-vel jelölt peremekig vettem fel a csatornát a kontaktzóna belsejétől kifelé haladva, illetve a kristályt hozzáadva megkaptam a részletes modell alapjául szolgáló geometriát. A kétszatornás esetben mind az egyszerűbb $k-\omega$ modell futtatásakor, mind a részletes modell esetén a teljes geometria felét vettem csak fel, mivel a hosszanti tengely szimmetriatengelyként használható. A $k-\omega$ modellhez használt teljes csatornát tartalmazó modellben az említett peremek (EKP és KKP) virtuálisak, arra használhatóak, hogy a kapott áramlási paramétereket ezen peremeken kezdeti feltételként csatolhassuk a részletesebb áramlás-hőtani modellhez. Ennek megfelelően a részletes modell jóval kisebb méretű geometriájában az EKP és KKP peremek az áramlás be- és kimeneti peremfeltételeit vették fel, ahol is bemeneti peremfeltételként a $k-\omega$ modell lefuttatásának eredményeként kapott sebességprofil, nyomást, turbulens kinetikus energiát és a fajlagos disszipációs sebességet adtam meg [196].

A $k-\omega$ modellből származó áramlási paraméterek alapján megadott kezdeti feltételekkel és a csatorna bemenetén felvett peremfeltétellel elértem, hogy a központi rész geometriáján értelmezett SST modell mindig konvergáljon, valamint a valósághoz közelebb álló feltételeket kaptam az áramlásnak a csatorna korábbi részében való fejlődésének figyelembe vétele miatt. Az áramlást leíró egyenleteket stacionárius esetre oldottam meg. A hűtőfolyadék kompresszibilitását elhanyagoltam, mivel kis méretű csatornáról beszélünk, és relatíve kis távolságú áramlásról, amely révén jelentős sűrűségváltozásról nincs szó a rendszerünkben. A laboratóriumi megvalósítás, valamint a kedvező fizikai tulajdonságai miatt hűtőfolyadékként vizet tételeztem fel, amelynek a bemeneten felvett hőmérsékletét a korábbiaknak megfelelően 15 °C-ra állítottam. A csatorna kimenetén mind a $k-\omega$, mind az SST modell esetén konstans zero nyomású peremfeltételt szabtam. A csatorna falait hőszigeteltnek tételeztem fel. A víz hőmérsékletfüggő fizikai tulajdonságait a COMSOL Material Library [184] adatainak felhasználásával adtam meg. Hőforrásként a (IV.4.1.) és (IV.4.2.) formulák alapján megadott abszorbeált pumpaenergiát definiáltam.

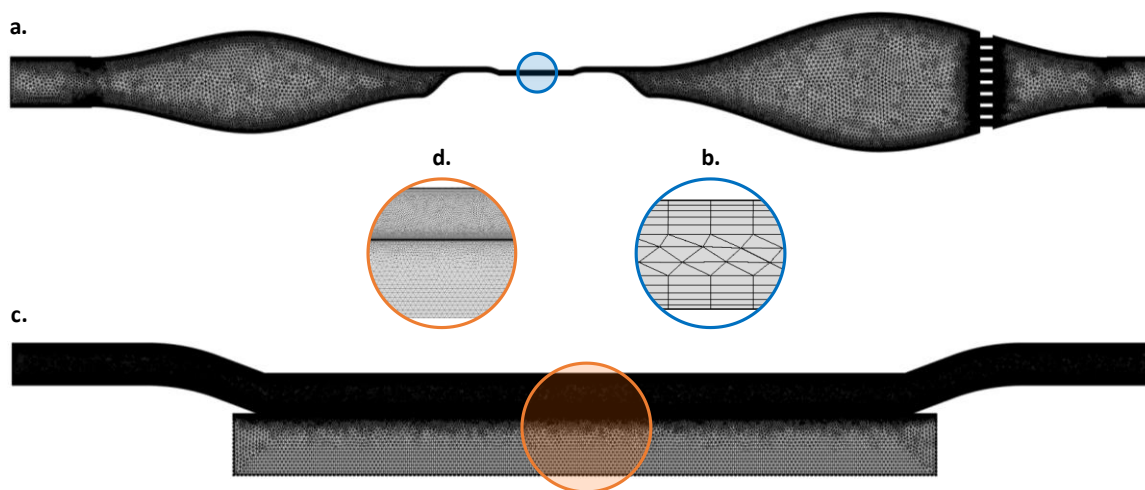
IV.4.4. Eredmények egycsatornás hűtés esetére

Az egycsatornás hűtés esetén a csatorna bemenetén szükséges kezdeti áramlási sebességet a bemeneti peremre merőleges profillal állítva a kristállyal való érintkezési zónában 2,2 m/s és 6,3 m/s közötti áramlási sebességet hoztam létre. Tekintettel arra, hogy ha a csatorna bemenetére vízcsövet csatolunk, a csatolóelemen való áthaladás a folyadékban jellemzően zavarokat okoz. Emiatt a diffúzor előtt egy homogenizáló szűkítő elem került elhelyezésre. Ezt követően a konfúzorban a csatorna szűkülésével relatíve egyenletes növekedés jön létre az áramlási sebességben, majd az a kontakt zónában felveszi csúcsertékét. Végül a csatorna kitágulásával az áramlás sebessége lecsökken, majd a folyadék elhagyja a hűtőfejet a kimeneti csatlakozáson keresztül (IV.4.4. és IV.4.5. ábrák). A $k-\omega$ modellből adódó, IV.4.5. ábrán megfigyelhető áramlási sebességeloszlások bár jól mutatják, hogy a kontakt zónában sikerült homogén sebességprofil kialakítani, a hőkicsatolás folyamatát ezen modell használatával erősen alábecsülnénk. Ennek oka, hogy a sebesség gradiense a falak mentén a fal-függvények használata miatt jóval kisebb a valóságban fellépő értékeknél.



IV.4.5. ábra A $k-\omega$ modellből áramlási sebesség abszolút értékének eloszlása az egycsatornás hűtés esetén különböző bemeneti sebességekre: 0,17 m/s (a), 0,25 m/s (b), 0,33 m/s (c), 0,42 m/s (d) és 0,5 m/s (e).

Az SST modellt a hővezetéssel csatolva, illetve a geometria központi részét a fizikai problémának megfelelően jóval sűrűbben behálózva a részletes modell megoldható. Mivel az SST modell nem használ fal-függvényeket, a háló a falakon és azokhoz közeli régiókban jelentősen sűrűbb kell, hogy legyen, mint a $k-\omega$ modell esetén (IV.4.6. ábra).

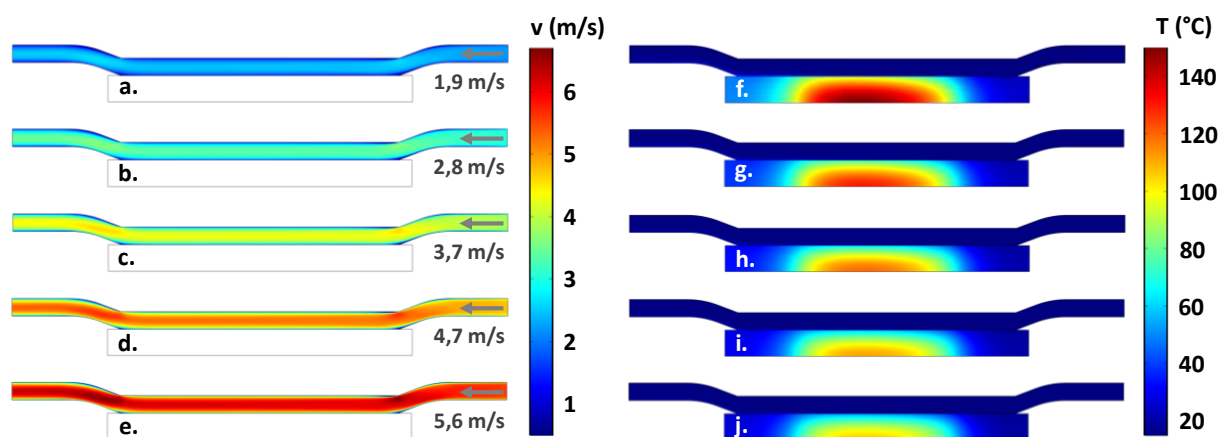


IV.4.6. ábra Hálózás összehasonlítása a két részmodell esetén. A háló a teljes csatorna esetén 48000 elem számosságú (a), amely a késsel jelzett nagyításban jól láthatóan ritkának minősíthető (b). A központi rész modellje esetén a háló annak ellenére, hogy a teljes geometria területének csupán 62-ed részét fedi le, számossága így is 164000-re tehető (c). Belenagyítva a (c) részbe, a csatorna és a kristály hálózásának megnövekedett sűrűsége jól kivehető (d).

Továbbá, mind az áramlási paraméterek kiszámításához, mind a hőkicsatolás korrekt feloldásához szükséges a csatorna falai, valamint a kristály és a folyadék érintkezési peremén az ún. *határréteg hálózás* (*boundary layer mesh*) alkalmazása. A határfelületeknél való jó adaptációs lehetőségei miatt minden modellben háromszög alapú hálózást alkalmaztam. A szimuláció lefuttatását követően az SST modell esetén is ellenőriztem a beépített jósági tényezőt, amely az ún. cella középpontjától mért távolság, amely egy dimenziómentes mennyiség, és a fal menti hálósűrűséget jellemzi. Amennyiben ez a mennyiség 0,5 érték alatti a geometria minden részén a csatorna be és kimeneti részeitől eltekintve, a megoldás elfogadható [184]. A hővezetési probléma megoldása kevésbé érzékeny a háló sűrűségére. A

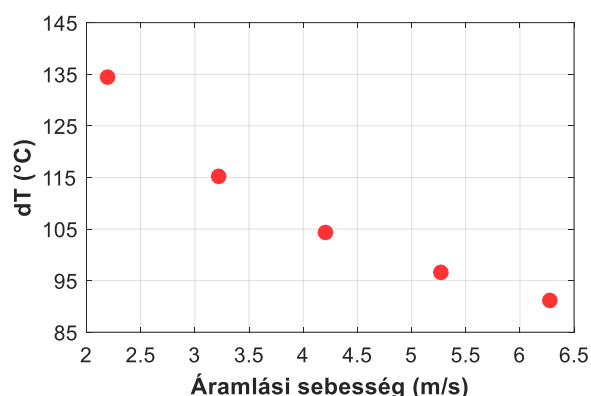
kristály és a folyadék érintkezési peremén a háló eleve rendkívül sűrű az áramlás felbontása miatt, a kristály belsejében pedig a háló adaptálódik ehhez a sűrűséghez a perem közelében.

Az áramlási sebesség SST modell megoldásából származó eloszlásait a IV.4.7. ábra (a-e) részein figyelhetjük meg. A kontaktzónában jól kifejlődött áramlási profilokat kaptam, amelyek optimálisak a kristályban felhalmozódó hő kicsatolására. Ábrázolva a hőmérséklet stacionárius eloszlását a IV.4.7. ábra (f-j) részein láthatóakat kaptam. A IV.4.7. ábra (f) részén megfigyelhető eloszlás az (a) részben vizualizált sebességeloszlás esetén adódott, és így tovább a többi részára esetén. A hőmérséklet profilja a Ti:Sa kristályban kismértékben aszimmetrikus, amely annak köszönhető, hogy a hőátadási tényező a kristály és a víz között a folyás irányában lecsökken. Ez a folyamat a kristály felületénél jelen modell esetén 50 μm körüli vastagságú hőmérsékleti határreteg [197] fejlődésével kapcsolatos. A folyadék áramlásának irányában haladva ugyanis a határretegen belül csökken a hőmérsékleti gradiens a kristály és a folyadék részecskéi között, amely révén csökken a hőátadás is. Az effektus eredményeként a kristály azon fele, amely a folyadékkal elsőként érintkezik, alacsonyabb, addig a túlsó oldala magasabb hőmérsékletű lesz, valamint a hőmérséklet profilja a kristályon belül aszimmetriát mutat.



IV.4.7. ábra SST modellből kapott áramlási sebesség abszolút értékének eloszlása különböző bemeneti sebességek esetén (a-e), illetve az SST modellhez csatolt hővezetési egyenletek megoldásaként adódott hőmérséklet-eloszlások a velük egy magasságban vizualizált áramlási sebességeknek megfelelően (f-j).

A hűtővíz kezdeti hőmérsékletéhez képest kialakult maximális hőmérséklet-növekedés értékét a kristály belsejében különböző áramlási sebességek esetén a IV.4.8. ábra mutatja be.



IV.4.8. ábra Hőmérséklet maximális növekedése különböző áramlási sebességekre az egyoldali hűtés esetén.

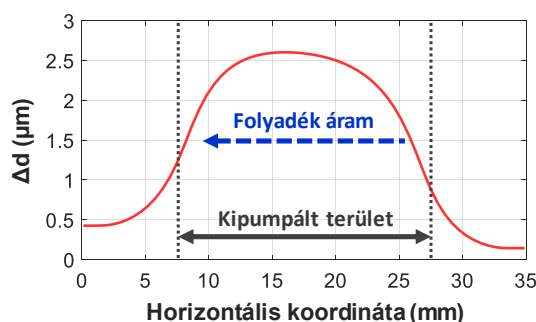
A IV.4.8. ábráról leolvasható, hogy a kristállyal érintkező csatornarészben kialakuló áramlási sebesség 2,2 m/s-ról 6,3 m/s-ra történő megnövelésével a maximális hőmérséklet-változás 134,5 °C-ról 91,2 °C-ra mérsékelhető. Az alacsonyabb maximális hőmérséklet miatt csökken a gradiens értéke a pumpált

terület szélei és centruma között. Továbbá, jól látható, hogy a IV.4.7. ábra (f) részén látható hőmérsékletprofil egyre szimmetrikusabbá válik a (j) részig haladva. Ez az erősítendő nyalábra nézve egyre kisebb hullámfront torzulást jelent az erősítés folyamán. Összehasonlítva a IV.4.2. alfejezetben ismertetett, hőmérsékleti peremfeltétellel kapott eredményt az egycsatornás hűtésre a folyadék-hűtéses modellel, a két modell közötti mintegy 26 °C eltérés az előbbi modell ideális esetétől való eltérés mértékét mutatja.

A kiszámított hőmérséklet-változás hatását a hullámfrontra az erősítendő impulzus kristályon való áthaladása során érzékelhető optikai úthosszkülönbség meghatározásával vizsgáltam meg. Ehhez a Ti:Sa törésmutatójának hőmérsékletfüggését használtam fel. Számításaim során nem vettem figyelembe a hőtágulásból, illetve a mechanikai feszültségek által indukált kettőtörésből származó járulékokat [171]. Mivel a hőmérséklet profiljának homogenitása miatt ezek jóval kisebbek, mint a törésmutató hőmérsékletfüggéséből származó járulék, az eredmények jó közelítésnek tekinthetők. A kristály törésmutatójának változását 799 nm hullámhosszon számoltam ki, és az egyik optikai perem felől haladva a másik peremig a transzverzális irányban integráltam azt a

$$\Delta d(x, y) = \int \frac{dn}{dT} [T(x, y) - T_{v\acute{e}z}] dy \quad (IV.4.)$$

kifejezés szerint, ahol Δd az optikai úthosszkülönbség, dn/dT a Ti:Sa törésmutatójának elsőrendű hőmérsékletfüggése, valamint $T_{v\acute{e}z}$ a hűtőfolyadék kezdeti hőmérséklete. A kristály dn/dT együtthatójának értékének 799 nm hullámhosszon $1,229 \cdot 10^{-5} \text{ 1/}^\circ\text{C}$ -ot vettem [69].



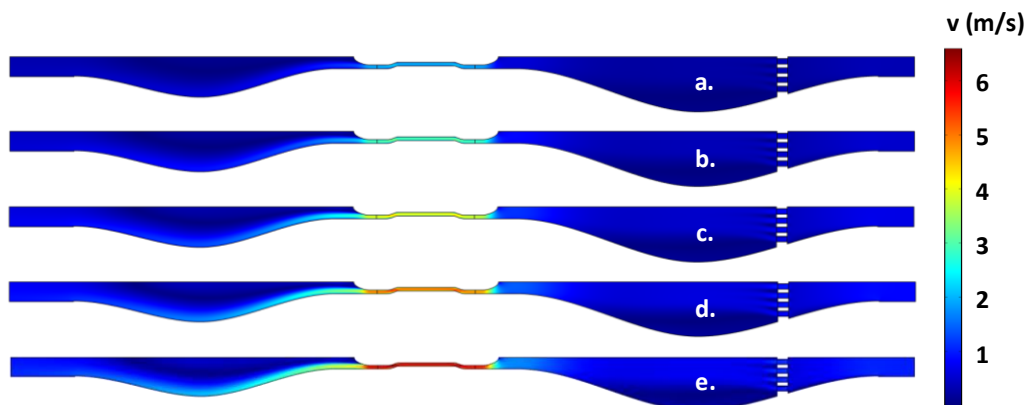
IV.4.9. ábra Optikai úthosszkülönbség a radiális irány mentén a kristályon történő egyszeri áthaladásra. Az áramlási sebesség 6,3 m/s volt a kontaktzónában.

Az ezek alapján 6,3 m/s áramlási sebességre és egy passzra számolt optikai úthosszkülönbséget a IV.4.9. ábrán figyelhetjük meg. A Δd görbén is látható, hogy a hőmérséklet-eloszlásnak megfelelően, a hőátadási együttható csökkenése miatt sugárirányban enyhe aszimmetria alakul ki.

IV.4.5. Eredmények kétcsatornás hűtés esetére

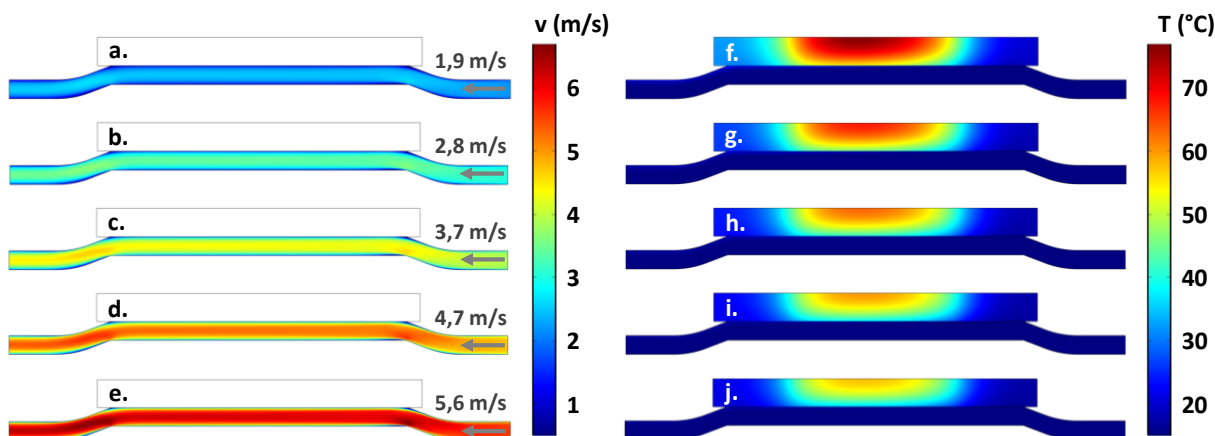
A kétcsatornás hűtés alkalmazása a IV.4.2. alfejezet eredményei alapján a hűtési teljesítmény jelentős növekedését eredményezi. Ehhez az egycsatornás esetben alkalmazott modellezési eljárást felhasználva, elsőként a $k-\omega$ modellt lefuttatva a kétcsatornás geometria felére, a hosszanti tengely mentén szimmetria peremfeltételt alkalmazva közelítő megoldást nyertem az áramlási paraméterekre. Az egycsatornás esettel megegyező kontaktzónában mérhető áramlási sebességek eléréséhez szükséges bemeneti sebességet állítottam be, a bemeneti peremre merőleges profillal, amely eredményeként kapott sebességeloszlásokat a IV.4.10. ábra szemlélteti. A IV.4.10. ábrán csak a csatorna alsó felét mutatom be, mivel az áramlás a hosszanti tengelyre szimmetrikus. Érdeemes megemlíteni, hogy mivel a csatorna

kétszer nagyobb keresztmetszettel rendelkezik a kontaktzónában, így kétszer akkora bemeneti áramlási sebességre van szükség ugyanazon kristálymenti sebesség eléréséhez, mint az egycsatornás esetben.



IV.4.10. ábra A $k-\omega$ modellből kapott áramlási sebesség abszolút értékének eloszlása különböző bemeneti sebességek esetén, amelyek megegyeznek az egycsatornás esetben mért bemeneti sebességek kétszeresével.

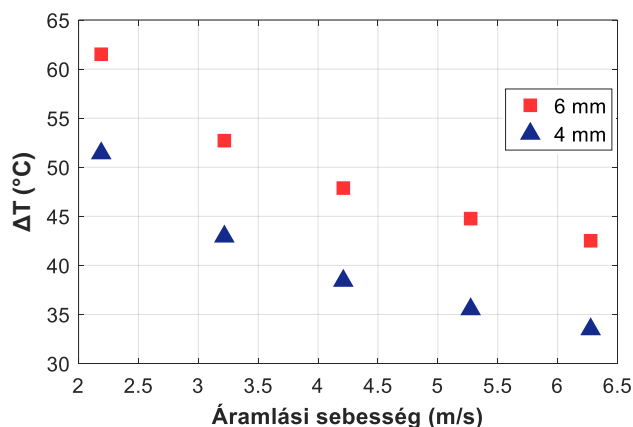
A $k-\omega$ modell eredményei alapján megadva a kezdeti- és peremfeltételeket, az SST-hőterjedés csatolt modellt is lefuttattam a IV.4.10. ábrán látható bemeneti áramlási sebességeknek megfelelő paraméterekre. Ebből megkaptam a kontaktzóna és közvetlen közelében kialakult stacionárius áramlási sebességeloszlásokat, amiket a IV.4.11. ábra (a-e) része szemléltet.



IV.4.11. ábra SST modellből kapott áramlási sebesség abszolút értékének eloszlása az egyik kontaktzónában különböző bemeneti sebességek esetén (a-e), illetve az SST modellhez csatolt hővezetési egyenletek megoldásaként adódott hőmérséklet-eloszlások, a velük egy magasságban vizualizált áramlási sebességeknek megfelelően (f-j) a 6 mm vastag Ti:Sa kristály esetében.

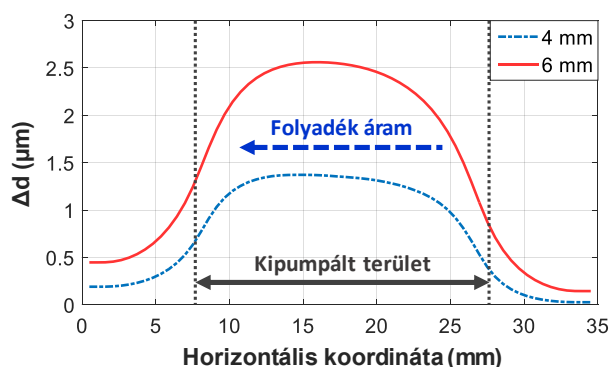
Az áramlás sebességeloszlásaiból ismét jól kivehető, hogy a hűtéshez optimális, homogén sebességprofilokat sikerült elérni a kristály közelében. Az ezekhez tartozó hőmérséklet eloszlásokat a 6 mm vastagságú kristályban és a hűtőfolyadékban a IV.4.11. ábra (f-j) részén figyelhetjük meg. A kétsatornás hűtés jelentősen alacsonyabb hőmérséklet-emelkedést eredményez már a legalacsonyabb, 2,2 m/s áramlási sebesség mellett is, ha azonban ezt egészen 6,3 m/s-ig növeljük, az 42,5 °C-ra csökken a legkisebb sebesség esetén számolt 61,5 °C-ról. A kétsatornás hűtést megvizsgáltam 4 mm vastag Ti:Sa kristály alkalmazásával is, amellyel az eredmények alapján további jelentős hőmérséklet-csökkenést értem el a kristályban (IV.4.12. ábra) minden áramlási sebességen: 2,2 m/s sebesség esetén mintegy 10,1 °C hőmérséklet-csökkenést jelentett a kristály vastagságának 4 mm-re változtatása, és ezt a relatív csökkenés az áramlási sebesség 6,3 m/s-ra való megemeléséig közel meg is marad. Az

egycsatornás hűtés esetén megfigyelhető enyhe aszimmetria a kétcsatornás hűtési rendszerrel is kivehető a IV.4.11. ábrán, mértéke azonban jóval kisebb a megnövekedett hűtési hatások miatt.



IV.4.12. ábra Hőmérséklet maximális növekedése különböző áramlási sebességek esetén 6 mm és 4 mm vastag kristályok esetén.

Összehasonlítva a IV.4.2. alfejezetben két peremen konstans hőmérsékletű modellel a kétoldali folyadékűtéssel nyert eredményeket, az ideálistól való eltérés 6 mm vastag kristály esetén 6,3 m/s folyadéksebesség mellett 5,6 °C, addig 4 mm vastag kristály esetén pedig csak 3,6 °C értékű. Az ideális hűtéssel kapott eredményhez képest kisebb eltérés a hűtés hatékonyságának jelentős megnövekedését prezentálja két csatorna esetén.



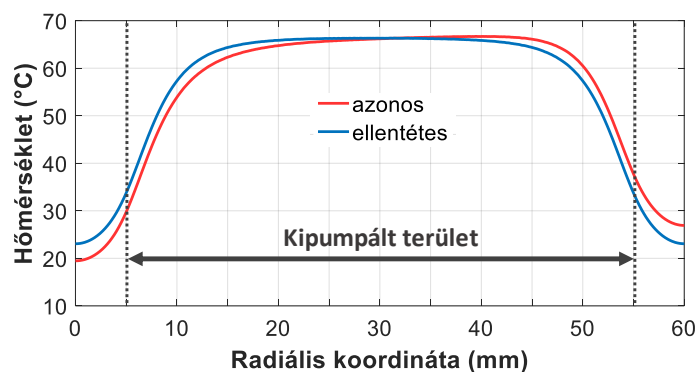
IV.4.13. ábra Optikai úthosszkülönbség a radiális irány mentén a kristályon történő egyszeri áthaladásra 6 mm (piros) és 4 mm (kék) vastag kristályok esetére. Az áramlási sebesség 6,3 m/s volt a kontaktzónában.

Az optikai úthosszkülönbséget megvizsgáltam a kétcsatornás hűtés esetére is. A 6 mm vastag Ti:Sa korongban 6,3 m/s áramlási sebességen egyszeri áthaladásra az egycsatornás hűtésnél kapott maximális Δd értékhez közeli eredményt kaptam, azonban a Δd profilja kisebb aszimmetriát mutatott (IV.4.13. ábra, piros görbe). Kiszámolva a 4 mm vastagságú kristályban kialakult Δd görbét egyszeri áthaladásra, a maximális Δd érték 1,2 μm-t csökkent a 6 mm vastag korong esetéhez képest, valamint a görbe aszimmetriája is kisebb értékű lett. Ebből következően a kisebb vastagságú kristály kétcsatornás hűtéssel kombinált alkalmazása a hőmérséklet gradienseinek csökkentése, ezáltal a hullámfront torzulásának és a termikus lencse effektus kialakulásának elkerülése szempontjából rendkívül előnyös. A számolások során a két hűtőcsatornában áramló hűtővízben kialakuló optikai úthosszkülönbséget elhanyagoltam, mivel annak hőmérséklet-változása a relatíve nagy áramlási sebesség miatt alacsony, valamint csupán egy vékony, a kristály felületétől mért mintegy 50 μm alatti vastagságú hőmérsékleti határretegben lép fel.

IV.4.6. Felskálázási eredmények

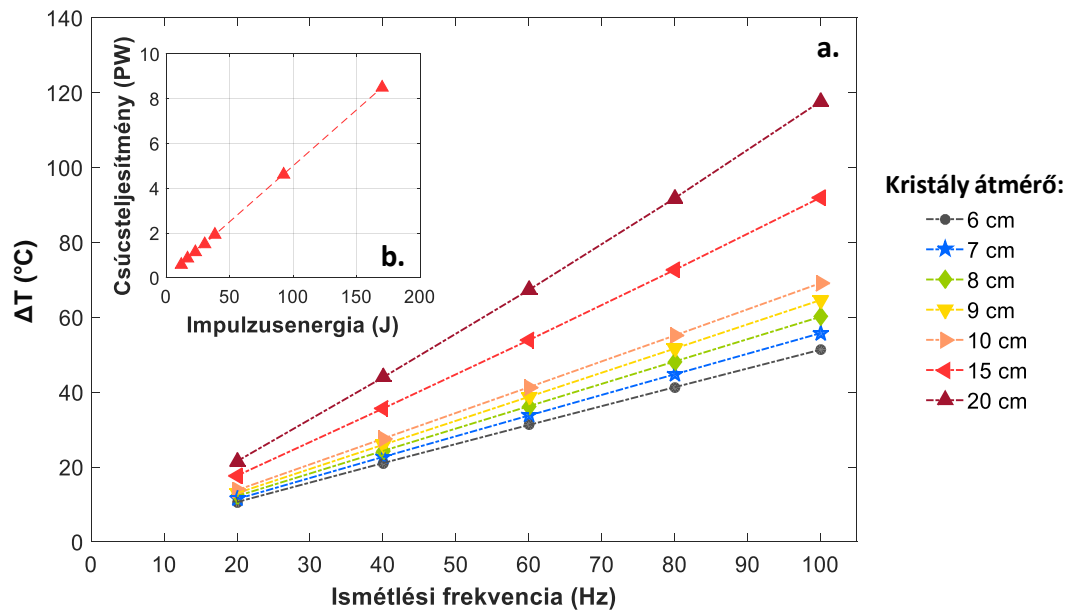
Az egy erősítő csatornából kicsatolható energia, és így a rendszer végén kompresszió után kapott csúcsteljesítmény növeléséhez több pumpaenergiára, valamint nagyobb nyalábátmérőkre és kristály méretre van szükség. Tartva az 1:10 optimális oldalarányt az EDP-TD erősítőben, bár a kristály vastagsága a sugárral lineárisan, a hűtött felület azonban a sugár négyzetével skálázódik, így a hűtött felület méretével gyorsan növekszik a hűtés hatásfoka is. A kicsatolható energia növelésének hatásait 6 cm és 20 cm közötti átmérőjű Ti:Sa korongok esetére vizsgáltam meg, amely során kis mértékben egyszerűsítettem a modellezett csatorna geometriáját.

A hűtést kétszatornás megoldással oldottam meg, míg az optikai sémát transzmissziósna tételtem fel. Előbbihez a hűtőcsatorna kialakítását úgy egyszerűsítettem, hogy a csatorna csupán egy egyenes cső alakban kapcsolódik a kristályhoz, törés nélkül. Az áramlás modellezése során továbbra is felhasználtam a k - ω modellt a kezdeti- és peremfeltételek megadásához, valamint a sebességprofil kifejlődésének eléréséhez a kristályhoz közeli csatornarészhez érve. A hőmérsékletprofil aszimmetriájának csökkentésére a két hűtőcsatornában ellentétes irányú folyadékáramlást állítottam be, amely további javulást eredményezett (IV.4.14. ábra). Tekintettel arra, hogy az ilyen hűtőrendszerekben használt áramlási sebességeknél nagyobb értékre van szükség a kellő hűtőteljesítmény eléréséhez, és ennek biztosítása önmagában technológiai kihívás, a modellben beállított kezdeti áramlási sebességet 4 m/s-ra állítottam be. Ezt az áramlási sebességet használtam a további összes modell esetén.



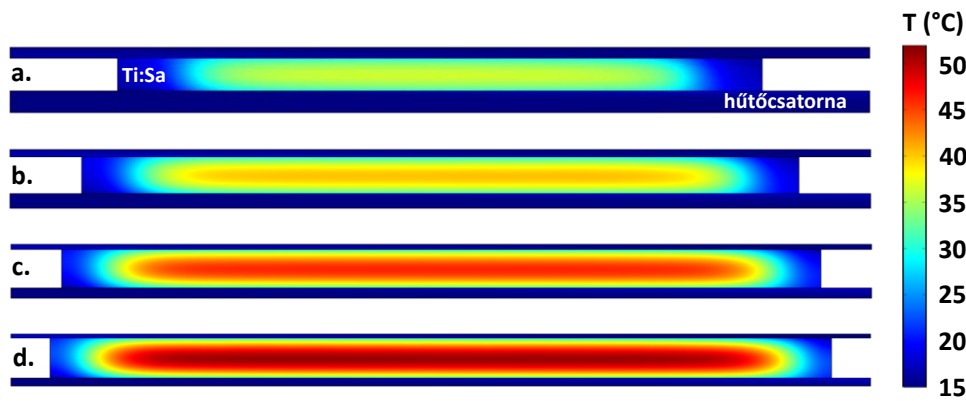
IV.4.14. ábra Hőmérsékletprofilok a kristály központi, hosszanti tengelyén azonos (piros) és ellentétes (kék) irányú folyadékáramlással való hűtéssel. A modellezett Ti:Sa kristály 6 mm x 60 mm dimenziójú volt.

A pumpaimpulzusok energiáját minden kristálméret esetén úgy növeltem meg, hogy a 100 TW csúcsteljesítményű erősítők esetén előírt 2 J/cm^2 energiasűrűséget érjek el a kristályban. A Ti:Sa korong abszorpciós együtthatóját 95% abszorpció eléréséhez hangoltam minden kristálméret esetén, amelyhez két áthaladást használtam fel mindkét oldali pumpanyaláb esetén. A hűtőfolyadék kezdeti hőmérsékletét minden esetben 15 °C -ra állítottam. A nyalábok kristályon való áthaladását figyelembe véve, illetve a lehetséges kristálybefogatasra számolva, a kristály peremétől 5 mm-t elhagytam, azaz a tiszta apertúra 1 cm-rel kisebb a megadott átmérőknél. A pumpálást két oldalról vettem figyelembe. A vizsgált ismétlési frekvenciákon (20, 40, 60, 80 és 100 Hz) a hőmérséklet kezdeti értékéhez képest bekövetkező megemelkedése 8 cm kristályátmérőig 60 °C alatt marad, míg 40 Hz frekvenciáig még 20 cm átmérő esetén ($>0,5 \text{ kJ}$ pumpaenergia) sem nő a hőmérséklet-változás 45 °C fölé, amely esetén a fűtőteljesítmény nagyobb mint 10 kW (IV.4.15. ábra). A hőmérséklet profilja a magasabb ismétlési frekvenciákon is sima marad, amely alacsony hőmérséklet-gradienst biztosít a pumpált terület centruma és szélei között.



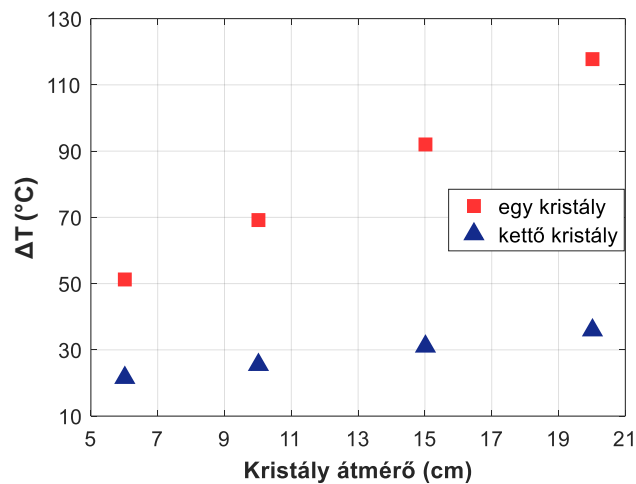
IV.4.15. ábra Hőmérséklet maximális növekedése a hűtőközeg hőmérsékletéhez képest adott ismétlési frekvenciákon, különböző kristály átmérők esetén kétszatornás hűtéssel (a). A 6 cm átmérőtől kezdve a pumpaenergiák a következők: 40 J, 57 J, 77 J, 101 J, 127 J, 308 J és 567 J. Kompresszált impulzusok csúcsteljesítménye az egyes kristályátmérőkre (b), ahol 60% impulzuskompresszor hatásfokot és 20 fs impulzushosszt tételeztem fel.

A 100 TW-nál nagyobb csúcsteljesítményű impulzusok előállításához szükséges kristálméretnek esetén felmerül annak lehetősége, hogy megnöveljük a hűtőcsatornák számát a következő módon. Ha a kristály vastagsága nagyobb vagy egyenlő mint 6 mm, kísérleti tapasztalataim alapján lehetséges a kristály két egyenlő részre vágásával azok befogatása. Ekkor a két egyenlő vastagságú kristályt mindkét oldalról hűtve egy három csatornás rendszert kapunk. Ezzel a módszerrel az egy kristályra jutó fűtőtelijsítményt megfeleltethetjük, valamint a hűtött felületet jelentősen megnövelhetjük. A két kristály pumpálása az egy kristályt tartalmazó erősítővel azonos módon, két oldalról valósítható meg, csupán a nyaláboknak át kell haladnia mindhárom hűtőfolyadék csatornán. Ez reflexiós veszteségekhez, valamint hullámfront torzulásokhoz vezethet, azonban ezeket a pumpaenergia néhány százalékos megnövelésével, illetve az erősítő után beépített deformálható tükörrel kompenzálhatjuk. A kristály méreteinek további növelése a csatornák és az erősítő kristály korongok számának további növelését is lehetővé teszi. Ezt a módszert több esetben alkalmazták az utóbbi években, például Nd:YLF kristály alapú koronglézerekben [198], de hasonló multi-slab elrendezést használnak a DiPOLE és DiPOLE-100 Yb:YAG végerősítő fokozataiban is [199,200]. A kristályok két oldalán lévő csatornáknak a hűtőfolyadék áramlását egymással ellentétesre állítottam, javítva ezáltal a hőmérsékletprofil szimmetriáját a korongokban. A Ti:Sa korongok abszorpciós együtthatóját úgy hangoltam, hogy kétpasszos kétoldali pumpálással 95% abszorpciót érjek el a két kristályra együttesen. Az ilyen típusú, kétkristályos erősítő modulok potenciáljának demonstrációjára 100 Hz ismétlési frekvencián vizsgáltam a hőmérséklet változását. A középső hűtőcsatorna hosszanti tengelye szimmetriatengelyként szolgált, így elegendő volt a teljes geometria felét modelleznem. Négy erősítő modult szimuláltam, mégpedig 6, 10, 15 és 20 cm átmérőjű és 3, 5, 7,5 és 10 mm vastagságú kristályokkal (IV.4.16. ábra). A IV.4.16. ábra alapján kijelenthető, hogy a kristály két részre vágásával, és három hűtőcsatorna alkalmazásával jelentősen csökkenteni tudtam a kristályokban kialakuló hőmérséklet-gradiens, valamint a hőmérséklet profilja is rendkívül előnyös módon változott.



IV.4.16. ábra Hőmérséklet-eloszlás a modellezett geometriában 6 cm x 0,3 cm (a), 10 cm x 0,5 cm (b), 15 cm x 0,75 cm (c) és 20 cm x 1 cm (d) méretű kristályokra.

Érdemes összehasonlítani az egy kristállyal, illetve a dupla kristállyal szerelt erősítő modulok termikus viszonyait (IV.4.17. ábra).



IV.4.17. ábra Hőmérséklet emelkedése egy- (piros) és két kristályból (kék) álló erősítő fejre, különböző kristály átmérők esetén.

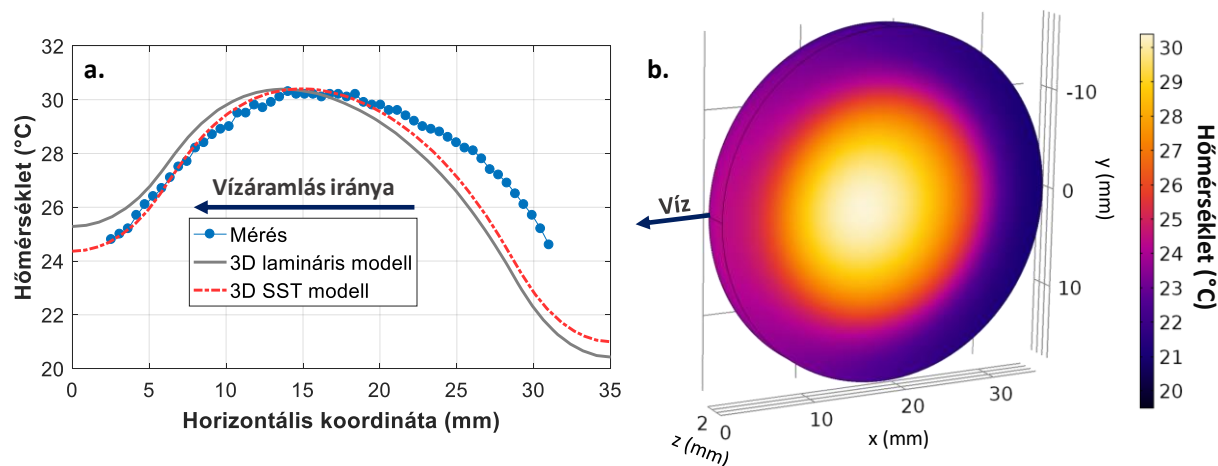
Míg a 6 mm x 60 mm kristályt tartalmazó modulban a hőmérséklet kezdeti értékéhez képest bekövetkező megváltozása 51,3 °C, addig kettévágva a kristályt és megnövelve a hűtőcsatornák számát ez az érték 21,5 °C-ra csökken. Ha növeljük a kristály átmérőjét, bár jelentősen nő a fűtőtéljesítmény is, és egy kristályt tartalmazó modulban a hőmérséklet 117,7 °C-t emelkedik a kezdeti értékhez képest, addig két kristállyal ez az érték a szimulációk szerint csupán 36,1 °C egy 20 mm x 200 mm méretű korong esetén, amely mintegy 81,6 °C csökkenést jelent. Ezek az eredmények egyértelműen prezentálják a multikorong erősítő modulok potenciálját. Fontos azonban megemlíteni, hogy amennyiben a törésmutató illesztett folyadékban feloldott abszorber helyett szilárd, például kerámia típusú abszorbert tudnánk használni a Ti:Sa kristály peremén, jelentősen leegyszerűsítene a kristály rögzítésének és a hűtőcsatornák vezetésének kialakítását. Ez a módszer utat nyithat a több kristályt tartalmazó EDP-TD erősítő modulok kialakításához.

IV.4.7. Modell összehasonlítása a kísérleti eredményekkel

A IV.3.5. alfejezetben ismertetett kísérlet során mért egyensúlyi hőmérséklet-eloszlást összehasonlítottam a kísérleti paraméterek alapján felépített, geometriáját tekintve egyszerűsített numerikus modellel két- és háromdimenziós esetben is. A modell a Ti:Sa kristályból, valamint egy azzal

közvetlenül érintkező 10 mm vastagságú, téglatest alakú csatorna részletből állt. A csatornarészlet bemenetén 0,3 m/s áramlási sebességet állítottam be homogén eloszlással. Ez a bemeneti sebesség éppen a kísérletek során alkalmazott azonos csatornavastagság mellett mért 0,35 m/s áramlási sebességet eredményezett a kristállyal való érintkezési zónában a csatorna középső részén, amelyben a mérés is el lett végezve. Az abszorbeált pumpaenergia hődisszipációs hatásfokára a magimpulzusokkal való energiakicsatolás hiányát, a kvantum defektust és a vizsgált hőmérsékleten érvényes kvantum hatásfokot figyelembe véve 0,468 értéket állítottam be a modellben. Tekintettel arra, hogy a kísérlet során a hűtővíz áramlása lamináris volt, a problémát megvizsgáltam mind a lamináris, mind pedig az SST turbulens folyadékáramlási modell segítségével.

Az hűtővíz áramlását mind a lamináris, mind pedig az SST modell segítségével a hőterjedési problémával csatolva kiszámoltam. A kétdimenziós esetben a lamináris modellel 3,7 °C, az SST modellel számolva pedig mintegy 3,1 °C értékkel nagyobb csúcshőmérsékletet nyertem a mért értékekhez képest, valamint a mérthez hasonló profilt kaptam a kísérleti paraméterek mellett. Az eltéréseket az áramlásra merőleges irányú hőterjedés kétdimenziós esetben való hiánya eredményezi. Átváltva a háromdimenziós szimulációkra, az eredményeket a IV.3.5. alfejezetben leírt mérésekből kinyert horizontális profillal összevetve a IV.4.18. ábra (a) része mutatja.



IV.4.18. ábra Mért (kék karika) és háromdimenziós lamináris (szürke folytonos vonal), valamint háromdimenziós SST modellel (piros szaggatott vonal) kapott horizontális hőmérsékletprofil a 4 J energiával 10 Hz ismétlési frekvencián pumpált Ti:Sa kristály esetére (a). Háromdimenziós hőmérséklet-eloszlás a kristály elülső és oldalsó felületén az SST modellel számolt áramlás esetére (b). A háromdimenziós hőmérséklet-eloszlás méréssel való összehasonlításának megkönnyítése érdekében a mért profillal azonos színskémát használtam.

A két modell közül az SST típusú ad jobb egyezést a mért értékekkel, amely oka az lehet, hogy az áramlási csatorna falához közel ez a modell pontosabban határozza meg a sebességeloszlást. A stacionárius hőmérséklet-eloszlás csúcsát mindkét modell jól visszaadja. Ugyanakkor, mindkét modell esetén a jobb szélén alacsonyabb a számolt hőmérséklet, mint a méréssel kapott érték. Ennek oka valószínűleg a pumpaimpulzusok által gerjesztett TPG folyamat kristály szélén található abszorberben való elnyelődése, amely melegíti azt, és így a kristály peremén addicionális hőterhelés jelentkezik. A TPG folyamat kialakulásának pontos modellezése igen bonyolult, és több lézerparaméter további mérését igényelné, így erre a kalkulációim során nem került sor. A IV.4.18. ábra (b) részén ábrázolt, a kristály felületén kapott háromdimenziós hőmérséklet-eloszlást összevetve a IV.3.12. ábra (e) részén látható mért eloszlással jó egyezés figyelhető meg. Megvizsgálva a kristály középvonalai mentén a horizontális és a vertikális irányú hőmérséklet-eloszlást a IV.4.19. ábrán látható értékeket kaptam.



IV.4.19. ábra Háromdimenziós SST modellel kapott kétdimenziós hőmérséklet-eloszlások a kristály horizontális (a) és vertikális irányú (b) metszeteiben, a középvonalak mentén. A hűtővíz áramlási iránya a (b) esetben a lap síkjából kifelé mutat.

A Ti:Sa kristály horizontális metszetében a vízáramlás irányában enyhe aszimmetria figyelhető meg a hőmérséklet eloszlásában, azonban a hőmérséklet a kristály vastagsága mentén közel állandó. Ezzel szemben a vertikális metszetben szimmetrikus hőmérséklet-eloszlást kapunk. A szimulált hőmérséklet-eloszlásban a kristály szélén kapható jelentős eltérés a mérésből nem látható, mivel a kristály széleit a befogatók eltakarja. A mért és a szimulált profilok közötti eltérés további forrása lehet még, hogy a kísérlet során az áramlás a kristály befogatójának egyenetlenségei miatt nem volt kellően sima, így a modell a hűtést a kristály szélein túlbecsülte. Erre az effektusra a 100 TW / 100 Hz paraméterű erősítő fejek szimulációi során külön figyelmet fordítottam. Ezen felül, a pumpaimpulzusok térbeli intenzitásprofilja némi eltérést mutatott a szélek között, ami szintén eredményezhet eltérést a szimulációban figyelembe vett Super-Gauss eloszlású intenzitásprofilhoz képest. A vertikális hőmérséklet-profil a hőkamera szög alatti leképezése miatt torzult, illetve a kristály alsó szélét a befogatók takarja, azonban a kristály felső részén jó egyezés látható a háromdimenziós szimulált eloszlással.

IV.4.8. Diszkusszió

A IV.3. alfejezetben tárgyalt eredményekre alapozva, az EDP-TD erősítők felskálázásával kapcsolatos, részletes numerikus szimulációk váltak szükségessé. Ehhez a COMSOL Multiphysics szoftver optimális választásnak bizonyult. A szobahőmérsékletű üzemeltetés számos előnye miatt vízhűtéses erősítő modulok modellezésére koncentráltam. Ehhez a hőterjedést, valamint a hűtőközeg áramlását leíró differenciál-egyenleteket kellett csatolva megoldanom. Kétdimenziós numerikus modellt építettem FEM módszerrel, amelyben mindkét problémát stacionárius esetre oldottam meg.

Megvizsgáltam egy 100 TW / 100 Hz osztályú végerősítő modulban kialakuló stacionárius hőmérséklet-eloszlást, amelyhez egy-, illetve kétcsatornás hűtési elrendezéseket használtam fel. Az egycsatornás hűtés esetén az aktív tükrök geometriát használva egy 3 mm vastag Ti:Sa kristályra számoltam ki a hőmérséklet eloszlását 6 J pumpálásra vonatkozóan, 50% erősítéssel való energiakicsatolási hatékonyság mellett. A kétcsatornás hűtés esetében 6 és 4 mm vastag Ti:Sa koronggal számoltam, az egycsatornás hűtésnek megfelelő lézerparaméterek mellett. Mindkét hűtési koncepció esetén multipasszos pumpálást alkalmazva 95% abszorpciót értem el. A hűtést a folyadékáramlás sebességének változtatásával optimalizáltam. Az eredmények alapján elmondható, hogy a 100 Hz ismétlési frekvencián való erősítéshez az egycsatornás hűtés mellett 91 °C feletti hőmérséklet-növekedés kapható a pumpált térfogat centrumában. Ezzel szemben a kétcsatornás hűtéssel és a 4 mm vastag Ti:Sa kristállyal ez az érték 35 °C alá csökkenthető. A kristályban kialakuló stacionárius hőmérsékletprofil alapján meghatároztam a törésmutató hőmérsékletfüggéséből származó optikai úthosszkülönbséget is, amellyel arányos az erősített impulzus hullámfront torzulása.

Szimulációkat végeztem a 100 TW-nál nagyobb csúcsteljesítményű impulzusok előállítására alkalmas végerősítők hűtésére vonatkozóan, amely során két koncepciót követtem. Elsőként

kétcsatornás hűtéssel és transzmissziós optikai sémával vizsgáltam a megnövelt energiájú EDP-TD erősítők termikus működését. A második esetben kétkristályos erősítő fejeket modelleztem, ahol a hűtőcsatornák számát háromra növeltem. A szimulációs eredményekből egyértelműen kiolvasható, hogy az átlagteljesítmény nagymértékű felskálázásához a többkristályos, többcsatornás hűtés alkalmazása még hatékonyabb megoldás lehet. Felmerül ugyanakkor a kérdés, hogy a hűtőfolyadékban való áthaladás mind a pumpa, mind pedig az erősített impulzusok esetén addicionális hullámfront torzulásokat eredményezhet. Ezen effektusok vizsgálata a jövőben mindenképpen szükséges lesz.

Az általam épített, a folyadékáramlást és hőterjedést csatolt módon tartalmazó FEM modellt a kísérleti eredményekkel összevetve mind a lamináris, mind az SST áramlási modellt alkalmazva jó egyezést kaptam. A mért eredményekhez az SST áramlási modellel számolt értékek álltak közelebb. A mért értékektől való minimális eltérést a pumpa intenzitásprofiljának optimálistól deviációja, nem tökéletes centráltsága a kristályban, valamint a TPG elnyelődése révén a kristály szélén lévő abszorber melegekedése. A háromdimenziós modell kísérleti eredményekkel való egyezése azonban meggyőző, s megmutatta a modell kiváló alkalmazhatóságát a korongerősítők hűtésének szimulációjára.

A korong típusú erősítés Ti:Sa közegen alapuló, reflexió és transzmissziós elrendezésekben való alkalmazhatóságát a kétdimenziós szimulációk eredményesen alátámasztották. Igazán pontos eredményeket háromdimenziós modellezéssel kaphatunk, amelyhez a konkrét geometria ismerete alapvető fontosságú. Fontos megjegyezni, hogy a kétdimenziós modellek esetén a módosításokkal kapcsolatos rugalmasság, a kisebb számítási teljesítmény- és időigény jelentősen megnöveli a felhasználhatóságot. Mivel a háromdimenziós modellek számítási- és időigénye többszöröse a kétdimenziós eseteknek, így az előbbieket leginkább a végső geometria ismeretében szokás alkalmazni. A közeljövőben a HF-100 lézerrendszer architektúrájának pontosítását követően a jelenleginél részletesebb, a parazita effektusokat is figyelembe vevő háromdimenziós szimulációkat fogok készíteni az erősítő modulokban kapható hőmérséklet-eloszlások meghatározására.

- T4.a.** Kétdimenziós numerikus modellezést végeztem a HF-100 lézer egy lehetséges, 100 TW osztályú EDP-TD Ti:Sa végerősítőjének hűtésére vonatkozóan. Egy- és kétcsatornás hűtési elrendezéseket megvizsgálva azt kaptam, hogy kétcsatornás hűtés esetén 4 mm vastag kristállyal a hőmérséklet maximális emelkedése 35 °C értékre csökkenthető [TP5].
- T4.b.** Nagyobb csúcsteljesítményű EDP-TD erősítőket vizsgáltam meg 8,5 PW szintig, különböző ismétlési frekvenciákon. Kétkristályos és három hűtőcsatornás elrendezést alkalmazva tovább növeltem a hűtés hatásfokát, amely több kW átlag-, és több PW csúcsteljesítményű rendszerek végerősítőinek megvalósítását teheti lehetővé [TP5].

V. Összefoglalás

A nagyintenzitású fényimpulzusok előállítására napjainkban leginkább Ti:Sa alapú CPA és DCPA rendszereket alkalmaznak. Ennek oka, hogy a Ti:Sa erősítő közeg kiváló fizikai tulajdonságai, valamint rendkívül széles emissziós spektruma lehetővé teszi az akár több PW csúcsteljesítményű és 25 fs hosszúságú impulzusok létrehozását. A Ti:Sa technológia két legfőbb limitációja a 25 fs alatti hosszúságú impulzusok előállítása, illetve a nagy átlagteljesítmény elérése. Az előbbi probléma a Ti:Sa erősítési spektrumának alakjára és véges szélességére vezethető vissza, amely az erősített impulzusok spektrumának beszűkülését és eltolódását eredményezi. Az utóbbi korlátot a lézererősítés folyamata során a pumpanyaláb abszorpciójából disszipált hő eredményezi. Nagy átlagteljesítményű pumpálás esetén ugyanis a kristály pumpált térfogatában jelentős hőmérsékleti gradiens jön létre, amely az erősített impulzusok térbeli profiljának torzulásához, végső soron az erősítő közeg és a lézerrendszer optikáinak sérüléséhez vezethet. Nagy csúcsteljesítményű lézerrendszerekben a végerősítők kristályaiban már 10 Hz ismétlési frekvencia esetén is több tíz watt hőteljesítmény disszipálódik, amely az erősítő átlagteljesítményének felskálázását jelentősen korlátozza.

A Ti:Sa lézererősítőkben a kristály hűtését mérsékelt átlagteljesítményű pumpálás esetén szobahőmérsékleten, vízzel szokás megoldani. Fontos azonban, hogy a gerjesztett kristály az erősített impulzusok CEP-jére hatást fejthet ki, és így a lézerparaméterektől függően leronthatja annak stabilitását. Nagy átlagteljesítményű pumpálás esetén az erősítő kristályt alacsony hőmérsékletre szokás hűteni, amely révén a hővezetési együttható Ti:Sa esetén ugrásszerűen megnő, jelentősen mérsékelve ezáltal a hőmérsékleti gradienst a pumpált térfogatban. Mivel azonban az optikai és lézerparaméterek is megváltoznak ezen a hőmérsékleten, az erősítés spektrális fázisra és CEP-re kifejtett hatása a szobahőmérsékletű működéstől egészen különböző lehet. CPA rendszerek esetén az erősített impulzusok fázisstabilitása számos kísérlet szempontjából kritikus lehet, emiatt az erősítés során fellépő fázisinstabilitások részletes vizsgálata szükséges.

Értekezésemben a Ti:Sa erősítő rendszerekben fellépő fázis instabilitásokkal, valamint az átlagteljesítmény felskálázását lehetővé tevő korongerősítő koncepcióval kapcsolatos új eredményeimről számoltam be. Eredményeim nagy mértékben elősegíthetik a jelenleg elérhető nagyintenzitású lézerek fázisstabil és nagy átlagteljesítményű működést biztosító továbbfejlesztését. Eredményeim az ELI-ALPS HF-100 lézerrendszerének tervezéséhez és megvalósításához szükséges kutatás-fejlesztési projekt részét képezik.

Tudományos eredményeimet az alábbi tézispontokban foglalom össze:

- T1.** Megvizsgáltam a vízhűtéses Ti:Sa erősítés CEP-stabilitását a lézerparaméterek függvényében. A CEP csúszására egységnyi hőmérséklet-változásra, a kristály hosszára normalizálva 11 mrad/°C/mm értéket mutattam ki. Megállapítottam, hogy az erősített impulzusok CEP-zaja a pumpaenergiával lineárisan növekszik, míg az ismétlési frekvenciával exponenciális jelleggel csökken. A magimpulzusok energiája a CEP csúszására és zajára a mérés érzékenységein belül nem volt hatással [TP1].
- T2.a.** Meghatároztam egy kriogenikus hűtésű Ti:Sa erősítő spektrális fáziszaját a vákuum-, illetve a hűtőrendszerek működési szakaszainak függvényében. A vákuum-, és a kriogenikus rendszerek spektrális fáziszaj járuléklára is 50 mrad RMS körüli értéket kaptam [TP2]. A spektrális fázis zajspektrumát összehasonlítottam az optikai elrendezés mechanikai rezgéseinek frekvenciaeloszlásával, amely alapján azonosítottam a főbb zajforrásokat.

- T2.b.** Megmértem az erősített impulzusok spektrális fáziszaját az ismétlési frekvencia függvényében. Meghatároztam a CEP termikus és mechanikai eredetű zajának statisztikai eloszlásait. A termikus eredetű CEP-zajra 12 mrad RMS alatti, addig a mechanikai eredetű fáziszajra 1 mrad alatti értékeket kaptam [TP2].
- T3.a.** TD geometria alkalmazását javasoltam az EDP módszerrel kombinálva nagyenergiájú Ti:Sa végerősítők átlagteljesítményének felskálázásához. Numerikus szimulációkkal összehasonlítottam egy konvencionális és egy EDP-TD technikával működtetett 2 PW csúcsteljesítményű erősítő termikus hatásait. Az EDP-TD erősítő esetén jelentős javulást mutattam ki a hőmérséklet eloszlásában [TP3].
- T3.b.** Kísérletileg demonstráltam egy 100 TW osztályú EDP-TD Ti:Sa végerősítő fokozat működését. Egylövéses kísérletekkel 5 J abszorbeált pumpaenergia és 0,5 J magimpulzus energia mellett 2,6 J erősített impulzusenergiát értem el [TP4]. A Ti:Sa kristályban kialakuló hőmérsékletet 4 J energiájú impulzusokkal 10 Hz ismétlési frekvencián vizsgálva egyenletes térbeli eloszlást tapasztaltam, és a hőmérséklet maximumára 30,3 °C-ot kaptam. Megmértem a kristályban pumpálás esetén fellépő hullámfront torzulást a kristályon való kétszeri áthaladásra.
- T4.a.** Kétdimenziós numerikus modellezést végeztem a HF-100 lézer egy lehetséges, 100 TW osztályú EDP-TD Ti:Sa végerősítőjének hűtésére vonatkozóan. Egy- és kétcsatornás hűtési elrendezéseket megvizsgálva azt kaptam, hogy kétcsatornás hűtés esetén 4 mm vastag kristállyal a hőmérséklet maximális emelkedése 35 °C értékre csökkenthető [TP5].
- T4.b.** Nagyobb csúcsteljesítményű EDP-TD erősítőket vizsgáltam meg 8,5 PW szintig, különböző ismétlési frekvenciákon. Kétkristályos és három hűtőcsatornás elrendezést alkalmazva tovább növeltem a hűtés hatásfokát, amely több kW átlag-, és több PW csúcsteljesítményű rendszerek végerősítőinek megvalósítását teheti lehetővé [TP5].

VI. Summary

VI.1. Introduction

The rise of solid-state lasers paved the way for the generation of femtosecond ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) pulses with unprecedented peak intensities. *Ti:Sapphire (Ti:Sa)*, which was first demonstrated as a laser active medium more than three decades ago, is still used in most of the laser amplifier systems capable of generating electromagnetic pulses with few tens of fs pulse duration and peak powers up to the PW ($1 \text{ PW} = 10^{15} \text{ W}$) level. One of the main application areas of high energy femtosecond pulses is the generation of attosecond ($1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$) pulses via high order harmonic generation inside gaseous or from solid-state media. To obtain these extremely short light wave packets, the driving field, i.e. the femtosecond laser pulse has to be controlled not only in amplitude, but in phase, too. More precisely, the spectral phase and part of it, the *carrier-envelope phase (CEP)* of few-cycle pulses has a huge impact on the generation process of isolated attosecond pulses, and on the outcome of many light-matter interactions. If the phase changes in a pulse-to-pulse nature, the instability can lead to the failure of the given experiment. Environmental conditions are significantly affecting the operation of the laser system, and thus the pulse parameters, which can vary on different time scales. Accordingly, the usability of amplified femtosecond pulses highly depends on the stability of the pulse parameters, which are delivered to the target.

Ti:Sa based CPA and DCPA systems suffer from two major issues. The available compressed pulse duration tends to be limited to around 25 fs after compression, which is caused by the narrowing and shifting of the amplified pulse spectrum. The other limitation exists in the scaling of output average power. The heat deposition in the laser gain medium is a serious technological issue, which scales with the average power of the pump pulses. The temperature gradient in the pumped volume of the crystal distorts the spatial profile of the amplified pulses, which can lead to damages of the gain medium or the optical components in the laser system. In high energy Ti:Sa laser systems, even at 10 Hz repetition rate the amplifiers can produce tens of watts average power pulses, which leads to the same amount of heat deposited in the gain medium. This means, that scaling up of the operation of the laser system requires highly efficient cooling schemes to be realized.

The results presented in this thesis are part of the development work devoted to the HF-100 arm of the High Field Laser of the ELI-ALPS Research Institute. The HF-100 system is planned to provide CEP stabilized pulses with 0.5 J of energy, 10 fs temporal duration at 100 Hz repetition rate. To produce such particular pulse parameters, the currently available Ti:Sa technology needs to be significantly improved in three major points. Firstly, the CEP drift and noise contribution of Ti:Sa amplifiers needs to be precisely identified and controlled. Secondly, the cooling efficiency of currently available amplifier heads has to be significantly improved. Finally, the gain narrowing effect, which limits the available pulse duration by decreasing the bandwidth of amplified pulses, needs to be compensated. This thesis concentrates on the first two points, which were addressed about the improvement of the current Ti:Sa amplification schemes.

The aims of this thesis were to characterize the carrier-envelope phase instabilities originating from Ti:Sa amplifiers operated at room and cryogenic temperatures. Furthermore, the operation of the first thin disk 100 TW class Ti:Sa amplifier was demonstrated at room temperature. Finally, the results of numerical simulations on 100 TW class Ti:Sa thin disk amplifiers operating at 100 Hz repetition rate, and the upscaling of the thin disk Ti:Sa amplification are presented. The experimental work presented

in this thesis was performed in the *TeWaTi Femtosecond Laser Laboratory of the Department of Optics and Quantum Electronics of the University of Szeged* (Szeged, Hungary), and in the *Max-Born-Institute for Nonlinear Optics and Short Pulse Spectroscopy* (Berlin, Germany). The numerical modeling was conducted by using the computational infrastructure and software licenses of the *ELI-ALPS Research Institute* (Szeged, Hungary).

VI.2. Objectives

CEP stability of intense few cycle laser pulses is crucial for many applications, especially for isolated attosecond pulse generation, coherent beam combination and ultraprecise frequency metrology. The contributions of individual subsystems to the CEP instability in a high peak power laser system have been investigated in a few cases, only. In case of diffraction grating based stretcher-compressor pairs it was shown, that mechanical vibrations can induce CEP fluctuations on a shot-to-shot basis. Noncollinear optical parametric amplification in an OPCPA system has been also studied before, in which the amplifier was also shown to have significant CEP noise contribution. However, no study has ever been conducted on the CEP fluctuations due to chirped pulse Ti:Sa amplifier stages. The precise knowledge of the CEP drift and noise in a Ti:Sa amplifier would be highly beneficial for the design and implementation of phase stable high peak power laser systems. Also, it is extremely important to understand, what physical effects can contribute to the phase instabilities during the amplification process.

C1. The first aim of my thesis was to investigate the CEP drift in the crystals of water-cooled Ti:Sa amplifiers. I will determine the effects of laser amplification on the CEP, experimentally. Furthermore, I will determine the effects of cooling instabilities of the gain medium on the CEP of the amplified pulses.

High average power operation based on Ti:Sa amplification often requires extreme cooling solutions to eliminate spatial distortion effects of the amplified pulses, like thermal lensing, which can lead to damages of the optical components, including the gain medium itself. It is well known, that by decreasing the temperature of solid-state laser materials, one can benefit from the significantly improved thermal properties of these media. In case of Ti:Sa, the thermal conductivity increases to around $1000 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$ at 77 K, while if we decrease the temperature to around 30 K, this value can be as high as $1.6\cdot 10^4 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$. The application of cryogenic cooling to solid-state laser materials brought significant improvement in the output average power. However, the application of cryogenic temperature necessitates the use of vacuum systems to avoid the condensation of water and contaminations of air on the amplifier crystal. The refrigerator and the vacuum systems can bring severe amount of mechanical vibration to the optical setup, which can destroy the phase stability of the amplifier system.

C2.a. I will investigate the effects of amplification on the spectral phase noise in a cryogenically cooled Ti:Sa amplifier. I will determine the spectral phase noise contributions of the vacuum and cryogenic systems. Also, I plan to identify the noise sources of mechanical origin in the different operational stages of the amplifier.

C2.b. I will determine the thermally and mechanically originated CEP noise contributions of the Ti:Sa amplifier. Moreover, I will investigate the statistical distribution of the CEP noise of amplified pulses for different repetition rates of operation.

Ultrahigh peak power pulses in the 100 TW – PW regime can be reached with the application of large aperture laser crystals. However, by increasing the aperture of the gain media, the gain along the transversal direction (i.e. perpendicular to the beam propagation direction) tends to be higher than along the longitudinal direction. This leads to the rise of parasitic effects, like *transverse parasitic generation (TPG)* and *transverse amplified spontaneous emission (TASE)*, which can limit the stored energy in the gain medium, and so the energy that can be extracted by the seed pulses. On the other hand, high pulse energies in the Joule regime required for ultrahigh peak intensities with femtosecond pulse durations, will lead to high average power operation even at a low repetition rate of 10 Hz. Since a large amount of the absorbed pump pulse energy is deposited as heat in the gain medium, operating the laser at high average power will put a high demand on the cooling system of the amplifier itself. The special geometry of thin disk lasers, optimized for diode-pumped operation was proved to be extremely efficient in upscaling the average power of CW and also pulsed output of these arrangements. In this technique a disk of the gain medium with a thickness of around a few hundreds of μm is attached to a heat sink by bonding it to a diamond or other heat spreader. The method was mostly applied for Yb-doped gain media, especially to Yb:YAG crystals. However, the higher room temperature thermal conductivity and the extremely broad emission spectrum of Ti:Sa could potentially promote this material to be used in ultrahigh peak and high average power laser systems in combination with the thin disk geometry.

C3.a. I will investigate the possibilities of the realization of ultrahigh peak power TD Ti:Sa amplifier stages. I will perform simulations on the temperature distribution in conventional and TD amplifier stages.

C3.b. I will investigate the amplification in a water-cooled TD laser head experimentally. I will measure the temperature change and the steady-state temperature profile in the Ti:Sa crystal during pumping. Finally, I will determine the wavefront distortion due to thermal effects in the amplifier crystal induced by the pump pulses.

Since many applications require large number of pulses for a single measurement campaign, it is highly advantageous for pulses to have ultrahigh peak power and a high repetition rate at the same time, which leads to average powers from 100s of W to kW. This can be only achieved, if the thermal issues connected with the amplification process in laser crystals, especially in Ti:Sa, are well engineered. Numerical simulations can provide a test bed for the investigation of different cooling schemes based on the thin disk geometry. Building a numerical model, that resolves the flow of the coolant and the heat transfer of both the gain medium and the fluid in the coolant channel is necessary to support the design and development of new amplifier head arrangements.

C4.a. I will build a numerical model for a possible TD Ti:Sa final amplifier of the HF-100 system. I will determine the effect of water-cooling on the temperature profile in the gain medium with single- and double-sided cooling arrangements.

C4.b. My final aim was to investigate the upscaling prospects of the double-sided cooling scheme for TD Ti:Sa amplifiers. I plan to determine the thermal conditions of amplifiers with higher output energy at different repetition rates, with single and double disk laser heads.

VI.3. Methods of investigation

Throughout my research activity I have used different experimental techniques, devices, and software, not to mention the numerical simulation codes. I will summarize these in a few main points:

M1. I have performed measurements on the CEP drift and noise of water-cooled Ti:Sa amplification by using the method of *spectrally resolved interferometry (SRI)*. I have built an asymmetrically split Mach-Zehnder interferometer with a three-pass amplifier in its sample arm. Stretched and amplified pulses of a CPA system were coupled to the interferometer. As a pump source, a Nd:YLF laser with a long term energy stability of 0.2% *root mean square (RMS)* was used. For the detection of the interference fringes I have used a high-resolution imaging spectrograph. The interference fringes were averaged along the spatial axis, which resulted in spectrally resolved fringes. The fringes were evaluated by using the Fourier-transformation method, for which I have compiled a code in MATLAB environment. Based on the spectral phase extracted from the fringes, I have performed polynomial fitting to determine the phase derivatives, and the CEP drift. I have conducted measurements on a second amplifier stage pumped with more energetic pulses, in which a Ti:Sa crystal with smaller thickness was investigated. By using the temperature and frequency dependence of the refractive index of the crystal, I have built a simple model to compare the experimentally obtained results on the effect of cooling on the CEP with theory.

M2.a. I have investigated the spectral phase fluctuations of a cryogenically cooled, double-pass Ti:Sa amplifier by using the SRI technique. To decrease the noise of the measurement, I have built the amplifier in the sample arm of a compact Michelson-type interferometer. The Ti:Sa crystal in its copper mount was placed in a compact vacuum chamber, and attached to the cold finger of a cryogenic refrigerator, which was operated with liquid helium, and had a minimal temperature of around 30 K. During the operation of the cryogenic cooler, I have reached a minimal pressure of 10^{-6} mbar. I have built and calibrated a high-resolution spectrometer with a line scan camera capable of reaching 70 kHz frame rate for the detection of the interference fringes. For the evaluation, I have used the Fourier-transformation method. I have measured the spectral phase noise during different operation stages of the setup, i.e. operation of the vacuum and cryogenic systems, without pumping the Ti:Sa crystal. To measure the effect of amplification on the spectral phase, I have coupled stretched and amplified pulses from CPA system to the interferometer. For the investigation of the phase noise spectrum of the amplifier, I have performed a high-speed measurement with 10 kHz acquisition rate of the interference fringes, by using pulses from the Ti:Sa oscillator of the CPA system. I have also measured the mechanical vibrations by using an accelerometer attached to the optical table.

M2.b. To determine the CEP drift in the amplifier, I have measured the dependence of the zero and first order spectral phase derivatives on the length of the reference arm of the interferometer, and on temperature of the Ti:Sa crystal. I have investigated the effect of amplification on the phase by exciting the Ti:Sa crystal with pump pulses of constant 10 mJ energy. I have set a gain of ten, to compensate for the asymmetrical split of the interferometer. For pumping the amplifier, I have used the same pump laser, which was utilized in the water-cooled amplifier experiments. By turning off the cryogenic refrigerator, I have also investigated the effect of amplification on the spectral phase noise around the minimal temperature with a decreased measurement noise.

M3.a. I have built a numerical model by using the *finite element method (FEM)* in the COMSOL Multiphysics software for the investigation of cooling in TD and conventional Ti:Sa final amplifier stages. By using a constant temperature boundary condition at the cooled surfaces, I have obtained stationary temperature results for the two types of amplifiers, with ideal cooling.

M3.b. I have contributed to the experimental demonstration of the first TD Ti:Sa amplifier stage with the *extraction during pumping (EDP)* method by building the optical setup and performing diagnostics.

The EDP-TD amplifier was operated by using the seed and pump pulses of the final cryogenically cooled amplifier of a 100 TW peak power laser system. The active mirror geometry consisted of three passes for the seed pulses, and two passes for the pump pulses from three pump lasers with 2 J pulse energy at a maximal repetition rate of 10 Hz, each. By using a photodiode in front of the Ti:Sa disk, I have measured the scattered fluorescence from the crystal to investigate transversal lasing. By using a thermal camera, I have investigated the temperature changes in the Ti:Sa crystal during pumping. I have used a Shack-Hartmann wavefront sensor to measure the wavefront distortion due to the temperature gradient in the crystal induced by pump pulses. For this, I have used the beam of a He-Ne laser, which was reflected from the back side of the Ti:Sa crystal.

M4.a. I have built a two dimensional FEM numerical model, which simulated the cooling of the Ti:Sa crystal in a 100 TW class amplifier module. I have tested single- and double-sided cooling arrangements, where both the coolant water flow and the heat transfer in both the crystal and the coolant were incorporated to the model. The geometry of the laser head was provided the engineers of ELI-ALPS. I have optimized the cooling efficiency by changing with the coolant flow velocity inside the coolant channels.

M4.b. I have performed simulations for amplifier modules with higher peak power by increasing the pump energy, and the Ti:Sa disk size. I have set the diameter of the Ti:Sa crystal and the pump beam in order to obtain the same pump energy fluence in all cases. Moreover, I have also investigated the effect of contra-directional flows, multiple crystals and coolant channels on the temperature distribution in the laser head.

VI.4. New scientific results

The summary of my scientific results is given in the thesis points of the following:

- T1.** I have investigated the CEP stability of water-cooled Ti:Sa amplification for different laser parameters. I have found a CEP drift of 11 mrad/°C/mm for unit temperature change, normalized to the length of the crystal. I have measured a linear increase of the CEP noise with the pump energy, and an exponential like decrease with the repetition rate. Within the sensitivity of the measurement, I have not found any effect of the seed energy on the CEP drift and noise [TP1].
- T2.a.** I have measured the spectral phase noise of a cryogenically cooled Ti:Sa amplifier in different operational stages of the vacuum- and cooling systems. Spectral phase noise contributions of around 50 mrad RMS for both the vacuum-, and the cryogenic systems have been found, individually [TP2]. Moreover, I have compared the spectral phase noise spectra with the frequency distribution of the mechanical noise measured in the optical setup, and I have identified the main noise sources.
- T2.b.** I have measured the spectral phase noise of the amplified pulses for different repetition rates. Statistics of the thermally and mechanically originated CEP noise contributions of the amplifier have been determined. I have found CEP noise values less than 12 mrad RMS for the thermal, and less than 1 mrad RMS for the mechanical contributions, respectively [TP2].
- T3.a.** I have suggested the EDP method to be used in combination with the TD technique for the average power scaling of Ti:Sa final amplifiers. By using numerical simulations, the thermal conditions of 2 PW peak power amplifiers operated with conventional and the EDP-TD methods

have been compared. I have found, that the EDP-TD technique significantly improved the distribution of temperature in the gain medium [TP3].

- T3.b.** I have experimentally demonstrated the operation of a 100 TW class Ti:Sa EDP-TD final amplifier. By performing single shot experiments, an amplified pulse energy of 2.6 J with 5 J of absorbed pump and 0.5 J of input seed energy has been reached. I have measured the temperature change in the Ti:Sa crystal in case of pumping with pulses of 4 J energy at 10 Hz repetition rate, without amplification of seed pulses. I have found a uniform distribution of temperature with a peak value of 30.3 °C. Finally, I have measured the wavefront distortion due to pump pulses for two passes through the crystal [TP4].
- T4.a.** I have conducted two dimensional numerical simulations on the cooling efficiency of a possible EDP-TD Ti:Sa final amplifier of the HF-100 laser. I have investigated single- and double-channel cooling arrangements. I have shown, that by using a 4 mm thick crystal in case of the double-channel cooling, the temperature difference can be lowered down to 35 °C [TP5].
- T4.b.** I have investigated EDP-TD amplifiers with higher peak power at different repetition rates, up to the 8.5 PW level. I have further increased the cooling efficiency by using double crystal arrangements with three coolant channels. This technique holds promise on making amplifiers with multiple kW average, and multiple PW peak powers feasible [TP5].

VII. Köszönetnyilvánítás

Jelen fejezetben megpróbálom összegyűjteni mindazokat, akik közvetlenül, vagy közvetve hozzájárultak a disszertációm megírásához vezető úthoz. Elsőként szeretnék köszönetet mondani *Dr. Osvay Károlynak*, aki a BSc képzéstől kezdve ellátott tanácsaival, útmutatásával, valamint olyan látásmóddal ismertetett meg a kutató pályán, amely nélkülözhetetlen volt munkám során. Szeretném továbbá megköszönni neki, hogy korán bekapcsolódhattam a TeWaTi Kutatócsoport tagjaként a femtoszekundumos lézerekkel kapcsolatos kutatásokba, amely hatalmas mennyiségű tapasztalatot és élményt jelentett számomra. Köszönöm témavezetőmnek, *Dr. Börzsönyi Ádámnak*, aki a laboratóriumi munkával kapcsolatos alapvető ismereteket, a spektrális interferometriához köthető rengeteg tapasztalatot megosztotta velem. Türelme, oktató kritikái, valamint kedvessége és pozitív hozzáállása szintén nélkülözhetetlenek voltak kutatásaim sikerében.

Szeretném megköszönni a Nagyintenzitású Lézer Csoport tagjai közül *Dr. Vladimir Chvykovnak*, hogy az ELI-ALPS-nál folytatott munkám során a kezdetektől fogva támogatta kutatói törekvéseimet. Barátságos és pozitív hozzáállása, valamint tapasztalatainak megosztása szintén fontos volt az idáig vezető úton. Köszönöm továbbá *Dr. Huabao Caonak*, hogy kreativitásával ösztönözte munkámat, amely során bármely alkalommal bizalommal fordulhattam hozzá ötleteimmel, problémáimmal kapcsolatban. Laborbéli munkám során számos hasznos tanáccsal látott el, amelyek a gördülékeny problémamegoldást nagyban elősegítették. Szeretném megköszönni *Dr. Mikhail Kalashnikovnak*, hogy munkám során rendkívül hasznos kritikáival és ötleteivel hozzájárult a kutatások sikereihez. Köszönöm továbbá, hogy a Max-Born-Institut-ban való kutatói tevékenységem idején rendelkezésre bocsátotta a szükséges kutatási eszközöket, valamint a munkám során tanúsított közvetlenségéért és segítségéért.

Köszönöm *Dr. Jójárt Péternek*, aki rengeteg hasznos ötletével, technikai megoldásaival és tapasztalataival nagymértékben hozzájárult a munkám sikereihez. Továbbá köszönöm neki, hogy disszertációm alapos lektorálásával jelentősen hozzájárult a dolgozat minőségéhez.

Szeretném megköszönni korábbi évfolyamtársaimnak, immáron jelenlegi kollégáimnak a TeWaTi Kutatócsoportból, illetve az ELI-ALPS-tól, kiemelve *Kovács Mátét* és *Flender Rolandot*, akik a TeWaTi lézerrendszerének üzemeltetésén túl baráti segítséget nyújtottak a mindennapok során. Kiemelném továbbá *Tóth Szabolcsot*, aki meghatározta a munkanapok hangulatát, valamint a nemlineáris optikával és lézerekkel kapcsolatos diszkussziók révén hozzájárult a szakmai fejlődésemhez. Köszönöm *Börzsönyi Ferencnek*, aki a TeWaTi Laboratóriumban biztosított állandó technikai segítséget és baráti hozzáállást a problémák megoldásában. Köszönöm továbbá *Dr. Kovács Attilának* hasznos tanácsait a spektrális interferometriával kapcsolatos kérdésekben, valamint *Dr. Kiss Bálintnak*, hogy jelentősen hozzájárult a pozitív és vidám munkakörnyezet kialakításához.

A kutatói munka mellett keletkező ügyintézéssel kapcsolatban mindig bátran fordulhattam *Verseghy Veronikához*, majd *Unghváryné Kerekes Arikához* a TeWaTi Kutatócsoportnál. Az ELI-ALPS-nál folytatott munkám során pedig kiemelném *Zimányiné Horváth Verát*, *Várad Zitát* és *Ékesné Balogh Renátát*, akik segítségükkel szintén hozzájárultak a felmerülő gondok kezeléséhez.

Köszönöm az ELI-HU Nonprofit Kft. vezetőinek, hogy lehetővé tették doktori tanulmányaim elvégzését.

Köszönöm családtagjaimnak, hogy támogatásukkal és biztatásukkal hozzájárultak céljaim eléréséhez.

Nem juthattam volna idáig leendő feleségem, *Csongrádi Krisztina* odaadó támogatása, türelme és szeretete nélkül, így szeretném megköszönni évtizedes kitartását, amely mindig átsegített a nehézségeken. Ösztönző és biztató hozzáállását nem fogom tudni elégszer meghálálni.

Kutatási eredményeim az Európai Unió támogatásával, a *TÁMOP 4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0060* azonosító számú, „Impulzuslézerek alkalmazása az anyagtudományban és a biofotonikában” című projekt forrásai nélkül nem valósulhattak volna meg. Munkám során nélkülözhetetlenek voltak a *Laserlab-Europe EC-GA 284464*, továbbá a *Laserlab-Europe EC-GA 654148*, valamint a *Laserlab-Europe EC-FP7 284464* azonosítószámú források. Munkámat és eredményeim megvalósulását a *GINOP-2.3.6-15-2015-00001* azonosítószámú, „ELI lézer kutatóközpont megvalósítása (ELI-ALPS) nagyprojekt, 2. fázis” című forrás biztosította. Továbbá, eredményeim az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával, az *EFOP-3.6.2-16-2017-00005*, azonosítószámú, „Ultragyors fizikai folyamatok atomokban, molekulákban, nanoszerkezetekben és biológiai rendszerekben” című forrás segítségével jöttek létre.

VIII. Gyakran használt rövidítések jegyzéke

Rövidítés	Angol nyelvű kifejezés	Magyar nyelvű megfeleltetés
<i>Ti:Sa</i>	<i>Ti:Sapphire</i>	titán-zafír
<i>CEP</i>	<i>carrier-envelope phase</i>	vivő-burkoló fázis
<i>GD</i>	<i>group delay</i>	csoportkésleltetés
<i>GDD</i>	<i>group delay dispersion</i>	csoportkésleltetés diszperzió
<i>TOD</i>	<i>third order dispersion</i>	harmadrendű diszperzió
<i>FOD</i>	<i>fourth order dispersion</i>	negyedrendű diszperzió
<i>QOD</i>	<i>fifth order dispersion</i>	ötödrendű diszperzió
<i>RMS</i>	<i>root-mean square</i>	négyzetes középérték
<i>CPA</i>	<i>chirped pulse amplification</i>	fázismodulált impulzuserősítés
<i>ASE</i>	<i>amplified spontaneous emission</i>	erősített spontán emisszió
<i>OPA</i>	<i>optical parametric amplification</i>	optikai parametrikus erősítés
<i>OPCPA</i>	<i>optical parametric chirped pulse amplification</i>	optikai parametrikus fázismodulált impulzuserősítés
<i>DPSS</i>	<i>diode-pumped solid-state</i>	dióda pumpált szilárdtest
<i>DCPA</i>	<i>double chirped pulse amplification</i>	kétfokozatú fázismodulált impulzuserősítés
<i>XPW</i>	<i>cross-polarized wave</i>	kereszt-polarizált hullám
<i>WLG</i>	<i>wight light generation</i>	fehérfény keltés
<i>TD</i>	<i>thin disk</i>	korong geometria
<i>HR</i>	<i>high-reflection</i>	magas reflexiójú
<i>AR</i>	<i>anti-reflection</i>	alacsony reflexiójú
<i>SHG</i>	<i>second harmonic generation</i>	másodharmonikus keltés
<i>DFG</i>	<i>difference frequency generation</i>	különbségi frekvencia keltés
<i>SRI</i>	<i>spectrally resolved interferometry</i>	spektrálisan bontott interferometria
<i>MZI</i>	<i>Mach-Zehnder interferometer</i>	Mach-Zehnder interferométer
<i>PSD</i>	<i>power spectral density</i>	spektrális teljesítménysűrűség
<i>TPG</i>	<i>transverse parasitic generation</i>	transzverzális parazita lézerműködés
<i>TASE</i>	<i>transverse amplified spontaneous emission</i>	transzverzális erősített spontán emisszió
<i>EDP</i>	<i>extraction during pumping</i>	pumpálás közbeni energiakicsatolás
<i>EDP-TD</i>	<i>extraction during pumping - thin disk</i>	pumpálás közbeni energiakicsatolás koronglézer geometriával

FEM
SST

finite element method
shear stress transport

végeselem módszer
nyírás réteg szállítás

IX. Irodalomjegyzék

1. T. H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby," *Nature* **187**, 493–494 (1960).
2. B. P. Abbott et al, "Observation of gravitational waves from a binary black hole merger," *Phys. Rev. Lett.* **116**, 1–16 (2016).
3. F. Krausz and M. Ivanov, "Attosecond physics," *Rev. Mod. Phys.* **81**, 163–234 (2009).
4. K. Yamakawa, M. Aoyama, S. Matsuoka, T. Kase, Y. Akahane, and H. Takuma, "100 TW sub-20 fs Ti:sapphire laser system operating at a 10 Hz repetition rate," *Opt. Lett.* **23**, 1468 (1998).
5. V. Yanovsky, V. Chvykov, G. Kalinchenko, P. Rousseau, T. Planchon, T. Matsuoka, A. Maksimchuk, J. Nees, G. Cheriaux, G. Mourou, and K. Krushelnick, "Ultra-high intensity-300-TW laser at 0.1 Hz repetition rate.," *Opt. Express* **16**, 2109–2114 (2008).
6. M. Aoyama, K. Yamakawa, Y. Akahane, J. Ma, N. Inoue, H. Ueda, and H. Kiriya, "0.85-PW, 33-fs Ti:sapphire laser.," *Opt. Lett.* **28**, 1594–1596 (2003).
7. "CLPU VEGA PW Laser, VEGA-2," <https://www.clpu.es/en/facilities-vega-features>.
8. K. Nakamura, H. S. Mao, A. J. Gonsalves, H. Vincenti, D. E. Mittelberger, J. Daniels, A. Magana, C. Toth, and W. P. Leemans, "Diagnostics, Control and Performance Parameters for the BELLA High Repetition Rate Petawatt Class Laser," *IEEE J. Quantum Electron.* **53**, 1–22 (2017).
9. "Extreme Light Infrastructure - Nuclear Physics, High Power Laser System," <http://www.eli-np.ro/research-activities-ra1.php>.
10. W. Leemans, *Report of Workshop on Laser Technology for K-BELLA and Beyond* (2017).
11. "APOLLON Laser," <https://portail.polytechnique.edu/luli/en/cilex-apollo/apollon>.
12. J. H. Sung, H. W. Lee, J. Y. Yoo, J. W. Yoon, C. W. Lee, J. M. Yang, Y. J. Son, Y. H. Jang, S. K. Lee, and C. H. Nam, "4.2 PW, 20 fs Ti:sapphire laser at 0.1 Hz," *Opt. Lett.* **42**, 2058–2061 (2017).
13. "Extreme Light Infrastructure - Beamlines, HAPLS Laser," <https://www.eli-beams.eu/en/facility/lasers/l3-pw-30-j-10-hz-beamline/>.
14. S. Kühn, M. Dumergue, S. Kahaly, S. Modal, M. Füle, T. Csizmadia, B. Farkas, B. Major, Z. Várallyay, F. Calegari, M. Devetta, F. Frassetto, E. Mansson, L. Poletto, S. Stagira, C. Vozzi, M. Nisoli, P. Rudawski, S. Maclot, F. Campi, H. Wikmark, C. L. Arnold, C. M. Heyl, P. Johnsson, A. L'Huillier, R. Lopez-Martenz, S. Haessler, M. Bocoum, F. Boehle, A. Vernier, G. Iaquaniello, E. Skantzakis, N. Papadakis, C. Kalpouzos, P. Tzallas, F. Lépine, D. Charalambidis, K. Varjú, K. Osvay, and G. Sansone, "The ELI-ALPS facility : the next generation of attosecond sources," *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **50**, 132002 (2017).
15. X. Zeng, K. Zhou, Y. Zuo, Q. Zhu, J. Su, X. Wang, X. Wang, X. Huang, X. Jiang, D. Jiang, Y. Guo, N. Xia, S. Zhou, Z. Wu, J. Mu, H. Peng, and F. Jing, "Multi-petawatt laser facility fully based on optical parametric chirped-pulse amplification," *Opt. Lett.* **42**, 2014–2017 (2017).
16. R. Budriūnas, T. Stanislauskas, J. Adamonis, A. Aleknavičius, G. Veitas, D. Gadonas, S. Balickas, A. Michailovas, and A. Varanavičius, "53 W average power CEP-stabilized OPCPA system delivering 55 TW few cycle pulses at 1 kHz repetition rate," *Opt. Express* **25**, 5797–5806 (2017).
17. J. C. Diels and W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, 2nd ed. (Elsevier, 2006).
18. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 7th ed. (Cambridge University Press, 1999).

19. C. Rullière, *Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments*, 2nd ed. (Springer, 2003).
20. A. Weiner, *Ultrafast Optics* (John Wiley & Sons, Inc, 2009).
21. J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (John Wiley & Sons, Inc, 1999).
22. I. Walmsley, L. Waxer, and C. Dorrer, "The role of dispersion in ultrafast optics The role of dispersion in ultrafast optics," *Rev. Sci. Instrum.* **72**, (2001).
23. D. H. Sutter, G. Steinmeyer, L. Gallmann, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, U. Keller, V. Scheuer, G. Angelow, and T. Tschudi, "Semiconductor saturable-absorber mirror-assisted Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser producing pulses in the two- cycle regime," *Opt. Lett.* **24**, 631–633 (1999).
24. G. Steinmeyer, "A review of ultrafast optics and optoelectronics," *J. Opt. A Pure Appl. Opt.* **5**, R1–R15 (2002).
25. G. Steinmeyer, D. Sutter, L. Gallmann, N. Matuschek, and U. Keller, "Frontiers in Ultrashort Pulse Generation: Pushing the Limits in Linear and Nonlinear Optics," *Science* **286**, 1507–1512 (1999).
26. S. Backus, C. G. Durfee, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, "High power ultrafast lasers," *Rev. Sci. Instrum.* **69**, 1207–1223 (1998).
27. U. Morgner, F. X. Kärtner, S. H. Cho, Y. Chen, H. a Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, and T. Tschudi, "Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.* **24**, 411–413 (1999).
28. R. Ell, U. Morgner, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, M. J. Lederer, A. Boiko, and B. Luther-Davies, "Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.* **26**, 373–375 (2001).
29. T. Brabec and F. Krausz, "Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics," *Rev. Mod. Phys.* **72**, 545–591 (2000).
30. G. Steinmeyer, B. Borchers, and F. Lücking, "Carrier-Envelope Phase Stabilization," in *Progress in Ultrafast Intense Laser Science* (Springer Series in Chemical Physics, 2013), pp. 89–110.
31. T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, "Optical frequency metrology," *Nature* **416**, 233–237 (2002).
32. S. T. Cundiff and J. Ye, "Colloquium: Femtosecond optical frequency combs," *Rev. Mod. Phys.* **75**, 325–342 (2003).
33. P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich, "Generation of optical harmonics," *Phys. Rev. Lett.* **7**, 118–119 (1961).
34. M. Bass, P. a Franken, F. Ward, and G. Weinreich, "Optic Rectification," *Phys. Rev. Lett.* **9**, 446–448 (1962).
35. N. Bloembergen and P. Lallemand, "Complex intensity-dependent index of refraction, frequency broadening of stimulated raman lines, and stimulated rayleigh scattering," *Phys. Rev. Lett.* **16**, 81–84 (1966).
36. R. W. Hellwarth, "Theory of the pulsation of fluorescent light from ruby," *Phys. Rev. Lett.* **6**, 9–12 (1961).
37. R. W. Hellwarth and F. J. McClung, "Giant Pulsations from Ruby," *Bull. Am. Phys. Soc.* **6**, 414 (1961).
38. W. E. Lamb, "Theory of an Optical Maser," *Phys. Rev.* **134**, A1429–A1450 (1964).

39. L. E. Hargrove, R. L. Fork, and M. A. Pollack, "Locking of HeNe laser modes induced by synchronous intracavity modulation," *Appl. Phys. Lett.* **5**, 4–5 (1964).
40. M. DiDomenico, "Small-signal analysis of internal (coupling-type) modulation of lasers," *J. Appl. Phys.* **35**, 2870–2876 (1964).
41. H. Fattahi, H. G. Barros, M. Gorjan, T. Nubbemeyer, B. Alsaif, C. Y. Teisset, M. Schultze, S. Prinz, M. Haefner, M. Ueffing, A. Alismail, L. Vámos, A. Schwarz, O. Pronin, J. Brons, X. T. Geng, G. Arisholm, M. Ciappina, V. S. Yakovlev, D.-E. Kim, A. M. Azzeer, N. Karpowicz, D. Sutter, Z. Major, T. Metzger, and F. Krausz, "Third-generation femtosecond technology," *Optica* **1**, 45–63 (2014).
42. E. P. Ippen, C. V. Shank, and A. Dienes, "Passive mode locking of the cw dye laser," *Appl. Phys. Lett.* **21**, 348–350 (1972).
43. J. P. Letouzey and S. O. Sari, "Continuous pulse train dye laser using an open flowing passive absorber," *Appl. Phys. Lett.* **23**, 311–313 (1973).
44. C. V. Shank and E. P. Ippen, "Subpicosecond kilowatt pulses from a mode-locked cw dye laser," *Appl. Phys. Lett.* **24**, 373–375 (1974).
45. Z. Bor and A. Müller, "Picosecond Distributed Feedback Dye Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 1524–1533 (1986).
46. R. L. Fork, B. I. Greene, and C. V. Shank, "Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking," *Appl. Phys. Lett.* **38**, 671–672 (1981).
47. W. Dietel, J. J. Fontaine, and J.-C. Diels, "Intracavity pulse compression with glass: a new method of generating pulses shorter than 60 fsec," *Opt. Lett.* **8**, 4–6 (1983).
48. W. H. Knox, M. C. Downer, R. L. Fork, and C. V. Shank, "Amplified femtosecond optical pulses and continuum generation at 5-kHz repetition rate.," *Opt. Lett.* **9**, 552–554 (1984).
49. P. F. Moulton, "Ti-doped sapphire: tunable solid-state laser," *Opt. News* **8**, 9–9 (1982).
50. P. F. Moulton, "Spectroscopic and Laser Characteristics of Ti:Al₂O₃," *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 125–133 (1986).
51. D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.* **16**, 42–44 (1991).
52. W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer Science + Business Media, Inc., 2006).
53. G. A. Mourou, T. Tajima, and S. V. Bulanov, "Optics in the relativistic regime," *Rev. Mod. Phys.* **78**, 309–371 (2006).
54. D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Opt. Commun.* **56**, 219–221 (1985).
55. E. B. Treacy, "Optical Pulse Compression With Diffraction Gratings," *IEEE J. Quantum Electron.* **5**, 454–458 (1969).
56. M. Pessot, P. Maine, and G. Mourou, "1000 Times Expansion/Compression of Optical Pulses for Chirped Pulse Amplification," *Opt. Commun.* **62**, 419–421 (1987).
57. O. E. Martinez, "Design of High-Power Ultrashort Pulse Amplifiers by Expansion and Recompression," *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 1385–1387 (1987).
58. P. Maine and G. Mourou, "Amplification of 1-nsec pulses in Nd:glass followed by compression to 1 psec," *Opt. Lett.* **13**, 467–469 (1988).
59. P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, and G. Mourou, "Generation of Ultrahigh Peak

- Power Pulses by Chirped Pulse Amplification," *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 398–403 (1988).
60. M. Pessot, J. Squier, G. Mourou, and D. J. Harter, "Chirped-pulse amplification of 100-fsec pulses," *Opt. Lett.* **14**, 797–799 (1989).
 61. J. V Rudd, G. Korn, S. Kane, J. Squier, G. a Mourou, and P. Bado, "Chirped-pulse amplification of 55-fs pulses at a 1-kHz repetition rate in a Ti:Al₂O₃ regenerative amplifier," *Opt. Lett.* **18**, 2044–2046 (1993).
 62. S. Backus, J. Peatross, C. P. Huang, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, "Ti:sapphire amplifier producing millijoule-level, 21-fs pulses at 1 kHz," *Opt. Lett.* **20**, 2000–2002 (1995).
 63. S. Backus, C. G. Durfee III, G. Mourou, H. C. Kapteyn, and M. M. Murnane, "0.2-TW laser system at 1 kHz," *Opt. Lett.* **25**, 1256–1258 (1997).
 64. C. L. Blanc, G. Grillon, J. P. Chambaret, a Migus, and a Antonetti, "Compact and efficient multipass Ti:sapphire system for femtosecond chirped-pulse amplification at the terawatt level.," *Opt. Lett.* **18**, 140–142 (1993).
 65. J. P. Chambaret, C. Le Blanc, G. Chériaux, P. Curley, G. Darpentigny, P. Rousseau, G. Hamoniaux, A. Antonetti, and F. Salin, "Generation of 25-TW, 32-fs pulses at 10 Hz," *Opt. Lett.* **21**, 1921–1923 (1996).
 66. P. Tournois, "Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems," *Opt. Commun.* **140**, 245–249 (1997).
 67. H. Burton, C. Debardeleben, W. Amir, and T. A. Planchon, "Temperature dependence of Ti:Sapphire fluorescence spectra for the design of cryogenic cooled Ti:Sapphire CPA laser," *Opt. Express* **25**, 6954–6962 (2017).
 68. "GT Advanced Technologies," <https://gtat.com/products/ti-sapphire/>.
 69. J. Tapping and M. L. Reilly, "Index of Refraction of Sapphire between 24 and 1060°C for Wavelengths of 633 and 799 nm," *J. Opt. Soc. Am. A Opt. Image Sci.* **3**, 610–616 (1986).
 70. M. J. Weber, *Handbook of Laser Science and Technology, Volume IV, Optical Materials: Part 2* (CRC Press, 1986).
 71. I. H. Malitson and M. J. Dodge, "Refractive Index and Birefringence of Synthetic Sapphire," in *Journal of the Optical Society of America* (1972), Vol. 62, p. 1405.
 72. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3rd ed. (Academic Press, 2008).
 73. J. M. Eggleston, L. G. DeShazer, and K. W. Kangas, "Characteristics and Kinetics of Laser-Pumped Ti:Sapphire Oscillators.," *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 1009–1015 (1988).
 74. T. A. Planchon, F. Burgy, J. P. Rousseau, and J. P. Chambaret, "3D Modeling of amplification processes in CPA laser amplifiers," *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **80**, 661–667 (2005).
 75. D. C. Brown, "The promise of cryogenic solid-state lasers," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **11**, 587–599 (2005).
 76. M. G. Holland, "Thermal conductivity of several optical maser materials," *J. Appl. Phys.* **33**, 2910–2911 (1962).
 77. R. L. Aggarwal, A. Sanchez, M. M. Stuppi, R. E. Fahey, A. J. Strauss, W. R. Rapoport, and C. P. Khattak, "Residual Infrared Absorption in As-Grown and Annealed Crystals of Ti:Al₂O₃," *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 1003–1008 (1988).
 78. N. G. Basov, R. V Ambartsumyan, V. S. Zuev, P. G. Kryukov, and V. S. Letokhov, "Nonlinear amplification of light pulses," *Sov. Phys. JETP* **23**, 16–22 (1966).

79. G. L. Lamb, "Analytical descriptions of ultrashort optical pulse propagation in a resonant medium," *Rev. Mod. Phys.* **43**, 99–124 (1971).
80. L. M. Frantz and J. S. Nodvik, "Theory of pulse propagation in a laser amplifier," *J. Appl. Phys.* **34**, 2346–2349 (1963).
81. C. E. Byvik and A. M. Buoncrisiani, "Analysis of Vibronic Transitions in Titanium Doped Sapphire Using the Temperature of the Fluorescence Spectra," *IEEE J. Quantum Electron.* **21**, 1619–1624 (1985).
82. C. Le Blanc, P. Curley, and F. Salin, "Gain-narrowing and gain-shifting of ultra-short pulses in Ti: sapphire amplifiers," *Opt. Commun.* **131**, 391–398 (1996).
83. R. R. Thomson, D. T. Reid, and C. T. Leburn, *Ultrafast Nonlinear Optics* (Springer, 2013).
84. H. Fattahi, *Third-Generation Femtosecond Technology* (Springer Theses, 2014).
85. S. Guha and L. P. Gonzalez, *Laser Beam Propagation in Nonlinear Optical Media* (CRC Press, 2014).
86. G. Cerullo and S. De Silvestri, "Ultrafast optical parametric amplifiers," *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 1–18 (2003).
87. G. Cirimi, C. Manzoni, D. Brida, S. De Silvestri, and G. Cerullo, "Carrier-envelope phase stable, few-optical-cycle pulses tunable from visible to near IR," *J. Opt. Soc. Am. B* **25**, B62–B69 (2008).
88. G. Cerullo, A. Baltuška, O. D. Mücke, and C. Vozzi, "Few-optical-cycle light pulses with passive carrier-envelope phase stabilization," *Laser Photonics Rev.* **5**, 323–351 (2011).
89. A. Harth, M. Schultze, T. Lang, T. Binhammer, S. Rausch, and U. Morgner, "Two-color pumped OPCPA system emitting spectra spanning 15 octaves from VIS to NIR," *Opt. Express* **20**, 3076–3081 (2012).
90. M. Baudisch, B. Wolter, M. Pullen, M. Hemmer, and J. Biegert, "High power multi-color OPCPA source with simultaneous femtosecond deep-UV to mid-IR outputs," *Opt. Lett.* **41**, 3583–3586 (2016).
91. L. von Grafenstein, M. Bock, D. Ueberschaer, K. Zawilski, P. Schunemann, U. Griebner, and T. Elsaesser, "5 μm few-cycle pulses with multi-gigawatt peak power at a 1 kHz repetition rate," *Opt. Lett.* **42**, 3796–3799 (2017).
92. U. Elu, M. Baudisch, H. Pires, F. Tani, M. H. Frosz, F. Köttig, A. Ermolov, P. St.J. Russell, and J. Biegert, "High average power and single-cycle pulses from a mid-IR optical parametric chirped pulse amplifier," *Optica* **4**, 1024–1029 (2017).
93. N. Thiré, R. Maksimenka, B. Kiss, C. Ferchaud, P. Bizouard, E. Cormier, K. Osvay, and N. Forget, "4-W, 100-kHz, few-cycle mid-infrared source with sub-100-mrad carrier-envelope phase noise," *Opt. Express* **25**, 1505–1514 (2017).
94. M. Kalashnikov, K. Osvay, and W. Sandner, "High-power Ti:Sapphire lasers: Temporal contrast and spectral narrowing," *Laser Part. Beams* **25**, 219–223 (2007).
95. N. Khodakovskiy, M. Kalashnikov, E. Gontier, F. Falcoz, and P.-M. Paul, "Degradation of picosecond temporal contrast of Ti:sapphire lasers with coherent pedestals," *Opt. Lett.* **41**, 4441–4444 (2016).
96. A. Jullien, S. Kourtev, O. Albert, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, and S. M. Saltiel, "Highly efficient temporal cleaner for femtosecond pulses based on cross-polarized wave generation in a dual crystal scheme," *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **84**, 409–414 (2006).

97. A. Jullien, L. Canova, O. Albert, D. Boschetto, L. Antonucci, Y. H. Cha, J. P. Rousseau, P. Chaudet, G. Chériaux, J. Etchepare, S. Kourtev, N. Minkovski, and S. M. Satiel, "Spectral broadening and pulse duration reduction during cross-polarized wave generation: Influence of the quadratic spectral phase," *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **87**, 595–601 (2007).
98. L. Canova, O. Albert, N. Forget, B. Mercier, S. Kourtev, N. Minkovski, S. M. Satiel, and R. Lopez Martens, "Influence of spectral phase on cross-polarized wave generation with short femtosecond pulses," *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **93**, 443–453 (2008).
99. L. P. Ramirez, D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Georges, F. Druon, P. Monot, A. Ricci, A. Jullien, X. Chen, J. P. Rousseau, and R. Lopez-Martens, "Efficient cross polarized wave generation for compact, energy-scalable, ultrashort laser sources," *Opt. Express* **19**, 93–98 (2011).
100. "Extreme Light Infrastructure," <https://eli-laser.eu/>.
101. "Fastlite," <http://www.fastlite.com/en/>.
102. K. Yamakawa and C. P. J. Barty, "Two-color chirped-pulse amplification in an ultrabroadband Ti:sapphire ring regenerative amplifier," *Opt. Lett.* **28**, 2402–2404 (2003).
103. F. Giambruno, C. Radier, G. Rey, and G. Chériaux, "Design of a 10 PW (150 J/15 fs) peak power laser system with Ti:sapphire medium through spectral control," *Appl. Opt.* **50**, 2617–2621 (2011).
104. M. Kalashnikov, H. Cao, K. Osvay, and V. Chvykov, "Polarization-encoded chirped pulse amplification in Ti:sapphire: a way toward few-cycle petawatt lasers," *Opt. Lett.* **41**, 25–28 (2016).
105. M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, R. Szipöcs, K. Ferencz, C. Spielmann, S. Sartania, and F. Krausz, "Compression of high-energy laser pulses below 5 fs," *Opt. Lett.* **22**, 522–524 (1997).
106. X. Chen, A. Jullien, A. Malvache, L. Canova, A. Borot, A. Trisorio, C. G. Durfee, and R. Lopez-Martens, "Generation of 4.3 fs, 1 mJ laser pulses via compression of circularly polarized pulses in a gas-filled hollow-core fiber," *Opt. Lett.* **34**, 1588–1590 (2009).
107. J. Travers, W. Chang, J. Nold, N. Joly, and P. Russell, "Ultrafast nonlinear optics in gas-filled hollow-core photonic crystal fibers [Invited]," *J. Opt. Soc. Am. B* **28**, A11–A26 (2011).
108. C.-H. Lu, Y.-J. Tsou, H.-Y. Chen, B.-H. Chen, Y.-C. Cheng, S.-D. Yang, M.-C. Chen, C.-C. Hsu, and A. H. Kung, "Generation of intense supercontinuum in condensed media," *Optica* **1**, 400–406 (2014).
109. P. Lassonde, S. Mironov, S. Fourmaux, S. Payeur, E. Khazanov, A. Sergeev, J.-C. Kieffer, and G. Mourou, "High energy femtosecond pulse compression," *Laser Phys. Lett.* **13**, 75401 (2016).
110. P. He, Y. Liu, K. Zhao, H. Teng, X. He, P. Huang, H. Huang, S. Zhong, Y. Jiang, S. Fang, X. Hou, and Z. Wei, "High-efficiency supercontinuum generation in solid thin plates at 01 TW level," *Opt. Lett.* **42**, 474–477 (2017).
111. P. Russbueltdt, T. Mans, G. Rotarius, J. Weitenberg, H. D. Hoffmann, and R. Poprawe, "400W Yb:YAG Innoslab fs-amplifier," *Opt. Express* **17**, 12230–12245 (2009).
112. P. Russbueltdt, D. Hoffmann, M. Höfer, J. Löhring, J. Luttmann, A. Meissner, J. Weitenberg, M. Traub, T. Sartorius, D. Esser, R. Wester, P. Loosen, and R. Poprawe, "Innoslab Amplifiers," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **21**, 3100117 (2015).
113. T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power," *Opt. Lett.* **35**, 94–96 (2010).

114. S. Hädrich, M. Kienel, M. Müller, A. Klenke, J. Rothhardt, R. Klas, T. Gottschall, T. Eidam, A. Drozdy, P. Jójárt, V. Zoltán, E. Cormier, K. Osvay, A. Tünnermann, and J. Limpert, "Energetic sub-2-cycle laser with 216 W average power," *Opt. Lett.* **41**, 4332–4335 (2016).
115. A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, and H. Opower, "Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers," *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **58**, 365–372 (1994).
116. A. Giesen and J. Speiser, "Fifteen years of work on thin-disk lasers: Results and scaling laws," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **13**, 598–609 (2007).
117. M. C. Gupta and J. Ballato, *Handbook of Photonics* (CRC Press, 1997).
118. K. Schuhmann, T. W. Hänsch, K. Kirch, A. Knecht, F. Kottmann, F. Nez, R. Pohl, D. Taqqu, and A. Antognini, "Thin-disk laser pump schemes for large number of passes and moderate pump source quality," *Appl. Opt.* **54**, 9400–9408 (2015).
119. O. Pronin, J. Brons, C. Grasse, V. Pervak, G. Boehm, M.-C. Amann, V. L. Kalashnikov, A. Apolonski, and F. Krausz, "High-power 200 fs Kerr-lens mode-locked Yb:YAG thin-disk oscillator," *Opt. Lett.* **36**, 4746–4748 (2011).
120. J. Brons, V. Pervak, D. Bauer, D. Sutter, O. Pronin, and F. Krausz, "Powerful 100-fs-scale Kerr-lens mode-locked thin-disk oscillator," *Opt. Lett.* **41**, 3567–3570 (2016).
121. C. Hönninger, I. Johannsen, M. Moser, G. Zhang, A. Giesen, and U. Keller, "Diode-pumped thin-disk Yb : YAG regenerative amplifier," *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **426**, 423–426 (1997).
122. R. Jung, J. Tümmeler, and I. Will, "Regenerative thin-disk amplifier for 300 mJ pulse energy," *Opt. Express* **24**, 883–887 (2016).
123. T. Nubbemeyer, M. Kaumanns, M. Ueffing, M. Gorjan, A. Alismail, H. Fattahi, J. Brons, O. Pronin, H. G. Barros, Z. Major, T. Metzger, D. Sutter, and F. Krausz, "1 kW, 200 mJ picosecond thin-disk laser system," *Opt. Lett.* **42**, 1381–1384 (2017).
124. M. Schulz, R. Riedel, A. Willner, S. Düsterer, M. J. Prandolini, J. Feldhaus, B. Faatz, J. Rossbach, M. Drescher, and F. Tavella, "Pulsed operation of a high average power Yb:YAG thin-disk multipass amplifier," *Opt. Express* **20**, 5038–5043 (2012).
125. J.-P. Negel, A. Voss, M. Abdou Ahmed, D. Bauer, D. Sutter, A. Killi, T. Graf, and M. A. Ahmed, "1.1 kW average output power from a thin-disk multipass amplifier for ultrashort laser pulses," *Opt. Lett.* **38**, 5442–5445 (2013).
126. J.-P. Negel, A. Loescher, B. Dannecker, P. Oldorf, S. Reichel, R. Peters, M. Abdou Ahmed, and T. Graf, "Thin-disk multipass amplifier for fs pulses delivering 400 W of average and 2.0 GW of peak power for linear polarization as well as 235 W and 1.2 GW for radial polarization," *Appl. Phys. B* **123**, 1–8 (2017).
127. J. Novák, J. T. Green, T. Metzger, T. Mazanec, B. Himmel, M. Horáček, Z. Hubka, R. Boge, R. Antipenkov, F. Batysta, J. A. Naylon, P. Bakule, and B. Rus, "Thin disk amplifier-based 40 mJ, 1 kHz, picosecond laser at 515 nm," *Opt. Express* **24**, 5728–5733 (2016).
128. B. Borchers, A. Anderson, and G. Steinmeyer, "On the role of shot noise in carrier-envelope phase stabilization," *Laser Photonics Rev.* **8**, 303–315 (2014).
129. L. Xu, C. Spielmann, A. Poppe, T. Brabec, F. Krausz, and T. W. Hänsch, "Route to phase control of ultrashort light pulses," *Opt. Lett.* **21**, 2008–2010 (1996).
130. H. R. Telle et al., "Carrier-envelope offset phase control: A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation," *Appl. Phys. B* **69**, 327–332 (1999).
131. David J. Jones, Scott Diddams, Jinendra K. Ranka, Andrew Stentz, Robert S. Windeler, John L. Hall, and Steven T. Cundiff, "Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked

- lasers and direct optical frequency synthesis," *Science* (80-.). **288**, 635–640 (2000).
132. F. W. Helbing, G. Steinmeyer, and U. Keller, "Carrier-Envelope Offset Phase-Locking with Attosecond Timing Jitter," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **9**, 1030–1040 (2003).
 133. T. Fuji, J. Rauschenberger, C. Gohle, A. Apolonski, T. Udem, V. S. Yakovlev, G. Tempea, T. W. Hänsch, and F. Krausz, "Attosecond control of optical waveforms," *New J. Phys.* **7**, 1–9 (2005).
 134. T. Fuji, A. Apolonski, and F. Krausz, "Self-stabilization of carrier-envelope offset phase by use of difference-frequency generation," *Opt. Lett.* **29**, 632–634 (2004).
 135. R. Budriūnas, T. Stanislauskas, and A. Varanavičius, "Passively CEP-stabilized frontend for few cycle terawatt OPCPA system," *J. Opt.* **17**, 94008 (2015).
 136. J. Vogelsang, J. Robin, B. Piglosiewicz, C. Manzoni, P. Farinello, S. Melzer, P. Feru, G. Cerullo, C. Lienau, and P. Groß, "High passive CEP stability from a few-cycle, tunable NOPA-DFG system for observation of CEP-effects in photoemission," *Opt. Express* **22**, 25295 (2014).
 137. B. E. Schmidt, A. D. Shiner, P. Lassonde, J.-C. Kieffer, P. B. Corkum, D. M. Villeneuve, and F. Légaré, "CEP stable 1.6 cycle laser pulses at 1.8 μm ," *Opt. Express* **19**, 6858–6864 (2011).
 138. M. Kakehata, H. Takada, Y. Kobayashi, K. Torizuka, Y. Fujihira, T. Homma, and H. Takahashi, "Single-shot measurement of carrier-envelope phase changes by spectral interferometry," *Opt. Lett.* **26**, 1436–1438 (2001).
 139. S. Koke, C. Grebing, B. Manschwetus, and G. Steinmeyer, "Fast f-to-2f interferometer for a direct measurement of the carrier-envelope phase drift of ultrashort amplified laser pulses," *Opt. Lett.* **33**, 2545–2547 (2008).
 140. A. Borzsonyi, A. Kovacs, and K. Osvay, "What We Can Learn about Ultrashort Pulses by Linear Optical Methods," *Appl. Sci.* **3**, 515–544 (2013).
 141. W. H. Knox, "Dispersion measurements for femtosecond-pulse generation and applications," *Appl. Phys. B Laser Opt.* **58**, 225–235 (1994).
 142. A. P. Kovács, K. Osvay, Z. Bor, and R. Szipöcs, "Group-delay measurement on laser mirrors by spectrally resolved white-light interferometry," *Opt. Lett.* **20**, 788–790 (1995).
 143. K. Misawa and T. Kobayashi, "Femtosecond Sagnac interferometer for phase spectroscopy," *Opt. Lett.* **20**, 1550–1552 (1995).
 144. D. Meshulach, D. Yelin, and Y. Silberberg, "Real-time spatial–spectral interference measurements of ultrashort optical pulses," *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2095–2098 (1997).
 145. C. Dorrer, "Influence of the calibration of the detector on spectral interferometry," *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 1160–1168 (1999).
 146. C. Dorrer, N. Belabas, J.-P. Likforman, and M. Joffre, "Spectral resolution and sampling issues in Fourier-transform spectral interferometry," *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 1795–1802 (2000).
 147. C. Dorrer and M. Joffre, "Characterization of the spectral phase of ultrashort light pulses," *Comptes rendus l'Académie des Sci. Série IV, Phys. Astrophys.* **2**, 1415–1426 (2001).
 148. K. Osvay, M. Görbe, C. Grebing, and G. Steinmeyer, "Bandwidth-independent linear method for detection of the carrier-envelope offset phase," *Opt. Lett.* **32**, 3095–3097 (2007).
 149. P. Jójárt, Á. Börzsönyi, B. Borchers, G. Steinmeyer, and K. Osvay, "Agile linear interferometric method for carrier-envelope phase drift measurement," *Opt. Lett.* **37**, 836–838 (2012).
 150. P. Jójárt, A. Boerzsoenyi, V. Soskov, F. Zomer, R. Chiche, E. Cormier, and K. Osvay,

- "Carrier-envelope phase drift measurement of picosecond pulses by an all-linear-optical means," *Opt. Lett.* **39**, 5913–5916 (2014).
151. G. G. Paulus, F. Lindner, H. Walther, A. Baltuška, E. Goulielmakis, M. Lezius, and F. Krausz, "Measurement of the Phase of Few-Cycle Laser Pulses," *Phys. Rev. Lett.* **91**, 253004 (2003).
 152. T. Wittmann, B. Horvath, W. Helml, M. G. Schätzel, X. Gu, A. L. Cavalieri, G. G. Paulus, and R. Kienberger, "Single-shot carrier-envelope phase measurement of few-cycle laser pulses," *Nat. Phys.* **5**, 357–362 (2009).
 153. A. M. Sayler, T. Rathje, W. Müller, C. Kürbis, K. Rühle, G. Stibenz, and G. G. Paulus, "Real-time pulse length measurement of few-cycle laser pulses using above-threshold ionization.," *Opt. Express* **19**, 4464–4471 (2011).
 154. A. M. Sayler, M. Arbeiter, S. Fasold, D. Adolph, M. Möller, D. Hoff, T. Rathje, B. Fetić, D. B. Milošević, T. Fennel, and G. G. Paulus, "Accurate determination of absolute carrier-envelope phase dependence using photo-ionization.," *Opt. Lett.* **40**, 3137–3140 (2015).
 155. D. J. Jones, S. T. Cundiff, T. M. Fortier, J. L. Hall, and J. Ye, "Carrier Envelope Phase Stabilization of Single and Multiple Femtosecond Lasers," *Few-Cycle Laser Pulse Gener. Its Appl.* **340**, 317–343 (2004).
 156. S. Koke, C. Grebing, H. Frei, A. Anderson, A. Assion, and G. Steinmeyer, "Direct frequency comb synthesis with arbitrary offset and shot-noise-limited phase noise," *Nat. Photonics* **4**, 462–465 (2010).
 157. B. Borchers, S. Koke, A. Husakou, J. Herrmann, and G. Steinmeyer, "Carrier-envelope phase stabilization with sub-10 as residual timing jitter.," *Opt. Lett.* **36**, 4146–4148 (2011).
 158. N. Raabe and G. Steinmeyer, "Limits of carrier-envelope phase stabilization," in *High Intensity Lasers and High Field Phenomena* (2016), p. HS3B.1.
 159. F. Lücking, V. Crozatier, N. Forget, A. Assion, and F. Krausz, "Approaching the limits of carrier-envelope phase stability in a millijoule-class amplifier.," *Opt. Lett.* **39**, 3884–3887 (2014).
 160. C. Danson, D. Hillier, N. Hopps, and D. Neely, "Petawatt class lasers worldwide," *High Power Laser Sci. Eng.* **3**, 1–14 (2015).
 161. T. Oksenhendler, D. Kaplan, P. Tournois, G. M. Greetham, and F. Estable, "Ultrawideband regenerative amplifiers via intracavity acousto-optic programmable gain control," *Springer Ser. Opt. Sci.* **132**, 421–426 (2007).
 162. A. Trisorio, P. M. Paul, F. Ple, C. Ruchert, C. Vicario, and C. P. Hauri, "Ultrabroadband TW-class Ti:sapphire laser system with adjustable central wavelength, bandwidth and multi-color operation," *Opt. Express* **19**, 20128–20140 (2011).
 163. F. Giambruno, A. Freneaux, and G. Chériaux, "Spectral mirror for ultra-short, high peak power, multi-PW Ti:sapphire lasers," *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **111**, 161–164 (2013).
 164. S. Zheng, W. Chen, Y. Cai, X. Lu, G. Zheng, J. Li, and S. Xu, "Intra-cavity spectral shaping based on optical rotatory dispersion in a broadband Ti : S regenerative amplifier," *Laser Phys. Lett.* **12**, 85301 (2015).
 165. I. Thomann, E. Gagnon, R. Jones, A. Sandhu, A. Lytle, R. Anderson, J. Ye, M. Murnane, and H. Kapteyn, "Investigation of a grating-based stretcher/compressor for carrier-envelope phase stabilized fs pulses.," *Opt. Express* **12**, 3493–3499 (2004).
 166. a Renault, D. Z. Kandula, S. Witte, a L. Wolf, R. T. Zinkstok, W. Hogervorst, and K. S. E. Eikema, "Phase stability of terawatt-class ultrabroadband parametric amplification.," *Opt. Lett.* **32**, 2363–2365 (2007).

167. G. M. Rossi, L. Wang, R. E. Mainz, H. Çankaya, F. X. Kärtner, and G. Cirmi, "CEP dependence of signal and idler upon pump-seed synchronization in optical parametric amplifiers," *Opt. Lett.* **43**, 178–181 (2018).
168. R. S. Nagymihály, "Erősített lézernyalábok koherens összeadása," Szegedi Tudományegyetem (2012).
169. R. S. Nagymihály, "Ultrarövid lézerimpulzusok vivő-burkoló fázisának változásai multipasszos titán-zafir erősítőben," Szegedi Tudományegyetem (2014).
170. Á. Börzsönyi, Z. Heiner, A. P. Kovács, M. P. Kalashnikov, and K. Osvay, "Measurement of pressure dependent nonlinear refractive index of inert gases," *Opt. Express* **18**, 25847–25854 (2010).
171. P. Ferrara, M. Ciofini, L. Esposito, J. Hostaša, L. Labate, A. Lapucci, A. Pirri, G. Toci, M. Vannini, and L. A. Gizzi, "3-D numerical simulation of Yb : YAG active slabs with longitudinal doping gradient for thermal load effects assessment," **22**, 23344–23349 (2014).
172. K. F. Wall, R. L. Aggarwal, M. D. Sciacca, H. J. Zeiger, R. E. Fahey, and a J. Strauss, "Optically induced nonresonant changes in the refractive index of Ti:Al₂O₃," *Opt. Lett.* **14**, 180–182 (1989).
173. "National Instruments," www.ni.com.
174. D. C. Brown, S. D. Jacobs, and N. Nee, "Parasitic oscillations, absorption, stored energy density and heat density in active-mirror and disk amplifiers," *Appl. Opt.* **17**, 211–224 (1978).
175. F. G. Patterson, J. Bonlie, D. Price, and B. White, "Suppression of parasitic lasing in large-aperture Ti:sapphire laser amplifiers," *Opt. Lett.* **24**, 963–965 (1999).
176. K. Ertel, C. Hooker, S. J. Hawkes, B. T. Parry, and J. L. Collier, "ASE suppression in a high energy Titanium sapphire amplifier," *Opt. Express* **16**, 8039–8049 (2008).
177. V. Chvykov, J. Nees, and K. Krushelnick, "Transverse amplified spontaneous emission: The limiting factor for output energy of ultra-high power lasers," *Opt. Commun.* **312**, 216–221 (2014).
178. F. Ple, M. Pittman, G. Jamelot, and J.-P. Chambaret, "Design and demonstration of a high-energy booster amplifier for a high-repetition rate petawatt class laser system," *Opt. Lett.* **32**, 238–240 (2007).
179. J. H. Sung, S. K. Lee, T. J. Yu, T. M. Jeong, and J. Lee, "0.1 Hz 1.0 PW Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.* **35**, 3021–3023 (2010).
180. H. Eilers, U. Hommerich, and W. M. Yen, "Temperature-dependent beam-deflection spectroscopy of Ti³⁺-doped sapphire," **10**, 584–586 (1993).
181. M. Zavelani-Rossi, F. Lindner, C. Le Blanc, G. Chériaux, and J. P. Chambaret, "Control of thermal effects for high-intensity Ti:sapphire laser chains," *Appl. Phys. B* **70**, S193–S196 (2000).
182. V. Chvykov and K. Krushelnick, "Large aperture multi-pass amplifiers for high peak power lasers," *Opt. Commun.* **285**, 2134–2136 (2012).
183. Y. Chu, Z. Gan, X. Liang, L. Yu, X. Lu, C. Wang, X. Wang, L. Xu, H. Lu, D. Yin, Y. Leng, R. Li, and Z. Xu, "High-energy large-aperture Ti:sapphire amplifier for 5 PW laser pulses," *Opt. Lett.* **40**, 5011–5014 (2015).
184. "Comsol Multiphysics," www.comsol.com.
185. "COMSOL Material Library," <https://www.comsol.com/material-library>.

186. E. R. Dobrovinskaya, L. A. Lytvynov, and V. Pishchik, *Sapphire* (Springer Science + Business Media, Inc., 2009).
187. D. G. Archer, "Thermodynamic Properties of Synthetic Sapphire (α - Al_2O_3), Standard Reference Material 720 and the Effect of Temperature-Scale Differences on Thermodynamic Properties," *J. Phys. Chem. Ref. Data* **22**, 1441–1453 (1993).
188. "Max-Born-Institut für Nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie im Forschungsverbund Berlin e.V.," www.mbi-berlin.de.
189. M. P. Kalashnikov, L. Ehrentraut, G. Priebe, M. Schnuerer, H. Schoennagel, S. Steinke, and W. Sandner, "Dual-Beam Ultra High Temporal Contrast Ti:Sa Laser System Based on a Double CPA Technique," in *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO EUROPE/IQEC)* (2013).
190. "Amplitude Technologies," www.amplitude-technologies.com.
191. A. Jullien, J.-P. Rousseau, B. Mercier, L. Antonucci, O. Albert, G. Chériaux, S. Kourtev, N. Minkovski, and S. M. Satiel, "Highly efficient nonlinear filter for femtosecond pulse contrast enhancement and pulse shortening," *Opt. Lett.* **33**, 2353–2355 (2008).
192. "Micro-Epsilon," www.micro-epsilon.com.
193. F. R. Menter, "Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications," *AIAA J.* **32**, 1598–1605 (1994).
194. F. Menter, M. Kuntz, and R. Langtry, "Ten years of industrial experience with the SST turbulence model," *Turbul. Heat Mass Transf.* **4**, 625–632 (2003).
195. "The Menter Shear Stress Transport Turbulence Model," <https://turbmodels.larc.nasa.gov/sst.html>.
196. D. C. Wilcox, *Turbulence Modeling for CFD* (DCW Industries Inc., 1994).
197. T. L. Bergman, A. S. Lavine, F. P. Incropera, and D. P. DeWitt, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, 7th ed. (John Wiley & Sons, Inc, 2011).
198. Z. Ye, C. Liu, B. Tu, K. Wang, Q. Gao, and C. Tang, "Kilowatt-level direct-“refractive index matching liquid”-cooled Nd :YLF thin disk laser resonator," **24**, 1758–1772 (2016).
199. S. Banerjee, K. Ertel, P. D. Mason, P. J. Phillips, M. De Vido, J. M. Smith, T. J. Butcher, C. Hernandez-Gomez, R. J. S. Greenhalgh, and J. L. Collier, "DiPOLE: a 10 J, 10 Hz cryogenic gas cooled multi-slab nanosecond Yb:YAG laser," *Opt. Express* **23**, 19542–19551 (2015).
200. P. Mason, M. Divoký, K. Ertel, J. Pilař, T. Butcher, M. Hanuš, S. Banerjee, J. Phillips, J. Smith, M. De Vido, A. Lucianetti, C. Hernandez-Gomez, C. Edwards, T. Mocek, and J. Collier, "Kilowatt average power 100 J-level diode pumped solid state laser," *Optica* **4**, 438–439 (2017).
201. E. N. L. R. Byron Bird, Warren E. Stewart, *Transport Phenomena*, 2nd ed. (John Wiley & Sons, Inc, 2002).
202. G. A. Maugin, *The Thermomechanics of Nonlinear Irreversible Behaviors: An Introduction* (World Scientific, 1999).

X. Saját publikációk

X.1. Tézispontok alapjául szolgáló referált folyóiratcikkek

- TP1.** A. Borzsonyi, R. S. Nagymihaly, K. Osvay, "Drift and noise of the carrier-envelope phase in a Ti:Sapphire amplifier," *Laser Physics Letters* **13**, 015301 (2016).
DOI: <https://doi.org/10.1088/1612-2011/13/1/015301>
- TP2.** R. S. Nagymihaly, P. Jojart, A. Borzsonyi, K. Osvay, "Spectral Phase Noise Analysis of a Cryogenically Cooled Ti:Sapphire Amplifier," *Optics Express* **25**, 6690-6699 (2017).
DOI: <https://doi.org/10.1364/OE.25.006690>
- TP3.** V. Chvykov, R. S. Nagymihaly, H. Cao, M. Kalashnikov, K. Osvay, "Design of a thin disk amplifier with extraction during pumping for high peak and average power Ti:Sa systems (EDP-TD)," *Optics Express* **24**, 3721-3733 (2016).
DOI: <https://doi.org/10.1364/OE.24.003721>
- TP4.** V. Chvykov, H. Cao, R. Nagymihaly, M. P. Kalashnikov, N. Khodakovskiy, R. Glassock, L. Ehrentraut, M. Schnuerer, and K. Osvay, "High peak and average power Ti:sapphire thin disk amplifier with extraction during pumping," *Optics Letters* **41**, 3017-3020 (2016).
DOI: <https://doi.org/10.1364/OL.41.003017>
- TP5.** R. S. Nagymihaly, H. Cao, D. Papp, G. Hajas, M. Kalashnikov, K. Osvay, and V. Chvykov, "Liquid-cooled Ti:Sapphire Thin Disk amplifiers for high average power 100 TW systems," *Optics Express* **25**, 6664-6677 (2017).
DOI: <https://doi.org/10.1364/OE.25.006664>

X.2. További referált folyóiratcikkek

- P1.** H. Cao, M. Kalashnikov, K. Osvay, N. Khodakovskiy, R. S. Nagymihaly, and V. Chvykov, "Active spectral shaping with polarization encoded Ti:Sapphire amplifiers for sub 20-fs multi-TW systems," *Laser Physics Letters*, megjelenés alatt (2018).
- P2.** R. S. Nagymihaly, H. Cao, P. Jojart, M. Kalashnikov, A. Borzsonyi, V. Chvykov, R. Flender, M. Kovacs, and K. Osvay, "Carrier-envelope phase stability of a polarization-encoded chirped pulse Ti:Sapphire amplifier," *Journal of the Optical Society of America B*, megjelenés alatt (2018).

X.3. Nemzetközi konferencia prezentációk

KE – szóbeli előadás, **KP** – poszter, * – előadó

- KE.1.** R. Nagymihaly, P. Jojart, A. Borzsonyi*, and K. Osvay, "Increase of Carrier-Envelope Phase Noise in Water and Cryogenically Cooled Ti:Sapphire Amplifiers," in *High-Brightness Sources and Light-Driven Interactions*, 20-22 March 2016, Long Beach, California, USA, paper HS3B.4.
URL: <https://doi.org/10.1364/HILAS.2016.HS3B.4>
- KE.2.** M. P. Kalashnikov*, H. Cao, K. Osvay, V. Chvykov, N. Khodakovskiy, and R. Nagymihaly, "Polarization Encoded Chirped Pulse Amplification in Ti:sapphire - a Way Towards Few Cycle PW Lasers," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 5-10 June 2016, San Jose, USA, paper SM1M.2.

- URL: https://doi.org/10.1364/CLEO_SI.2016.SM1M.2
- KE.3.** V. Chvykov*, H. Cao, R. Nagymihaly, M. Kalashnikov, N. Khodakovskiy, K. Osvay, "New Generation of Ultra-High Peak and Average Power Laser Systems," in *25th Annual International Laser Physics Workshop*, 11-15 July 2016, Yerevan, Armenia, invited talk, paper S4.1.1.
URL: <https://www.lasphys.com/workshops/lasphys16/program-seminar-4>
- KE.4.** V. Chvykov*, H. Cao, R. Nagymihaly, M. Kalashnikov, N. Khodakovskiy, K. Osvay, "Extraction During Pumping for Thin Disc Ti:Sapphire Amplifiers (EDP-TD)," in *25th Annual International Laser Physics Workshop*, 11-15 July 2016, Yerevan, Armenia, paper S4.1.2.
URL: <https://www.lasphys.com/workshops/lasphys16/program-seminar-4>
- KE.5.** R. S. Nagymihaly*, H. Cao, M. Kalashnikov, N. Khodakovskiy, L. Ehrentraut, K. Osvay, V. Chvykov, "Proof-of-principle experiment on a Thin Disk Ti:Sapphire amplifier with Extraction During Pumping (EDP-TD)," in *7th EPS-QEOD Europhoton Conference*, 21-26 August 2016, Vienna, Austria, paper SSL-3.7.
URL: http://2016.europhoton.org/files/europhoton7_book_print_v05.pdf
- KE.6.** H. Cao*, R. S. Nagymihaly, M. Kalashnikov, V. Chvykov, N. Khodakovskiy, K. Osvay, "Towards few cycle PW peak and kW average power Ti:Sapphire laser systems," in *International Conference on Coherence and Nonlinear Optics / International Conference on Lasers, Applications, and Technologies*, 26-30 September 2016, invited talk, paper IWB1.
URL: http://iconolat16.phys.msu.ru/ICONO_LAT-2016/Program_overview.html
- KE.7.** R. S. Nagymihaly*, H. Cao, M. Kalashnikov, N. Khodakovskiy, L. Ehrentraut, K. Osvay and V. Chvykov, "Thin Disk Ti:Sapphire amplifiers for Joule-class ultrashort pulses with high repetition rate," in *SPIE Optics + Optoelectronics*, 24-27 April 2017, Prague, Czech Republic, paper 10238-11.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1117/12.2265290>
- KE.8.** H. Cao*, M. Kalashnikov, K. Osvay, N. Khodakovskiy, R. S. Nagymihaly, and V. Chvykov, "Active spectral pre-shaping with polarization encoded amplifiers," in *SPIE Optics + Optoelectronics*, 24-27 April 2017, Prague, Czech Republic, paper 10238-09.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1117/12.2264702>
- KE.9.** R. S. Nagymihaly*, P. Jojart, A. Borzsonyi, K. Osvay, "Measurement of spectral phase noise in a cryogenically cooled Ti:Sa amplifier," in *SPIE Optics + Optoelectronics*, 24-27 April 2017, Prague, Czech Republic, paper 10238-12 (2017).
DOI: <http://dx.doi.org/10.1117/12.2265281>
- KE.10.** R. S. Nagymihaly, P. Jojart, A. Borzsonyi*, K. Osvay, "Spectral phase instabilities during amplification in Ti:Sapphire," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 14-19 May 2017, San Jose, California, USA, paper SM3I.7.
DOI: https://doi.org/10.1364/CLEO_SI.2017.SM3I.7
- KE.11.** V. Chvykov*, R. Nagymihaly, H. Cao, M. Kalashnikov, K. Osvay, "High Repetition Rate Thin Disk Ti:Sa Amplifiers for Sub-PW class Laser Systems," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 14-19 May 2017, San Jose, California, USA, paper STu1O.5.
DOI: https://doi.org/10.1364/CLEO_SI.2017.STu1O.5

- KE.12.** V. Chvykov*, R. Nagymihaly, H. Cao, M. Kalashnikov, and K. Osvay, "High Peak Power and Repetition Rate Laser Systems with Thin Disk Ti:Sa Amplifiers," in *Frontiers in Optics 2017*, 18-21 September 2017, Washington, D.C. USA, paper LW5F.2.
DOI: <https://doi.org/10.1364/LS.2017.LW5F.2>
- KE.13.** V. Chvykov*, R. Nagymihaly, H. Cao, M. Kalashnikov, K. Osvay, "Ti:Sapphire as Perspective Active Media for Thin Disk Lasers and Amplifiers," in *Advanced Solid State Lasers Conference*, 1-5 October 2017, Nagoya, Aichi, Japan, paper AW4A.2.
DOI: <https://doi.org/10.1364/ASSL.2017.AW4A.2>
- KE.14.** R. Nagymihaly, H. Cao, P. Jojart, M. Kalashnikov, A. Borzsonyi, V. Chvykov*, K. Osvay, "Carrier-Envelope Phase Stability in a Polarization-Encoded Ti:Sa amplifier," in *Advanced Solid State Lasers Conference*, 1-5 October 2017, Nagoya, Aichi, Japan, paper AW1A.5.
DOI: <https://doi.org/10.1364/ASSL.2017.AW1A.5>
- KE.15.** R. S. Nagymihaly*, P. Jojart, A. Borzsonyi, H. Cao, M. Kalashnikov, V. Chvykov, J. Limpert, T. Mocek, and K. Osvay, "Investigation of spectral phase stability issues in ultrafast laser systems by spectrally resolved interferometry," *International Conference on Extreme Light*, 6-9 November 2017, Szeged, Hungary.
URL: <https://www.eli-alps.hu/indico/event/12/program>
- KE.16.** M. Kalashnikov*, V. Chvykov, H. Cao, R. Nagymihaly, N. Khodakovskiy, "Future of Ti:Sapphire lasers: combining high peak and average power," *International Conference on Extreme Light*, 6-9 November 2017, Szeged, Hungary.
URL: <https://www.eli-alps.hu/indico/event/12/program>
- KP.1.** A. Borzsonyi, R. S. Nagymihály, P. Jojart, and K. Osvay*, "Carrier-Envelope Phase Noise of Ultrashort Pulses in a Ti:Sapphire Amplifier," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 9-14 June 2013, San Jose, California, USA, paper JTh2A.15.
DOI: https://doi.org/10.1364/CLEO_QELS.2013.JTh2A.15
- KP.2.** A. Borzsonyi*, R. S. Nagymihály, P. Jójárt, and K. Osvay, "Carrier-Envelope Phase Noise Increment Due to Thermal Issues of a Ti:Sapphire-Based Amplifier," in *Advanced Solid-State Lasers Congress*, 27 October – 1 November 2013, Paris, France, paper JTh2A.18.
DOI: <https://doi.org/10.1364/ASSL.2013.JTh2A.18>
- KP.3.** A. Börzsönyi, R.S. Nagymihály, and K. Osvay, "Thermal Originated Drift and Noise of Carrier-Envelope Phase in Ti:Sapphire Based Amplifiers," in *International Conference on Ultrahigh Intensity Lasers*, 12-17 October 2014, Goa, India.
- KP.4.** A. Borzsonyi, R. S. Nagymihály*, and K. Osvay, "Drift and Noise of Carrier-Envelope Phase in Ti:Sapphire Based Ultrashort Pulse Amplifiers," in *European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference*, 21-25 June 2015, Munich, Germany, paper CF_P_7.
URL: https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?uri=CLEO_Europe-2015-CF_P_7
- KP.5.** R. Nagymihály* and V. Chvykov, "Thermal Dynamics of Petawatt Class Ti:Sapphire EDP Thin Disk Amplifiers," in *Advanced Solid State Lasers Conference*, 4-9 October 2015, Berlin, Germany, paper ATu2A.40 (2015).
DOI: <https://doi.org/10.1364/ASSL.2015.ATu2A.40>

- KP.6.** R.S. Nagymihály, P. Jojart, A. Borzsonyi, and K. Osvay*, "Carrier Envelope Phase Noise of Laser Pulses Originating from Water Cooled and Cryogenically Cooled Ti:Sapphire Amplifiers," in *International Conference on Extreme Light*, 23-27 November 2015, Bucharest, Romania, paper 15.
- KP.7.** A. Andrásik*, P. Jojart, Sz. Toth, R.S. Nagymihály, A. Börzsönyi, and K. Osvay, "Development of broadband ultrashort pulse amplifiers at 80 MHz," in *International Conference on Extreme Light*, 23-27 November 2015, Bucharest, Romania, paper 41.
- KP.8.** A. Andrásik*, P. Jójárt, Sz. Toth, R. S. Nagymihály, Á. Börzsönyi, K. Osvay, "10 W multipass Ti:S amplifier for 80 MHz repetition rate," in *7th EPS-QEOD Europhoton Conference*, 21-26 August 2016, Vienna, Austria, paper PO-1.29.
URL: http://2016.europhoton.org/files/europhoton7_book_print_v05.pdf
- KP.9.** Sz. Tóth, R. Flender, R. S. Nagymihály, P. Jójárt, A. Andrásik*, Á. Börzsönyi, K. Osvay, "Modelling and Development of an 80 MHz Repetition Rate tuneable OPCPA system for In-Vivo Deep Brain Imaging Microscopy," in *7th EPS-QEOD Europhoton Conference*, 21-26 August 2016, Vienna, Austria, paper PO-3.23.
URL: http://2016.europhoton.org/files/europhoton7_book_print_v05.pdf
- KP.10.** R. S. Nagymihály, P. Jojart, A. Borzsonyi, K. Osvay*, "Spectral phase noise in a cryogenically cooled Ti:S amplifier," in *International Conference on Ultrahigh Intensity Lasers*, 11-16 September 2016, Montebello, Canada, paper M-P11.
URL: http://www.icuil2016.org/documentation/160829_program.pdf
- KP.11.** V. Chvykov*, H. Cao, R. Nagymihály, M. Kalashnikov, N. Khodakovskiy, R. Glasscock, L. Ehrentraut, M. Schnuerer, and K. Osvay, "High Repetition Rate for Ultra-High Peak Power Laser Systems" in *Advanced Solid State Lasers Conference*, 30 October–3 November 2016, Boston, Massachusetts, USA, paper JTU2A.2.
DOI: <https://doi.org/10.1364/ASSL.2016.JTU2A.2>
- KP.12.** P. Jójárt*, J. Csontos, Á. Börzsönyi, R. S. Nagymihály, T. Eidam, J. Limpert, K. Osvay, "Interferometric phase noise measurement of water-cooled mirrors for high average-power femtosecond lasers," in *SPIE Optics + Optoelectronics*, 24-27 April 2017, Prague, Czech Republic, paper 10238-38.
URL: www.spie.org/Documents/ConferencesExhibitions/EOO17%20Abstracts%20lr.pdf
- KP.13.** A. Andrásik*, Sz. Toth, R.S. Nagymihály, P. Jojart, R. Flender, A. Börzsönyi, K. Osvay, "Development of few cycle Ti:Sapphire and NOPA amplifiers at 80MHz repetition rate," in *SPIE Optics + Optoelectronics*, 24-27 April 2017, Prague, Czech Republic, paper 10238-36.
URL: WWW.spie.org/Documents/ConferencesExhibitions/EOO17%20Abstracts%20lr.pdf
- KP.14.** R. S. Nagymihály*, H. Cao, D. Papp, G. Hajas, M. Kalashnikov, K. Osvay, V. Chvykov, "Water-cooled Thin Disk Ti:Sapphire Amplifiers for kW Average Power," in *European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference*, 25-29 June 2017, Munich, Germany, paper CA-P.28 (2017).
DOI: <https://doi.org/10.1109/CLEOE-EQEC.2017.8086323>
- KP.15.** H. Cao*, M. Kalashnikov, K. Osvay, N. Khodakovskiy, R. Nagymihály, V. Chvykov, "Active spectral shaping with polarization encoding of chirped pulses in Ti:sapphire amplifiers" in

European Conference on Lasers and Electro-Optics and European Quantum Electronics Conference, 25-29 June 2017, Munich, Germany, paper CA_P_17.

DOI: <https://doi.org/10.1109/CLEOE-EQEC.2017.8086312>

- KP.16.** R. Nagymihály*, H. Cao, P. Jojart, M. Kalashnikov, A. Borzsonyi, V. Chvykov, K. Osvay, "Measurement of the Carrier-Envelope Phase Noise in a Polarization-Encoded Ti:Sapphire Amplifier," in *14th International Conference on Multiphoton Processes*, 24-27 September 2017, Budapest, Hungary, paper P48.

URL: https://indico.cern.ch/event/633926/attachments/1448419/2390002/ICOMP_ProgramDraft.pdf

- KP.17.** R. S. Nagymihály, P. Jojart, A. Borzsonyi*, H. Cao, M. Kalashnikov, V. Chvykov, and K. Osvay, „Spectral phase noise upon amplification in Ti:Sapphire: effects of cooling and polarization encoding,” in *Ultrafast Optics XI*, 8-13 October 2017, Jackson Hole, Wyoming, USA, paper P1.4.

URL: http://ultrafastoptics2017.org/content/3-schedule/2-full-program/ufo_xi_program.pdf

X.4. Magyar konferencia prezentációk

MP – magyar poszter, * – előadó

- MP.1.** Börzsönyi Ádám, Nagymihály Roland Sándor*, Jójárt Péter, Osvay Károly, “Ultrarövid fényimpulzusok Ti:S erősítőben fellépő vivő-burkoló fázis zaja,” *Magyar Fizikus Vándorgyűlés*, 2013 augusztus 21-24, Debrecen, Magyarország, 20.4 prezentáció.

URL: http://w3.atomki.hu/Magyar_Fizikus_Vandorgyules_2013/Kivonatok_konyve.pdf

- MP.2.** Andrásik Attila, Jójárt Péter, Toth Szabolcs, Nagymihály Roland Sándor*, Börzsönyi Ádám, Osvay Károly, “10 W-os többpasszos Ti:S erősítő 80 MHz-es ismétlődési frekvencián,” *Magyar Fizikus Vándorgyűlés*, 2016 augusztus 24-27, Szeged, Magyarország.

URL: http://titan.physx.u-szeged.hu/fizikus_vandorgyules_2016/node/6#posztetek

- MP.3.** H. Cao*, M. Kalashnikov, K. Osvay, Nikita Khodakovskiy, Roland S. Nagymihály and V. Chvykov, “Polarization Encoded Chirped Pulse Amplification in Ti:Sapphire – a Way towards Few Cycle PW Lasers,” *Magyar Fizikus Vándorgyűlés*, 2016 augusztus 24-27, Szeged, Magyarország.

URL: http://titan.physx.u-szeged.hu/fizikus_vandorgyules_2016/node/6#posztetek

- MP.4.** P. Jójárt*, J. Csontos, Á. Börzsönyi, R. S. Nagymihály, T. Eidam, J. Limpert, K. Osvay, “Vízűtéses optomechanikai eszközök fáziszájának mérése,” *Magyar Fizikus Vándorgyűlés*, 2016 augusztus 24-27, Szeged, Magyarország.

URL: http://titan.physx.u-szeged.hu/fizikus_vandorgyules_2016/node/6#posztetek

- MP.5.** Kurucz Máté*, Börzsönyi Ádám, Kovács Máté, Nagymihály Roland, Osvay Károly, “Az SZTE TeWaTi femtoszekundumos lézerrendszer vivő-burkoló fáziscsúszásának mérése és stabilizálása,” *Magyar Fizikus Vándorgyűlés*, 2016 augusztus 24-27, Szeged, Magyarország.

URL: http://titan.physx.u-szeged.hu/fizikus_vandorgyules_2016/node/6#posztetek

- MP.6.** R. S. Nagymihály*, Á. Börzsönyi, P. Jójárt, K. Osvay, “Spektrális- és vivő-burkoló fáziszaj a víz- és kriogenikus hűtésű Ti:Sa erősítőben,” *Magyar Fizikus Vándorgyűlés*, 2016 augusztus 24-27, Szeged, Magyarország.

URL: http://titan.physx.u-szeged.hu/fizikus_vandorgyules_2016/node/6#posztetek

MP.7. Sz. Toth*, R. S. Nagymihaly, P. Jojart, R. Flender, A. Andrásik, A. Börzsönyi, K. Osvay, “80 MHz ismétlési frekvencián működő optikai parametrikus erősítő fejlesztése,” *Magyar Fizikus Vándorgyűlés*, 2016 augusztus 24-27, Szeged, Magyarország.

URL: http://titan.physx.u-szeged.hu/fizikus_vandorgyules_2016/node/6#posztetek

XI. Függelék

XI.1. Hőterjedés folyadékokban és szilárdtestekben

Numerikus szimulációim során a Ti:Sa kristályban, valamint a folyadékban végbemenő hőterjedés leírására a stacionárius hőterjedési egyenletet használtam fel. Ehhez elsőként tekintünk a folyadékban, azaz a hűtővízben lejátszódó hőterjedést, amit a

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T \right) + \nabla \cdot (\mathbf{q} + \mathbf{q}_r) = \alpha_p T \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho \right) + \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{u} + Q \quad (\text{XI.1})$$

hőterjedési egyenlet ír le [184,201], ahol ρ a folyadék sűrűsége, C_p az állandó nyomáson mért fajhője, \mathbf{u} a sebességvektor,

$$\mathbf{q} = -k_f \nabla T \quad (\text{XI.2})$$

a konduktív hőáram (W/m^2 egységben), amelyben k_f a folyadék hővezetési együtthatója, T az abszolút hőmérséklet, továbbá \mathbf{q}_r a sugárzás általi hőáram,

$$\alpha_p = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \quad (\text{XI.3})$$

az állandó nyomáson mért hőtágulási együttható, $\boldsymbol{\tau}$ viszkózus feszültség tenzor, végül pedig Q a Ti:Sa kristályból hővezetés révén átadódó hőmennyiség. A (XI.1.) egyenlet jobb oldalának első tagja a nyomásváltozások által végzett

$$Q_p = \alpha_p T \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho \right) \quad (\text{XI.4})$$

munka, amely az adiabatikus összenyomás illetve termoakusztikus effektusok hatását veszi figyelembe. A (XI.1) egyenlet jobb oldalának második tagja pedig a

$$Q_{vd} = \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{u} \quad (\text{XI.5})$$

un. viszkózus disszipáció eredményeként létrejövő hőmennyiség, amely a viszkózus feszültség és a sebességtér tenzori szorzataként áll elő. Tekintettel arra, hogy a hőterjedési probléma stacionárius megoldását keressük, az (XI.1) egyenlet jelentősen egyszerűsödik, hiszen az bal oldal első tagja az időfüggés hiánya miatt eltűnik, valamint a modellben nem veszünk figyelembe sugárzás alapú hőáramot, így a

$$\rho C_p \mathbf{u} \cdot \nabla T + \nabla \cdot \mathbf{q} = Q + Q_p + Q_{vd} \quad (\text{XI.6})$$

egyenletet kapjuk a folyadékban történő hőáramlásra.

Áttérve a szilárdtestben, azaz a Ti:Sa kristályban bekövetkező hőterjedésre, a

$$\rho_s C_{p,s} \left(\frac{\partial T_s}{\partial t} + \mathbf{u}_{tr} \cdot \nabla T_s \right) + \nabla \cdot (\mathbf{q}_s + \mathbf{q}_{r,s}) = -\alpha T_s : \frac{dS}{dt} + Q_s \quad (\text{XI.7})$$

kifejezést nyerjük, ahol ρ_s a kristály sűrűsége, $C_{p,s}$ az állandó nyomáson mért fajhője, T_s a kristályban mért abszolút hőmérséklet, \mathbf{u}_{tr} a transzlációs mozgás sebességvektora, \mathbf{q}_s a kristályban kialakuló konduktív hőáram, $\mathbf{q}_{r,s}$ a sugárzásból származó hőáram, továbbá α a hőtágulási együttható, S a második

Piola-Kirchhoff feszültség tenzor, és végül Q_s a kristályban abszorbeált pumpaimpulzusok energiájából disszipálódott hőmennyiség (W/m^3 egységben) [184,202]. A pumpaimpulzusok hőterhelését egyoldali pumpálás esetén a

$$\begin{aligned} Q_{f1} &= P \cdot \eta \cdot e^{-\beta y} \cdot \beta \cdot F_{SG}, \\ Q_{r1} &= P \cdot \eta \cdot e^{-\beta L} \cdot e^{-\beta(L-y)} \cdot \beta \cdot F_{SG}, \\ Q_{f2} &= P \cdot \eta \cdot (e^{-\beta L})^2 \cdot e^{-\beta y} \cdot \beta \cdot F_{SG}, \\ Q_{r2} &= P \cdot \eta \cdot (e^{-\beta L})^3 \cdot e^{-\beta(L-y)} \cdot \beta \cdot F_{SG}, \end{aligned} \quad (XI.8.)$$

kifejezések összegével adtam meg az aktív tükröz elrendezésű erősítők esetén, ahol a $f1$ és $f2$ indexek a kristályon való elülső felület felőli áthaladásokra, addig az $r1$ és $r2$ indexek pedig a hátulsó felületről való reflexiókra utalnak, illetve P a pumpaimpulzusok átlagteljesítménye, η a hődisszipáció hatásfoka, β a Ti:Sa kristály abszorpciós együtthatója, L a kristály vastagsága, y a transzverzális irányú térkoordináta, F_{SG} pedig a térbeli profilt meghatározó, magasrendű Super-Gauss függvény. A kétoldali pumpálás esetén a (XI.8.) kifejezések alakja kis mértékben módosul, amely alapján a

$$\begin{aligned} Q_{f1} &= \frac{P}{2} \cdot \eta \cdot e^{-\beta y} \cdot \beta \cdot F_{SG}, \\ Q_{b1} &= \frac{P}{2} \cdot \eta \cdot e^{-\beta(L-y)} \cdot \beta \cdot F_{SG}, \\ Q_{f2} &= \frac{P}{2} \cdot \eta \cdot e^{-\beta L} \cdot e^{-\beta y} \cdot \beta \cdot F_{SG}, \\ Q_{b2} &= \frac{P}{2} \cdot \eta \cdot e^{-\beta L} \cdot e^{-\beta(L-y)} \cdot \beta \cdot F_{SG}, \\ Q_{f3} &= \frac{P}{2} \cdot \eta \cdot (e^{-\beta L})^2 \cdot e^{-\beta y} \cdot \beta \cdot F_{SG}, \\ Q_{b3} &= \frac{P}{2} \cdot \eta \cdot (e^{-\beta L})^2 \cdot e^{-\beta(L-y)} \cdot \beta \cdot F_{SG}, \end{aligned} \quad (XI.9.)$$

kifejezések összegeként kapható a kristályt fűtő teljesítmény, ahol $f1$ - $f3$ és $b1$ - $b3$ indexek az elülső oldali és hátulsó oldali átmenetekre utalnak.

A (XI.7) egyenlet jobb oldalának első tagja az ún. termoelasztikus csillapítás, amely a szilárdtestben létrejövő termoelasztikus effektusok hatását foglalja magában, és a

$$Q_{te} = -\alpha T : \frac{dS}{dt} \quad (XI.10)$$

alakban áll elő. Az (XI.7) kifejezést az ún. lokális hőegyensúly egyenletből lehet megkapni, amellyel kapcsolatban az olvasó a [202] forrásmunkában tájékozódhat. Ismételt, mivel stacionárius megoldást keresünk, az időfüggő tagok kiesnek az (XI.7) egyenletből, a sugárzásból származó hőáram a modellben nincs figyelembe véve, valamint a sebességvektor minden komponense a kristályra nézve nulla. Ennek megfelelően a stacionárius esetre vonatkozó hőterjedési egyenlet a

$$\nabla \cdot \mathbf{q}_s = Q_s \quad (XI.11)$$

alakot vesz fel, ahol

$$\mathbf{q}_s = -k_s \nabla T_s \quad (XI.12)$$

a szilárdtestben kialakuló hőáram, és k_s a test hővezetési együtthatója. A hőterjedéssel kapcsolatos, rendkívül hasznos gyakorlat orientált példák találhatóak a [197] forrásban.

XI.2. Turbulens folyadékáramlás SST modellje

A turbulens folyadékáramlások szimulációja rendkívül sokrétű probléma, alkalmazástól függően szokás a felhasznált modellt megválasztani, tekintettel a számítási igényre és a megoldáshoz szükséges időre. Kétdimenziós szimulációim során az áramlási csatorna és a Ti:Sa kristály érintkezési felületénél a hőkicsatolás pontos meghatározása miatt a határrejtegeknél jól működő standard $k-\omega$, valamint a határrejtegtől távoli régiókban optimális $k-\epsilon$ modellek hasznos tulajdonságait egyesítő SST modellt választottam a hűtővíz áramlásának kiszámítására. Az előbbi két modell részletes leírásával kapcsolatban a [196] munkában tájékozódhatunk.

Az SST modell a Reynolds-átlagolású Navier-Stokes (*Reynolds-averaged Navier-Stokes, RANS*) egyenleteken alapuló turbulencia modellek közé tartozik. A COMSOL Multiphysics szoftverben az eredeti SST alapmodell egy módosított változata került beépítésre, amely a szállítási egyenletek az SST modell esetén a k turbulens kinetikus energiára, illetve az ω fajlagos disszipációs sebességre vonatkozóan összenyomhatóan áramlásra a

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)k = \tilde{P}_k - \rho\beta^*k\omega + \nabla \cdot [(\mu + \sigma_k\mu_T)\nabla k], \quad (\text{XI.13})$$

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)\omega = \tilde{P}_k \rho \frac{\gamma}{\mu_T} - \rho\beta\omega^2 + \nabla \cdot [(\mu + \sigma_\omega\mu_T)\nabla \omega] + 2(1 - F_1) \frac{\rho\sigma_{\omega 2}}{\omega} \nabla \omega \nabla k \quad (\text{XI.14})$$

alakban írhatóak fel, ahol ρ a folyadék sűrűsége, μ a dinamikai viszkozitása, illetve \mathbf{u} a sebességvektor, F_1 pedig egy ún. keverési függvény, amelyre érvényes az

$$\begin{aligned} F_1 &= \tanh(\Theta_1^4), \\ \Theta_1 &= \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega l_w^2}, \frac{500\mu}{\rho \omega l_w^2} \right), \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}k}{CD_{k\omega} l_w^2} \right], \\ CD_{k\omega} &= \max \left(\frac{2\rho\sigma_{\omega 2}}{\omega} \nabla \omega \cdot \nabla k, 10^{-10} \right), \end{aligned} \quad (\text{XI.15})$$

és amely értéke nulla a falaktól távol, míg értéke egyhez tart a határrejtegben [184,194,195]. Az (XI.15) kifejezésben szereplő l_w a legközelebbi faltól mért távolság. A mindkét egyenletben előforduló μ_T turbulens viszkozitást a

$$\mu_T = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)} \quad (\text{XI.16})$$

kifejezés adja meg, ahol F_2 egy újabb keverési függvény, amelyre

$$\begin{aligned} F_2 &= \tanh(\Theta_2^2), \\ \Theta_2 &= \max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega l_w^2}, \frac{500\mu}{\rho \omega l_w^2} \right), \end{aligned} \quad (\text{XI.17})$$

valamint

$$S = \sqrt{2\mathbf{S}:\mathbf{S}}, \quad (\text{XI.18})$$

amelyben S a nyírási ráta invariáns mértéke. A turbulencia felhalmozódását a stagnáló régiókban egy produkciós függvény korlátozza, amit a

$$\tilde{P}_k = \min(P_k, 10 \cdot \beta^* k \rho \omega) \quad (\text{XI.19})$$

kifejezéssel definiálunk, amelyben P_k a

$$P_k = \mu_T \left\{ \nabla \mathbf{u} : \left[\left(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T \right) \right] \right\} \quad (\text{XI.20})$$

formulával van definiálva. A modellben szereplő ϕ konstansokat a nekik megfelelő k - ε és k - ω modellek ϕ_1 és ϕ_2 konstansaiból a

$$\phi = \phi_1 F_1 + \phi_2 (1 - F_1), \quad \phi = \beta, \alpha, \sigma_k, \sigma_\omega \quad (\text{XI.21})$$

keverési függvény segítségével állíthatjuk elő. Az SST modellben szereplő konstansok a következők: $\beta^* = 0,31$, $\gamma_1 = 5/9$, $\beta_1 = 3/40$, $\sigma_{k1} = 0,85$, $\sigma_{\omega1} = 0,5$, $\gamma_2 = 0,44$, $\beta_2 = 0,0828$, $\sigma_{k2} = 1$, $\sigma_{\omega2} = 0,856$ [184,194].