

Pécsi Tudományegyetem
Természettudományi Kar Fizikai Intézet
Kísérleti Fizika Tanszék

**Ultrarövid lézerpulzusok optimális erősítése
KrF erősítőkből**

PhD értekezés

Készítette:

dr. Almási Gábor

Pécs

2000

TARTALOMJEGYZÉK

I.	Bevezetés	4
II.	Irodalmi áttekintés	6
	A. Excimer lézerek tulajdonságai	6
	B. Nemesgáz halidok spektroszkópiája	9
	C. A KrF molekula spektroszkópiai tulajdonságainak hatása a rövid impulzusok erősítésére	10
	1. Az alsó szint élettartamára vonatkozó megfontolások	11
	2. A KrF erősítők modellezése	12
	3. A nemtelítődő abszorpció szerepe rövid fényimpulzusok erősítésében	19
	D. Ultrarövid fényimpulzusok keltése 248 nm-es hullámhosszon.....	22
III.	Célkitűzés	26
	A. Modellezés	26
	B. Kísérleti ellenőrzés.....	26
IV.	Módszerek és eljárások.....	28
	A. Kísérleti eszközök	28
	1. Rövid impulzusú rendszer ismertetése	28
	2. Az alkalmazott erősítő modulok ismertetése	29
	3. Nyalábprofil meghatározása	31
	4. Az erősítők jellemzésének eszközei	32
	B. Kiértékelési módszerek	33
	1. Nomogrammok	33
	2. Szintvonalas ábrázolás.....	35
	C. Numerikus eljárások.....	37
	1. DOPRI differenciálegyenlet-megoldó modul.....	38
	2. Végtelen hosszú erősítő	40

3.	Lokális és globális jellemzők.....	41
D.	A konstrukció eszközei	44
V.	Eredmények.....	46
A.	Az off-axis erősítő elrendezés.....	46
1.	Az off-axis erősítő elrendezés hatása a nyalábképre	49
B.	A KrF erősítők lokális és globális jellemzői.....	52
1.	Az energiakinyerési hatások és erősítési kontraszt	53
2.	A stabilizáció	57
3.	A lokális jellemzők kapcsolata	65
4.	A KrF erősítők optimális működési körülményei.....	68
5.	A KrF erősítők erősítési paramétereinek beállítása	74
C.	A KrF erősítő modulok dinamikus optikai torzítása	75
D.	Kísérleti elrendezések	82
1.	X-típusú off-axis elrendezés.....	82
2.	Szegmentált elektródájú off-axis erősítő elrendezés	84
3.	Három átmenetes kompakt off-axis erősítő elrendezés.....	85
4.	Nagy elektródatávolságú off-axis erősítő elrendezés	87
VI.	Tézisek.....	94
VII.	Thesis.....	97
VIII.	Hivatkozások jegyzéke.....	100
IX.	A dolgozattal kapcsolatos publikációk listája.....	104
X.	Almási Gábor publikációinak jegyzéke	105
XI.	Köszönetnyilvánítás	108

I. Bevezetés

Az impulzus gázlézer erősítők szerkezetükből adódóan igen alkalmasak rövid fényimpulzusok erősítésére. Különösen nagy jelentőségük van az aktív közegként excimer gázt használó erősítőknek, mivel ezek működési hullámhossza az ultraibolya tartományra esik, így a fotonok energiája nagyobb, mint a szilárdtest lézerek fotonjainak energiája, ami sok alkalmazás számára előnyös tulajdonság. Ezen kívül a rövid hullámhosszúkból adódóan fókuszálhatóságuk is lényegesen jobb. Az erősítő közegük gáz, amely az erősítőn való áthaladás során elszenvedett torzulásokat a folyadék, vagy szilárdtest lézereknél alacsonyabb szinten tartja. Ezen előnyök mellett meg kell említeni az excimer erősítők legfontosabb hátrányát is, vagyis az aktív közeg moderált energiatárolási képességét, amely az ezeket a közegeket jellemző kicsi telítési energiának a következménye.

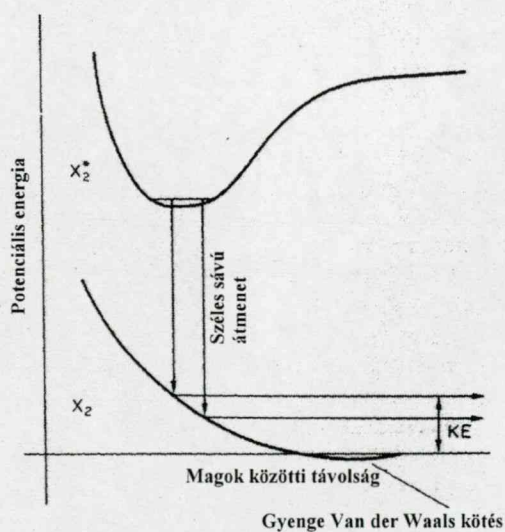
Jelen dolgozatban azokat az eredményeket gyűjtöm össze, amelyek az excimer erősítőkben alkalmazható, általunk kifejlesztett erősítési elrendezés, az úgynevezett off-axis erősítési séma alkalmazásával küszöbölik ki a KrF erősítők fenti hátrányát. A vizsgálatok eredményei általánosíthatók minden olyan közeget alkalmazó erősítőre, amelynek erősítési tulajdonságai hasonlítanak a KrF-ra, tehát a telítési energiájuk kicsi, viszonylag nagy kisjelű erősítési tényezővel rendelkeznek, és létezik olyan gerjesztési eljárás, amellyel hosszú, keskeny térfogat gerjeszthető ki. Ilyenek lehetnek a festékerősítők, illetve több excimer gázfajta, így például az ArF. Megmutatom, hogy ez az erősítési elrendezés alkalmas arra, hogy nagy hatásfokú erősítést kapjunk a bemenő jelek egy széles tartományán úgy, hogy eközben a jel/zaj viszony a kisjelű erősítés esetén nyerhető magas szinten maradjon. Az off-axis erősítési elrendezés elemzése során megmutatom, hogy az erősítők ki-be karakterisztikái (kimenő energia, vagy energiasűrűség a bemenő energia, vagy energiasűrűség függvényében) az off-axis elrendezésre általánosíthatók, és az elrendezésben alkalmazott off-axis szög szabad megválasztása alkalmas arra, hogy az erősítőben létrejőjenek az optimális erősítési feltételek a bemenő jelek egy igen széles tartományán.

Kísérletekkel igazolom, hogy az off-axis erősítő elrendezés felhasználható homogén nyalábeloszlások létrehozására, így a transzverzális intenzitás-eloszlások jelentősen megjavíthatók: az off-axis erősítési eljárás során az erősített nyaláb keresztirányú intenzitását a gerjesztett térfogat longitudinális homogenitása határozza meg, amely lényegesen jobb, mint a transzverzális irányú homogenitás. Interferometrikus mérésekkel igazolom, hogy az off-axis erősítés során keletkező dinamikus fázisfront torzulások csak a hullámhossz törtrészét érik el, így a nagy intenzitások elérése érdekében végzett fókuszálást az erősítés nem korlátozza jelentősen.

II. Irodalmi áttekintés

A. Excimer lézerek tulajdonságai

Az excimer lézerek működésének alapjául szolgáló fényemisszió elvi lehetőségét már a századelő molekulafizikai vizsgálatai demonstrálták. Hartley [1] és Wood [2] kísérletileg is megfigyeltek széles sávú sugárzást a periódusos rendszer IIb csoportjának elemei gőzét tartalmazó kisülésekben. Rayleigh azonosította [3], hogy ez a sávszerű emisszió olyan molekulákból származik, amelyek gerjesztett és alapállapotú atomok ütközésekor keletkeznek. Mrozowski mutatta ki, hogy a szélessávú emisszió létrejöttének az a feltétele, hogy a molekula gerjesztett állapota kötött, míg az alapállapot az esetlegesen meglévő gyenge Van der Waals kölcsönhatástól eltekintve taszító (repulzív) jellegű legyen [4]. Az **1. ábrán** látható az ilyen molekulák sematikus magtávolság-potenciális energia függvénye.

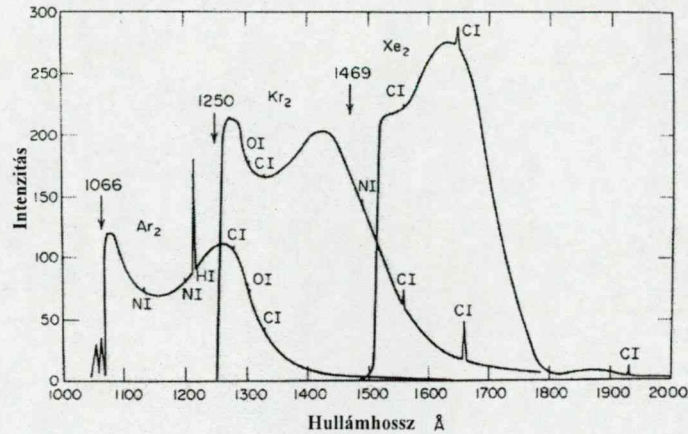


1. ábra

Excimer molekulák sematikus magtávolság-potenciális energia függvénye

Az ábrán szereplő KE jelöli az átmenet után az atomok által kinetikus energiaként elszállított energiafelesleget. A harmincas években a kísérleti technikák fejlődése következtében az is megállapítást nyert, hogy nagynyomású

nemesgáz kisülések vákuum ultraibolya spektruma szintén tartalmaz igen széles sávokat, amelyek a vákuum ultraibolya spektrum jelentős részét lefedik. A különböző nemesgázokkal megvalósított kísérletek eredményei láthatók a **2. ábrán.**



2. ábra

Nemesgáz excimerek emissziós spektrumai

A lézerek felfedezése után röviddel Houtermans megállapította [5], hogy a IIb csoportba tartozó elemek, illetve a nemesgázok molekuláinak taszító alapállapota igen kedvező helyzetet teremt a populáció-inverzió kialakításához, ugyanis a sugárzásos átmenet megtörténte után a molekulák 10^{-12} - 10^{-14} s alatt disszociálnak, így az alapállapotban lévő molekulák reabszorpciója nem léphet fel. Mivel a gerjesztési technikák ebben az időben nem tudtak kellő koncentrációjú gerjesztett állapotú molekulát szolgáltatni, lézerműködést nem sikerült elérni excimer molekulák segítségével. Az első kísérlet, melyet 1968-ban Carbonne és Litvak végzett [6], lézerműködést nem, de a szükséges nagyságrendbe eső populáció inverziót fel tudott mutatni ívkisüléssel gerjesztett higany esetében. Az első sikeres lézerműködést 1971-ben Basov és munkatársai demonstráltak [7] folyékony xenon intenzív relativisztikus elektronnalábbal történő gerjesztésével. Hamarosan követték ezt az eredményt olyanok, amelyekben a nemesgázokat nagynyomású gázfázisban alkalmazták [8–10]. Ezeket a rendszereket ekkor kezdték excimer lézerek nevezni. Maga az elnevezés a szerves fotokémiai terminológiából származik, és az „excited dimer” szavak összevonásából keletkezett. Mai használatában excimernek nevezünk

minden olyan molekulát, amelynek alapállapota disszociatív. A hetvenes években az excimer lézereket ígéretes eszközökként tartották nyilván fúziós kísérletek gerjesztő forrásaként, azokra a kedvező tulajdonságokra gondolva, mint a lehetséges nagy energia és jó hatásfok. Az ebben az időszakban létező másik két, nagy energiájú működésre képes lézerfajta, a CO₂ és az Nd:YAG lézer kis hatásfokú volt, és a hosszú hullámhosszuk miatt is kevésbé tartották alkalmasnak a céltárgyakkal történő hatásos energiaközlésre. Noha újabban a CO₂ lézerekkel kapcsolatos vélekedések azt igazolják, hogy a lényegesen hosszabb hullámhossz nem jelent akkora hátrányt, és így a CO₂ lézerek újra a fúziós kísérletek előterébe kerültek, az excimer lézerek fejlődése igen sokat nyert a fúziós célú fejlesztésekből. Ezekből ugyanis kiderült, hogy az excimerek szinte mindegyike rendelkezik egy kellemetlen tulajdonsággal: a felső szint rövid élettartama miatt az energiatárolási képességük nagyon korlátozott. A tiszta nemesgázokat alkalmazó rendszereket a hetvenes évek során egyre inkább felváltották a nemesgáz halid és oxid rendszerek. Gyakorlati jelentőségük elsősorban a nemesgáz halidoknak maradt, ezek az ultraibolya tartományban működnek, szemben a tiszta nemesgáz rendszerekkel, amelyek működési hullámhossza a vákuum ultraibolya hullámhossztartományba esik. Az 1. táblázat bemutatja a legismertebb excimereket, valamint a működésük hullámhosszát.

Hullámhossz [nm]	Aktív molekula	Referencia
126	Ar ₂	[10]
146	Kr ₂	[9]
172	Xe ₂	[8]
175	ArCl	[11]
193	ArF	[12]
222	KrCl	[13]
249	KrF	[14]
282	XeBr	[15]
308	XeCl	[14]
351	XeF	[16]
502	HgBr	[17]
558	KrO	[18]
540	XeO	[18]
558	ArO	[19]
558	HgCl	[20]

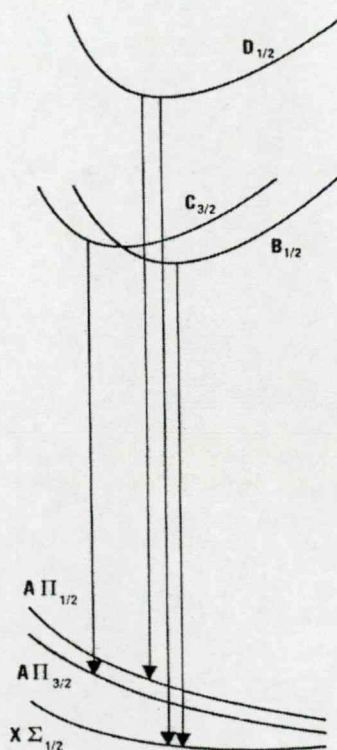
1. Táblázat

A főbb excimerek és működési hullámhosszuk

A táblázatban szereplő molekulák három nagy csoportba sorolhatók: nemesgáz dimerek (vákuum ultraibolya hullámhosszakon működnek), nemesgáz halid dimerek (általában az ultraibolya tartományban működnek) és a nemesgáz oxidok és higany halidok (a látható hullámhossz tartományban működnek). A nemesgáz halid lézerek részletes ismertetésére számos kiváló dolgozat áll rendelkezésre, így például [21, 22], ahol a jelen dolgozat tárgyán túlnyúló részletek is megtalálhatók.

B. Nemesgáz halidok spektroszkópiája

A nemesgáz halid molekulák általában erősen kötött ionkötésszerű felső (gerjesztett) állapottal, és gyengén kötött, vagy kötetlen kovalens kötés szerű alsó állapottal rendelkeznek. A KrF molekula energiaszerkezete látható a **3. ábrán**.



3. ábra

A KrF molekula energiaszerkezete

A molekula alapállapota megfelel egy 1S állapotú nemesgáz atomnak és egy 2P állapotú halogén atomnak. Ez az elektronkonfiguráció két szintet eredményez. Ezek közül az alacsonyabb energiájú $1^2\Sigma$ általában taszító jellegű, mint például a

KrF^{*} esetében, de időnként gyengén kötött, mint például a XeCl^{*} esetében (a kötési energia ebben az esetben körülbelül 255 cm⁻¹). Ez az állapot az alsó energiaállapot, szokásos jelölése „X” állapot. Az alsó állapotnak megfelelő elektronkonfiguráció felső alállapota 1 ²Π mindig kötetlen, és szokásos jelölése „A” állapot. Ez az alállapot spin-pálya kölcsönhatás következtében felhasad két újabb állapotra, de ezt minden szempontból úgy kezelhetjük, mint degenerációt. A felső (gerjesztett) állapot az ionos jelleg következtében ¹S állapotú halogénnek és ²P állapotú nemesgáznak felel meg. Mint látható, a gerjesztett állapot elektronkonfigurációja nagyon hasonlít az alapállapotéhoz, de a résztvevő részecskék szerepe felcserélődik. A legalacsonyabb szint a felső állapotban 2 ²Σ, amelyet általában „B” állapotnak nevezünk. A felső alállapot 2 ²Π a nemesgáznál fellépő spin-pálya kölcsönhatás következtében felhasad, de most ennek mértéke már sokkal nagyobb (Kr⁺ esetében 0,67 eV) az „A” állapotnál említetttnél. Az alsó alállapot (2 ²Π Ω=3/2) jelölése „C” állapot, míg a felső alállapot (2 ²Π Ω=1/2) megnevezése „D” állapot. Sugárzásos átmenet a D-A, D-X, C-A és B-X átmenetek, melyek közül ez utóbbi a legintenzívebb, és a nemesgáz halid rendszerekben tipikusan ezt használják lézerátmenetként.

C. A KrF molekula spektroszkópiai tulajdonságainak hatása a rövid impulzusok erősítésére

A KrF aktív közeget használó erősítők spektroszkópiai jellemzésénél két meghatározó kérdést kell megválaszolni: a kötött-szabad átmenet mekkora sáv szélességet biztosít az erősítés számára, illetve a taszító alsó szint élettartama milyen hosszúságú impulzusok erősítését teszi lehetővé. Ez a második kérdés azért fontos, mert az alsó szint véges élettartamánál hosszabb impulzusok erősítése önhatárolt jelleget mutatna. A szubpikuszekundumos jelek erősítése felvet egy harmadik kérdést is, amely nem a működés korlátaira vonatkozik, hanem a modellezés során alkalmazott eljárások kiválasztására, ez pedig a következő: alkalmazhatók-e mérlegegyenletek (rate equations) a lézerszintek

betöltöttségének meghatározására, vagy a várhatóan igen nagy teljesítménysűrűség miatt koherens effektusokat is figyelembe kell venni az erősítés modellezése során. Jelen fejezet ezekre a kérdésekre ad választ.

1. Az alsó szint élettartamára vonatkozó megfontolások

A KrF molekula alsó állapota tasztító, ezért első közelítésben mindig úgy tekintjük, hogy a szint nem populálódik. A szint élettartamára vonatkozó becslésként adódik, hogy a szint élettartama a vibrációs időállandójának nagyságrendjébe esik. A $2^2\Sigma$ szint vibrációs állandójának kísérletileg meghatározott értéke 310 cm^{-1} [23], amely jó egyezést mutat az átmenet vonalszélességével (320 cm^{-1} [14]). A vonalkiszélesedések elmélete szerint az átmenet sáv szélessége a következő kapcsolatban van az átmenet felső és alsó szintjének élettartamával:

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi}(\gamma_1 + \gamma_2) + \text{rugalmas ütközések járuléka}, \quad (1)$$

ahol γ_1 és γ_2 az alsó és felső szint élettartamának reciproka. A KrF molekula ezen átmenete egyébként annyira széles, hogy a rugalmas ütközések járuléka elhanyagolható. Mivel $\gamma_1 \gg \gamma_2$, így γ_1 értéke megbecsülhető: $\gamma_1 \approx 6 \times 10^{13} \text{ sec}^{-1}$. Az itt felvázolt gondolatmenet alapján megállapíthatjuk, hogy a KrF molekula spektroszkópiai adatai alapján várható, hogy az alsó szint betöltődését körülbelül 20 fs hosszúságú impulzusok erősítése esetén is elhanyagolhatjuk, valamint, hogy az átmenet kísérletileg meghatározott sáv szélessége néhány száz tíz fs hosszúságú impulzusok erősítésére ad lehetőséget. A KrF molekula erősítési tulajdonságainak alapos elemzése során [24] a szerzők szemiklasszikus közelítésben meghatározzák a kötött-szabad átmenetek jellemzőit, így az átmenet sáv szélességét. Az ilyen típusú átmenetek sáv szélességét írja le a 2. egyenlet:

$$\Delta\nu = \left(\frac{\log 2}{\pi h \omega_e^2 \mu} \right)^{\frac{1}{2}} \left| \frac{dE}{dR} \right|, \quad (2)$$

ahol ω_e a KrF alapállapotának vibrációs frekvenciája, míg μ a molekula redukált tömege. A 2. egyenletben szereplő potenciális energia-magtávolság függvény R_0 egyensúlyi magtávolság körüli deriváltja [25] alapján meghatározható, és értéke $0,36 \text{ eV/\AA}$, amely a fentebb említett ω_e értékkel együtt $\Delta\nu \approx 1,16 \times 10^{13} \text{ sec}^{-1}$ értéket ad. Ez hullámhossz egységeiben kifejezve 25 \AA értéknek felel meg. Ez az elméletileg megbecsült érték jó egyezésben van a [14] közleményben közölt fluoreszcencia spektrumból meghatározott 20 \AA értékkel. A [26] közlemény szintén a [14]-ben megtalálható értéket közli az átmenet sávszélességére, míg [27] ennek kétszeresét, [28] pedig a felét állapítja meg némileg különböző kísérleti körülmények között végzett mérésekre hivatkozva. A becslések során eltekintettünk olyan ismert körülményektől, mint például az erősítő közegben jelenlévő abszorber hatása, és a különböző vibrációs állapotok között létrejövő lézerműködés, ezért összefoglalva megállapíthatjuk, hogy a KrF molekula spektroszkópiai tulajdonságai a több száz femtoszekundumos fényimpulzusok erősítését biztosítják.

2. A KrF erősítők modellezése

Az impulzus lézer erősítők működésének modellezésére leggyakrabban használt formalizmus a hatvanas évek elején kifejlesztett Frantz-Nodvik elmélet [30]. Az alsó és felső szintek populációjára és a fény intenzitására a következő csatolt parciális differenciálegyenlet-rendszer írható fel:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_2}{\partial t} &= -\gamma_2 N_2 - \frac{\sigma}{h\nu} I(N_2 - N_1) \\ \frac{\partial N_1}{\partial t} &= -\gamma_1 N_1 + \frac{\sigma}{h\nu} I(N_2 - N_1), \\ \frac{\partial I}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} &= gI = \sigma(N_2 - N_1)I \end{aligned} \quad (3 \text{ a-c})$$



ahol N_2 és N_1 a felső és alsó állapotok populációja, γ_2 és γ_1 a szintek élettartamának reciproka, ν az átmenet frekvenciája, h a Planck állandó és $I(z,t)$ a fény intenzitása. Abban az esetben, ha az erősítendő fényimpulzus rövid a γ_2^{-1} -hez képest (ez néhány ns a KrF esetében), illetve hosszú a γ_1^{-1} -hez képest, akkor az egyenletrendszer egyszerűsödik, mivel $N_1 \approx 0$. Tovább egyszerűsödik az egyenletrendszer, ha a mennyiségek időfüggését nem akarjuk meghatározni, ekkor ugyanis az impulzus teljes időtartamra integrálva a következő közönséges differenciálegyenlethez juthatunk:

$$\frac{dE(z)}{dz} = \frac{\sigma}{h\nu} N_2(z, -\infty) \left[1 - e^{-\frac{E(z)\sigma}{h\nu}} \right] = g_0 E_{\text{sat}} \left[1 - e^{-\frac{E(z)}{E_{\text{sat}}}} \right], \quad (4)$$

miközben a következő jelöléseket vezettük be:

$$E(z) = \int_{-\infty}^{\infty} I(z, t') dt', \text{ és } g_0(z) = \sigma N_2(z, -\infty), \text{ valamint } E_{\text{sat}} = \frac{h\nu}{\sigma}. \quad (5)$$

Az (5) egyenletek által bevezetett mennyiségek neve az energiasűrűség ($E(z)$), kiszelű erősítési tényező (g_0) és a telítési energiasűrűség (E_{sat}). Feltételezve, hogy a kiszelű erősítési tényező független a helykoordinátától, (4) integrálható az erősítési út mentén, és a jól ismert Frantz-Nodvik formulához juthatunk:

$$E(L) = E_{\text{sat}} \log \left[1 + G_0 \left[e^{\frac{E_{\text{in}}}{E_{\text{sat}}}} - 1 \right] \right], \quad (6)$$

ahol $G_0 = \exp(g_0 L)$ jelöli az L hosszúságú erősítő kiszelű erősítését. A (6) egyenletből látszik, hogy az energiasűrűség értéke exponenciálisan nő a hely függvényében mindaddig, amíg E_{in} értéke lényegesen kisebb a telítési

energiasűrűsénél. Lineárisan változik, ha E_{in} lényegesen nagyobb mint a telítési energiasűrűség értéke. A kimenő és bemenő energiasűrűség hányadosa, az erősítés monoton csökken a bemenő energiasűrűség növelésével, míg aszimptotikusan egy értékre csökken. Kellően hosszú erősítési út bejárása során az erősítendő nyaláb tetszőlegesen nagy kimenő energiasűrűséget érhet el.

Az (5) egyenlettel bevezetett telítési energiasűrűség fogalmával kapcsolatban indokolt néhány megjegyzést tenni. Az excimerek rövid impulzusú erősítésre való alkalmasságának vizsgálatát mind XeF, XeCl és KrF esetében elvégezték [31-35], amelyekben a következő kérdéseket vetették fel: mekkora a kisjelű erősítés, a telítési energiasűrűség, valamint megfigyelhető-e az erősítés után az erősítő újragéjesztésén kívül valamilyen gyorsabb erősítés visszaéledési folyamat. Az ultrarövid impulzusokat erősítő közegek dinamikájának vizsgálatát pumpa-próba elrendezéssel lehet elvégezni, amelyben az erősítőt egy nagy energiájú, az erősítőt egy nagy energiasűrűségű impulzussal telítik, majd egy ehhez képest időben késleltetett, kis energiasűrűségű nyalábbal meghatározzák az erősítő kisjelű erősítését. A telítési energiasűrűséget az erősítési karakterisztika (az úgynevezett ki-be karakterisztika) alapján lehet meghatározni a (6) egyenletben megadott alakú függvény illesztésével. Az erősítési tényező gyors visszaéledésének megmérése alapján megállapítást nyert, hogy a XeF esetében $\tau=85$ ps időállandóval az erősítés 78 % értékre éled vissza egy telítő impulzus áthaladása után, míg ez a XeCl esetében $\tau=53$ ps-os időállandót és 65 % erősítésérték visszatérést jelent. KrF esetében az erősítés gyors visszaéledésének időállandója 57 ps, és az eredeti erősítés mindössze 25 %-a éled vissza. Ezek az eredmények azt jelentik, hogy míg a XeF és XeCl esetében az erősítésre alkalmas molekulák csak csekély része érhető el egy adott időpillanatban, addig a KrF esetében a részecskék mintegy 75 %-a elérhető egy szubpikoszekundumos impulzus számára. A gyors időskálán megfigyelhető erősítésdinamikai jelenségek az aktív molekula különböző relaxációs folyamatainak következményei, ezek részletei túlnyúlnak a jelen dolgozat célkitűzésein. Az erősítésdinamikai mérések arra mindenesetre felhívják a figyelmet, hogy az erősítő jellemzésénél fontos szerepet

játszik, hogy az adott kísérletben milyen hosszúságú fényimpulzusok erősítésére kerül sor. A telítési energiasűrűséget néhány ns hosszúságú impulzusokkal határozták meg [36]-ben. Ebben a szerző $3,2 \text{ mJ/cm}^2$ értéket közöl 2 ns hosszúságú impulzusok esetében, míg 26 mJ/cm^2 értéket 10 ns hosszúságú impulzusokra. Ez az érték jelentősen különbözik a [34, 35] által közölt $2,0 \text{ mJ/cm}^2$ értékektől, és valószínűleg az aktív közeg újragérsztésének következtében nagyobb lényegesen a szubpikuszekundumos kísérletek által szolgáltatott értéknél. Az újragérsztés szerepét valószínűsíti a [35] közlemény, ahol az újragérsztési időt kísérletileg meghatározták, és a szerzők ezt 2 ns-nak találták. Meg kell jegyezni, hogy ez az érték függ a kísérlet körülményeitől, de hozzávetőleges értéként elfogadható kisüléssel gerjesztett KrF erősítőkre. A szubpikuszekundumos erősítési kísérletekben meghatározott telítési energiasűrűség érték alátámasztható a következőképpen: ismert [37], hogy egy λ hullámhosszú, $\Delta\lambda$ sáv szélességű átmenet indukált emissziós hatáskeresztmetszete (σ) és sugárzásos átmenetének élettartama (τ) között fennáll a (7) összefüggés:

$$\sigma\tau = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{\log 2}{\pi}} \frac{\lambda^4}{c\Delta\lambda}. \quad (7)$$

Mint látható, a $\sigma\tau$ szorzat tisztán spektroszkópiai adatokból meghatározható. [21] adatai szerint ennek a szorzatnak az értéke $25 \text{ \AA}^2\text{ns}$, amely a $6,8 \text{ ns}$ élettartamból kiindulva $3,7 \text{ \AA}^2$ hatáskeresztmetszet értéket eredményez, és $2,2 \text{ mJ/cm}^2$ telítési energiasűrűséget szolgáltat.

A Frantz-Nodvik elmélet eredeti, fent hivatkozott és röviden ismertetett alakja nem tartalmaz a közeg abszorpciójára vonatkozó megfontolásokat, de ebben az irányban könnyen kibővíthető. A (3c) egyenlet helyébe ekkor a következő egyenlet lép:

$$\frac{\partial I}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} = \sigma N_2 I - \left(\sum_j \sigma_j N_j \right) I. \quad (8)$$

A (8) egyenletben σ_j és N_j jelöli a j-edik abszorber abszorpciós hatáskeresztmetszetét és koncentrációját. A KrF erősítőközeg legfontosabb abszorpciós folyamatai láthatók a **2. táblázatban**.

Folyamat	Hatáskeresztmetszet [cm ²]
$F^- + h\nu \rightarrow F + e^-$	$5,6 \times 10^{-18}$
$Kr_2^+ + h\nu \rightarrow Kr^+ + Kr$	$1,6 \times 10^{-18}$
$Kr^* + h\nu \rightarrow Kr^+ + e^-$	1×10^{-19}
$Kr^{**} + h\nu \rightarrow Kr^+ + e^-$	6×10^{-18}
$Kr_2 F^* + h\nu \rightarrow 2Kr + F$	6×10^{-18}
$F_2 + h\nu \rightarrow 2F$	$1,2 \times 10^{-20}$

2. Táblázat

A KrF erősítőközeg fontosabb abszorpciós folyamatai és hatáskeresztmetszetei

Az egyes abszorbeáló komponensek koncentrációját részletes reakciókinetikai számolásokkal lehet meghatározni. (A KrF erősítőközegek reakciókinetikai leírását, az ehhez szükséges hatáskeresztmetszetek listáját megtalálhatjuk például [38]-ben.) A (8) egyenletet az abszorpciómentes esetet leíró egyenletekhez hasonlóan integrálni lehet az erősítés teljes időtartamára, és így az energiasűrűség helyfüggését megadó közönséges elsőrendű differenciálegyenlethez juthatunk:

$$\frac{dE(z)}{dz} = g_0 E_{\text{sat}} \left[1 - e^{-\frac{E(z)}{E_{\text{sat}}}} \right] - h\nu \sum_j N_j \left[1 - e^{-\frac{f_j E(z)}{E_{\text{sat}}}} \right]. \quad (9)$$

A (9) egyenletben f_j a j-edik abszorber abszorpciós hatáskeresztmetszetének és a lézerátmenet indukált emissziós hatáskeresztmetszetének az aránya. Azokat az abszorbereket, amelyek abszorpciós hatáskeresztmetszete több nagyságrenddel kisebb a lézerátmenet indukált emissziós hatáskeresztmetszeténél, nemtelítődő

abszorbernek nevezzük. Az elnevezés arra utal, hogy az erősítés során alkalmazott energiasűrűség esetén —amely az erősítés telítési energiasűrűségénél legfeljebb egy nagyságrenddel nagyobb— az abszorpció még lineárisnak tekinthető. Ekkor figyelembe véve a **2. táblázat** adatait, illetve a KrF molekula indukált emissziós hatáskeresztmetszetét ($\sigma=4\times 10^{-16}$ cm² [37]), megállapíthatjuk, hogy a KrF telítési energiasűrűségének legalább tízszeres értékéig igaz, hogy $f_j E/E_{\text{sat}} \ll 1$, így (9) egyenlet utolsó tagja sorfejtéssel közelíthető. Bevezetve az $\alpha = \sum_j \sigma_j N_j$ jelölést a közeg teljes abszorpciójára (9) a következő formában írható:

$$\frac{dE(z)}{dz} = g_0 E_{\text{sat}} \left[1 - e^{-\frac{E(z)}{E_{\text{sat}}}} - \frac{\alpha}{g_0} \frac{E(z)}{E_{\text{sat}}} \right]. \quad (10)$$

Az irodalomban számos olyan dolgozat található, amelyekben az abszorberék spektroszkópiái adatai fellelhetők (például [39, 40]), és jelentős azon dolgozatoknak a száma is (például [41]), amelyek a kisjelű erősítési tényező és az abszorpciós tényező hányadosáról adnak információt. Mivel mind a kisjelű erősítési tényező, mind az abszorbeáló komponensek koncentrációja erősen függ a gerjesztéstől, illetve a gázkompozíciótól, ezért az erősítés modellezése során megszokott eljárás, hogy az előbb említett hányadost (g_0/α) a gerjesztés során állandónak tekintik. A leggyakrabban használt hányados érték 10. Itt kell megjegyezni, hogy a (10) egyenletet átrendezve egy teljesen általános formához juthatunk, amely csak fajlagos mennyiségeket tartalmaz, így megoldásával az erősítőközeg konkrét anyagi jellemzőitől függetlenül írhatjuk le a nemtelítődő veszteséget tartalmazó erősítőket, ha két feltétel teljesül: 1) alkalmazható a Frantz-Nodvik formalizmus, 2) az erősítési folyamat során létrejövő energiasűrűség értéke sokkal kisebb, mint a veszteségek telítési energiasűrűsége. A (10) egyenlet fajlagos mennyiségekkel felírt formája a következő:

$$\frac{d\varepsilon(z)}{d g_0 z} = 1 - e^{-\varepsilon(z)} - \frac{\alpha}{g_0} \varepsilon(z), \quad (11)$$

ahol $\varepsilon(z)$ a telítési energiasűrűséggel normált energiasűrűség.

Az egyenletek abban az esetben írhatók ilyen alakban, ha feltételezzük, hogy az erősítés során használt sáv szélességben az erősítési tényező és az abszorpció független a hullámhossztól, amely abban az esetben jogos feltételezés, ha az erősítendő impulzus sáv szélessége lényegesen kisebb, mint az erősítés teljes sáv szélessége. Ez a dolgot szempontjából érdekes excimerekre tipikusan 2 nm, tehát a több száz femtoszekundumos impulzusok erősítése esetén indokolható a feltételezés.

A (11) egyenlet elemzése előtt ki kell térnünk arra a korábban felvetett kérdésre, hogy a Frantz-Nodvik formalizmus alkalmazható-e szubpikuszekundumos hosszúságú fényimpulzusok erősítésének leírására. Ennek a kérdésnek részletes elemzése megtalálható [24]-ben, így itt csak a kérdés felvetésére, és a [24] eredményeinek összefoglalására szorítkozok. A koherens terjedési modell alkalmazása szempontjából döntő, hogy az átmenet Rabi frekvenciája mekkora az erősítés során előálló fényintenzitás esetén. Mint ismert, egy átmenetre adott térerősség esetén a Rabi frekvencia (Ω) a következő módon határozható meg:

$$\Omega \equiv \frac{E \cdot d}{\hbar}, \quad (12)$$

ahol E az elektromos térerősség, d az átmeneti dipólusmomentum. *Ab initio* számolások alapján d értéke ismert (2,61 debye) [25], így a (12) alapján a Rabi frekvencia értéke:

$$\Omega = 2.3 \cdot 10^{11} \left[I (\text{MW}/\text{cm}^2) \right]^{\frac{1}{2}} \text{sec}^{-1}, \quad (13)$$

amelyre 1 GW/cm² intenzitás értéknél $7,3 \times 10^{12}$ s⁻¹ adódik.



Ezen érték alapján a koherens terjedési effektusok figyelembe vétele szükségesnek tűnik. Ekkor a (3 a-c) Frantz-Nodvik egyenleteket a Maxwell-Bloch egyenletekre kell cserélni. A két modellt a [24] közlemény széles bemenő energiasűrűség és impulzushossz tartományon összehasonlítja, és megállapítja, hogy a) a két modell között pikoszekundumos impulzushossz tartományban nem mutatkozik jelentős különbség, míg 100 fs impulzushosszak esetén jelentős jelalak különbségek figyelhetők meg már $0,05 \text{ mJ/cm}^2$ bemenő energiasűrűség esetén is; b) az intenzitásgörbék teljes impulzusra számolt időintegráljai között semmilyen esetben sem volt néhány százaléknál nagyobb különbség; c) a koherens terjedési modell által számolt impulzusok intenzitás maximuma minden esetben késik a Frantz-Nodvik modell alapján számolthoz képest. Mivel a jelen dolgozatban ismertetett eredmények sehol nem vonatkoznak az erősített impulzusok időbeli tulajdonságaira, hanem az erősítés jellemzésének eszköze az energiasűrűség, ezért az optimalizálás alapjául szolgáló számítások során a Frantz-Nodvik formalizmust használtuk. A koherens terjedési modell részletes bemutatása, illetve alkalmazása ultrarövid KrF impulzusok erősítésére megtalálható például [42]-ben.

3. A nemtelítődő abszorpció szerepe rövid fényimpulzusok erősítésében

Jól ismert, hogy az excimer erősítők aktív közege általában tartalmaz nem telítődő abszorpcióval rendelkező komponenseket. Az ArF és a KrF erősítők esetében ezek vagy ionok, mint az Ar_2^+ , vagy a Kr_2^+ és az F^- , vagy magasan gerjesztett nemesgáz elektronállapotok, mint az Ar^{**} , vagy a Kr^{**} . Ebben a fejezetben [43] gondolatmenetét követve ismertetem a nem telítődő abszorpció hatását a rövid impulzusok erősítésére.

Az abszorpció jelenléte lényegesen megváltoztatja az erősítő ki-be karakterisztikájának jellegét az abszorpciómentes esethez képest. Az E_{sat} telítési energiasűrűségnél lényegesen kisebb bemenő energiasűrűség esetén az erősítő továbbra is exponenciálisan erősít a hely függvényében, de a nem telítődő

veszteség egy bizonyos energiasűrűségnél kiegyenlíti a telítődő erősítést. Létezik tehát egy olyan energiasűrűség érték, amely adott kisjelű erősítési tényező és abszorpciós tényező esetén erősítés és gyengítés nélkül terjed az erősítőközegben. Ezen érték feletti bemenő energiasűrűség esetén az erősítő gyengíteni fogja az áthaladó nyalábot, míg ezen érték alatti bemenő energiasűrűségek esetén erősíteni, de csak a közeg erősítési és abszorpciós tényezői által meghatározott értékig. Más megfogalmazással is összefoglalható ez az érdekes erősítési viselkedés: egy végtelen hosszú (vagy praktikusán csak igen hosszú) erősítő, amely telítődő erősítéssel és nem telítődő veszteséggel rendelkezik, bármilyen véges bemenő energiasűrűségre ugyanazzal a kimenő energiasűrűséggel válaszol. Abban az esetben, ha a nemtelítődő abszorpció nem elhanyagolható, az energiaerősítési egyenlet csak numerikusan oldható meg, viszont továbbra is igaz, hogy analitikus kifejezés adható meg arra az energiasűrűségre, amely mellett az energiakinyerés maximális, valamint megadható az erősítéssel maximálisan elérhető energiasűrűség értéke. Ez utóbbi könnyen meghatározható a (11) egyenletben az energiasűrűség helyszerinti deriváltjának 0 értéket adva az algebrai egyenlet közelítő megoldásával:

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \varepsilon = \frac{g_0}{\alpha}. \quad (14)$$

Az optimális működés meghatározásának szempontjából igen fontos, hogy az erősítés elemi (infinitezimálisan rövid) rétegének szerepét ismerjük. A (11) egyenlet lehetőséget ad arra, hogy az energiakinyerés szempontjából minősítsük az erősítő egy pontját, ahol az erősítendő nyaláb egy meghatározott értékkel rendelkezik. A (11) egyenlet bal oldalát az (5) jelöléseit figyelembe véve a következőképpen átalakíthatjuk:

$$\frac{1}{g_0} \frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{1}{g_0} \frac{d \frac{E}{E_{\text{sat}}}}{dx} = \frac{dE}{E_{\text{sat}} g_0 dx} = \frac{dE}{Nh\nu}. \quad (15)$$

Látható, hogy a jobb oldalon a számláló a kinyert energiát, míg a nevező a réteg által tárolt energiát tartalmazza. A (15) egyenlet a lokális energiakinyerési hatásfokot definiálja, amely (11) figyelembevételével analitikusan is megadható:

$$\eta(\varepsilon) = \frac{1}{g_0} \frac{d\varepsilon}{dx} = 1 - \exp(-\varepsilon) - \frac{\alpha}{g_0} \varepsilon. \quad (16)$$

A (16) egyenlet szerint a lokális energiakinyerési hatásfok csak az energiasűrűség aktuális értékétől, valamint az abszorpciós és a kiszelű erősítési tényező hányadosától függ. Ezen kifejezés energiasűrűség szerinti deriváltja módot ad a lokális hatásfok maximumának meghatározására:

$$\eta_{\text{max}} = 1 - \frac{\alpha}{g_0} \left[1 + \ln \left(\frac{g_0}{\alpha} \right) \right], \text{ amely} \quad (17)$$

amely $\varepsilon = \ln \left(\frac{g_0}{\alpha} \right)$ energiasűrűség érték mellett áll elő. Az erősítő jellemezhető ezek után egy globális (integrális) hatásfokkal, amelyet (11) integrálásával nyerhetünk:

$$H = \bar{\eta} = \frac{1}{L} \int_0^L \eta(x) dx = \frac{[\varepsilon(L) - \varepsilon_{\text{in}}]}{g_0 L}. \quad (18)$$

Mint látható, a globális hatásfok –a plauzibilis definíciót követve– a kinyert és a tárolt energia hányadosa. Fontos megjegyezni, hogy a kifejezés csak a peremfeltételektől függ, de nem befolyásolja azt az energiasűrűség értékének az

erősítőn belüli változásának módja. Abban az esetben, ha a globális hatásfok szerepel egy optimalizálás szempontjai közt, továbbra is szükség van az energiasűrűség helyfüggésének ismeretére, hiszen különböző bemenő energiával és erősítőhosszakkal csak akkor lehet a globális hatásfokot meghatározni, ha ezt a helyfüggést ismerjük.

Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy egy nemtelítődő abszorpciót tartalmazó erősítőközeg egy, a közeg optikai jellemzőitől függő munkaponttal rendelkezik az energiakinyerés hatásosságát tekintve, és az energiakinyerés hatásfoka semmilyen esetben nem érheti el az egységnyi értéket [lásd a (16) egyenlet].

D. Ultrarövid fényimpulzusok keltése 248 nm-es hullámhosszon

Az excimer lézer erősítők ultrarövid fényimpulzusok erősítésére való felhasználását megnehezíti az a tény, hogy az erősítésre rendelkezésre álló idő rövidegsége és az ultraibolya hullámhosszakon működő telítődő abszorberek hiánya megakadályozzák a közvetlen, módusszinkronizáción alapuló rövid impulzus generálást.

Passzív módusszinkronizáción alapuló impulzusgeneráló eljárást ismerttet [44], amely során festékeket használ telítődő abszorberként, és 2 ns hosszúságú fényimpulzusokat állít elő. 300 ps hosszúságú impulzusok előállításáról számol be [45], ahol egy addicionális akusztóoptikai modulátor került alkalmazásra. Pusztán aktív módusszinkronizáció segítségével szintén elértek 300 ps hosszúságú impulzusokat [46], de módusszinkronizációval ennél rövidebb impulzusokat nem állítottak elő a KrF hullámhosszán. Noha az irodalomban találhatóak lehetséges telítődő abszorberek, mint például az ózon, vagy egyes fémhalidok [47,48], de ezek ultrarövid impulzusok keltésére vonatkozó sikeres alkalmazásai az irodalomban nem lelhetők fel.

Nemlineáris szórásai folyamatok, mint például a Raman és Brillouin szórások impulzusrövidítésre való felhasználására is találhatóak eredmények, de

ezeokról is megállapítható, hogy az erősítőközeg sávszélessége által meghatározott impulzushosszhoz képest csak számottevően hosszabb impulzusok kelthetők. A Raman szórás segítségével néhány ps hosszúságú impulzusok keltéséről számol be [49], míg a Brillouin szórás segítségével gázokban 390 ps [50], míg folyadékokban 50 ps hosszúságú impulzusok voltak kelthetők [51,52].

A közvetlen ultrarövid impulzusgenerálás elégtelensége következtében a gyakorlatban csak olyan megoldások terjedtek el, amelyekben a rövid impulzus keltése hosszabb hullámhosszon történik, és az injektáló impulzus az UV erősítés számára valamilyen frekvenciakonverzió segítségével áll elő [24,32,35,49,53-68]. Ezen megoldás során – melynek főbb lépései a rövid impulzus keltése az infravörös, vagy látható hullámhossz tartományban, a rövid impulzus erősítése a frekvenciakonverzió számára, a frekvenciakonverzió – több lézer szinkronizált működésére van szükség. Mivel a rövid impulzusok előállítására elterjedten használt folytonos festéklézerek működési hullámhossza behatárolt, az elrendezésekben bonyolult frekvenciakonverzió állítja elő az excimer hullámhosszakat.

A KrF hullámhosszán ultrarövid magimpulzusokat előállító konverziós sémákat foglalja össze a **3. táblázat**.

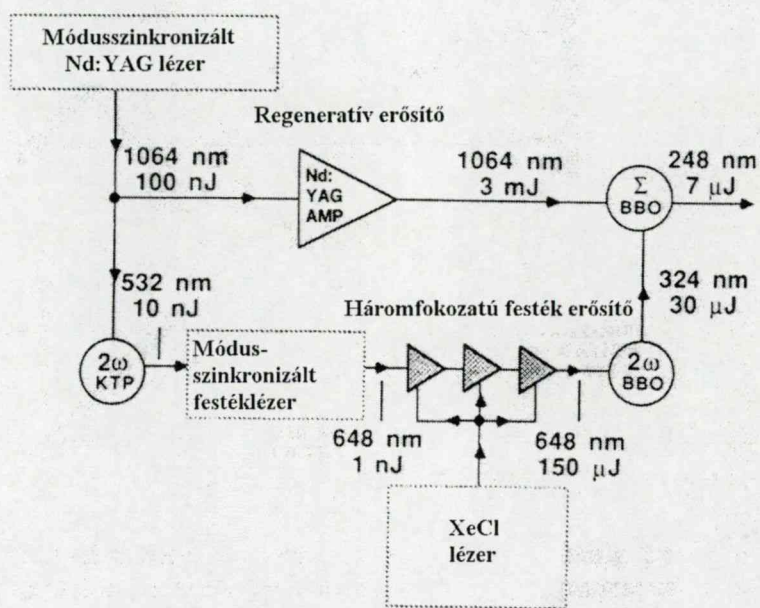
Festéklézer hullámhossz [nm]	Konverziós folyamat	Referencia
496	$496 \text{ nm} + 496 \text{ nm} \xrightarrow{2\omega} 248 \text{ nm}$	[69–71]
648	$648 \text{ nm} + 648 \text{ nm} \xrightarrow{2\omega} 324 \text{ nm}$ $324 \text{ nm} + 1064 \text{ nm} \xrightarrow{\omega_1 + \omega_2} 248 \text{ nm}$	[19]
745	$745 \text{ nm} + 745 \text{ nm} \xrightarrow{2\omega} 372 \text{ nm}$ $745 \text{ nm} + 372 \text{ nm} \xrightarrow{\omega_1 + \omega_2} 248 \text{ nm}$	[20]

3. Táblázat

A KrF hullámhosszán magimpulzus generálására használt konverziós eljárások

A jelen dolgozat kísérleti eredményei a táblázat első sorában említett rendszeren születtek, ennek részletesebb ismertetése megtalálható a IV.A.1 alfejezetben, így itt röviden csak a másik két megoldásra térek ki.

A második sorban leírt frekvencia konverziós sémát valósítja meg a **4. ábrán** látható elrendezés [55]:



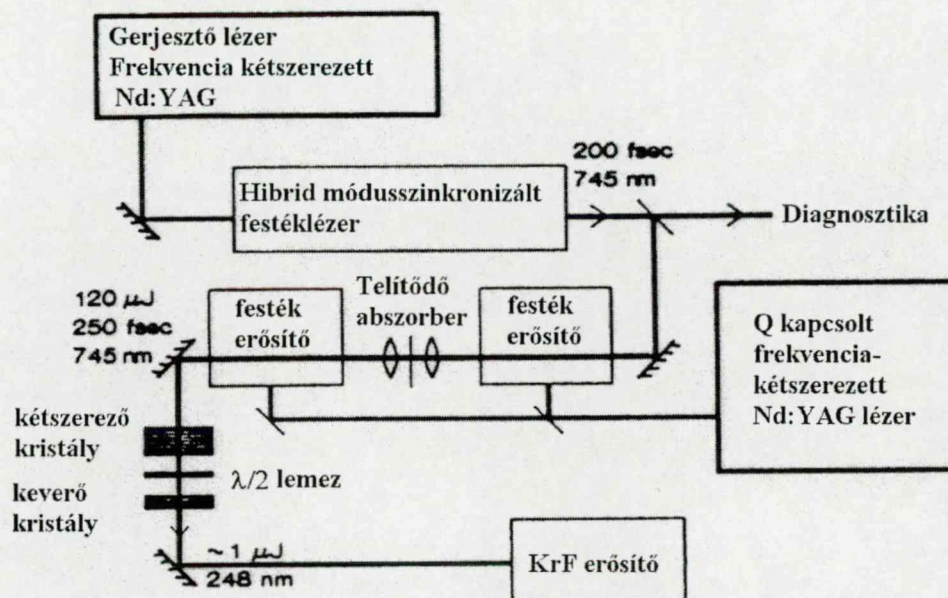
4. ábra

248 nm hullámhosszú impulzus előállítása 1064 nm és 324 nm keverésével

Az elrendezés központi eleme egy szinkron pumpált folytonos módusszinkronizált festéklézer, amely 648 nm hullámhosszon működik. Gerjesztő forrása egy folytonosan módusszinkronizált Nd:YAG lézer, amelynek frekvenciakétszerezett kimenete gerjeszti a festéklézert. Az Nd:YAG lézer kimenetének másik része egy regeneratív erősítőbe kerül, és néhány mJ energiataralomra erősödik. A festéklézer kimenete egy többfokozatú festéklézer erősítőbe kerül, amelyet egy XeCl lézer gerjeszt. A festéklézer erősítőlánc kimenete 150 μJ energiájú 648 nm hullámhosszú fényimpulzus. Ezeket az impulzusokat egy BBO kristály segítségével frekvenciakétszerezik. Az Nd:YAG lézer megerősített impulzusa és a festéklézer megerősített impulzusának frekvenciakétszerezettje kerül ezután egy összefrekvencia képző BBO

kristályra. Az elrendezés néhány μJ energiájú impulzusokat kelt a KrF lézer hullámhosszán.

A 3. táblázat harmadik sorában vázolt frekvencia konverziós sémát alkalmazza a 5. ábrán látható elrendezés [62]:



5. ábra

248 nm hullámhosszú impulzus előállítás 745 nm és 342 nm keverésével

Az elrendezés központi eleme itt is egy módusszinkronizált festéklézer, amelyet az előző elrendezéshez hasonlóan itt is módusszinkronizált frekvenciakétszerezett Nd:YAG lézer gerjeszt. (Itt kell megjegyezni, hogy egyre népszerűbbek azok az elrendezések, amelyek a most tárgyalt konverziós sémát alkalmazzák, de a 745 nm-es impulzusok forrása $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ lézer [63].) Egy telítődő abszorberrel elválasztott kétfokozatú festéklézer erősítőlánc erősíti meg a nyalábot $120 \mu\text{J}$ energiára, majd egy frekvenciakétszerező KDP kristály következik, amely létrehozza a 372 nm-es komponenst, amelyet az eredeti 745 nm-rel összegfrekvencia képzéssel alakítanak 248 nm hullámhosszú, néhány μJ energiájú impulzussá.

III. Célkitűzés

A. Modellezés

A dolgozat céljával tűzöm ki, hogy a Frantz-Nodvik elméleten alapuló modell segítségével elemezem a KrF erősítők működését, és ez alapján meghatározom azokat a körülményeket, amelyek lehetőséget adnak nagy hatásfokú, nagy jel/zaj viszonytal jellemezhető erősítés végrehajtására. A dolgozatban kiterjesztem a nemtelítődő veszteséggel és telítődő erősítéssel jellemezhető közegeket alkalmazó rövid impulzusú erősítők leírásának fogalomkörét. Az erősítő jellemzésére lokális és globális mennyiségeket vezetek be: a kisjelű erősítési tényező és energiakinyerési hatásfok mellett az effektív lokális erősítési tényezőt (vagy az ezzel hasonló jelentésű lokális kontraszt tényezőt) és a lokális stabilizációs tényezőt. Bemutatom, hogy az erősítési folyamatot egy-egy pontban jellemző lokális mennyiségekre alapozott globális mennyiségek – amelyek a lokális jellemzők erősítési út mentén végzett integrálása segítségével nyerhetők – hogyan használhatók fel egy vagy többátmenetes erősítési elrendezések adott célokra történő megtervezéséhez. Megmutatom, hogy a [72] közleményben javasolt off-axis erősítési elrendezésnek nevezett séma alkalmazása a KrF rövid impulzusú erősítők optimalizálására széles körben lehetőséget nyújt. Modellszámolások segítségével megmutatom, hogy az off-axis erősítő elrendezés a működési körülmények megválasztásán kívül lehetőséget ad homogén nyalábprofilok kialakítására.

B. Kísérleti ellenőrzés

Különböző kisülési geometriájú erősítőcsövek esetén megmutatom, hogy a lézercsövek kismértékű módosításával az erősítők átalakíthatók úgy, hogy az off-axis erősítési elrendezés megvalósítható legyen. Különböző kisüléshosszú (45 cm és 85 cm) és keresztmetszetű erősítők esetén kísérletileg megvizsgálom egy és többutas off-axis sémák megvalósításával a fentebb vázolt optimalizációs

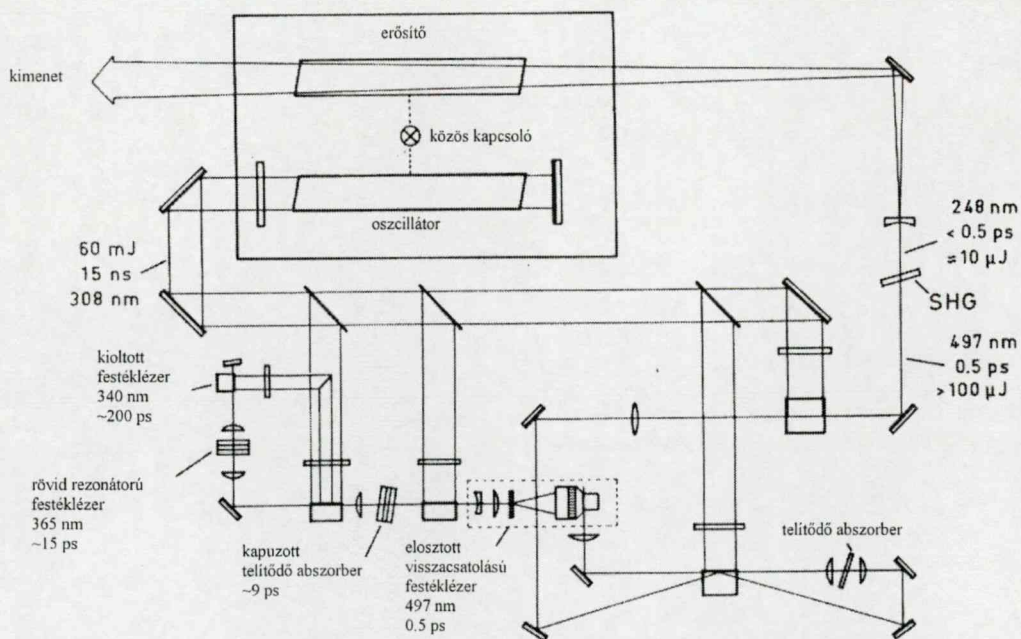
eljárást. Nagy apertúrájú lézercső építésével demonstrálom, hogy az off-axis elrendezés alkalmas eszköz a KrF erősítők energiájának jelentős növelésére. Kísérleteket végzek annak érdekében, hogy megmutassam, az off-axis elrendezéssel közel diffrakciólimitált nyalábok állíthatók elő. Interferometrikus kísérletekkel megmutatom, hogy a többátmenetes erősítési eljárás során fellépő dinamikus erősítésváltozások nem okoznak kimutatható fázisfront torzulást.

IV. Módszerek és eljárások

A. Kísérleti eszközök

1. Rövid impulzusú rendszer ismertetése

A jelen dolgozatban ismertetésre kerülő kísérletek során mindvégig a [69-71,73,74] dolgozatokban leírt lézerrendszert használtam a szubpikoszekundumos magimpulzusok forrásaként. Ennek a festék-excimer hibrid rövidimpulzusú rendszernek a vázlata látható a **6. ábrán**. A rendszer gerjesztő forrásaként egy Lambda Physik EMG 150-es, két kisülési csövet tartalmazó lézer szolgált. Az egyik lézercső a festéklézer-rendszer gerjesztésére, míg a másik frekvencia konverzióval létrehozott KrF impulzusok erősítésére szolgált.



6. ábra

248 nm hullámhosszú impulzus előállítása 497 nm kétszerezésével

Az első festéklézer fokozat egy úgynevezett kioltott festéklézer, amely 100 ps felfutású 200 ps hosszúságú impulzust állít elő 340 nm hullámhosszon (részletes leírása megtalálható a [75] közleményben). A második fokozat egy 0,5 mm

hosszúságú longitudinális festéklézer, amely 10 ps felfutású impulzust állít elő 365 nm hullámhosszon [76,77]. Egy transzverzális gerjesztésű erősítőcellában ezután a jel megerősödik, majd belép egy kapuzott telítődő abszorber cellába [78-80]. Ez a fokozat az impulzus lefutó élet rövidíti meg, a kimenő impulzus tipikusan 8 ps hosszúságú. Egy újabb erősítőfokozat állítja elő a 8 μ J energiájú 365 nm hullámhosszú impulzusokat. Az impulzus egy transzmissziós rácsot és mikroszkóp objektívet felhasználó elrendezés segítségével gerjeszt egy elosztott visszacsatolású festéklézert [81], amely a mikroszkóp leképezésének beállításával a KrF hullámhosszának kétszeresére lett hangolva. Az elosztott visszacsatolású festéklézer 497 nm hullámhosszú, 450 fs hosszúságú impulzusa egy kétfokozatú festék erősítőlánc bemenetére kerül. Az impulzus végső erősítését egy Bethune cellás teljesítményerősítő végzi [82]. A végerősítő és az azt megelőző erősítő fokozat egy OG 530-as Schott üvegszűrővel kerül elválasztásra, a szűrő itt telítődő abszorberként kerül alkalmazásra. A teljesítmény erősítő fokozat után egy 0,2 mm vastagságú 52°-os metszésű BBO kristály állítja elő a 248 nm hullámhosszú impulzusokat a KrF erősítő számára. A végső UV impulzus tipikusan néhány μ J energiát hordoz.

2. Az alkalmazott erősítő modulok ismertetése

Az off-axis erősítési elrendezés - amely alkalmazása és optimalizálása adott erősítő modulokra a dolgozatomban központi célja – szerencsére nem igényel speciális konstrukciójú erősítő modulokat. Minden olyan erősítő, amely geometriailag lehetővé teszi az off-axis nyalábok be- és kilépését, alkalmas az elrendezés megvalósítására. Ennek figyelembe vételével a dolgozat eredményeinek elérése során nem volt cél teljesen új erősítők építése, ezért az V.D.4 alfejezetben ismertetésre kerülő nagy elektróda-szeperációjú erősítő modul kivételével az összes többi erősítő kommerciális lézerek átalakításával jött létre. Az átalakítás gyakran több pontját is érintette az erősítőknek: így a ferde szögű nyalábúak kialakítása mellett gyakran volt szükség az elektródatávolság

megnövelésére, vagy az elektródák alakjának megváltoztatásával a kisülés szélességének megváltoztatására.

Az első általam átalakított erősítő modul a Lambda Physik GmbH EMG 501-es lézere volt. Ez egy kis ismétlődési frekvenciát biztosító tápegységgel rendelkező – és ezzel összhangban longitudinális gázáramlással ellátott lézercső volt, ahol az automatikus preionizáció az elektróda testén átvezetett preionizációs tűk segítségével lett megoldva. Az elektródatávolsága 27 mm volt, a kisülés szélessége 8 mm, hossza 840 mm. Az alkalmazott nagyfeszültség a lézercsővön 30 kV körül volt. Ez az erősítő modul az elektródatávolsággal megegyező élű négyzet keresztmetszetű nyaláb erősítésére lett alkalmassá téve. Az erősítő modulon a nyalábgeometria átalakításán kívül a nagyfeszültséget kapcsoló tirátron indítását végző áramkörök módosítása volt szükséges, hogy az erősítő szinkronizálhatóságát megteremtsük. Az V.D.2. alfejezetben ismertetésre kerülő elrendezés során az EMG 501 lézer elektródaconfigurációja is megváltoztatásra került: a preionizációt végző anódelektróda változatlanul hagyása mellett a katódelektróda saját tervezésű szegmentált elektródákra lett cserélve.

A dolgozat kísérleti eredményeinek többsége a Lambda Physik GmbH EMG 150-es típusú, két kisülési csövet tartalmazó lézerével készült. A két kisülési cső közös nagyfeszültséggel (tirátron és energiatároló bank kondenzátorral, és az esetek egy részében mágneskapcsolóval) működött. Az erősítő cső az esetek egy részében 840 mm hosszú, míg a többi esetben 460 mm hosszú kisüléssel rendelkezett. Míg a hosszabb kisülési cső esetében körülbelül 2°-os off-axis szög megvalósítására volt lehetőség, addig a rövidebb kisülés esetében ez az érték körülbelül 2,5° volt. Az erősítő által biztosított optikailag hozzáférhető energia növelése érdekében a vizsgálatok egy részében az eredeti elektróda konfiguráció minimális megváltoztatásával az elektróda távolságot 10-15%-kal megnöveltük.

A IV.A.1. alfejezetben ismertetett rövid impulzusú rendszer erősítő csövét csak előerősítőként használva volt lehetőségem a Lambda Physik GmbH

EMG 201-es lézerét off-axis erősítő modulként használni: ez a lézer 27 mm-es elektróda távolsággal, körülbelül 10 mm széles kisülés szélességgel működött, és a kisülés hossza minden esetben 840 mm volt. Ez a lézer minden esetben tartalmazott mágneses kompresszort.

3. Nyalábprofil meghatározása

Az erősítési kísérletek jellemzésének egyik fontos eszköze a nyaláb intenzitáseloszlásának meghatározása. Erre a célra két különböző elrendezést használtam. Az egyszerűbb esetben a nyaláb egy fluoreszcens ernyőre esett, amely a nyaláb ultraibolya fényét látható tartományba konvertálta, és ezt a köztes síkot képezte egy kommerciális Philips-Valvo CCD kamera képsíkja egy makro optika. A köztes leképezés hibáinak kikerülése érdekében használtam olyan nyalábprofil elemző kamerát is, amely képfelvevő CCD áramkörének felszíne maga hordozta a hullámhossz konverter bevonatot. A kamera által szolgáltatott videojel egy Data Translation LC55 gyártmányú 8 bites fekete-fehér képfeldolgozó kártyára került, amely a kép rögzítését a lézer triggerjével szinkronban végezte. A vezérlő szoftver, a kamera és a képfeldolgozó kártya a Laser Laboratorium Göttingen saját fejlesztésű képfeldolgozó rendszerének volt része. A feldolgozó program lehetőséget adott rögzített intenzitásviszonyainak meghatározására is.

A kisülés nyalábra gyakorolt hatását a fókuszfolt méretének meghatározásával vizsgáltuk meg. Ebben az esetben a jobb felbontás érdekében közvetlenül a képfelvevőn látható tartományba konvertáló kamerát használtunk. Ebben a kísérletben a neutrális szűrők segítségével legyengített nyalábot egy 1 m fókusztávolságú lencsével lefokuszáltuk, majd a fókuszfoltot egy Zeiss Ultrafluor tízszeres mikroszkóp objektívvel képeztük le a kamera képfelvevő felületére. A fókuszfolt méretét úgy állapítottuk meg, hogy egy mikropozicionáló asztal eltolásaival meghatároztuk a kamera négyzet alakú pixeljeinek méretét. Az intenzitás eloszlások rögzítését ebben az esetben is az LLG által kifejlesztett profilmérő szoftver végezte.

Az V.C fejezet mérései (dinamikus optikai torzítások) során a nagymennyiségű mérési adatainak rögzítését egy Sony SLX 810 gyártmányú félprofesszionális videomagnetofonnal végeztük, és csak a felvételek végső elemzése során digitalizáltuk vissza az LLG profilmérő szoftverével.

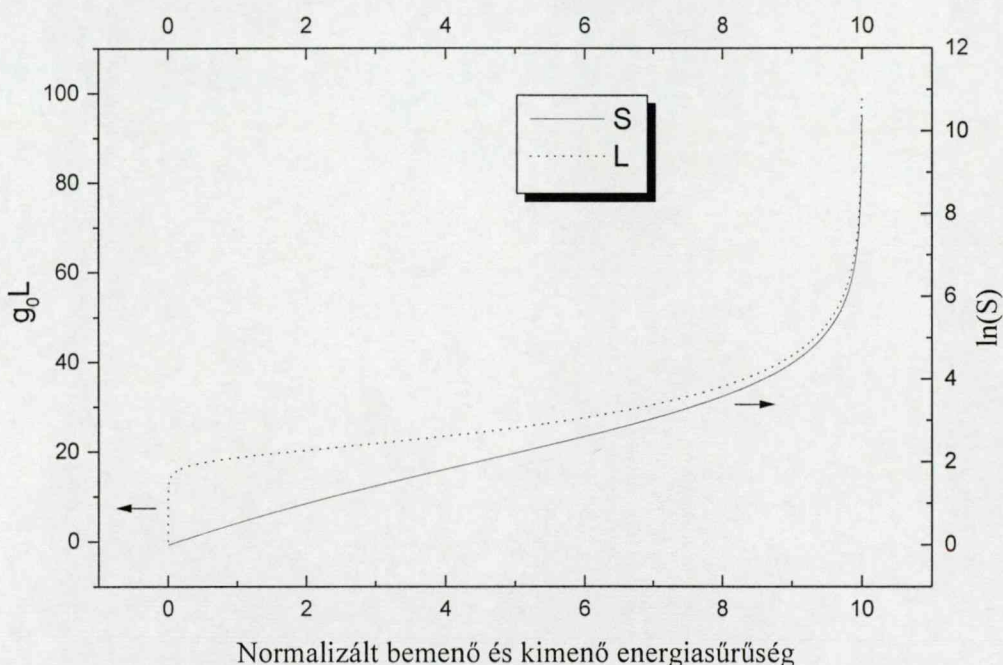
4. Az erősítők jellemzésének eszközei

A dolgozatban leírt off-axis erősítők jellemzésének során a legfontosabb mérőeszközök azok voltak, amelyeket az erősítő elektromos és optikai paramétereinek megméréséhez használtunk. A nagyfeszültségű mérések során 75 MHz sávszélességű 40 kV-os 1:1000 leosztású nagyfeszültségű szondát használtunk (típusa Tektronix P 6015), az V.D.4 alfejezetben bemutatásra kerülő nagy elektróda szeparációjú eszköz elektromos jellemzéséhez (ahol az előforduló DC feszültség 40 kV, és a legnagyobb AC feszültség 100 kV volt) egy házi készítésű 1-50 MHz sávszélességű 120 kV feszültségre méretezett 1:1000 leosztású szimmetrikus szondát használtunk. A lézerfej tranziens folyamatainak tesztelésére 20 MHz sávszélességű áramszondát (Pearson Electronics Model 110 A) alkalmaztunk. Az elektromos mérések során 350 MHz sávszélességű Tektronix 2467 típusú, az erősítés időbeli tulajdonságainak meghatározásához 1 GHz sávszélességű Tektronix 7104 típusú oszcilloszkópot használtunk. Az erősítés időbeli tulajdonságainak meghatározására, valamint az 1 mJ impulzus energia alatti ki-be karakterisztikák mérésére detektorként 100 ps felfutású Valvo UVHC-20 típusú biplanáris fotodiódát alkalmaztunk. A ki-be karakterisztikák meghatározására, valamint a nyaláb energiájának mérésére különböző energiamérőket alkalmaztunk: a néhány 10 μ J tartományban egy RJP 765 típusú termoelektromos detektort, vagy a fentebb említett Valvo UVHC-20 fotodiódát használtuk, majd Gentec ED-100, ED-200, ED-500 piroelektromos energiamérőt alkalmaztunk az egyre nagyobb energiák meghatározása esetén. A piroelektromos energiamérőket az LLG által üzemeltetett hitelesítő állomáson egy Scientech Astra 200 gyártmányú másodlagos etalonnal hitelesítettük.

B. Kiértékelési módszerek

1. Nomogrammok

Az erősítés fajlagos mennyiségekkel felírt (11) egyenletének megoldása után az eredmények felhasználásának legfontosabb eszközei a különböző nomogrammok. Mivel a KrF erősítők modellezése a fajlagos mennyiségek bevezetése után csak egy szabad paramétert (a kisjelű erősítési tényező és a lineáris abszorpciós tényező hányadosát) tartalmazza, ezért a számolások eredményei egy adott erősítőre vonatkozóan jól összefoglalhatók a tervezést megkönnyítő grafikonok – nomogrammok – formájában.



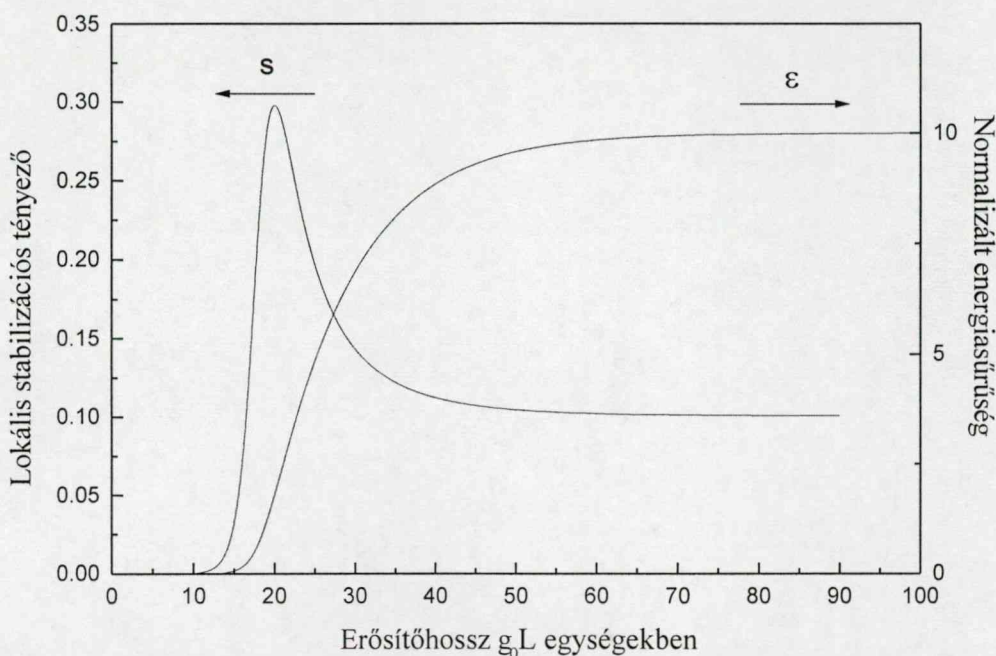
7. ábra

Nomogramm az erősítő hosszának és stabilizációjának meghatározásához

A nomogramm az igen hosszú erősítő modellezésének eredményeit tartalmazza, a független változója általában a helykoordináta (g_0L egységekben), vagy az energiasűrűség pillanatnyi értéke. Erősítő méretezésre való használatát a **7. ábra** példáján mutatom be: bármely be- és kimenő energiasűrűség pároshoz megállapítható a szükséges erősítőhossz két egyszerű vetítéssel: meghatározzuk először azt, hogy a bemenő energiasűrűség mely pontján jön létre az erősítőnek, majd azt, hogy a kimenő energiasűrűség hol jön létre, és e két pont távolsága a

szükséges erősítőhossz. A fenti nomogramm lehetőséget ad arra, hogy megállapítsuk a most méretezett erősítő stabilitását is az előző vetítésekhez hasonló módon, a nomogramm jobb oldali skáláját használva a belépési és kilépési pontok stabilizációjának meghatározásához.

A fenti példában az energiasűrűsége és helykoordinátán kívül egy globális jellemző, a stabilizáció logaritmus szerepelt a nomogrammon. Ez tipikusnak mondható, hiszen a nomogrammok alkalmazásának célja általában valamely globális jellemző megvalósításához szükséges körülmények megállapítása.



8. ábra

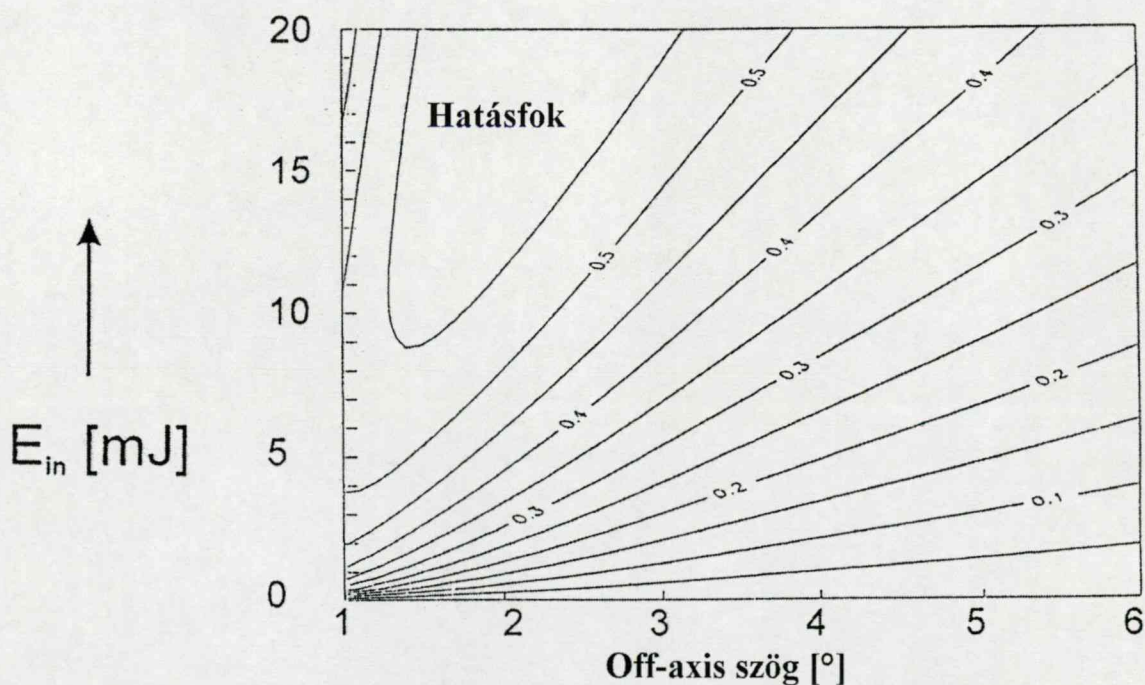
A lokális stabilizációs tényező és a normalizált energiasűrűség értéke az erősítő különböző pontjain

Az előző nomogrammal szemben a **8. ábrán** látható két lokális mennyiség, a lokális stabilizációs tényező és az energiasűrűség erősítő menti evolúcióját ábrázolja. Az ilyen típusú nomogramokkal könnyen megállapíthatók az optimális működés körülményei: például mekkora be- és kimenő energiasűrűség tartozik egy adott hosszúságú erősítéshez, amely optimálisan használja az erősítő stabilizálóképességét. A kérdés megválaszolható úgy, hogy a lokális stabilizációs tényező görbén megkeressük azt az értékpárt, amelyik az előre megadott erősítőhossznyi távolságban vannak, majd ezeket a pontokat visszakeressük az

energiásűrűség skálán, meghatározva a szükséges bemenő és kimenő energiásűrűséget.

2. Szintvonalas ábrázolás

Az előző alfejezetben említett nomogramokban közös, hogy egy adott erősítő bármely erősítési szituációja megkereshető a segítségével, de a nomogramm független változója egy absztrakt, a kísérletben közvetlenül nem megjelenő paraméter (az előző példában a bemenő és kimenő energiásűrűség, vagy az erősítőhossz). A többátmenetes off-axis erősítők átmeneteinek megtervezésekor az ilyen típusú nomogramok helyett általában kétdimenziós nomogramok használhatók, amelyek elkészítése is lényegesen különbözik az előzőektől. Míg az előző típusú nomogramm a végtelen hosszú erősítőmodell egyszeri végigszámolásával előállítható, addig a **9. ábrán** példaként látható típus lényegesen nagyobb ráfordítással készíthető el.

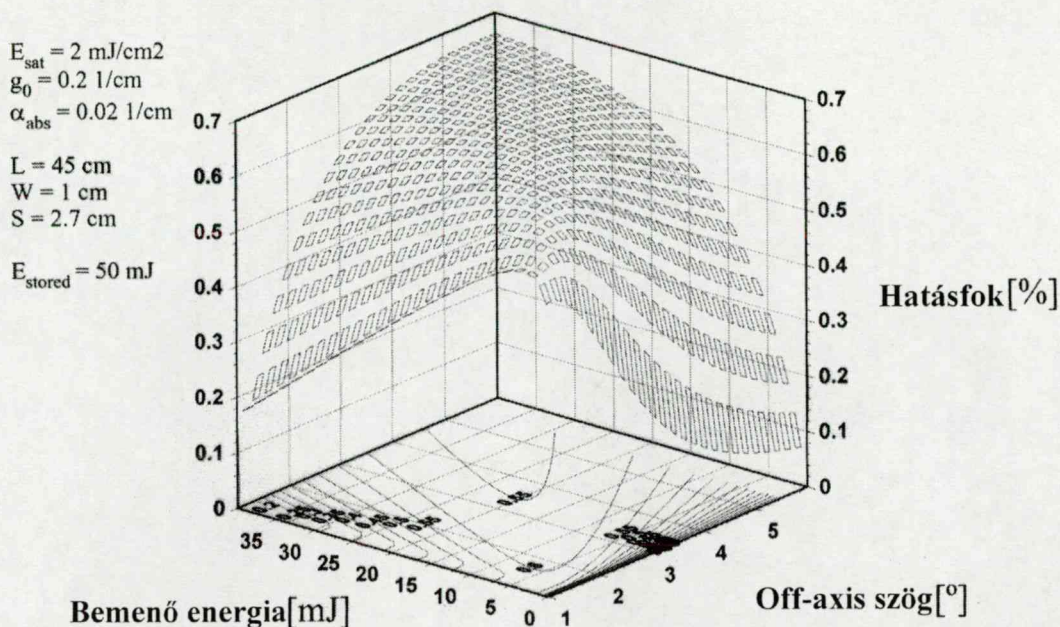


9. ábra

Az erősítő globális hatásfoka különböző bemenő energia és off-axis szög alkalmazása esetén

Az ábra két független változó függvényében ábrázol egy globális jellemzőt: az energiakinyerési hatásfokot. A vízszintes tengelyen az alkalmazott off-axis szög, a függőlegesen a bemenő energia látható, míg a felület a két független változó

által kifeszített sík felett ábrázolja a hatásfokot. Az ilyen típusú nomogramm a következőképpen készül: a sík minden pontjában meghatározásra kerülnek az off-axis paraméterek (erősítési hossz és hasznos keresztmetszet), majd ezek és a bemenő energia alapján az energiasűrűség. Ezen bemenő paraméterek ezután (általában egy, az előző fejezetben leírt nomogramm felhasználásával) meghatározzák a kimenő energiasűrűséget. Az off-axis paraméterek közül a hasznos keresztmetszet ismételt felhasználásával előállítható a kimenő energia, majd a be- és kimenő energia, valamint a tárolt energia felhasználásával meghatározható a globális hatásfok. A 9. ábra előállításánál ezt az eljárást 10^4 pontban ismételtük meg. Mint az előbbiekből látható, az ilyen típusú nomogrammok kevésbé szólnak általában egy erősítőközegegről, mint az előző típus. Itt inkább egy adott gerjesztési viszonyokkal (kisjelű erősítési tényező, abszorpciós tényező, telítési energia), valamint geometriával (kisüléshossz, keresztmetszet és elektróda szeparáció) rendelkező, egy adott erősítő tervezésére alkalmas eszközt kell látnunk benne. Egy adott erősítő esetében az összes méretezendő globális jellemzőjének elő kell állítani az ilyen típusú nomogrammját (ez általában a kimenő energiát, globális energiakinyerési hatásfokot és a globális erősítési kontrasztot jelenti), és így az (akár többátmenetes) optimalizálás elvégezhető.



10. ábra

Az erősítő globális hatásfoka különböző bemenő energia és off-axis szög esetén

A **9. ábrán** látható kétváltozós nomogramm egy másik változata látható a **10. ábrán**: itt a globális hatásfok felülete látszati képen is látható, és az XY síkon a **9. ábrán** látható szintvonalas ábrázolás is megtalálható.

C. Numerikus eljárások

Amint azt a II.C alfejezetben megmutattam, az ultrarövid impulzusú KrF erősítőben lezajló erősítési folyamat leírható a (11) egyenlet segítségével, amennyiben az erősített fényimpulzusok időbeli lefutása nem érdekes a modellezés számára. Mivel célkitűzéseink szerint többátmenetes erősítési folyamat paramétereinek adott feladatokhoz való megválasztása az elsődleges cél, így ennek a differenciálegyenletnek a megoldásához kellett megtalálni a megfelelő eszközöket. Sajnos a lineáris abszorpciót tartalmazó egyenlet - szemben az abszorpciót nem tartalmazó egyenlettel - analitikusan nem oldható meg, így szükség volt egy megfelelő numerikus eljárás kiválasztására, és az azt megvalósító számítógépes program kialakítására. Az eljárás kiválasztásakor figyelembe kellett venni a következő körülményeket: a) a többparaméteres

optimalizáció során elkerülhetetlen lesz nagy tömegű számolás elvégzése, amelyben törekedni kell a fölösleges ismétlések elkerülésére; b) a számolások során általában elegendő a bemenő energiasűrűség és erősítési hosszak alapján az erősítő kimenetén megadni a kért mennyiségeket, azok térbeli kialakulása sem fontos; c) az eljárásnak minden kísérleti körülmény megváltozását egyszerűen lehetővé kell tennie (erősítőközeg spektroszkópiai jellemzői, az erősítő geometriai adatai, az erősítendő nyaláb geometriai tulajdonságai). Ennek a feltételrendszernek az alábbiakban ismertetett rendszer felelt meg: egy modulrendszerű Borland Pascal nyelven írott program, amely cserélhetően tartalmazza az erősítőközeg jellemzőit kezelő részt, a geometriai adatokat meghatározó részt, valamint a differenciálegyenletet közvetlenül kezelő modult, amely szintén modulszerűen éri el magát a megoldandó differenciálegyenletet. A numerikus algoritmus kiválasztásánál a szempontok között szerepelt, hogy egyrészt hatékony lépéshossz kontrollt támogasson, másrészt a lépéshossz kontroll ellenére hatékonyan állítson elő tetszőleges pontban megoldást. Ez utóbbira azért van szükség, mert mint a jelen fejezet 2. alpontjában ismertetésre kerül, az úgynevezett végtelen hosszú erősítő modell segítségével az elvégzendő számolások mennyisége - tetszőleges előírt pontosság mellett – jelentősen csökkenthető.

1. DOPRI differenciálegyenlet-megoldó modul

A (11) egyenlet numerikus szempontból nem számít különösen bonyolultnak, így egy ötödrendű Runge-Kutta módszer elégségesnek bizonyult a megoldásához. Mivel a hatékonyságával, stabilitásával és nem utolsósorban kiváló lépéshossz kontrolljával kitűnik a hasonló, egyszerűbb módszerek közül, ezért a [83]-ban ismertetett algoritmust választottuk. Ennek egy kompakt megvalósítása Fortran nyelven megtalálható [84]-ben. A módszer koefficiensei láthatók a 4. táblázatban:

0		
1/5		1/5

3/10	3/40	9/40					
4/5	44/45	-56/15	32/9				
8/9	19372/6561	-25360/2187	64448/6561	-212/729			
1	9017/3168	-355/33	46732/5247	49/176	-5103/18656		
1	35/384	0	500/1113	125/192	-2187/6784	11/84	
y_1	35/384	0	500/1113	125/192	-2187/6784	11/84	0
\dot{y}_1	5179/57600	0	7571/16695	393/640	-92097/339200	187/210	1/40

4. Táblázat

A DOPRI differenciálegyenlet-megoldó séma együtthatói

A módszer jelentős előnye, hogy újabb függvényhívás felhasználása nélkül folytonos Runge-Kutta módszerré alakítható, amely az esetünkben fontos szempont, hiszen gyakran csak a számolás során válik ismertté az integrálás kezdő- vagy végpontja. Az eredeti ötödrendű megoldást negyedrendű folytonos megoldássá alakíthatjuk a következő kifejezések segítségével:

$$\begin{aligned}
 b_1(\theta) &= \theta \cdot \left(1 + \theta \left(-\frac{1337}{480} + \theta \left(\frac{1039}{360} + \theta \left(-\frac{1163}{1152} \right) \right) \right) \right) \\
 b_2(\theta) &= 0 \\
 b_3(\theta) &= \frac{100\theta^2 \cdot \left(\frac{1054}{9275} + \theta \left(-\frac{4682}{27825} + \theta \left(\frac{379}{5565} \right) \right) \right)}{3} \\
 b_4(\theta) &= \frac{-5\theta^2 \cdot \left(\frac{27}{40} + \theta \left(-\frac{9}{5} + \theta \left(\frac{83}{96} \right) \right) \right)}{2} \\
 b_5(\theta) &= \frac{18225\theta^2 \cdot \left(-\frac{3}{250} + \theta \left(\frac{22}{375} + \theta \left(-\frac{37}{600} \right) \right) \right)}{848} \\
 b_6(\theta) &= \frac{-22\theta^2 \cdot \left(-\frac{3}{10} + \theta \left(\frac{29}{30} + \theta \left(-\frac{17}{24} \right) \right) \right)}{7}
 \end{aligned} \tag{19}$$

$$y(x_0 + \Theta h) \approx y_0 + h \sum_{j=1}^6 b_j(\Theta) k_j.$$

Az eredeti Fortran kódot kis átalakításokkal – amelyek a módszer megalkotása óta megnövekedett számábrázolási lehetőségek kihasználását célozták – Borland Pascal nyelvre írtuk át. A numerikus algoritmus a megoldandó differenciálegyenletet is külső függvényhívással éri el, így az egyenlet módosítása érintetlenül hagyhatja a numerikus algoritmust megvalósító programrészletet. A numerikus algoritmust magába foglalja egy külső héj, amely lehetőséget ad az összes paraméter megadására. A program érzékeli az előző hívásokhoz képest történt változásokat, és csak a szükséges mennyiségű számolást végzi el. Egy paraméterváltozásra adott válaszideje rövidebb 1 ms-nál, így kifejezetten alkalmas többdimenziós optimalizálási feladatok elvégzésére.

2. Végtelen hosszú erősítő

A (11) egyenlet bevezetésekor megemlítettük, hogy az egyenlet normált mennyiségeket tartalmaz. Mivel esetünkben csak KrF erősítők leírására használtuk az egyenletet, ezért a megoldások egyetlen paraméter által meghatározottak, ez pedig a kisjelű erősítési tényezőnek és a lineáris abszorpciós tényezőnek a hányadosa. Mivel egy kísérlet során ez a hányados a gázösszetételre és a gerjesztésre, valamint az erősítőközeg geometriai elhelyezkedésére jellemző állandó, ezért az összes lokális helyzet előfordul egy képzeletbeli nagyon hosszú erősítő mentén. Amennyiben egy nagyon kis bemenő energiasűrűséget egy ilyen nagyon hosszú erősítő bemenetére juttatunk, és nagy térbeli felbontással előállítjuk az energiasűrűség térbeli evolúcióját, akkor kikeresve az erősítő mentén a minket érdeklő bemenő energiasűrűség értéket, ettől a ponttól megkereshetjük egy tetszőleges, előre adott hosszúságú erősítő kimenő energiasűrűségét is. Amennyiben az igen hosszú erősítő mentén egyszer előállítottuk az energiasűrűség értékét, akkor a tetszőleges bemenő energiasűrűség értékhez tartozó bármely hosszúságú erősítő összes globális jellemzője előállítható legfeljebb néhány függvényhívás segítségével. Mind a

bemenő pont jellemzői, mind a kimenő pont jellemzői egy-egy hívással elérhetők a hozzájuk legközelebb eső pontokból indított néhány integrációs lépés segítségével. Mint látni fogjuk, ez a numerikus technika lehetővé teszi a több mennyiség szerinti optimalizálást is: akár az analitikusan meg nem adható függvények szintvonalas ábrázolásai is előállíthatók a hatékony eljárásnak köszönhetően.

3. Lokális és globális jellemzők

Mint a II.C.3 alfejezetben bemutatásra került, a nemtelítődő abszorpcióval és telítődő erősítéssel rendelkező közegek jellemzésére jól használható az erősítés hatásfoka, amely segítségével meghatározhatók az energiakinyerés optimális körülményei. Az erősítő jellemzésére a globális (a teljes erősítési útra vonatkozó) hatásfokon kívül további lehetőségeket ad az erősítő egy elemi rétegére definiálható lokális hatásfok. A gyorsan változó körülményeket mutató közegek mechanizmusainak megértését teszik lehetővé az ilyen típusú fizikai jellemzők, amelyek ugyan közvetlenül nem mérhetők, de bevezetésük megteremti annak a lehetőségét, hogy az energiasűrűség helyfüggésének ismeretében meghatározzuk a működés különböző szempont szerinti optimumait. Az alkalmazások számára ugyanis időnként legalább annyira fontos szerepet játszhat például az impulzus háttér (zaj) tartalma (előerősítők optimalizálása) – amelyet az erősítés kontraszttal jellemezhetünk – vagy az erősítő energiastabilizáló képessége – ami az erősített nyalábban megfigyelhető intenzitásmodulációk csökkentésének képessége –, mint az energiakinyerés hatásfoka. Ebben a fejezetben megmutatom, hogy milyen módon célszerű bevezetni az erősítés kontrasztot és a stabilizációs tényezőt (ezek globális és lokális változatát), hogy az optimalizálás számára hasznos eszközként szolgáljanak.

Az erősítés jellemzésére széles körben használatos mennyiség a kimenő és bemenő energia hányadosa (G). Ez a mennyiség egy globális jellemzője az erősítőknek. Mivel az erősítés sok fizikai körülmény együttes hatására alakul ki (bemenő energia, erősítőhossz, telítési energiasűrűség), ezért különböző

„származékait” is használjuk az erősítés jellemzésére. Ilyen, az erősítésből származtatható mennyiség a kisjelű erősítés (G_0), amely azzal a körülménnyel pontosítja az erősítés meghatározásának körülményeit, hogy a bemenő energia olyan alacsony, hogy az erősítő mentén sehol sem alakul ki telítés. Ez a megszorítás egyszerre vonatkozik a bemenő energiasűrűsége és az erősítő hosszára: telítés ugyanis létrejöhet kis erősítőhossz esetén is nagy bemenő energia alkalmazásakor, illetve kis bemenő energia esetén nagy erősítőhossz alkalmazásakor. A kisjelű erősítés lehetőséget ad arra (mivel ilyenkor telítés nem következik be az erősítő egyik pontján sem), hogy egy, az egész erősítési út mentén állandó lokális mennyiséget származtassunk belőle, ez pedig az erősítés logaritmusának hosszegységre eső része. Ezt a lokális mennyiséget kisjelű erősítési tényezőnek (g_0) nevezzük. Ennek a fogalomnak egy általánosítása kerül bevezetésre a [85] közleményben, amelyben a kontraszt a következőképp kerül definiálásra:

$$C = \frac{G}{G_0}. \quad (20)$$

Ez a fogalom azt írja le, hogy az erősítés mennyire használja ki az erősítő erősítési képességét, azaz a telítés és az abszorpció, vagy más, az ideális erősítési helyzettől eltérő körülmény mennyire befolyásolja az erősítést. Ehhez a globális jellemzőhöz – hasonlóan a kisjelű erősítési tényezőhöz – társítható egy lokális jellemző is, a lokális kontraszt tényező, amely a [86] közleményben került bevezetésre:

$$c = \frac{g_{\text{eff}}}{g_0 - \alpha}, \text{ ahol } g_{\text{eff}} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta x} \ln \frac{E_{x+\Delta x}}{E_x}. \quad (21)$$

Az effektív erősítési tényező (g_{eff}) jelentése hasonló a kisjelű erősítési tényezőhöz, de tartalmazza a telítés és abszorpció hatását is. Az erősítési képesség kihasználásának fokát leíró kontraszt az erősítés jel/zaj viszonyára jellemző. A lokális kontraszt fogalma bevezethető úgy is, hogy az effektív

erősítési tényezőt a közeg kisjelű erősítési tényezőjével normáljuk. A (21) egyenletben az effektív erősítési tényező azért került így bevezetésre, hogy a lokális mennyiség a kisjelű erősítési tényezőhöz hasonló módon tartson kapcsolatot a hozzá tartozó globális jellemzővel:

$$G = \exp\left(\int_L g_{\text{eff}}(\varepsilon) dI\right) \quad (22)$$

A telítődő erősítőközegek jellemzésére került definiálásra [87]-ben egy további globális mennyiség, az erősítő stabilizációja (S), amely a következő alakú:

$$S = \frac{\frac{\Delta E_{\text{in}}}{E_{\text{in}}}}{\frac{\Delta E_{\text{out}}}{E_{\text{out}}}}. \quad (23)$$

Az erősítő stabilizációja megadja, hogy az erősítő a bemenő jel intenzitásmodulációját mekkora mértékben jeleníti meg a kimeneten. Az így bevezetett globális mennyiséghez az effektív erősítési tényezőhöz hasonló módon bevezethető egy lokális mennyiség, a lokális stabilizációs tényező (s):

$$s = \lim_{g_0 \Delta I \rightarrow 0} \left(\frac{1}{g_0 \Delta I} \ln S \right), \quad (24)$$

amely a globális stabilizációval a következő kapcsolatban van:

$$S = \exp\left(\int_L s(\varepsilon) dI\right) \quad (25)$$

A lokális mennyiségek bevezetése lehetőséget ad arra, hogy az erősítés során részletesen megvizsgáljuk az elemi erősítő réteg szerepét az energiakinyerés, a jel/zaj viszony kialakulása és a stabilizáció szempontjából.

D. A konstrukció eszközei

A jelen dolgozatban ismertetett eredmények kísérleti ellenőrzése során szükségesnek bizonyult kereskedelmi forgalomban lévő excimer lézerek kisülési csöveinek a módosítása, illetve a 70 mm-es elektróda szeparációjú erősítő esetén egy új erősítő kisülési terének a megkonstruálása. Abban a szerencsés helyzetben voltam, hogy a kísérletek elvégzése során közvetlenül támaszkodhattam a Lambda Physik GmbH fejlesztési és gyártási tapasztalataira, amit a Laser Laboratorium Göttingen e.V. biztosított a számomra. Az off-axis erősítési elrendezés megvalósítása során általában a kisülési teret határoló kamra módosítását kellett elvégezni, és az eredeti, már a gyártás számára technológizált gázkeringető rendszert, illetve elektróda és preionizációs rendszert lehetett használni az új erősítők megépítésekor. A lézercsövek megtervezése során általában három feltételnek kellett megfelelni: 1) az off-axis erősítő elrendezésnek megfelelő méretű bemenő és kimenő nyílásokat kellett az erősítendő nyaláb számára kialakítani, 2) az aktív közeget alkotó agresszív gázkeveréket tartalmazó gázteret néhány 100 kPa nyomástartományig nyomás biztossá kellett tenni, 3) a nagyfeszültségű elektródákat a működési feszültségig átütés biztossá kellett tenni. Az összetett szempontrendszernek úgy lehetett megfelelni, hogy a kisülési teret az Autodesk Inc. Autocad Release 13 változatú tervezőrendszerében háromdimenziós ábrázolásban terveztük meg. Így lehetővé vált, hogy a tömítési és szigetelési szempontokat az optikai elvárásokkal együtt lehessen számítógépes modellek segítségével érvényre juttatni. Az eljárás a következő volt: A Lambda Physik GmbH által rendelkezésre bocsátott gyártási dokumentáció alapján létrehoztuk a megváltoztatásra nem kerülő elemek térbeli modelljeit (elektródák, elektródalapok, preionizációs berendezések, gáz keringető rendszer), majd ezeket a modellbe illesztve az általunk tervezett alkatrészekkel

együtt felépítettük a teljes kisülési tér modelljét. Az így kapott modell lehetőséget adott arra, hogy a keresztmetszeti metszetrájzokat a tervezőrendszer generálja, amelyen aztán a szükséges ellenőrzések elvégezhetők. Az így kapott metszetrájzok lehetőséget teremtettek arra, hogy a [88] dolgozatban ismertetett eljárással meghatározzuk a sztatikus nagyfeszültség által keltett elektromos teret, majd ennek alapján a kisülési cső nagyfeszültség hatására kialakuló kritikus pontjait lokalizáljuk és korrigáljuk. A tervezések során erre az utoljára említett eljárásra csak a nagy elektróda-szeparációjú kisülési cső esetén volt szükség, és külön köszönet illeti dr. Kovács Gábor kollégámat a nagyfeszültségű tesztvizsgálatok elvégzésében nyújtott segítségéért.

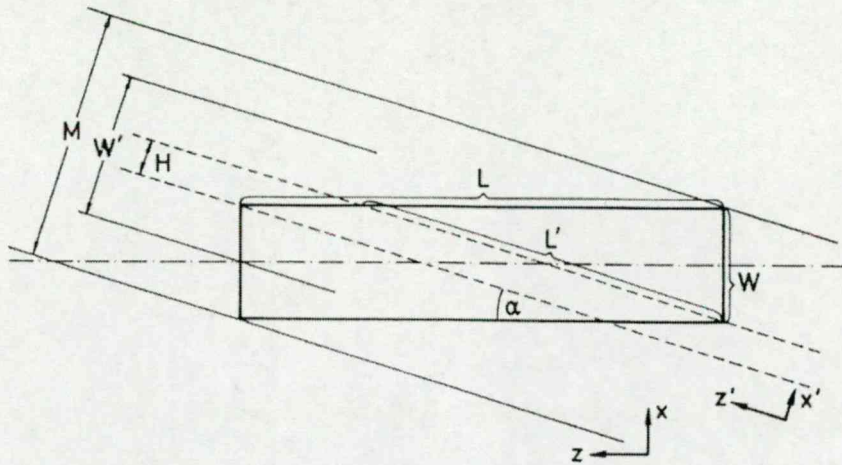
V. Eredmények

A. Az off-axis erősítő elrendezés

A hosszú, keskeny erősítési csatornával rendelkező erősítőkkel kapcsolatban – az erősítők spektroszkópai tulajdonságaival csak kevésbé összefüggő módon – elsősorban két kifogás emelhető: a kicsi, és általában előnytelen alakú erősítési keresztmetszet, és a szerény transzverzális nyalábhomogenitás.

Az excimer erősítőkkel kapcsolatban a fent említett mindkét korlát súlyos alkalmazási nehézséget jelent a rövid fényimpulzusok erősítésekor: a kisüléssel gerjesztett aktív közegben nehéz nagy keresztmetszetben homogén gerjesztést létrehozni, mivel csak drága és bonyolult előionizációs elrendezések (röntgen preionizáció), vagy nagy komplexitású, úgyszintén drága gerjesztési eljárás (elektronnyalábbal történő gerjesztés) képes nagy térfogat homogén gerjesztésére. A KrF erősítők esetében a hatékony elektromos gerjesztőkör szükségképpen kis induktivitású, hiszen ez a gázkeverék csak gyors áramfelfutású kisüléssel gerjeszthető, így nagy keresztmetszetű, az erősítés optikai szempontjait jobban kiszolgáló erősítőt egyszerű eszközökkel nem is lehet építeni.

Az off-axis erősítési elrendezés lényege az, hogy az erősítendő nyaláb terjedési iránya és a gerjesztett térfogat hossz tengelye között egy kis szögeltérést hozunk létre, így biztosítva azt, hogy egy egyszerű geometriai transzformációval lényegében függetlenné tegyük az erősíthető nyaláb méreteit az erősítési térfogat geometriai méreteitől. A transzformáció sematikus rajza látható a **11. ábrán**.



11. ábra

Az off-axis erősítő elrendezés sematikus rajza

Az erősítendő nyaláb által látott hasznos keresztmetszet és az erősítési hossz között az alábbi összefüggés áll fenn:

$$L' = \begin{cases} \frac{L}{\cos(\alpha)}, & \text{ha } \alpha < \arctan\left(\frac{L}{W}\right), \\ \frac{W}{\sin(\alpha)}, & \text{egyébként,} \end{cases} \quad (26)$$

valamint
$$W' = \frac{LW}{L'}$$

ahol L és W a kisülés hossza és szélessége, míg L' az erősített nyaláb erősítő közegben megtett útja, és W' az erősíthető nyaláb szélessége. Az erősíthető nyaláb szélessége annak felhasználásával került meghatározásra, hogy az erősítőközeg térfogata az off-axis elrendezés alkalmazása esetén megegyezik a tengelymenti erősítés alkalmazása esetén használt térfogattal. M jelöli az ábrán azt a tartományt, amelyben erősítés (akár a legkisebb mértékű is) elérhető. Ennek a tartománynak a mérete valamint az alkalmazott szög és a kisülés méretei között a következő kapcsolat áll fenn:

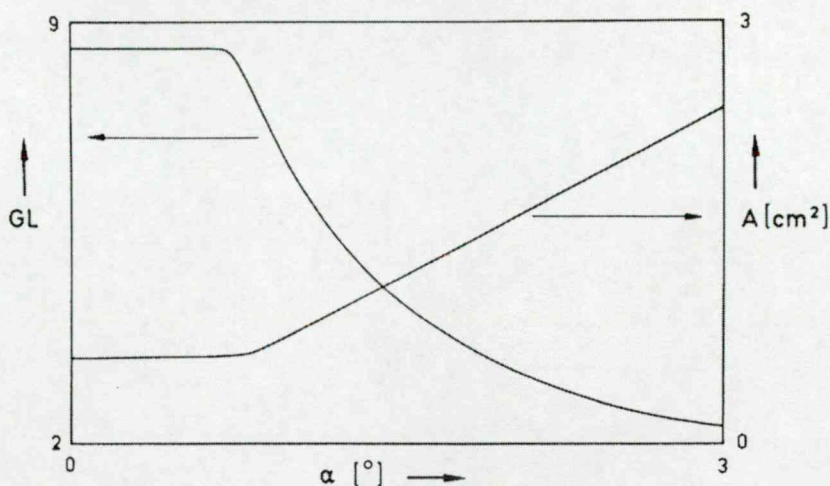
$$M = L \cdot \sin(\alpha) + W \cdot \cos(\alpha). \quad (27)$$

Feltételezve, hogy a gerjesztett térfogat hosszmenti irányban teljesen homogén, az erősített nyaláb középső részén kialakul egy olyan H szélességű régió, amelyben az erősítés keresztirányú eloszlásától független az erősítés: az erősítendő nyaláb mintegy integrálja a kisjelű erősítési tényező térbeli változását. Ezt a nyalábrészt homogén módon erősítettnek nevezzük, és a praktikus esetekben ez a kimenő nyalábszélesség legnagyobb része. Ennek H szélessége a következő kapcsolatban van a kisülés méreteivel és az alkalmazott off-axis szöggel:

$$H = W \cos \alpha - L \sin \alpha, \text{ ha } \alpha < \arctg\left(\frac{L}{W}\right), \quad (28)$$

$$H = L \sin \alpha - W \cos \alpha \text{ egyébként.}$$

Mint a fenti összefüggésekből látható, az off-axis erősítési elv egy geometriai transzformáció segítségével a gerjesztett térfogat méreteit alakítja egymásba. A ceruzaszerűen hosszú erősítési tartományok esetében már néhány fokos off-axis szög esetében többszörösére nő az erősíthető nyaláb szélessége, biztosítva azt is ugyanakkor, hogy az erősítőben tárolt energia jelentős része egy ideális "egyenletes" intenzitás-eloszlású nyalábrészben helyezkedjen el. A 12. ábra egy EMG 150 típusú erősítő esetén mutatja a hasznos keresztmetszet és az erősítési hossz függését az alkalmazott off-axis szögtől.



12. ábra

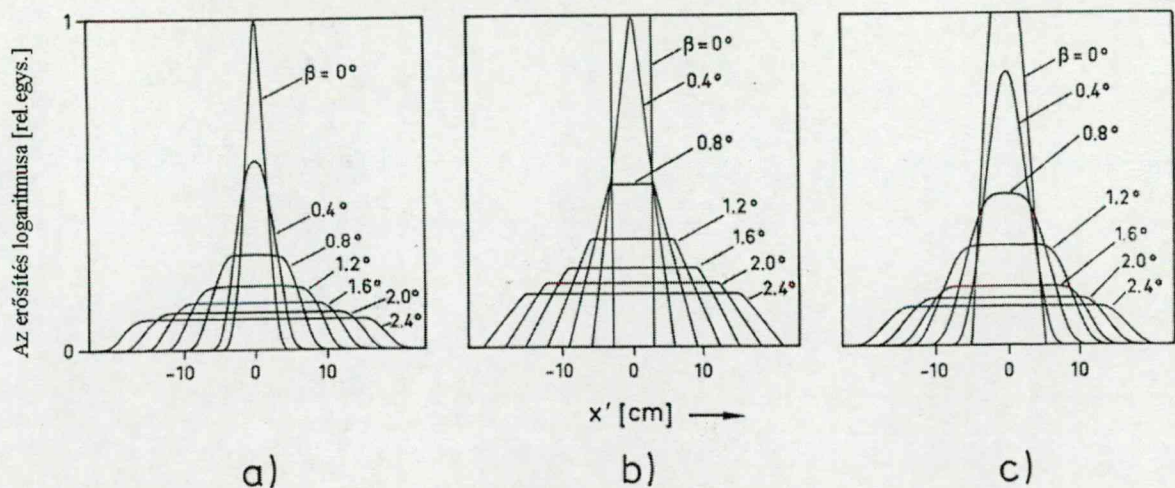
Az off-axis erősítő erősítési hosszának és a hasznos keresztmetszetének függése az off-axis szögtől

Az erősítési úthossz kis szögek esetén azért rendelkezik platóval, mert a hosszúkás téglalap alakú kisülési keresztmetszet átlóján belül elhelyezkedő erősítési utak hossza lényegében független az alkalmazott szögtől.

1. Az off-axis erősítő elrendezés hatása a nyalábképre

A rövid impulzusú KrF erősítők általában előnytelen alakú kimenő nyalábot szolgáltatnak, ami azzal függ össze, hogy a kisülés elektromos szempontjainak teljesítése miatt a gerjesztett térfogat hosszú, keskeny alakú. Az erősítő hasznos keresztmetszetének növelésére hagyományos erősítési technikák alkalmazásakor csak az a lehetőség kínálkozik, hogy megnöveljük a kisülés méreteit. Ebben az esetben is megmaradnak a nyaláb keresztmetszetén a gerjesztés inhomogenitása következtében fellépő inhomogenitások. Hosszú idejű lézerműködés esetén számos olyan eljárás ismeretes, amely az excimer lézerek kedvezőtlen nyalábképét egyenletes intenzitáseloszlásúvá alakítja [89-93], de ezek mindegyike úgy működik, hogy az eredeti nyalábot valamilyen optikai elrendezés segítségével résznyalábokra osztja, és ezek újbóli „összekeverésével” alakít ki kedvező intenzitáseloszlást. Mivel ezek az eljárások nem alkalmazhatók rövid fényimpulzusokra, az off-axis elrendezés hatása a nyalábképre az egyedüli lehetőséget hordozza homogén intenzitáseloszlású nyaláb kialakítására.

Az erősítőközeg és az erősített nyaláb iránya között bevezetett szög az erősítési hossz megválaszthatóságán kívül alkalmas arra, hogy az erősítő kedvezőtlen adottságát, a kis használható keresztmetszetet megnöveljük. Az off-axis erősítési elrendezés az erősítőcső módosításán keresztül lehetőséget ad arra, hogy a teljes gerjesztett térfogatot kihasználjuk, és a rövidebb erősítési út eredményeképpen ez nagyobb hasznos keresztmetszetet jelent. Az erősítendő nyaláb azon része, amely a kisülés hosszabbik oldalélén lép be és ki a gerjesztett térfogatból, teljesen egyforma erősítést lát. Ennek az erősítésnek az értéke a kisjelű erősítési tényező erősítési út mentén vett vonalintegrálja. Mint az a transzformációs formulából látható, ez a gyakorlatban alkalmazott $2\text{--}5^\circ$ -os szögtartományban azt jelenti, hogy a kimenő nyalábban egy széles tartományban homogén intenzitás-eloszlás jön létre. Mint azt az V.B fejezetben megmutatom, a helyesen megválasztott erősítési hossz az erősítő stabilizációs képességét optimálisan használja ki, így a kisülés inhomogenitását a telítés stabilizáló hatása erőteljesen csökkenti. Numerikus szimulációval és kísérletileg is igazoltam, hogy az off-axis erősítő alkalmas homogén intenzitás-eloszlású téglalap alakú kimenő nyalábok előállítására. A numerikus számolások eredményei láthatók a **13. ábrán**. Az **a) ábra** esetében az erősítési tényező keresztmetszeti eloszlása Gauss függvényt követ, a **b)** esetben négyszögjel alakú, míg a **c)** esetben egy Gauss függvényvel határolt négyszögjel alakú. A **13.a) ábra** a tengelymenti erősítés számára legkedvezőtlenebb esetet tekinti: ebben az esetben az erősítési tényező folyamatosan változik a keresztmetszet mentén, így a várható nyalábprofil a tengelymenti erősítést alkalmazva nem tartalmaz homogén intenzitáseloszlású részt, és az off-axis elrendezés alkalmazása esetén is csak akkor jelenik meg ilyen tartomány, amikor a kisülés hosszmetrének átlóin kívülre kerül a bemenő nyaláb. Ez a szimuláció adataival $0,8^\circ$ -os szög esetén következik be. Az off-axis elrendezés alkalmazása esetén ez a homogén intenzitáseloszlású rész az alkalmazott szög növelésével monoton növekszik.



13. ábra

Az off axis erősítő kisjelű erősítésének logaritmususa az erősített nyaláb mentén az erősítési tényező különböző eloszlásai esetén

A **b) ábra** a tengelymenti erősítési elrendezés számára legkedvezőbb helyzetet ábrázolja, itt a kisjelű erősítési tényező nem változik a keresztmetszet mentén, ekkor a kimenő nyaláb egy teljesen homogén intenzitáseloszlást képez az erősítő kimenetén, amelynek szélessége megegyezik a kisülés által gerjesztett térrész szélességével. Az off-axis erősítési elrendezés alkalmazása a **13.a)** esethez hasonló intenzitáseloszlást eredményez: a homogén profilrészlet szélessége szintén $0,8^\circ$ -os szög esetén éri el a kisülés szélességét, és minden alkalmazott szög alkalmazása esetén igazolja, hogy az off-axis elrendezés a keresztirányú kisjelű erősítéstől jelentős részben független intenzitáseloszlású nyalábot eredményez. A **13.c) ábra** a leginkább realiztikus: a kisülési közepe környékén nem függ a kisjelű erősítési tényező a helytől, majd a kisülés határán gyorsan tűnik el. Mint látható, az intenzitáseloszlást nem befolyásolja a gerjesztés keresztirányú eloszlása, valamint az, hogy a nyaláb szögének növelése a homogén profilrészt monoton módon növeli. A jelen fejezetben elemzett ábrák a nyaláb különböző pontjain megvalósuló erősítés logaritmusára vonatkoztak. Az off-axis erősítő elrendezés nyalábképre gyakorolt hatását kísérletileg is megvizsgáltam, amelynek eredménye látható a **36. ábrán**.

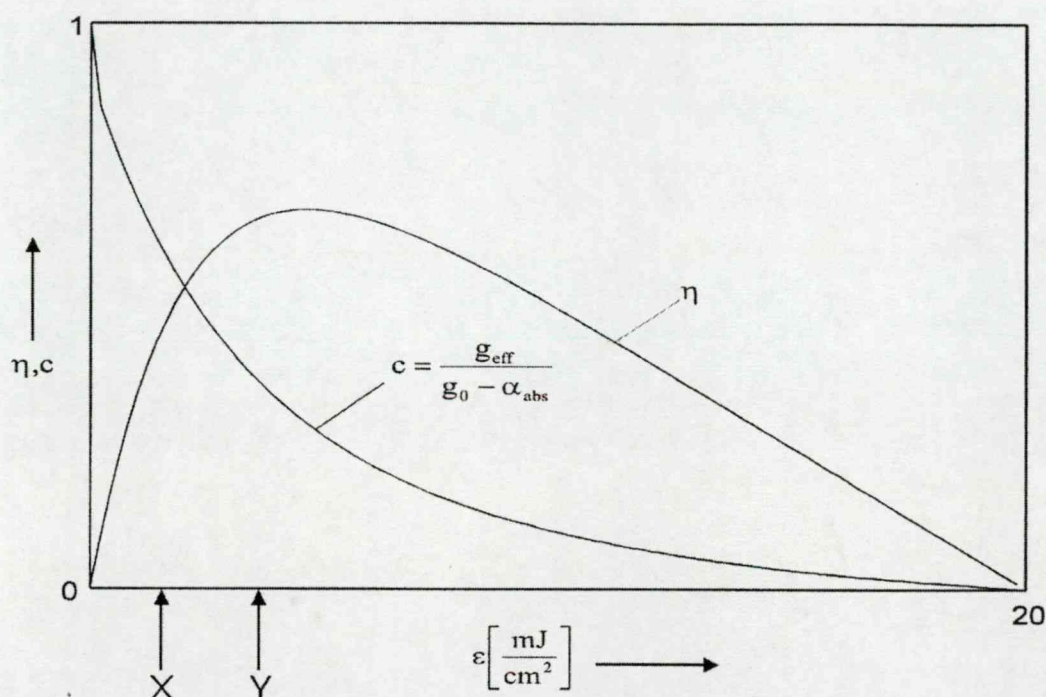
B. A KrF erősítők lokális és globális jellemzői

Az erősítők tervezésekor minden esetben két kiemelkedően fontos optimalizálási paraméter játszik szerepet: az erősítés energiakinyerési hatásfoka, valamint az erősítés jel/zaj viszonya (erősítési kontraszt). A két paraméter fontossága szempontjából magukat az erősítőket is osztályozhatjuk előerősítőkre, amelyek esetében a kontraszt a meghatározó fontosságú paraméter, és az energiakinyerési hatásfok másodlagos, míg a teljesítmény- vagy végerősítőknél az energiakinyerési hatásfok a meghatározó jelentőségű, és az erősítési kontraszt másodlagos. Az előerősítők esetében a rendelkezésre álló bemenő energia kizárja a nagy hatásfokú erősítést, ezért másodlagos az energiakinyerési hatásfok. Ugyanakkor az erősítési kontraszt jelentőségét az adja meg, hogy a korai fokozatban keletkező zaj vezérlő jelként jelenik meg a további erősítés során, és az ultraibolya hullámhosszak esetében nem ismeretes olyan eljárás, amellyel a jel hullámhosszával megegyező, azonos irányban terjedő, csak eltérő időbeli tulajdonságokkal rendelkező zajt választja el a jeltől. A végerősítők esetében az erősítési kontraszt szerepe éppen ezért másodlagos: az utolsó fokozatban keletkező háttér nem erősödik tovább, így az itt keletkező zajok nem annyira veszélyesek a jel/zaj viszony leromlása szempontjából.

Ebben az fejezetben a II. C. 3 és a IV. A. 3. részben bevezetett lokális mennyiségekkel foglalkozom. Az első alfejezetben a hatásfokkal és kontraszttal, mert ezek optimalizálása egyrészt lényegesen fontosabb a stabilizációénál, másrészt e két mennyiség bármelyikének optimalizálása csak a másik mennyiség rovására hozott kompromisszum alapján tehető meg. A második alfejezetben a stabilizációval foglalkozom. A harmadik alfejezetben megmutatom, hogy a lokális mennyiségek között kapcsolatok találhatóak, és az előbb említett három lokális mennyiség analitikus kifejezéssel is megadható. A negyedik alfejezetben kísérleti elrendezéseket hasonlítok össze a globális jellemzőik segítségével, míg az ötödikben megmutatom, hogy a rövid impulzusú KrF optimalizálásának legfontosabb eszköze az erősítési hossz és az alkalmazott energiasűrűség helyes beállítása.

1. Az energiakinyerési hatások és erősítési kontraszt

A rövid időtartamú fényimpulzusok energia-erősítését a Frantz-Nodvik elmélet segítségével kielégítő pontossággal le lehet írni. A KrF erősítőközegre ez az elmélet csak egy kiegészítés után alkalmazható, ugyanis a kisülés során keletkező tranziens komponensek egy része nagy telítési energiával jellemezhető abszorberként működik. A KrF esetében a lokális hatások és a kontraszt energiasűrűség függését láthatjuk a **14. ábrán**.

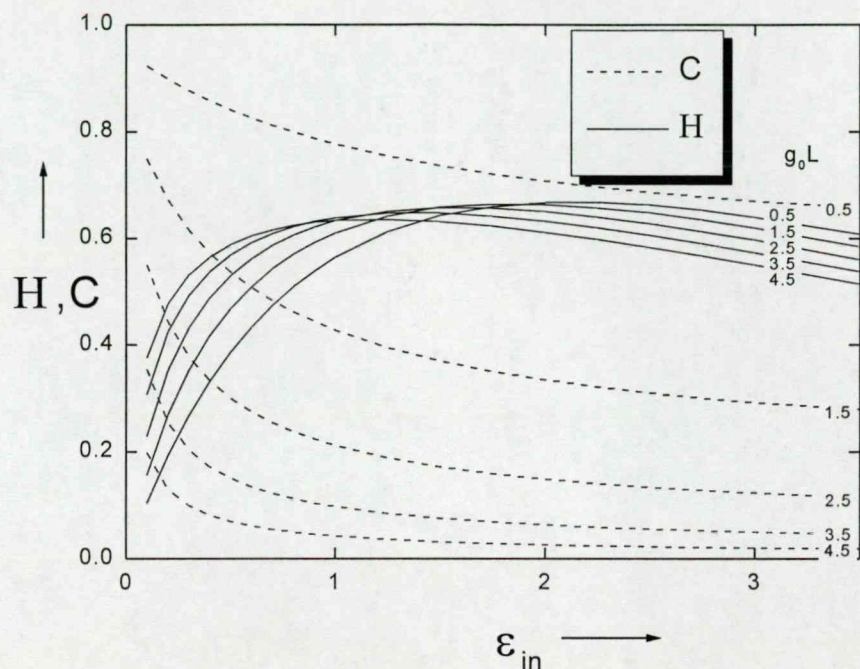


14. ábra

A lokális hatások és a kontraszt függése a telítési energiasűrűséggel normált energiasűrűségtől

Az ábra alapjául szolgáló számolás során feltételeztük, hogy a kisjelű erősítési tényező 20-szor nagyobb az abszorpciós tényezőnél. Az energiasűrűség skálán az X és Y jelzés az előerősítő, illetve végerősítő számára megtalált optimális munkapontot jelöli. Amíg a hatások –széles maximuma következtében– nem érzékeny az erősítési hossza, a kontraszt nagyobb alkalmazott energiasűrűség esetén rohamosan csökken. Az **15. ábra** a globális kontrasztot és a globális hatásfokot veti össze különböző hosszúságú erősítők esetében. Az ábra a globális (a teljes erősítési hossz mentén integrált) kontrasztot és hatásfokot ábrázolja a

telítési energiasűrűséggel normált bemenő energiasűrűség függvényében különböző erősítési hosszak esetében. Az erősítési hosszakat g_0L egységekben öt értéknél vizsgáltuk meg ($g_0L=0,5, 1,5, 2,5, 3,5, 4,5$). Ahogy ez a **14. ábra** alapján várható volt, azt tapasztaltuk, hogy a globális hatásfok lényegesen érzéketlenebb mind az erősítési hossz, mind a bemenő energiasűrűség megválasztására.



15. ábra

A globális hatásfok és a kontraszt függése a telítési energiával normált bemenő energiasűrűségtől különböző erősítőhossz esetén

A vizsgált erősítőhosszak kiválasztásával kapcsolatban meg kell jegyeznünk, hogy egy tipikus KrF erősítő esetén tengelymenti erősítési elrendezést alkalmazva a g_0L szorzat elérheti a 8-9 értéket is. A **15. ábra** egy olyan nomogramként szolgált, amely segítségével több átmenetes off-axis elrendezések kontraszt- és hatásfok viszonyai is megállapíthatók.

A nemtelítődő veszteségeket tartalmazó erősítők az erősítés során mindig elméletileg limitált kimenő energiával rendelkeznek, hiszen a veszteségek arányosak az energiasűrűséggel, míg az erősítést a tárolt energia behatárolja. Ezekben a rendszerekben általában igaz, hogy a végtelen hosszúságú erősítőközeg a bemenettől független, a közeg spektroszkópiai adottságai által meghatározott értéket szolgáltat. Kellően hosszú erősítő esetén a

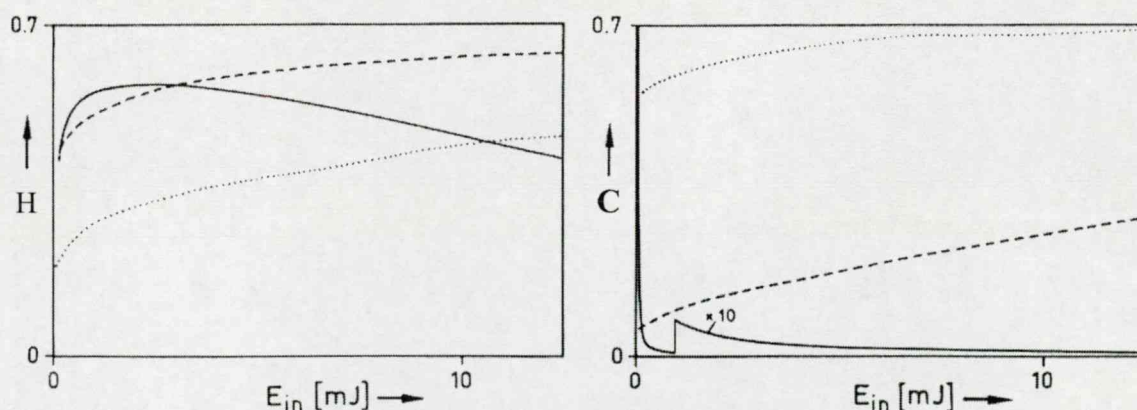
(11) differenciálegyenlet megoldása minden esetben g_0/α , függetlenül az $\varepsilon(0)$ értékétől. Mint az egyszerű számolásokkal kimutatható, a nagy egyutas erősítésű KrF lézer esetében a gyakorlatban előforduló erősítők elég hosszúak ahhoz, hogy ezt a helyzetet megközelítsék. A hosszú erősítők ezen előnytelen tulajdonsága elsősorban nem az erősítő hatásfokára lesz hatással, hanem sokkal inkább az erősítés kontrasztjára. Mivel a rövid fluoreszcencia élettartammal rendelkező excimer molekulák a gerjesztéssel együtt keletkezve az adott irányban állandó szintű háttérrel adnak, a jel/zaj viszony beállítására csak a jel által látott erősítés maximalizálásával lehetünk befolyással.

A lokális kontraszt koefficiens egy szigorúan monoton csökkenő függvénye az energiasűrűségnek: a kisjelű erősítés tartományában közel 1 az értéke, míg a nagy hosszúságú erősítő végén közel 0. A lokális hatásfokkal összevetve látható, hogy ezen két mennyiség különböző energiasűrűség mellett rendelkezik maximummal, így ezek együttes optimalizálására szigorú értelemben nincs lehetőség, csak kompromisszum hozható létre az egymásnak ellentmondó szempontok között. A lokális hatásfok és kontraszt tényezők energiafüggésének elemzésekor megállapítottam, hogy mindkét szempont (magas energiakinyerési hatásfok és kontraszt) úgy teljesülhet, ha az erősítés folyamán az energiasűrűséget a telítési energia környezetében tartjuk. Ezt a feltételt pedig egy kicsi erősítéshossz–erősítési tényező szorzattal rendelkező erősítővel teljesíthetjük. A lokális jellemzők elemzése azt is egyértelműsíti, hogy egy adott hosszúságú erősítő számára az optimális erősítés feltételei mind a bemenő, mind a kimenő energiasűrűséget meghatározzák.

Az előerősítő, illetve végerősítő elrendezésekre a lokális mennyiségek ismeretében megfogalmazhatjuk az optimalizálás feltételét. Az előerősítőkben az energiakinyerési hatásfok, és a magas kontraszt egyformán fontos, így célszerű az optimumot ezen két jellemző szorzatának maximumánál kijelölni: ezekben a rendszerekben a számolások szerint az energiasűrűséget az $\varepsilon = E_{\text{sat}} \times 1,1$ érték közelében célszerű tartani. A teljesítményerősítők számára a hatásfok nagyobb súlyú faktor, ezért itt azt az energiasűrűség értéket választottam, amely mellett az

$\eta^{10}c$ kifejezés maximális, amely az $\varepsilon = E_{\text{sat}} \times 2,2$ energiasűrűség értéknél valósul meg. Ezek az optimumok, noha a feltételek matematikai formába öntése önkényes volt, megegyeznek a kísérletileg találtakkal.

Példaként egy Lambda Physik EMG 150-es 450 mm hosszú, 7 mm széles, 26 mm magas kisülésével gerjesztett $0,19 \text{ cm}^{-1}$ kisjelű erősítési tényezőjű erősítőt tekintve szembetűnő, hogy míg a hatásfokok összevetésekor létezik egy szűk bemenő energiasűrűség tartomány, ahol a tengelymenti erősítési elrendezés kismértékben meghaladja az off-axis erősítő hatásfokát, addig a kontraszt alakulásában mind előerősítő, mind végerősítő üzemmódban az off-axis erősítő bizonyul jobbnak. Az előerősítő üzemmód esetében a bemenő energia $0,5\text{--}10 \text{ mJ/cm}^2$ tartományában a hatásfok $30\text{--}50\%$ -os értéke mellett $0,6\text{--}0,7$ -es kontrasztú erősítés realizálható. Teljesítményerősítőként $50\text{--}65\%$ -os hatásfok érték mellett $0,2\text{--}0,4$ -es kontrasztú erősítés volt lehetséges. Tekintve, hogy a teljesítményerősítők esetében a bemenő energia mJ tartományba esik, az off-axis erősítési eljárás egyik legfőbb érdeként fogható fel, hogy ebben az esetben is a kisjelű erősítés jel/zaj viszonyának nagyságrendjébe eső erősítést tesz lehetővé. Az optimalizálás eredményét foglalja össze a **16. ábra**.



16. ábra

Az elérhető globális hatásfok és kontraszt különböző bemenő energia mellett tengelymenti erősítő, előerősítő, illetve teljesítményerősítő esetén

Az első grafikonon a globális hatásfok, míg a második grafikonon a globális kontraszt került ábrázolásra a fent említett lézer esetén a bemenő energia függvényében. A folytonos vonal a tengelymenti erősítésre vonatkozik, a

szaggatott vonal a teljesítményerősítőként, míg a pontozott vonal az előerősítőként optimalizált off-axis erősítőt írja le. Jól látható, hogy a kontrasztviszonyok esetében drámai különbség figyelhető meg az off-axis erősítő javára. Egy nem túlzottan speciális esetben is a kontrasztviszonyokban akár három nagyságrendnyi különbség is lehet az off-axis és on-axis erősítők között. Az optimalizálást numerikusan végeztük el, minden bemenő energia esetén meghatározva azt az off-axis szöveget, amely mellett az optimalizálás feltétele legjobban teljesül.

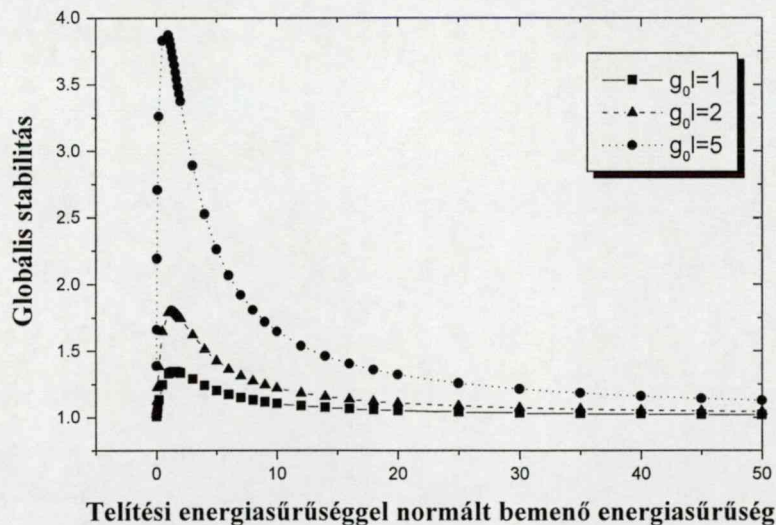
2. A stabilizáció

A nyalábképben fellelhető intenzitásmodulációk csökkentik a fókuszpontra koncentrálható energiát. Abban az esetben, ha a magimpulzus diffrakciólimitált, ilyen intenzitásmodulációk az erősítés során is megjelenhetnek. Ennek általában kettős eredete lehet: egyrészt az erősítés inhomogenitása, másrészt a lézerekamra ablakain keletkező folyamatok (önfókuszálás, önfázismoduláció) következményei. Mint korábban megmutattam, az off-axis erősítő az erősítés inhomogenitásával kapcsolatos problémákat kiküszöböli azáltal, hogy a keresztirányú (az esetek jelentős részében számottevő) erősítés inhomogenitást a nyaláb különböző részein kiintegrálja, így csak az általában lényegesen kisebb modulációt tartalmazó hosszirányú inhomogenitás jelenik meg a nyalábképben. Mint később látható, a törésmutató változáson alapuló torzítások, vagy az erősítés által indukált fázisfront torzítások az off-axis séma alkalmazásával kiküszöbölhetők. A lézerablakok által okozott intenzitásmodulációk, melyek eredhetnek az ablak anyagában elszennvedett önfázismodulációtól, vagy a nem tökéletesen megmunkált felületekkel kapcsolatosak, a nyalábképben térben változó szemcsés struktúráként jelentkeznek, amely rátevődik az eredeti, sima intenzitásprofilra. Ezen intenzitásmodulációk homogenizálásának leghatásosabb módja az erősítő stabilizációs hatásainak felhasználása. A telítődő erősítők energia stabilizálását jól jellemezhetjük a következő globális mennyiséggel:



$$S = \frac{\frac{\Delta E_{in}}{E_{in}}}{\frac{\Delta E_{out}}{E_{out}}} \quad (29)$$

A fenti definíció alapján kiszámolhatjuk egy adott erősítő stabilizáló képességét különböző bemenő energiasűrűségek és különböző erősítőhosszak esetén. A számolások eredményét láthatjuk a **17. ábrán** három különböző erősítőhosszra. Az erősítők még egy mennyiséggel, a kisjelű erősítési tényező és az abszorpciós tényező hányadosával paraméterezhetők a stabilizálóképesség szempontjából, ez a számolások során 10-es értékkel rendelkezett.

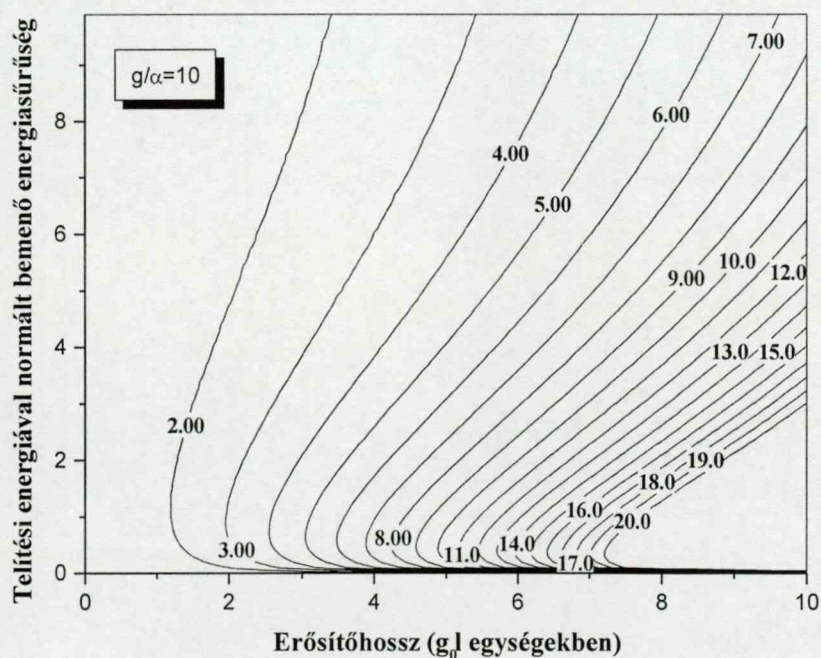


17. ábra

A globális stabilitás függése a telítési energiasűrűséggel normált bemenő energiasűrűségtől különböző erősítőhosszak esetén

Mint látható, a stabilizálóképesség maximumának helyzetét nem befolyásolja jelentős mértékben az erősítő hossza, annak mértékét viszont igen. A számolások eredménye látható a **18. ábrán** is: itt minden gyakorlati jelentőséggel bíró erősítő stabilizálóképessége látható a teljes lehetséges bemenőenergia tartományon. A grafikon az erősítőhossz–bemenő energiasűrűség sík feletti stabilitásfelület szintvonalas ábrázolása. A számolások az előző ábrával megegyező erősítés–abszorpció feltételezéssel készültek. A szintvonalas ábrázolások általában igen nagy mennyiségű számolás alapján készíthetők el,

mivel minden ábrázolandó rácspont esetében egy, csak numerikusan megoldható differenciálegyenlet megoldásával kaphatjuk meg az ábrázolandó értéket. Jelen esetben volt lehetőség a nagy számolásigény jelentős csökkentésére. Az energiasűrűség térbeli alakulását egy 10 m hosszú erősítőben egyszer határoztam meg olyan térbeli felbontással, hogy az energiasűrűség változása lépésenként legfeljebb $100 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ legyen. Az erősítő bemenetén az energiasűrűség $100 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ volt. Ebből az adatsorból visszakeresve a sík rácspontjain a kívánt energiasűrűséget, adott távolságban leolvasható volt bármely hosszúságú erősítő kimenő erősítése. Ezek után egy megfelelően szerkesztett nomogramm felhasználásával meghatározhatóvá vált a globális stabilitás is az összes szükséges rácsponton.



18. ábra

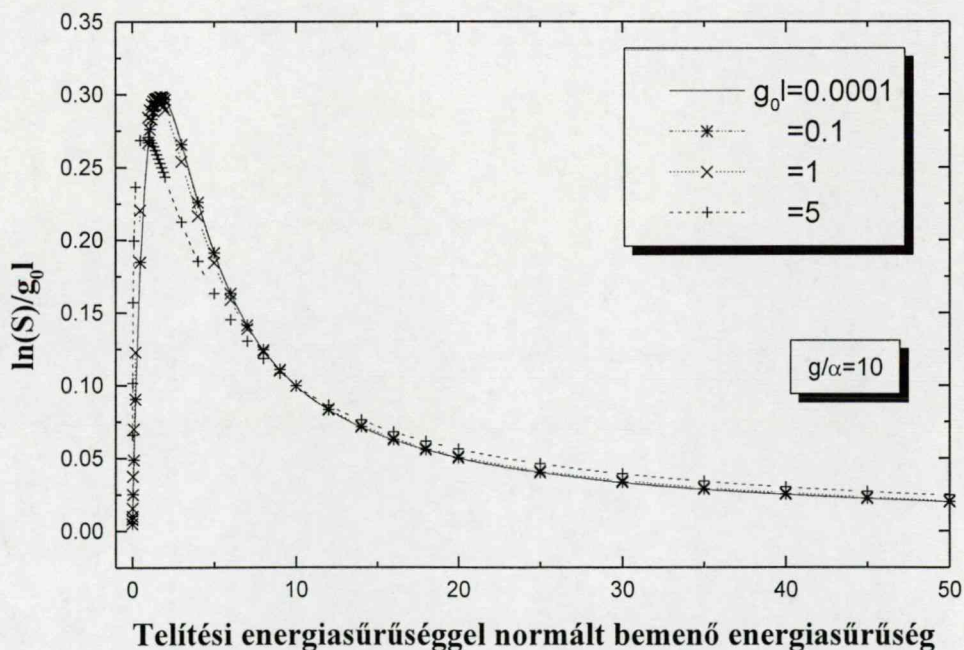
A globális stabilizáció függése az erősítő hosszától és a telítési energiasűrűséggel normált energiasűrűségtől.

A stabilizációs hatás részletesebb elemzésére ad lehetőséget, ha a kontraszt tényezőhöz hasonlóan bevezetünk egy lokális mennyiséget, amelynek az erősítési út menti integrálja a (29) egyenlettel definiált mennyiség logaritmus, megteremtve ezzel azt a lehetőséget, hogy az energiasűrűsége és erősítési

hosszra egyszerre végezzük el az optimalizációt. A következő kifejezést vezettük be lokális stabilizációs tényezőként:

$$s = \lim_{g_0 \Delta l \rightarrow 0} \left(\frac{1}{g_0 \Delta l} \ln S \right). \quad (30)$$

Ezen mennyiséget numerikus számításokkal meghatározhatjuk az energiasűrűség függvényében. Az így kapott függvény széles maximummal rendelkezik a telítési energiasűrűség kétszerese érték körül. A **19. ábrán** látható az így bevezetett mennyiség közelítő értéke, amikor is különböző csőhosszak esetén határoztuk meg a lokális mennyiséget egységnyi erősítési hosszra való normálás segítségével.

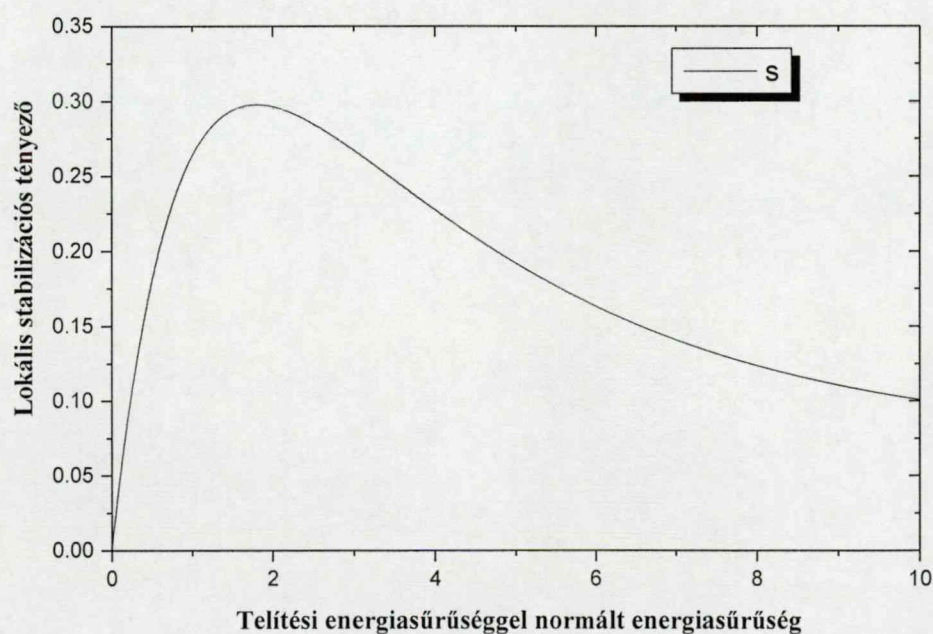


19. ábra

A lokális stabilizációs tényező függése az energiasűrűségtől (különböző, véges hosszúságú erősítővel elvégzett közelítés)

Mint a **19. ábrán** látható, az így bevezetett mennyiség várhatóan konvergens lesz a határértékképzésnél, valamint az is leolvasható, hogy nem

túlzottan hosszú erősítők esetén a mérhető globális stabilitásból visszszámolt érték jól közelíti a lokális mennyiséget. Érdemes megjegyezni, hogy az erősítést a gyengítéstől elválasztó pont felcseréli a görbéket: természetesen abban a tartományban, ahol az erősítő mindenképpen gyengíti a bemenő nyalábot, ott az erősítő stabilizációs tulajdonsága szigorúan monoton módon nő az erősítő hosszával, míg az optimumot tartalmazó bemenő energia tartományban a stabilizációs képesség függ attól, hogy az optimális energiasűrűséghez képest hol helyezkedik el az erősítendő nyaláb energiasűrűsége. A **20. ábrán** látható a lokális stabilizációs koefficiens értéke az energiasűrűség függvényében azon az energiatartományon, ahol egy reálisan működő erősítő működhet.



20. ábra

A lokális stabilizációs tényező függése a telítési energiasűrűséggel normált energiasűrűségtől

A görbéről leolvashatjuk, hogy a telítési energiasűrűség 1,8-szerese körül a lokális stabilizációs koefficiens széles maximummal rendelkezik. Megállapíthatjuk tehát, hogy a stabilizációs tulajdonságok szempontjából az erősítő hasonlóan viselkedik a hatásfokhoz: az optimum hasonló energiasűrűségnél található, és kellően széles ahhoz, hogy az off-axis erősítési

elrendezéssel létrehozható erősítők jól használják ki az erősítő stabilizációs tulajdonságait.

A lokális mennyiség vizsgálata során további tulajdonságok is kimutathatók: megállapítottam, hogy a stabilizációs görbék csak közvetetten, és nem a lokális mennyiség szintjén függenek az abszorpciós tényezőtől. Ez azt jelenti, hogy az abszorpció csak az energiasűrűség erősítő menti alakulását befolyásolja, a stabilizáció lokális értékét nem. Így tehát a globális stabilitás függ az abszorpciós tényezőtől, noha a lokális stabilizációs koefficiens (amelynek erősítési út mentén vett integrálja a globális mennyiség logaritmus) nem. Az elemi réteg ezen stabilizációs tulajdonsága nem meglepő: a modellben az abszorpció lineáris jelenségként szerepel. Várható, hogy ennek nem lehet stabilizáló hatása. Ez a felismerés módot ad arra, hogy a stabilizációs koefficientet analitikusan is meghatározzuk: amennyiben a lokális stabilizációs koefficiens nem függ az abszorpciótól, úgy az analitikusan kezelhető abszorpciómentes eset felhasználásával annak energiasűrűség függését kiszámolhatjuk.

A (29) egyenletből kiindulva, bevezetve az $u = \varepsilon(x)$ és a $v = \varepsilon(x + \Delta l)$ jelöléseket, az egyenleten a következő átalakítást végezhetjük el:

$$S = \frac{\frac{du}{dv}}{\frac{u}{v}} = \frac{v}{u} \frac{du}{dv}, \quad (31)$$

ahol (6) segítségével a globális stabilizációra analitikus összefüggést kaphatunk:

$$dv = \frac{G_0 \exp(u)}{\{1 + [\exp(u) - 1]G_0\}} du \Rightarrow \frac{du}{dv} = \frac{\exp(v)}{G_0 \exp(u)}, \quad \text{amiből} \quad (32)$$

$$S = \frac{v \exp(v)}{u \exp(u)} \frac{1}{\exp(g_0 l)}.$$

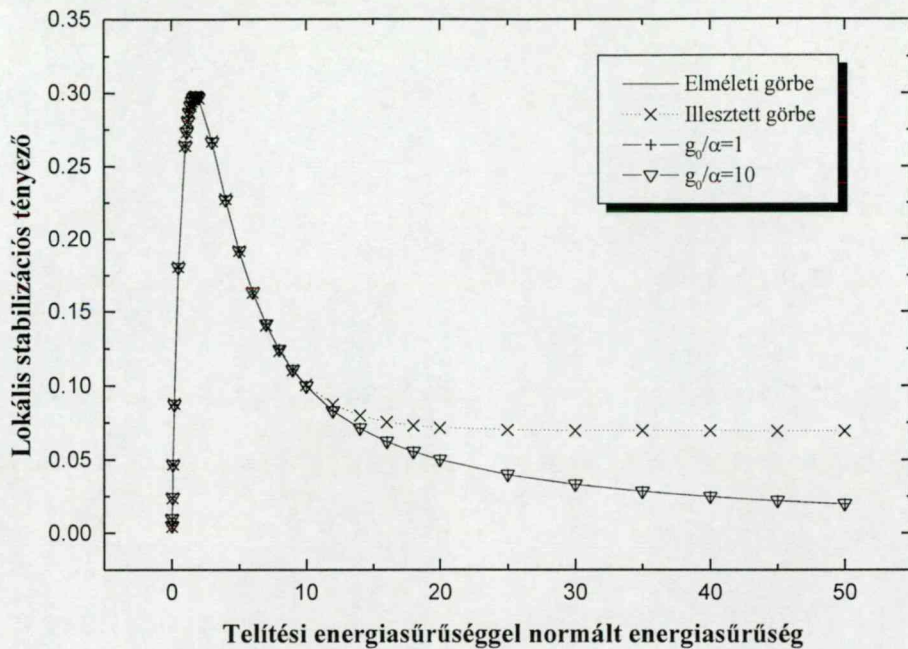
Ezen utóbbi kifejezés segítségével a lokális stabilizációs tényező már meghatározható:

$$\begin{aligned}
 s &= \lim_{g_0 \Delta l \rightarrow 0} \frac{\ln\left(\frac{v \exp(v)}{u \exp(u) \exp(g_0 l)}\right)}{g_0 \Delta l} = \\
 &= \lim_{g_0 \Delta l \rightarrow 0} \frac{(\ln(v) + v - \ln(u) - u - g_0 \Delta l)}{g_0 \Delta l}.
 \end{aligned} \tag{33}$$

A visszahelyettesítéseket elvégezve a lokális stabilizációs koefficiens analitikus alakjához juthatunk az abszorpciómentes erősítés differenciálegyenletének felhasználásával:

$$s = \frac{d(\ln \varepsilon(x) + \varepsilon(x))}{g_0 dx} - 1 \Rightarrow s(\varepsilon) = \frac{1 - \exp(-\varepsilon)}{\varepsilon} - \exp(-\varepsilon). \tag{34}$$

A lokális mennyiség különböző abszorpciójú közegre numerikusan meghatározott értéke látható a **21. ábrán**.



21. ábra

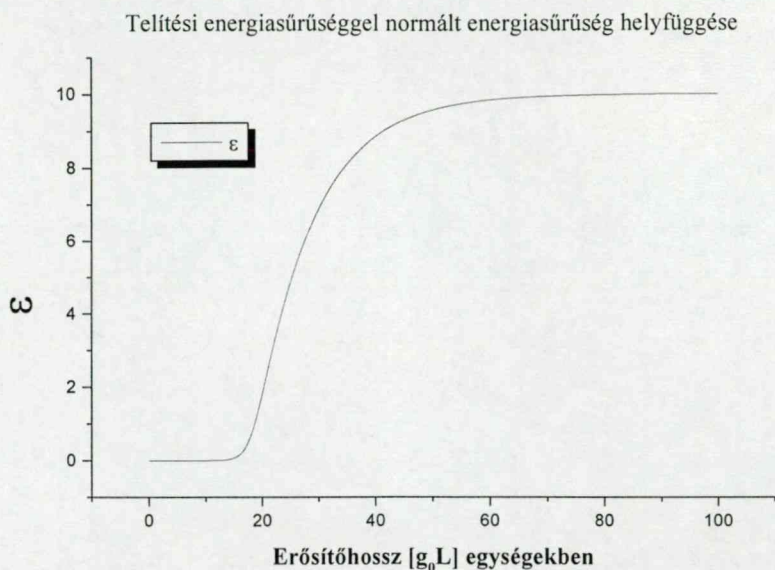
A lokális stabilizációs tényező függése a telítési energiasűrűséggel normált energiasűrűségtől különböző erősítő közegek esetén

A **21. ábra** mutatja még a fent említettekén kívül a következő függvényeket: a folytonos vonal az abszorpciómentes esetben meghatározható, a (34) egyenlettel leírt függvényt mutatja, míg a pontozott vonallal kihúzott illesztett görbe egy két exponenciális függvény összegével való illesztés eredménye. Érdeemes megjegyezni, hogy az illesztett görbe a gyakorlatban előforduló energiasűrűségek esetén 0,1 %-os pontossággal írja le a lokális stabilizációs tényező energiasűrűség függvényét, de az illesztési együtthatókhöz nem rendelhető fizikai tartalom [A kétexponenciális illesztés eredményét használtuk a lokális stabilizáció leírásához, mielőtt a (34) egyenlet analitikus kifejezését megtaláltuk.]

Abban az esetben, ha az erősítés folyamán az erősítőben az energiasűrűséget azon érték közelében tartjuk, amelynél a lokális stabilizációs tényező maximális, az erősítő telítési tulajdonságát optimálisan használjuk az erősített nyaláb intenzitásmodulációinak eltüntetésére.

3. A lokális jellemzők kapcsolata

A nemtelítődő abszorpcióval rendelkező közegek optimalizálását megnehezíti, hogy az erősítés jellemzésére jól felhasználható globális mennyiségek (hatásfok, kontraszt és stabilizáció) csak numerikusan határozhatók meg, mégpedig azért, mert az energiasűrűség erősítőhossztól való függésére nem adható meg analitikus kifejezés. Fontos lenne, akár csak a numerikus számolások elvégzésének megkönnyítése érdekében is, ha a lokális mennyiségek energiasűrűsége megadható lenne analitikusan, hiszen ekkor csak az energiasűrűség előállítására kellene numerikus eljárást alkalmazni. Ez pedig a IV. A. 2 alfejezetben bemutatott végtelen hosszú erősítő modellre, illetve a fajlagos mennyiségek segítségével felírt (11) erősítési egyenletre támaszkodva könnyen elvégezhető. Tekintve, hogy a telítési energiával normált energiasűrűség a rövid impulzusok erősítése szempontjából fontos szakaszon (amely kívül esik mind a kisjelű erősítési tartományon, mind az erősen telített tartományon) jól közelíthető a helykoordináta kis hatványkitevős polinomjával, vagy akár egy egyenessel is, a lokális mennyiségek energiasűrűségtől való függésének ismerete jó lehetőséget adna a globális mennyiségek közelítő értékeinek a meghatározására. A telítési energiasűrűséggel normált energiasűrűség erősítő menti alakulását mutatja a 22. ábra. Az ábrán a következő kísérleti helyzet modellezésének eredménye látható: $10^{-7} \times E_{\text{sat}}$ belépő energiasűrűséggel lép be egy impulzus egy $g_0 L = 100$ hosszúságú erősítőbe, amely aktív közegében a lineáris abszorpciónál tízszer nagyobb kisjelű erősítési tényezővel jellemezhető közeg helyezkedik el.



22. ábra

A telítési energiasűrűséggel normált energiasűrűség értéke az erősítő különböző pontjain

Mint az ábráról leolvasható, a telítési energiasűrűség néhány tizednyi értékétől a telítési energiasűrűség 5–8-szorosáig a függvény jól közelíthető akár egy egyenessel is, így a globális mennyiségek (a lokális mennyiségek energiasűrűség függésének ismeretében) numerikusan előállíthatóak lennének. A (16) egyenlet szerint a lokális hatásfok energiasűrűség függése ismert és a (34) megadja a stabilizációs tényező energiasűrűség függését is, csak a lokális kontraszt tényező meghatározása szükséges. Nagyszámú különböző paraméterrel végrehajtott numerikus szimuláció eredményének elemzése alapján megtaláltam azt az összefüggést, amely módot ad a lokális kontraszt tényező analitikus alakjának a meghatározására, ugyanis a lokális kontraszt tényezőt és a lokális stabilizációs tényezőt összekapcsolja a következő (egyelőre csak numerikusan igazolt) egyenlet:

$$s(\varepsilon) = -\varepsilon \frac{dc(\varepsilon)}{d\varepsilon}. \quad (35)$$

Az összefüggés alapján, figyelembe véve (34) egyenletet, a lokális kontraszt tényező energiasűrűség függését a következő differenciálegyenlet adja:

$$\frac{dc(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \frac{e^{-\varepsilon} - 1}{\varepsilon^2} + \frac{e^{-\varepsilon}}{\varepsilon}. \quad (36)$$

Az egyenlet általános megoldása a következő:

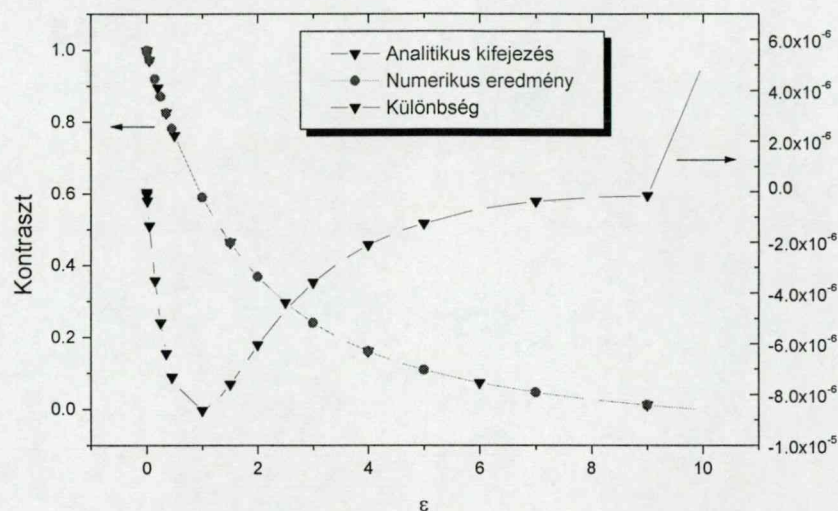
$$c(\varepsilon) = \frac{1 - e^{-\varepsilon}}{\varepsilon} + \text{konstans}. \quad (37)$$

A konstans értékének meghatározásakor figyelembe kell venni a lokális kontraszt tényezőt definiáló (21) egyenlet normálási tényezőjét. [Mint a IV.C.3. fejezetben jeleztem, az effektív erősítési tényező normálásánál használhatjuk az effektív kisjelű erősítési tényezőt ($g_0 - \alpha$), de alkalmazhatjuk a közeg kisjelű erősítési tényezőjét (g_0) is. Más normálási tényezőt használva természetesen más lesz a kontraszt tényező energiasűrűség függését megadó kifejezés. A dolgozat során az elsőként említett normáló kifejezés került alkalmazásra, mert ebben az esetben a kontraszt tényező a kisjelű erősítésnek megfelelő helyzetben egységnyi.] A kontraszt energiasűrűség függésére a (38) kifejezés adódik:

$$c(\varepsilon) = \frac{g_0}{g_0 - \alpha} \left(\frac{1 - e^{-\varepsilon}}{\varepsilon} - \frac{\alpha}{g_0} \right) \quad (38)$$

A kifejezésből kiolvasható, hogy a kisjelű erősítés tartományában a kifejezés által szolgáltatott kontraszt értéke egységnyi, mivel az egyenlet jobb oldalának határértéke $\varepsilon \rightarrow 0$ esetén 1, míg az $\varepsilon = \alpha / g_0$ esetben a kontraszt értéke 0. Megállapíthatjuk ugyanis, hogy a (38) zárójeles kifejezése megegyezik (16) egyenlet jobb oldalával, így ennél az energiasűrűség értéknél mind a lokális energiakinyerési hatások, mind a kontraszt eltűnik. Ez az energiasűrűség ugyanis az, amely esetén az erősítés hatását pontosan ellensúlyozza a közeg abszorpciója,

vagyis a kinyert energia megegyezik a veszteséggel. A 23. ábrán látható a numerikusan előállított lokális kontraszt tényező, az analitikus kifejezés (38) segítségével előállított kontraszt tényező, valamint ezek különbsége. A különbözőképp előállított kontraszt kifejezések különbsége legalább öt nagyságrenddel kisebb a kontraszt értékénél, ez a különbség a numerikus eljárás pontatlanságával magyarázható.



23. ábra

A lokális kontraszt tényező analitikus alakjának összevetése a numerikusan előállítottal

(38) egyenletet figyelembe véve a lokális kontraszt tényező összekapcsolható a lokális energiakinyerési hatásokkal:

$$c(\varepsilon) = \frac{g_0}{g_0 - \alpha} \left(\frac{1 - e^{-\varepsilon}}{\varepsilon} - \frac{\alpha}{g_0} \right) = \frac{\eta(\varepsilon)}{\left(1 - \frac{\alpha}{g_0} \right) \varepsilon}. \quad (39)$$

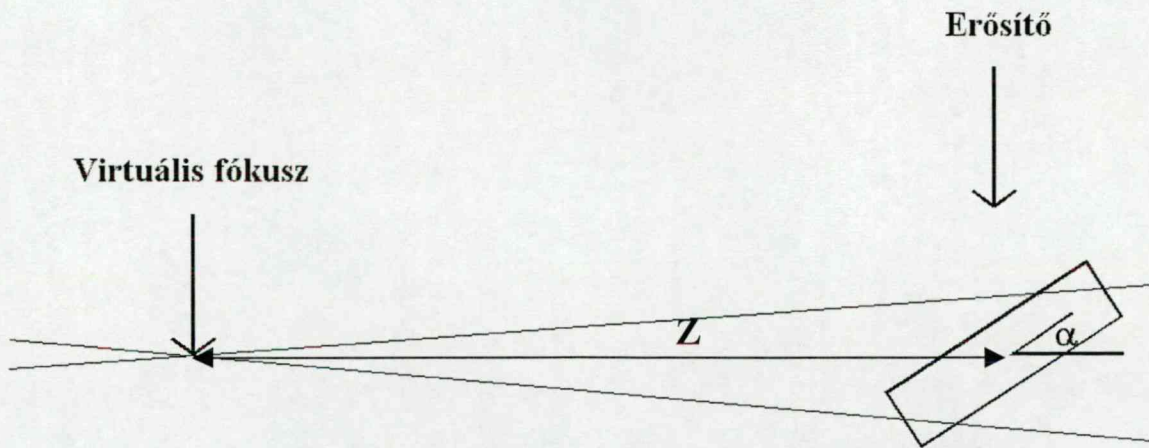
Ez (35) összefüggéssel együtt azt jelenti, hogy a három lokális mennyiség között analitikus függvénykapcsolat teremthető a nemtelítődő veszteséget tartalmazó erősítők esetén.

4. A KrF erősítők optimális működési körülményei

Az excimer erősítők rövid idejű energiatárolási képességének következtében a teljes erősítési időre vett energiakinyerési hatások csak abban az

esetben növelhető egy elfogadható szintre, ha a gerjesztés által folyamatosan az erősítőbe táplált energiát újra és újra kinyerjük az erősítóből. A többátmenetes elrendezések előnye (az előbb említett szükségszerűségeken kívül) az is, hogy lehetőség kínálkozik az erősítés különböző fázisaiban az erősítendő nyaláb növekvő energiatartalmának megfelelően újra és újra egy-egy átmenet számára optimális körülményeket berendezni. Mint az erősítési folyamat lokális jellemzőinek tanulmányozása során megmutattam, a különböző jellemzők (kontraszt, határfok, stabilizációs képesség) eltérő mértékben, de függenek a pillanatnyi energiasűrűség értékétől. Az off-axis elrendezés lehetőséget ad arra, hogy csak a szükséges mértékű erősítéshosszat használjuk fel egy átmenetben, valamint arra, hogy az erősítési térfogat transzformációján keresztül növekvő keresztmetszetű erősítést biztosítson a többátmenetes elrendezés egymás utáni átmenetei számára. Az alkalmazott optikai elrendezésben biztosíthatjuk az egymást követő átmenetek számára azt, hogy az erősítés folyamán az energiasűrűség állandó legyen. A különbözőképp táguló nyalábok összehasonlítását modellszámolások segítségével végeztük el.

Az off-axis erősítők jellemzéséhez kidolgoztam egy számítógépes programot, amely a (11) differenciálegyenletet oldja meg. Megfelelően választott numerikus technikával az egyenlet gyorsan megoldható, van lehetőség egy olyan modul kialakítására, amely az erősítő adatait, és az elrendezés geometriai paramétereinek ismeretében néhány ms alatt előállítja az elrendezés összes globális jellemzőjét. Ezzel az eszközzel igen nagy mennyiségű kísérleti helyzet végig számolható, így van lehetőség az off-axis szöveget és a bemenő energiát, vagy energiasűrűséget tartalmazó nomogrammok szerkesztésére. A különböző nyalábtágulási elrendezéseket - amelyek párhuzamos nyalábot, gömbi- és hengerlencse hatására táguló nyalábot tartalmaztak - úgy hasonlítottam össze, hogy egy adott nyílásszög esetén különböző energiájú nyaláb útjába helyeztem el az erősítőt különböző távolságokban úgy, hogy az erősítő teljes hasznos off-axis keresztmetszete egybeessen a táguló nyaláb keresztmetszetével az erősítő kilépő felületén. Az alkalmazott geometriát láthatjuk a **24. ábrán**.



24. ábra

A nyalábtágulás hatását vizsgáló számolások sematikus rajza

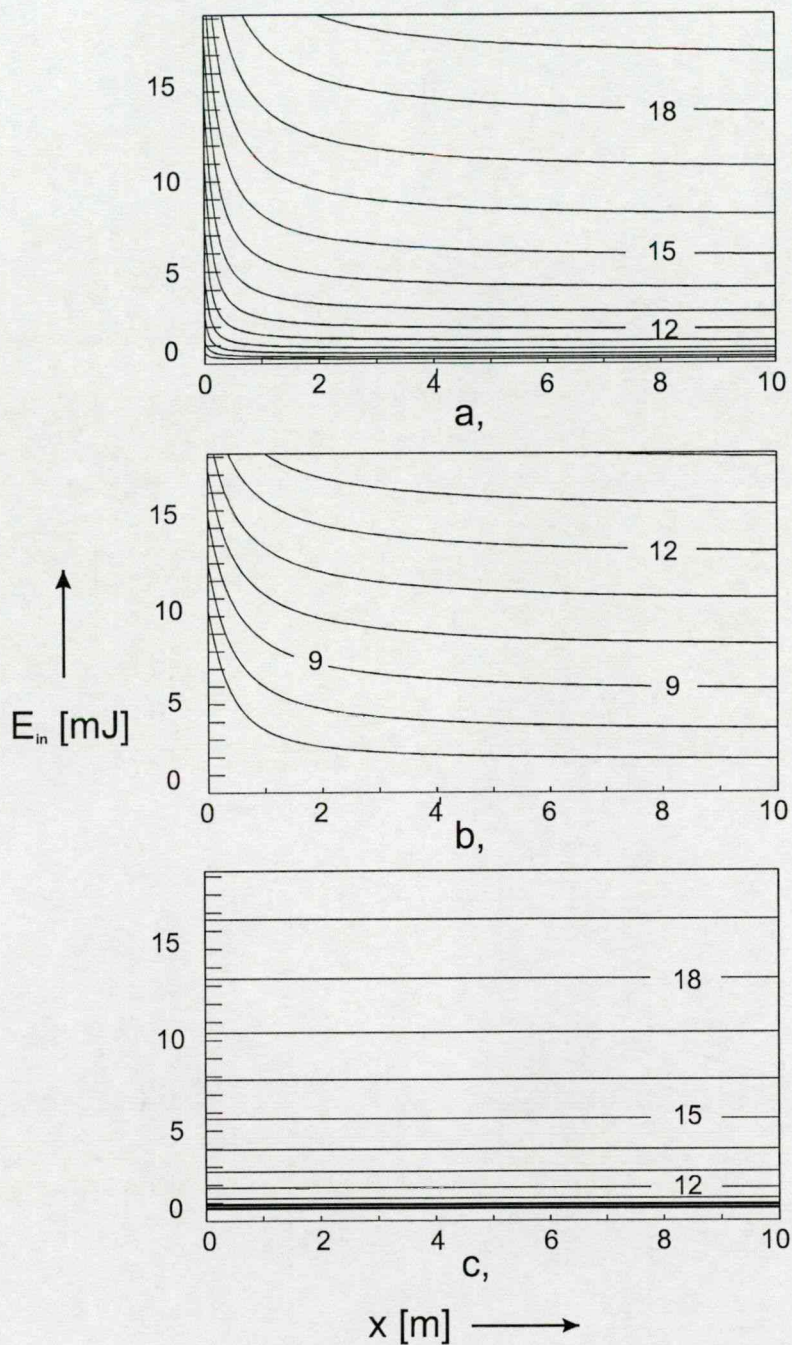
A számolások során a következő differenciálegyenlet megoldását végeztem el különböző kezdeti feltételek mellett:

$$\frac{d\varepsilon}{dz} = g_0 \left[1 - \exp(-\varepsilon) - \left(\frac{\alpha_{\text{abs}}}{g_0} - \frac{k}{z'_0 + z} \right) \varepsilon \right]. \quad (40)$$

Az egyenletben z_0' a virtuális fókusz távolsága, míg a k értéke 0,1,2 párhuzamos, cilindrikus, és szférikusan táguló nyalábok esetében.

A kimenő energia értékét olvashatjuk le a **25. ábra** szintvonalasan ábrázolt grafikonjairól különböző távolságban elhelyezkedő erősítők esetében különböző bemenő energia esetén. A 25. a) grafikon a cilindrikus, a b) grafikon szférikus, míg a c) a paralell nyaláb áthaladása esetén nyerhető energiát ábrázolja. Ezek a számolások megmutatták, hogy a $0,8^\circ$ -os divergenciájú nyalábok esetében a tágulási ponttól néhány méter távolságban nincs számottevő különbség egy átmenet esetében a párhuzamos és cilindrikusan táguló nyalábok által hordozott kimenő energiában. A szférikus nyaláb számottevően kisebb kimenő energiát szolgáltatott mind az erősítőhöz közeli, mind az attól távoli esetekben. Ennek az oka magától értetődő: a közeli tágulási pont esetében jelentős határfokvesztést okoz, hogy az erősítőnek nem a teljes térfogatából nyerjük ki az energiát, míg távoli tágulási pont esetében az elektródákat tartalmazó sík irányába történő

tágulás következtében a kinyert energia az elektródákba ütközve elvesz a kimenő nyalábból.

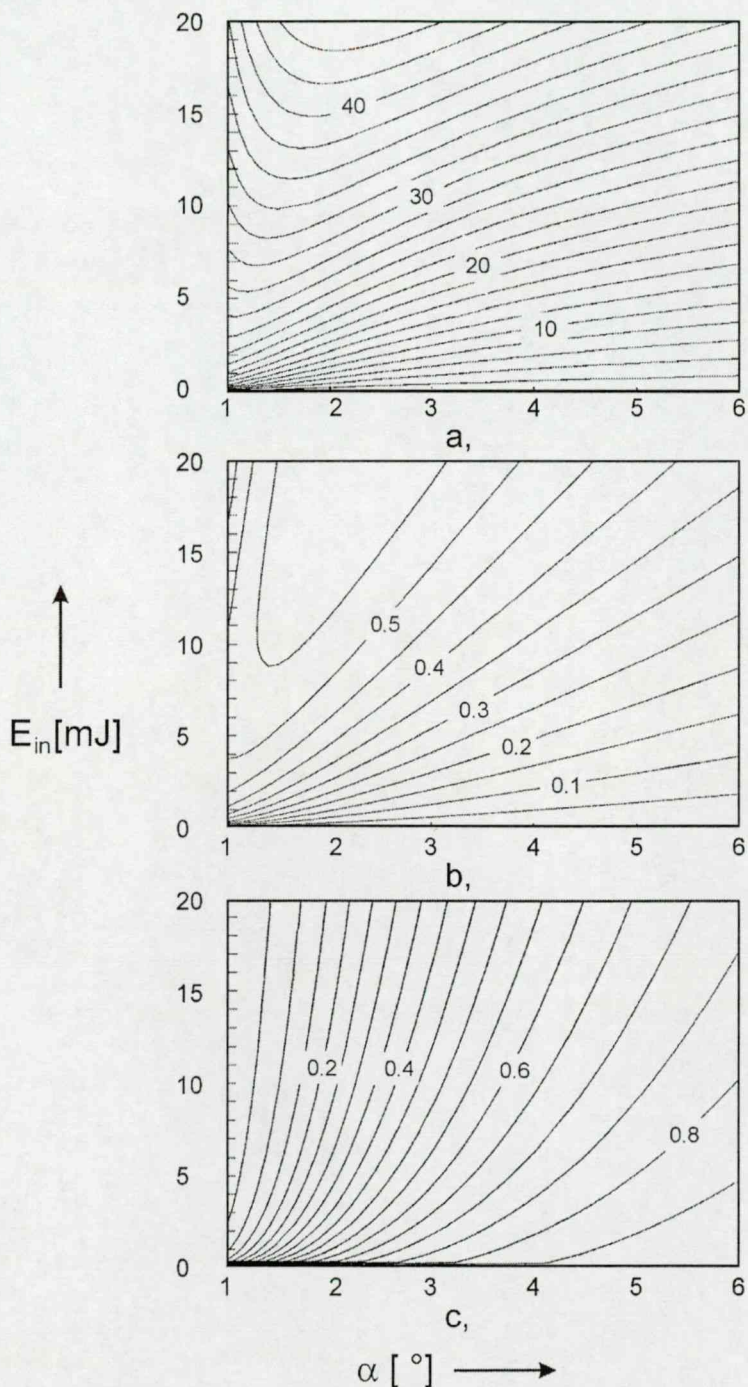


25. ábra

Cilindrikusan (a) és szférikusan (b) táguló, valamint párhuzamosan haladó (c) nyaláb kimenő energiája a bemenő energia és a virtuális fókusz távolságának függvényében

Ezen megfontolások után az optimalizálásokhoz párhuzamos nyalábokra vonatkozó számolásokat használtam. Az erősítő ki-be karakterisztikájaként egy olyan, adott kisülés-geometriával rendelkező erősítőre előállított görbesereget

használtam, amely független változóként az off-axis szöget és a bemenő energiát használta, és egy ezen sík felett értelmezett felületen függőváltozóként a kimenő energiát, a globális hatásfokot, és a globális kontrasztot tartalmazta. Ezek a felületek szintvonalas ábrázolásban kényelmes, gyors eljárást adnak az optimalizáció elvégzésére.

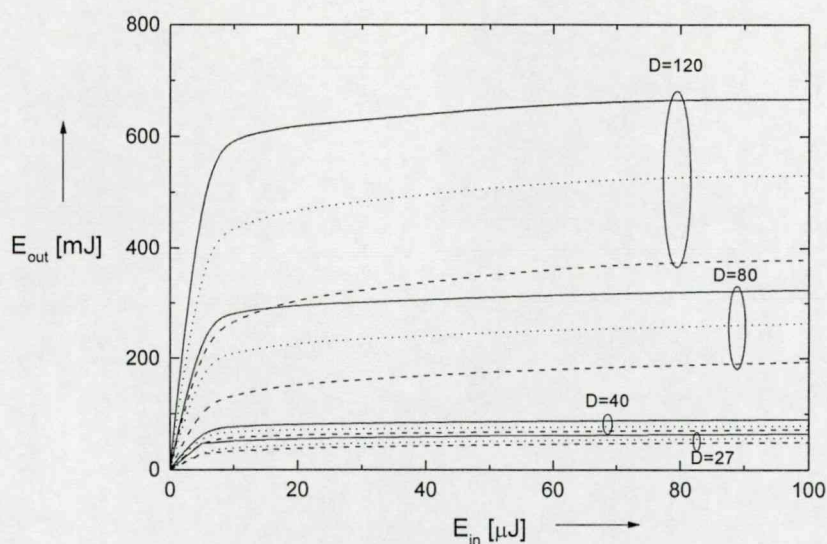


26. ábra

A kimenő energia (a), a globális hatásfok (b) és a globális kontraszt függése a bemenő energiától és az off-axis szögtől

A számolások eredményét mutatja a **26. ábra**. Az a) ábrán a kimenő energiát, a b) ábrán az energiakinyerés hatásfokát, míg a c) ábrán a teljes erősítéskontrasztot ábrázoltuk az alkalmazott off-axis szög (vízszintes tengely), illetve a bemenő energia (függőleges tengely) függvényében.

A kísérletekkel való összevethetőség érdekében számolásokat végeztem különböző pillanatnyi energiával rendelkező erősítőkre, így megvizsgáltam 45, 90, 330, 700 mJ tárolt energiával rendelkező rendszereket, amelyek 860 mm-es hosszúságú, $D=27$, 40, 80, és 120 mm-es elektróda szeparációjú erősítőknek felelnek meg. Az első három lézer esetén kísérleti értékekkel is össze tudtam vetni a számolások eredményét, és azokkal jó egyezést találtam. Három átmenetes erősítési elrendezések esetén megmutattam, hogy a teljes elrendezés erősítési kontrasztját 0,03 értéken tartva a pillanatnyilag tárolt energiának megfelelő kimenő energia érhető el 10–20 μJ bemenő energia esetén, valamint azt, hogy előerősítőkre jellemző alacsony kontrasztvesztéssel ($C = 0,12$) a tárolt energia 60%-ának megfelelő nagyságú energia nyerhető ki. A számolások eredménye látható a **27. ábrán**.



27. ábra

Három átmenetes erősítők ki-be karakterisztikája $C=0.03$ (folytonos vonal), $C=0.06$ (pontosított vonal) és $C=0.12$ (szaggatott vonal) globális kontraszt esetén

Ezek a vizsgálatok megmutatták, hogy sem az átmenetek számának növelése, sem a bemenő energia növelése nem képes ettől lényegesen eltérő

kimenő energiát szolgáltatni. A fent említett bemenő energia esetén is el lehet érni egy háromátmenetes elrendezésben, hogy az erősítő pillanatnyilag tárolt energiája határolja az erősítést, a körülbelül 50%-os hatásfok (lásd a 14. ábrát) olyan helyzetet hoz létre, amely során a további energiakinyerés éppen fedezni tudja az erősítés során előálló, optikai eszközökön (terelő tükrök, lézerablakok) keletkező veszteségeket.

5. A KrF erősítők erősítési paramétereinek beállítása

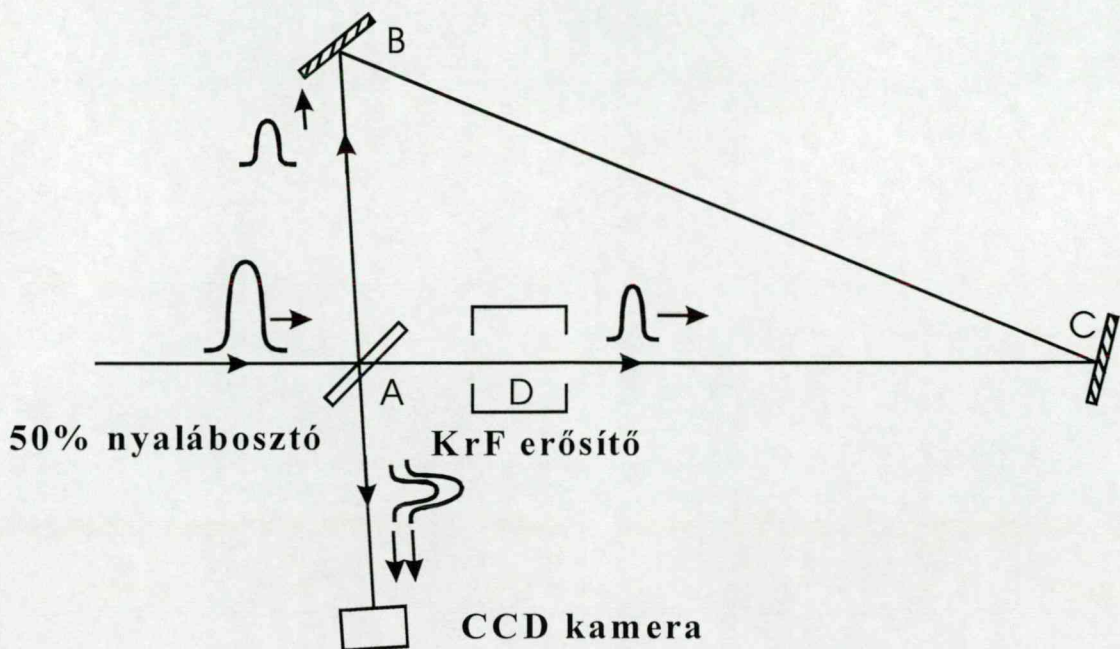
A KrF erősítők hagyományos erősítési technikákat alkalmazva csak korlátozottan voltak alkalmasak rövid fényimpulzusok erősítésére. A nagy indukált emissziós hatáskeresztmetszet következtében az erősítés folyamán jelentős erősített spontán emissziós háttérrel kell számolni. Ezt csak telítődő abszorber alkalmazásával lehetne elnyomni, de sajnálatosan az ultraibolya tartományban nem ismeretesek hatékony telítődő abszorbensek. Emiatt nagy a jelentősége az erősítési körülmények helyes megválasztásának. A jel/zaj viszony magas értéken való tartásának egyedüli módja az, hogy az erősítendő nyaláb energiasűrűségét úgy választjuk meg, hogy az erősítőben tárolt energia hatékony kinyerése már lehetséges legyen (az energiakinyerési hatásfok legyen magas), de az erősítés csak a szükséges minimális mértékű telítést szenvedje el. Mivel a KrF erősítőközeg kisjelű erősítési tényezője igen magas, az erősítés során az energiasűrűség az erősítőcső mentén gyorsan változik. Mint azt az V.B.1 alfejezetben megmutattam, a telítési energiasűrűségtől jelentősen eltérő értékek erősen elrontják az erősítés valamely fontos jellemzőjét. Például a túlzottan kis energiasűrűségű bemenő nyaláb nem képes a tárolt energiát a közegből kinyerni. Míg a túl magas energiasűrűségű nyaláb ugyan kinyeri a közeg optikailag hozzáférhető energiáját, de azt a nemtelítődő veszteségi folyamatok hővé alakítják. A nagy kontraszt eléréséhez az alkalmazott kis energiasűrűség teremti meg a legjobb feltételeket, de a praktikus szempontokat is figyelembe vevő kompromisszumok alapján a telítési energiasűrűség körüli munkapont nem rontja el túlzottan az erősítés kontrasztját. Az erősítő stabilizációs tulajdonságai úgyszintén a telítési energia közelében tartott energiasűrűségű nyalábot kívánnak

meg. Ennek a függvénynek a maximumhelye körülbelül megegyezik a lokális energiakinyerési határfok maximumával. A fenti megfontolások alapján kijelenthetjük, hogy a megfelelően beállított erősítési hossz meghatározó szerepet játszik a KrF erősítők működésénél.

C. A KrF erősítő modulok dinamikus optikai torzítása

Az erősítőkben fellépő hullámfront-torzulások oka lehet passzív, amelyet nem tökéletes optika, vagy közeg inhomogenitás okozhat, illetve lehet dinamikus, amely a pumpálás keltette változásokkal kapcsolatos. A torzulások közül ezt a második okot tekinthetjük meghatározónak, mivel ezeket semmilyen eszközzel nem küszöbölhetjük ki. Ezek a dinamikus törésmutató változások azok, amelyek a multiplexelt rendszerek nyaláb rekombinációját meghatározzák, hiszen a résznyalábok különböző időben haladnak át a gerjesztett térfogaton, így a pumpálásnak van lehetősége a különböző résznyalábok számára eltérő erősítési körülményeket létrehozni.

A Sagnac-interferométer lehetőséget biztosít gyors dinamikus változások kimutatására. A 28. ábra egy alkalmas elrendezést mutat, amelyben az erősítő az interferométer közös ágában lett elhelyezve. A kísérleti elrendezésben egy 50%-os nyalábosztással amplitúdóosztásos, kétszeres optikai multiplexer elrendezést használtunk, ahol az erősítőt az interferométer belsejében úgy helyeztük el, hogy a két részimpulzus áthaladása közötti időt képesek legyünk a teljes erősítési idő mértékével változtatni. Ez az alkalmazott erősítő esetében maximum 20 ns. Ez az elrendezés biztosítja, hogy a passzív torzítások azonosak a két résznyaláb számára, így a kimenő nyalábok interferenciaképe csak a dinamikus torzítások eredménye. Meg kell jegyezni, hogy ez az elrendezés alkalmas arra, hogy az erősítés okozta törésmutató változások abszolút mértékét is meghatározza. Az egyik nyalábot teljesen az időbeli erősítési ablakon kívül (lehetőleg a kisülés megtörténte előtt) átvezetve az erősítőn, az interferenciakép az erősítés által kiváltott teljes törésmutató változásról ad információt.

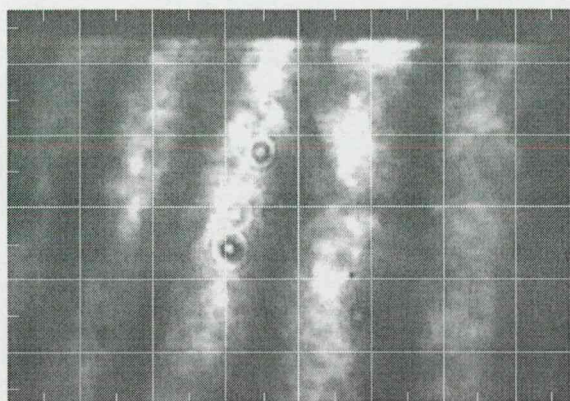


28. ábra

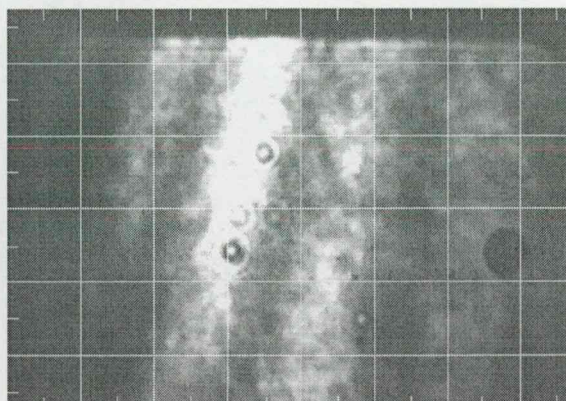
Az erősítő dinamikus torzításának meghatározására használt Sagnac interferométer sematikus rajza

A kísérletben egy 860 mm hosszú kisüléssel rendelkező 30 mm-es elektródaszeparációjú, off-axis erősítésre is alkalmassá tett KrF erősítőt használtunk, melynek tárolt energiája 68 mJ volt. A gáz 12 kPa Kr-t és 10 kPa 5%-os He-F₂ keveréket tartalmazott, míg a teljes nyomás 140 kPa volt. A kísérletekben összehasonlítási okokból He és Ne puffergázt használtunk. Az erősítő meghajtására egy hibrid festék-excimer rendszert használtunk [69], amely 500 fs-os impulzusában maximálisan 10 mJ energiát hordozott. A homogén intenzitáseloszlású négyzet alakú nyaláb energiáját a mérésekhez körülbelül 100 μ J-ra csökkentettük le. Párhuzamos bemenő nyaláb esetében, ha az interferométer helyesen van beállítva, a kimenetén sötét mezőt kapunk, ha a nyalábok egyenlő intenzitásúak, és az általuk „látott” optikai út azonos. Egy kismértékű elállítást az interferométeren azt okozza, hogy a kioltás nem teljes mértékű. A mérés céljainak legjobban az felelne meg, ha az oldalirányú kimenet egyenlő távolságban csíkokat mutatna (már a torzítások nélküli esetben is). Ezt elérhetjük, ha a bejövő nyaláb kismértékben széttartó, vagy összetartó, és az interferométer egy kismértékű elállítást tartalmaz. Az erősítő újrapumpálási

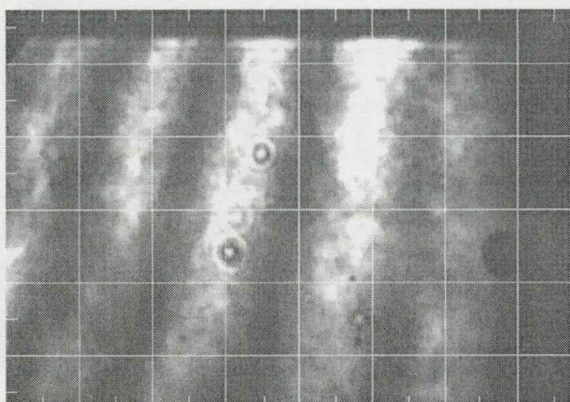
idejével (2 ns) összhangban a méréseknél alkalmazott legkisebb időkülönbség 3 ns volt. Ezzel a beállítással végzett mérések eredményeit mutatja a **29. ábra**.



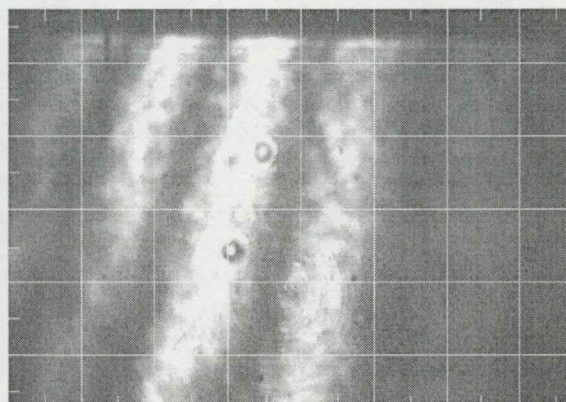
(a)



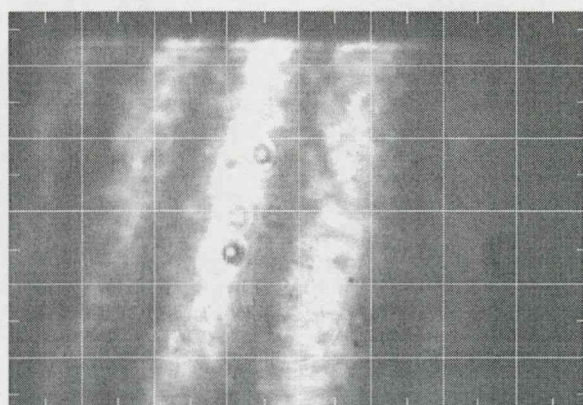
(b)



(c)



(d)

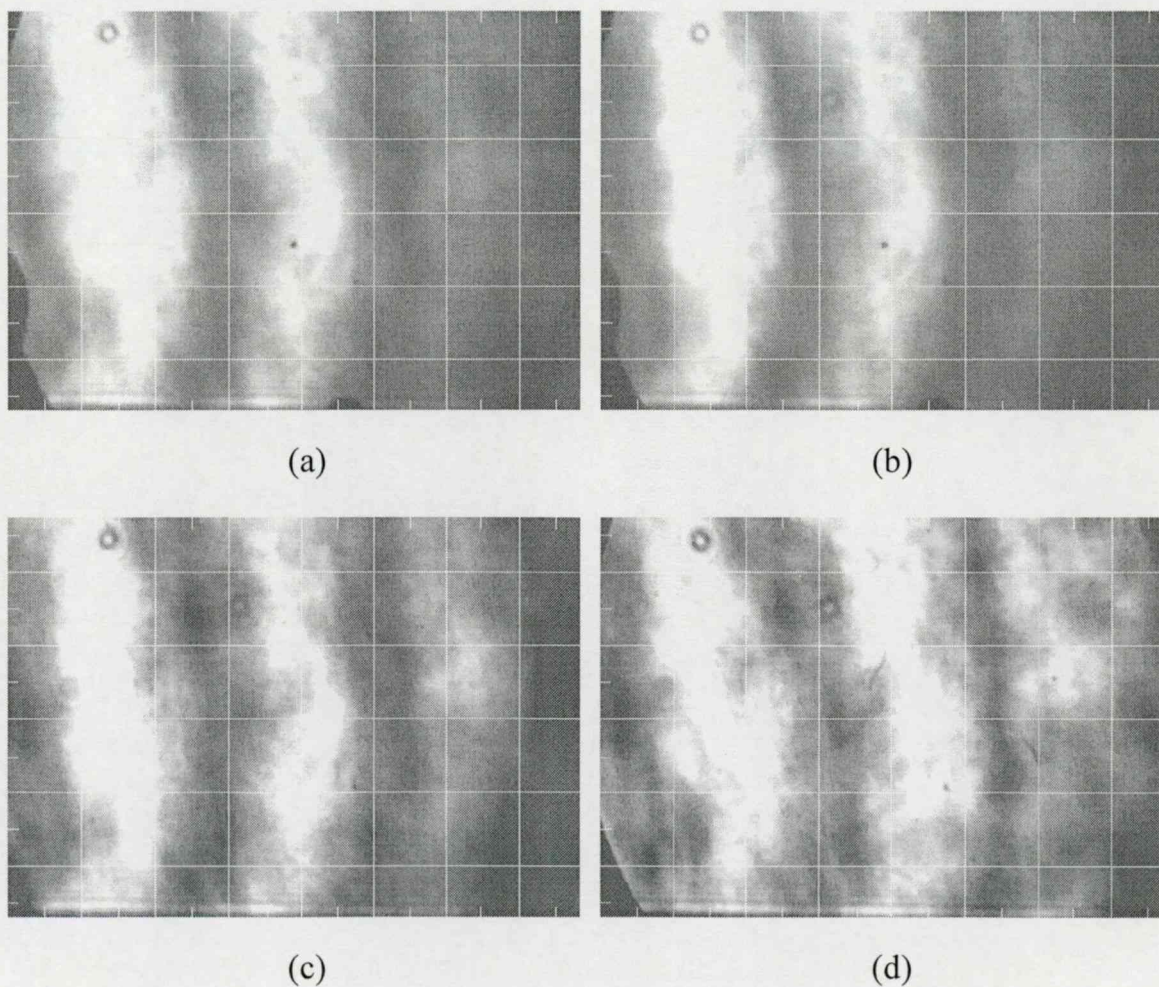


(e)

29. ábra

Dinamikus optikai torzítás a kisülés különböző fázisaiban mérve
3 ns időkülönbségű nyalábokkal.

Az egyes felvételek a következő körülmények mellett készültek: a késleltetés a résznyalábok között 3 ns volt, és off-axis elrendezésű egyutas erősítőt használtunk, az (a) felvétel esetében az erősítő kikapcsolt állapotban volt, a (b) esetben mindkét résznyaláb az erősítés felfutásánál haladt át, a (c) esetben mindkét nyaláb az erősítési ablak közepén volt, a (d) esetben mindkét résznyaláb az erősítés lecsengése közelében volt, míg az (e) felvétel a (c) eset megismétlése, de száz interferogramm átlagolása során készült. A teljes erősítési ablak kihasználtságának igazolására megvizsgáltuk azokat a helyzeteket, amikor legalább az egyik nyaláb az erősítési ablak belsejében helyezkedett el, míg a másik résznyaláb az erősítés felfutásán, illetve lefutása kezdetén. Ezen mérések eredménye a **30. ábra**.



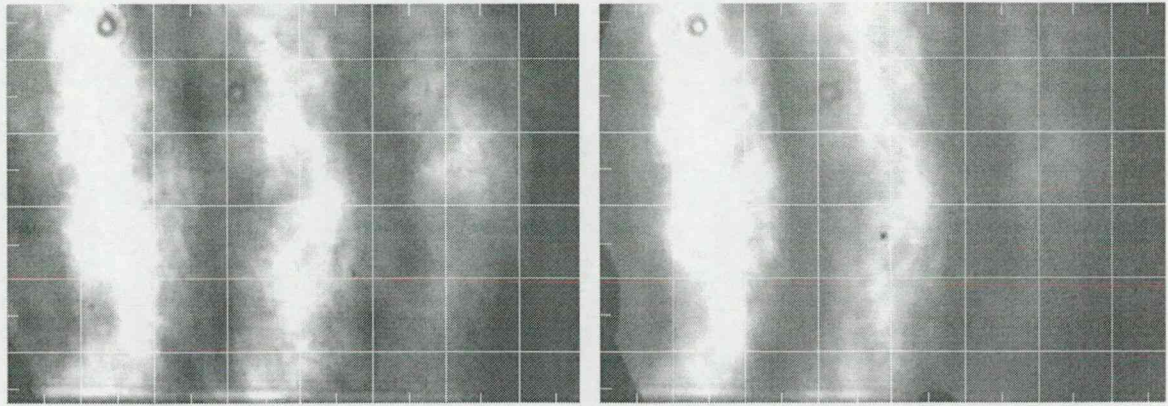
30. ábra

Dinamikus optikai torzítás a kisülés különböző fázisaiban mérve
14 ns időkülönbségű nyalábokkal.

A felvételek során a résznyalábok áthaladása közötti különbség 14 ns volt, és ezeknél a felvételeknél szintén egyutas off-axis elrendezésben működő erősítőt használtunk. Az (a) esetben az erősítő kikapcsolt állapotban volt, a (b) esetben az első áthaladó nyaláb az erősítési ablak közepén helyezkedett el, míg értelemszerűen a második nyaláb néhány ns-mal elkerülte az erősítési ablakot, a (c) esetben mindkét résznyaláb az erősítési ablakban volt, míg a (d) felvétel során csak a másodjára áthaladó nyaláb erősödött, tehát az első nyaláb a kisülést megelőzve haladt át az erősítőn.

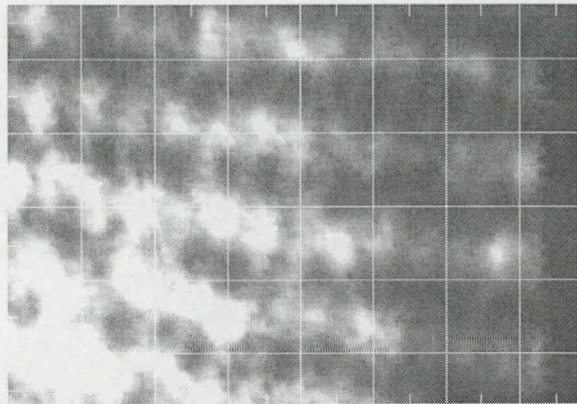
14 ns-os időkülönbséget létrehozva a résznyalábok között igazolást nyert, hogy az off-axis elrendezésű erősítő nem vezet be dinamikus torzításokat, így nem limitálja az optikailag multiplexelt nyalábok rekombinálását.

A Sagnac–interferométer lehetőséget adott arra, hogy megvizsgáljuk a különböző puffergázok hatását az erősített nyalábra. Az erősítő közeg termikus tulajdonságait tekintve azokat a puffergáz paraméterei határozzák meg (31. ábra). A kisülés a gázteret inhomogén módon fűti, így az lencseként működik az erősítés során. A Sagnac–interferométer az esetünkben beállítható volt úgy, hogy az egyik résznyaláb a kisülés előtt haladjon át, így ez a nyaláb referenciaként szolgálhat a termikus lencse által bevezetett torzítások meghatározásához.

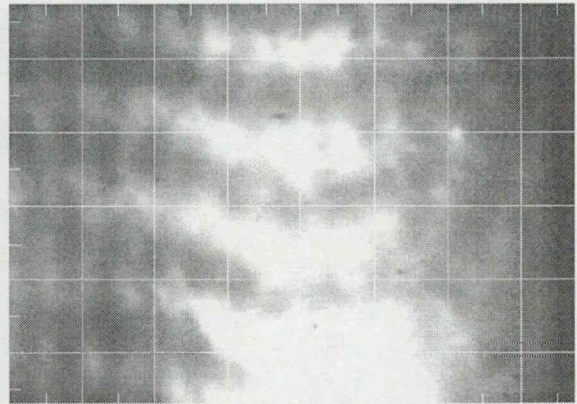


(a)

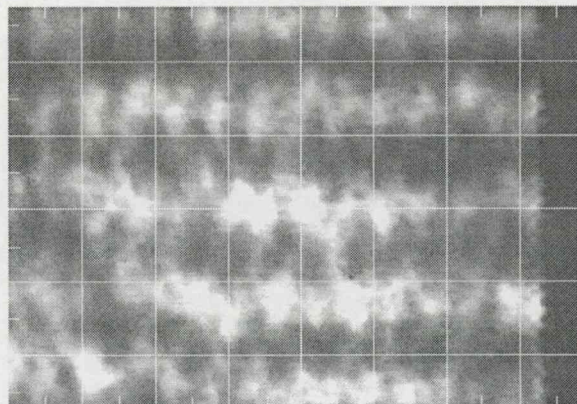
(b)



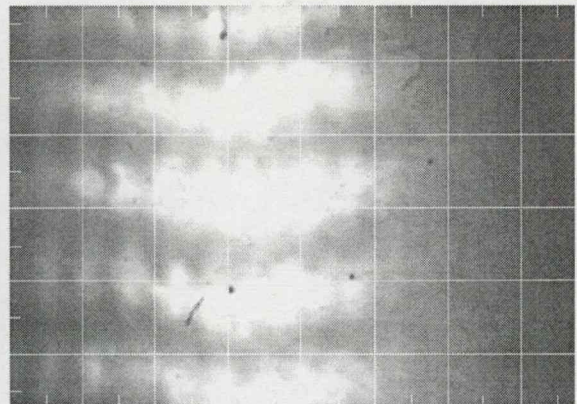
(c)



(d)



(e)



(f)

31. ábra

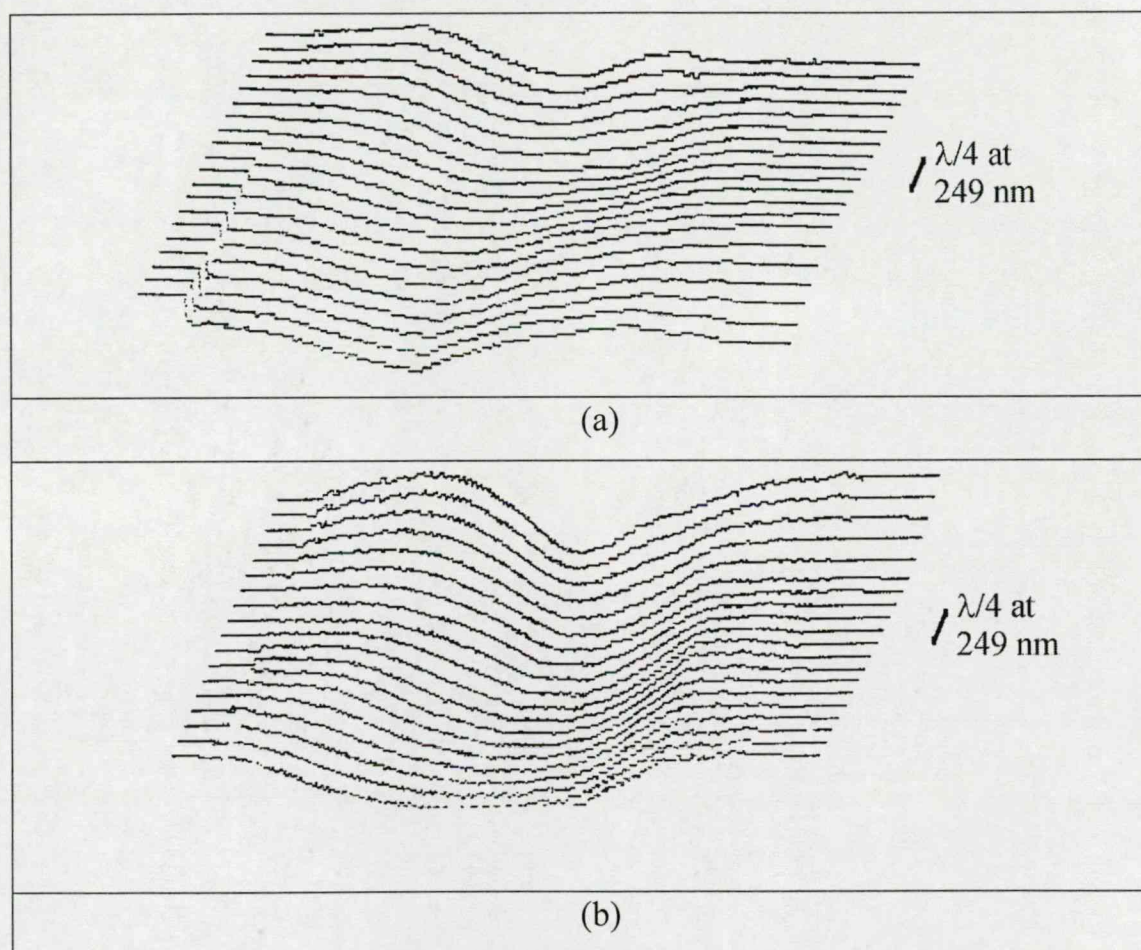
Dinamikus optikai torzítás meghatározása különböző erősítő elrendezések és puffergázok esetén.

A felvételek a következő körülmények között készültek: a résznyalábok közötti időkülönbség 14 ns volt, az első két felvétel egyátmenetes off-axis erősítővel, a továbbiak tengelymenti, hagyományos elrendezéssel. Az (a)-(b), valamint az (e)-(f) ábrákon látható felvételek He puffergázzal, míg a (c)-(d)

ábrákön láthatók Ne puffergázzal. Az (a), (c), (e) felvételek kikapcsolt erősítővel, míg a (b), (d), (f) felvételek működő erősítővel lettek rögzítve.

Kimutatható torzításokat csak a tengelymenti erősítési elrendezés esetén detektáltunk, amikor az első résznyaláb az erősítési ablakon kívül haladt át az erősítőn, míg a másik résznyaláb a teljes erősítést látta.

A tengelymenti erősítési elrendezésben így lehetőség volt a torzítás mértékének meghatározására. A **31. ábra** (d) és (f) felvételét dolgoztuk fel a torzítás mértékének meghatározásához. Ennek eredménye látható a **32. ábrán**.



32. ábra

A tengelymenti elrendezés által okozott dinamikus optikai torzítás meghatározása.

Az ábrák elemzésével kimutattuk, hogy a transzverzális optikai útváltozás a teljes kisülési hossz mentén He esetében 85 nm volt, míg Ne esetében ennek körülbelül kétszerese.

A dinamikus optikai torzítások meghatározását célzó kísérletek eredményét értelmezhetjük úgy, hogy a két erősítési elrendezés közötti különbség a különböző erősítési tényező-erősítési úthossz szorzatból származik. Így kijelenthetjük, hogy a fellépő dinamikus eredetű optikai torzítások arányosak az erősítés kontrasztjával, így az off-axis erősítő egyszerre javítja a rövid impulzusú erősítés összes jellemzőjét: az erősítési kontrasztot, az energiakinyerési hatásfokot, az erősítő stabilizálóképességét és az erősítés során fellépő dinamikus optikai torzításokat.

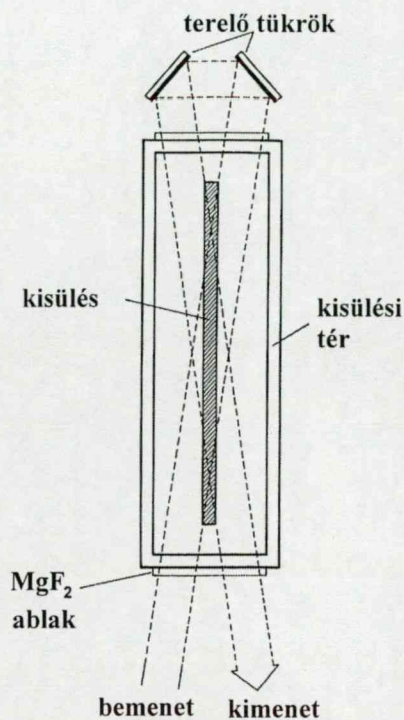
D. Kísérleti elrendezések

A rövidimpulzusú excimer lézerek általában olyan, két hullámhosszon működő lézer rendszerek, ahol az excimer modul a frekvenciakonvertált magimpulzus erősítését végzi, amelyet egy festéklézer rendszer állított elő. Mivel a KrF erősítőmodulok pillanatnyilag tárolt energiája csak töredéke a gerjesztés teljes időtartama alatt létrejövő, optikailag hozzáférhető energiának, a nagy energiakinyerési hatásokkal rendelkező elrendezésekben a nyaláb aktív közegen való többszörös áthaladása szükséges. Az egymás utáni áthaladások során a folyamatosan erősödő nyaláb számára csak úgy lehet biztosítani az optimális erősítés feltételeit, ha a táguló nyaláb a kisülés tengelyével egyre nagyobb szöget zár be az egymást követő átmenetekben. Az off-axis erősítési eljárás alkalmazása érdekében a hagyományos geometriát a következőképpen szükséges megváltoztatni: az erősítő belépő és kilépő felületén a kisülés hossz tengelyére merőlegesen a hagyományosnál lényegesen nagyobb nyílásokat kell az áthaladó nyaláb számára biztosítani.

1. X-típusú off-axis elrendezés

Ezt az átalakítást máshogy célszerű elvégezni abban az esetben, ha az erősítőmodul végerősítőként szerepel az elrendezésben, illetve akkor, ha az előerősítési és végerősítési feladatokat is ugyanazzal a modullal végezzük. Az

off-axis elrendezés tanulmányozására először egy olyan elrendezést használtam, amely egy több mJ energiátartalmú nyaláb végerősítését végezte. Ezt az elrendezést láthatjuk a **33. ábrán**:



33. ábra

X alakú nyalábutat használó off-axis erősítő.

Ehhez egy EMG 501-es Lambda Physik gyártmányú lézercsővet használtam fel, amelynek 27 mm-es elektródaszeparációjú, 840 mm hosszúságú kisülése $0,1 \text{ cm}^{-1}$ erősítési tényezőt biztosított körülbelül 15 ns hosszúságú erősítési ablakban. Az erősítőt ebben az esetben úgy módosítottam, hogy mind a belépő, mind a kilépő oldalon összesen 80 mm szélességű szabad optikai hozzáférést biztosítottam az áthaladó nyaláb számára, így két szimmetrikus erősítési út alakult ki. Ez a nyílás biztosította, hogy a végső kimenő nyaláb $2,4^\circ$ -os szögben áthaladva négyzet keresztmetszetű legyen. Ez az elrendezés kísérletileg igazolta, hogy az off-axis erősítő homogén intenzitás-eloszlású kimenő nyalábot állít elő, és az energiakinyerési hatásfok megközelíti az elméleti maximumot. Ezen elrendezés hátrányának bizonyult, hogy a hosszú kisülésben éledő erősített spontán emisszió alacsony szinten stabilizálja a kisjelű erősítési tényezőt, korlátozva ezzel az erősítéssel kinyerhető energiát, valamint az, hogy a végerősítőt szinkronizálni kell az előerősítővel, amely hagyományos eszközökkel

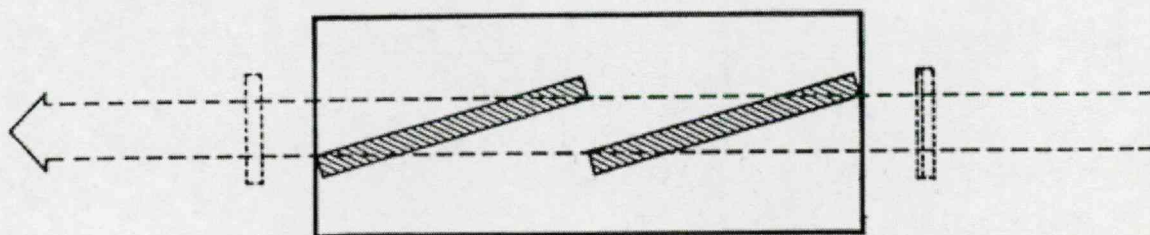
csak néhány ns időbiztonsággal tehető meg, így az erősítési ablak egy része kihasználatlan marad.

Hasonló optikai elrendezést alkalmaztam rövid impulzusok végerősítése céljára átalakított EMG 200, és EMG 400-as lézerfejekkel.

2. Szegmentált elektródájú off-axis erősítő elrendezés

A kisjelű erősítési tényező értékét a nagy egyutas erősítésű rendszerekben az erősített spontán emisszió határozza meg, amely a pumpálással egyidejűleg éled és a pumpálással egyensúlyba kerülve beállít egy, zömében a kisülés geometriájától függő értéket. Mivel az excimerek által pillanatnyilag tárolt energia értéke arányos az aktív közeg térfogatával és a gerjesztett térfogat kisülés-dinamikai okokból hosszanti irányban elnyújtott alakú, így ezek a rendszerek igen magas erősített spontán emissziós (ESE) háttérrel rendelkeznek a kisülés tengelye mentén. Az off-axis erősítők a jel irányában általában ennek ellenére nem tartalmaznak magas ESE háttérrel, mivel az erősített nyaláb iránya különbözik a kisülés hossz tengelyének irányától, de az ESE kisjelű erősítési tényezőt csökkentő hatása itt is működik.

Az ESE kisjelű erősítési tényezőt csökkentő hatásának mérséklésére alkalmasnak bizonyult az általunk megvalósított és megvizsgált elrendezés, amelyben a kisülés két végét egymással párhuzamosan álló, de a lézercső hossz tengelyével szöget bezáró elektródapárok között hozzuk létre. Az elrendezés rajzát láthatjuk a **34. ábrán**.



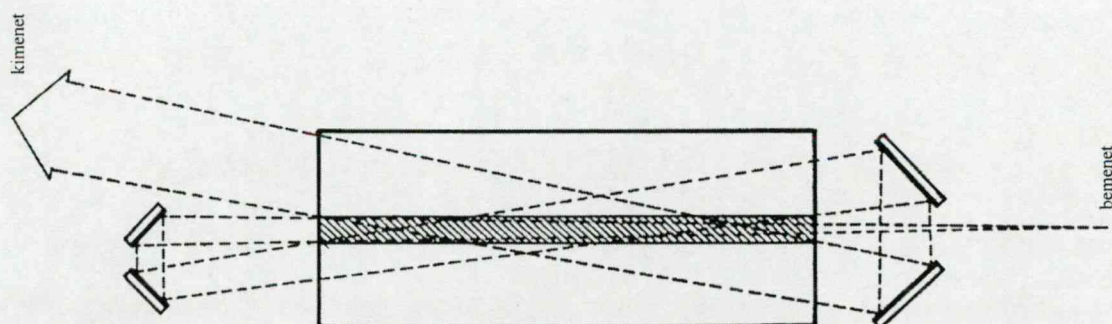
34. ábra
Szegmentált elektródájú off-axis erősítő.

Az erősítendő nyalábot ebben az esetben a lézercső hossz tengelyével párhuzamosan vezetjük át a lézercsővön, és a két részkisülés hossz tengellyel bezárt szöge valósítja meg az off-axis erősítés szögét. Ezzel az elrendezéssel egy egyutas off-axis erősítés valósul meg, amely a rövid kisüléseknek megfelelő kisjelű erősítési tényezővel rendelkezik, de a hosszú kisülésekre jellemző nagy erősítési térfogatot használhatja. Az itt realizált kisjelű erősítési tényező körülbelül $0,2 \text{ cm}^{-1}$ volt. További előnye ennek az elrendezésnek, hogy csak kisebb nyílásokat kell az erősítő be- és kilépő felületén szabaddá tenni, így kisebb méretű ablakokat igényel, hátránya viszont, hogy csak egy erősítési átmenet lehetséges, ami az időbeli erősítési ablak rossz kihasználását jelenti. Az off-axis elrendezés egy alapvető jellemzője, az erősítés adott bemenő nyalábhöz (energiához) való illesztése is elvész ennél a megoldásnál, hiszen a konstrukció során a részelektrodák szögét beállítjuk. Ennek az elrendezésnek a nyalábosztásos multiplexelés esetén van létjogosultsága, ahol a gerjesztés során folyamatosan keletkező optikailag hozzáférhető energiát nem a többszörösen átvezetett nyaláb nyeri ki, hanem az időben különböző pillanatokban áthaladó résznyalábok.

3. Három átmenetes kompakt off-axis erősítő elrendezés

Az off-axis elrendezés lehetőséget ad arra, hogy kompakt laboratóriumi eszköz formájában szolgáltatson 20 mJ-nál nagyobb kimenő energiát szubpikoszekundumos impulzusokban. A rövid impulzusokat előállító lézerrendszer gerjesztő forrása az esetünkben általában egy Lambda Physik EMG 150-es két kisülési csatornát tartalmazó lézere volt. Az alkalmazott KrF erősítőcső ESE félértékszélessége 12 ns volt, ami lehetővé tette egy háromátmenetes off-axis elrendezés alkalmazását. Az UV magimpulzusok előállítására a 6. ábrán látható elrendezést használtam. A festéklézer kimenő nyalábját egy $f = -300 \text{ mm}$ -es fókusz távolságú szórólencse $0,2^\circ$ -os divergenciájú nyalábbá alakította, amely további beavatkozás nélkül biztosította a szükséges

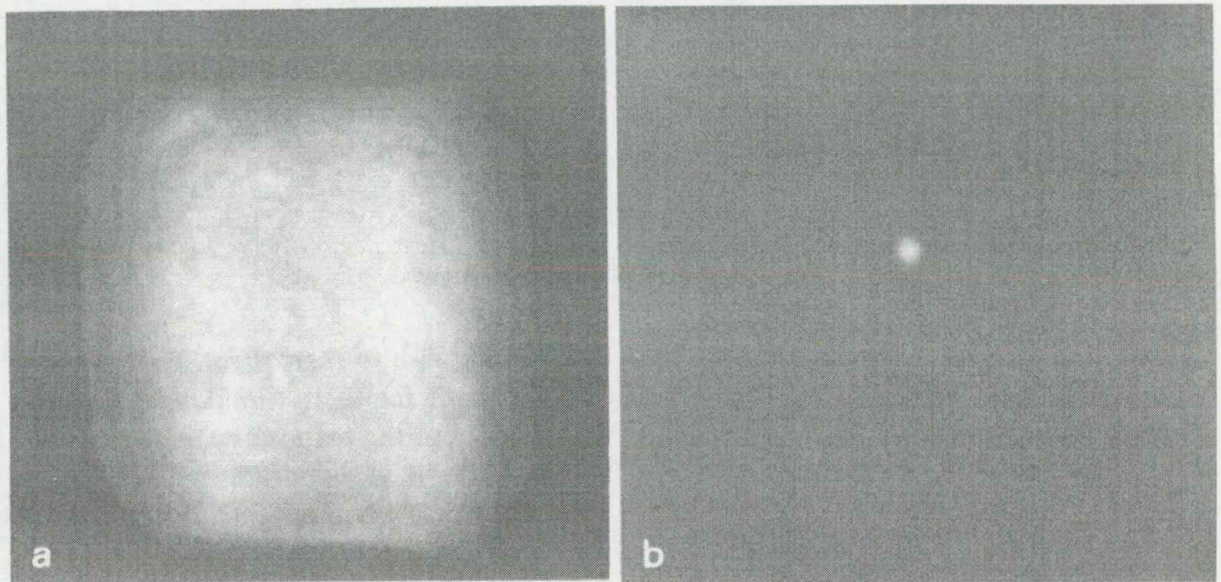
tágulást az off-axis átmenetek számára. A három átmenetes off-axis elrendezés látható a **35. ábrán**.



35. ábra

Három átmenetes off-axis erősítő.

Az első erősítési átmenet $1,4^\circ$ -os szögben lépett az erősítőbe, és körülbelül 10 mm átmérőjű nyalábként lépett ki, miközben az energiája 0,6 mJ lett. Erre az átmenetre a határfok optimalizálással kapcsolatos megfontolások nehezen alkalmazhatók, mert a nyalábátmérő gyorsan változik az erősítőben, de ez az átmenet szükséges arra, hogy a további átmenetekben kellő energia álljon rendelkezésre. 140 cm-es tágulási út után a nyaláb már kitölti a $2,4^\circ$ -os szögben belépő nyaláb számára rendelkezésre álló $14\text{ mm} \times 22\text{ mm}$ -es keresztmetszetet. A kimenő energia a második átmenet után 6 mJ volt, ami 2 mJ/cm^2 energiasűrűségnek felel meg. 70 cm újabb tágulás után a nyaláb $2,6^\circ$ -os szögben lépett újra az erősítőbe, és kitöltötte a rendelkezésre álló $20\text{ mm} \times 22\text{ mm}$ -es kimenő keresztmetszetet. A végső kimenő energia nagyobb volt 20 mJ-nál. A kisülés inhomogenitása okozta fókuszálhatóság változásokat tanulmányoztuk összehasonlítva a fókuszálhatóságot kikapcsolt, illetve működő erősítő esetén. 1 m-es fókusztávolságú lencsével képeztük le a legyengített kimenő nyalábot, és egy Zeiss Ultrafluar mikroszkóp objektívvel képeztük le a fókuszfoltot egy profilmérő kamera targetére. A fókuszfolt mérete függetlennek bizonyult az erősítő működésétől, jelezve, hogy az off-axis erősítő megőrzi az erősített nyaláb diffrakciólimitált jellegét. A nyalábprofil a három átmenet után, valamint a fókuszfolt képe látható a **36. ábrán**.



36. ábra

Három átmenetes off-axis erősítő kimenő nyalábjának intenzitáseloszlása, és fókuszfoltja.

Ugyanezzel az elrendezéssel megvizsgáltuk az erősített spontán emisszió kontrasztját a fókuszfoltban a bemenő nyaláb blokkolásával az erősítő előtt, és ezt $1:10^6$ -nak találtuk, ami $1:10^{10}$ intenzitáskontrasztnak felel meg. A kontraszt ilyen módon való meghatározása eltekint attól, hogy a bemenő nyaláb blokkolása következtében az erősítő közeg tárolt energiáját teljes egészében az ESE fogja tartalmazni; ennek következtében az intenzitáskontraszt a mértnél valójában jobb volt. Ki kell emelnem, hogy az átmenetek között nem volt szükség térszűrő alkalmazására, a kiváló kontrasztulajdonságok pusztán az erősítési körülmények megfelelő beállításából származtak.

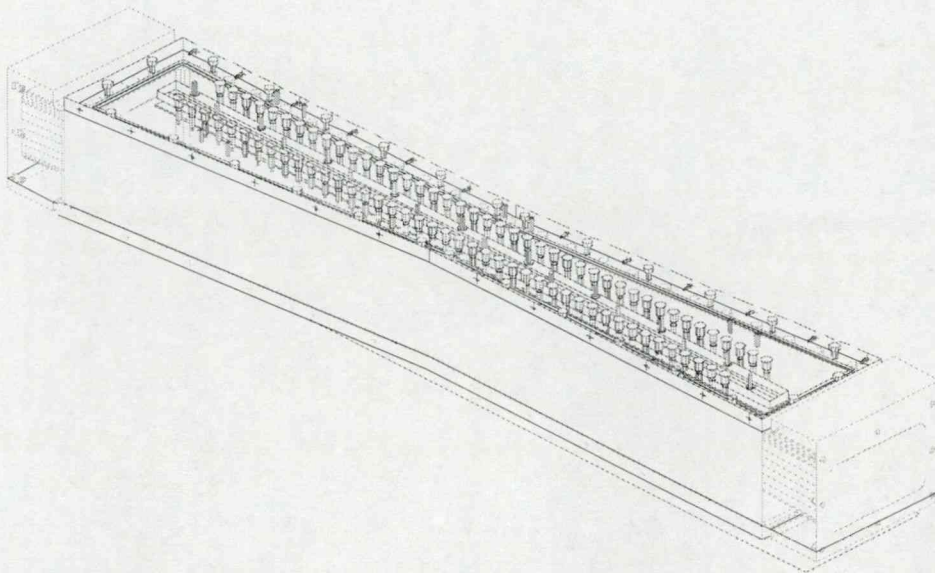
4. Nagy elektródatávolságú off-axis erősítő elrendezés

Az off-axis erősítési elrendezés egy megfelelően kialakított erősítőcsőben modellszámolásokkal bizonyított módon alkalmas arra, hogy akár a több száz mJ-os energiatartományban is erősítést végezzünk magas energiakinyerési hatásokkal és kiváló jel/zaj viszonyal. A kimenő energia értékének növeléséhez, mint azt korábban megmutattuk feltétlenül szükséges az erősítő hasznos keresztmetszetének megnövelése. A megfelelő méretű aktív térfogatot ilyen kimenő energia tartományra csak egy hosszú kisülésű lézercső biztosíthatja.

A nyalábprofil számára mindenképpen lehetővé kellett tenni továbbá a közel négyzet keresztmetszetű nyaláb áthaladását, így a nagy kimenő energiájú lézercső két különös tervezési szempontnak kell, hogy megfeleljen: egyrészt nagy off-axis szögek realizálását kell megengednie, másrészt nagy elektródaszeparációjúnak kell lennie. A nagy off-axis szög lehetővé teszi a nyaláb vízszintes irányú méretének növelését, míg a nagy elektródaszeparáció a függőleges nyalábméretet adja meg. A kereskedelmi forgalomban ilyen eszköz nem található, erre a célra általában kisnyomású elektronnyaláb pumpálta rendszereket szokás építeni. Ezek az eszközök viszont egyrészt igen drágák, és üzemeltetésük is bonyolult, másrészt általában az ismétlődési frekvenciájuk is alacsony. Célként tűztük ki egy UV preionizált kisülés pumpált erősítő létrehozását, amely 70 mm×70 mm-es nyalábjában több száz mJ kimenő energiát szolgáltat, és könnyen szinkronizálható az oszcillátor-előerősítő lézerrendszerrel. A megnövekedett lézerkamra–keresztmetszet következtében új elektromos elrendezés kifejlesztése vált szükségessé, hogy a megnövekedett fej induktivitás ellenére gyors, hatékony gerjesztést tudjunk megvalósítani. Az újonnan kifejlesztett gerjesztő elrendezés egy új, úgynevezett belső szinkronizáció segítségével biztosította a gyakorlatilag jitter mentes szinkronizálhatóságot a meghajtó lézerrendszerrel.

A megfelelő off-axis geometria kialakítása érdekében a következő tervezési szempontokat követtem: lehetőség szerint a kisülési tér kialakítása során minél több alkatrészt vegyünk át kommerciális lézerekből csökkentve ezzel a tervezési munkát és bizonytalanságot, a nagyfeszültségű rendszer kialakításánál pedig minél alacsonyabb működési feszültség kerüljön alkalmazásra. A megépített rendszer alapjául egy Lambda Physik gyártmányú EMG 200-as lézer szolgált. Ezen eszköz gázkeringető rendszere, elektródái és preionizáló geometriája változatlanul került alkalmazásra. A lézerkamra tervezése során mindkét oldalon eltávolítottuk a kamra oldalfalának felét a kisüléstől úgy, hogy pillangószerűen félig nyitott nyalábút alakult ki az X-alakú nyalábút egyik oldalán, míg a másik oldalon az EMG 501-esnél rendelkezésre álló teljes végfelületet szabaddá tettük. Az így létrejövő erősítő két erősítési átmenetet tett lehetővé: az előerősítő

átmenetben a nyáláb $2,4^\circ$ -os szögben áthaladva erősödik meg annyira, hogy a második átmenetben 5° -os irányú áthaladása során képes legyen a tárolt energia kinyerésére. A megtervezett lézerkamra és a felső elektródalap ránézeti képe látható a **37. ábrán**.

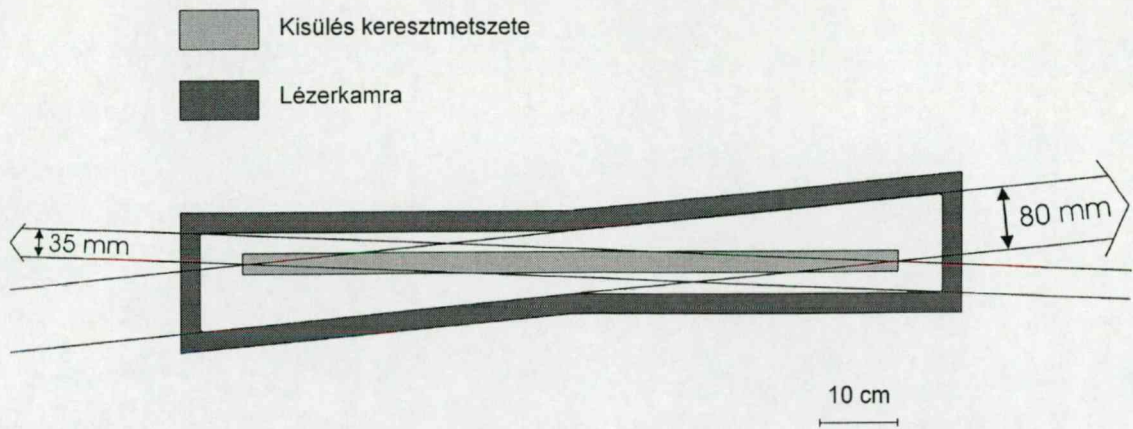


37. ábra

70 mm elektróda szeparációjú erősítő ránézeti képe.

Az elrendezés bemenetéül $10\text{--}20\text{ mJ}$ bemenő energia szükséges, amely egy 27 mm -es elektródaszparációjú, háromátmenetes off-axis erősítő segítségével biztosítható. A kimenő energia várható szintje több mint 200 mJ . Összehasonlításképpen a hagyományos tengelymenti erősítés alkalmazása esetén egy hasonló kisülés segítségével kétátmenetes elrendezésben a várható kimenő energia csak 100 mJ , amely ráadásul több nagyságrenddel rosszabb jel/zaj viszonytal rendelkezne.

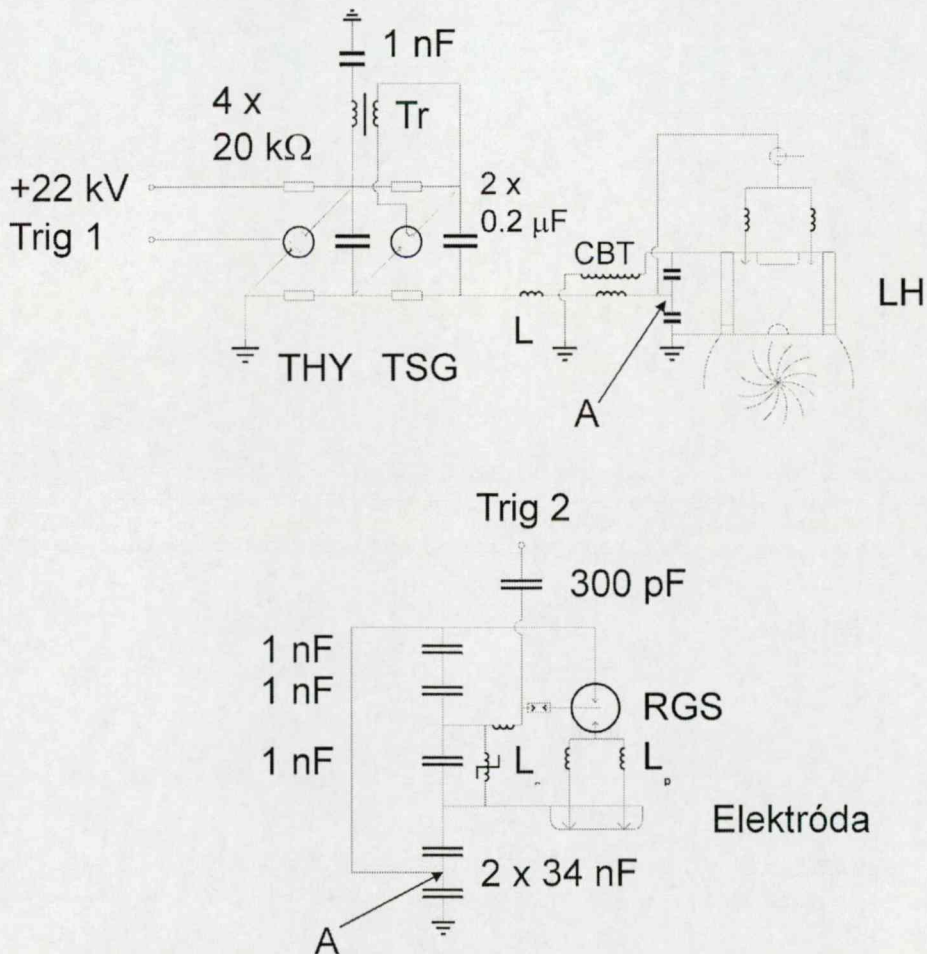
Az optikai elrendezés méretarányos rajza látható a **38. ábrán**:



38. ábra

70 mm-es elektróda szeparációjú erősítő keresztmetszeti képe.

A lézerkamra függőleges méretezése lehetővé tette, hogy a második átmenet kimenő nyalábja négyzet alakú legyen, a felső elektróda geometria megváltoztatásával 6–8 cm-es kisülésű rendszereket lehetett megvalósítani.



39. ábra

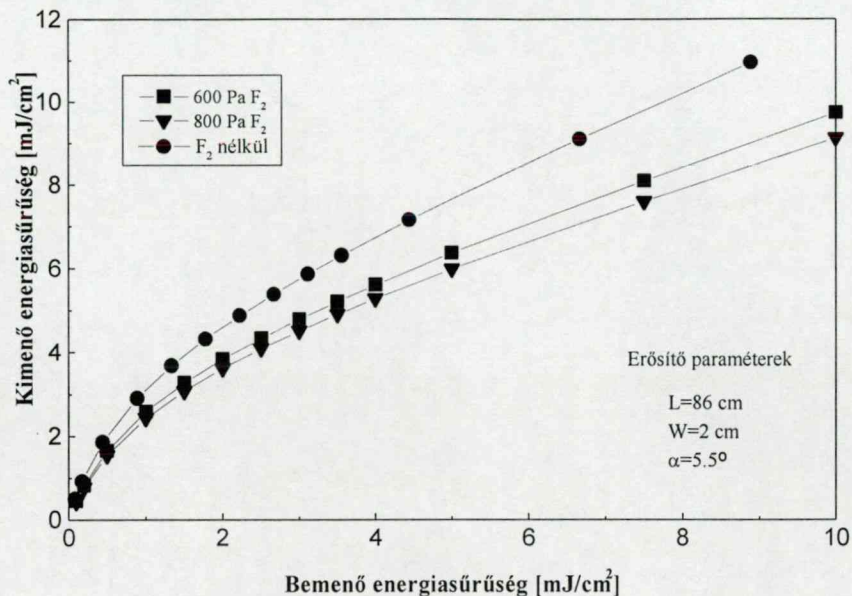
A 70 mm-es elektróda szeparációjú erősítő nagyfeszültségű rendszere.

Az erősítő gerjesztési rendszere a következő fő elemekből áll: kétszintes Marx-generátor, amely a 22 kV-os egyenáramú tápegységből állít elő körülbelül 40 kV-os feszültséget a kisülést tápláló „peaking” kondenzátorok számára, egy áramkiegyenlítő transzformátor (CBT), amely a lézerfejjel párhuzamosan kapcsolt „peaking” kondenzátorokat tölti fel, és egy elektromosan triggerelhető elosztott paraméterű kapcsoló (RGS), amely a nagyfeszültséget az elektródákra kapcsolja. A Marx-generátor első szintjének indítását egy tirátron (THY) végezte, előállítva a második szint számára egy automatikus indítójelet. A második szint indítását egy triggerelt szikraköz (TSG) végezte. Az áramkiegyenlítő transzformátor szerepe a következő: a lassú bankkal (energiatároló kondenzátor) kapcsolatos folyamatok lezajlása után a bankban tárolt energia az áramkiegyenlítő transzformátoron keresztül ellentétesen tölti fel a páronként sorbakapcsolt „peaking” kondenzátorokat, így biztosítva a lézercső tartósan feszültségmentes állapotát. Így lehetőség adódik egy új szinkronizálási eljárás megvalósítására, amely mentes a lassú, bankkal kapcsolatos folyamatok időbizonytalanságának akkumulálódásától. A nagyfeszültség az elektródák között csak akkor jelenik meg, ha egy újabb, már az előerősítő kisüléséből származó jel a peaking kondenzátorok egyik felén megfordítva a polaritást megindítja a végerősítő kisülését. A nagyfeszültséggel kapcsolatos szigetelési elvárásokat ez az eljárás számottevően redukálja, mivel az erősítő működéséhez szükséges körülbelül 100 kV feszültség csak dinamikusan van jelen a lézerfejen: a gyors folyamatok külső megindításáig a lézercső feszültségmentes, míg a „peaking” kondenzátorokon csak a működési feszültség fele található néhány száz ns ideig. Ebben az elrendezésben a bank működését alacsony feszültség szinten összeszinkronizálhatjuk a magimpulzust előállító lézerrendszerrel, és a gyors folyamatok lezajlását előkészíthetjük. A kisülés megindulását egy a kisfeszültségű szinkronizálástól független triggercsatorna végzi, amely az előerősítő kisülésének áramjeléből kerül kialakításra. Mivel a „peaking” kondenzátorok polaritásának megfordításához két nagyságrenddel kisebb idő szükséges, mint a bank lassú folyamataihoz, így van lehetőség a két kisülés (a

meghajtó lézer kisülése és a végerősítő kisülése) közvetlen szinkronizálására. A végerősítő cső preionizálását úgy hajtottuk végre, hogy a „peaking” kondenzátorok átfordítását a preionizáló tüskéken keresztül végeztük, így a főkisülés teljes áramának fele vett részt az előionizálásban, ami biztosítja a kellő mennyiségű szabad elektront a homogén főkisülés létrejöttéhez. A stabil, homogén kisülés kialakítása érdekében az eredeti EMG 200-as lézer katódelektrodáját egy általunk kialakított cseréltük (ennek profilját kísérletileg alakítottuk ki), amely biztosította, hogy a preionizáló tüskék továbbra is a kisülés közelében helyezkedjenek el (ennek a jelentősége az, hogy az előionizált térrész a szükséges minimális mértékű, koncentrálva ezáltal a kisülés áramát), de jobban megvilágítsák a jelentősen megnövelt kisülési teret azáltal, hogy nem az elektródatestben helyezkednek el. A „peaking” kapacitások megfordítását egy, a kutatócsoportban kifejlesztett elektromosan triggerelhető elosztott kapcsoló (rail gap switch) végezte, biztosítva azt, hogy az erősítőcső gyors elektromos folyamatai praktikusán jittermentesen történjenek a meghajtó lézer kisüléséhez képest.

A megvalósított erősítő segítségével 150 mJ kimenő energiát sikerült elérni 10 mJ bemenő energia alkalmazásával, ami némileg kevesebb a számolásból várható értéknél. Ennek az eltérésnek az oka az, hogy az igen nagyszögű off-axis erősítési geometria alkalmazása során a nyalábút tartalmaz a gerjesztett térfogat előtt és után egy hosszú szakaszt, ahol a ki nem gerjesztett térben a gázkeverék által tartalmazott molekuláris F_2 erős abszorpcióval rendelkezik a KrF hullámhosszán, ez pedig egy újabb veszteség forrása mind a bemenő, mind a kimenő nyalábrész számára [101]. A gerjesztett és ki nem gerjesztett úthosszak arányát tükrözi a méretarányos keresztmetszeti rajz a **38. ábrán**. A hosszú abszorpciós utat tartalmazó erősítő ki-be karakterisztikái látszanak a **40. ábrán** különböző F_2 koncentráció esetén. Az ábra azzal a feltételezéssel készült, hogy az F_2 koncentráció csak az abszorpciót változtatja meg a csőben, egészen pontosan csak az inaktív (nem gerjesztett) tér abszorpciójára gyakorol hatást, és sem a kisjelű erősítésre, sem a dinamikus abszorpcióra nem gyakorol hatást. Ez azt

jelenti, hogy az ábráról leolvasható becslések optimisták: a F_2 jelenléte legalább az ábrán látható módon lerontja az erősítő teljesítményét.



40. ábra

A nem gerjesztett térrész abszorpciójának hatása az erősítő kimenő energiájára.

A probléma szisztematikus elhárítására nem voltak adottak a kísérleti feltételek, az irodalomban alkalmazott NF_3 használatával nem sikerült elfogadható minőségű kisülést létrehoznunk. Meg kell, hogy jegyezzem, az off-axis erősítési séma ezen limitáció figyelembevételével is lényegesen hatékonyabbnak bizonyult a hagyományos elrendezésnél, így ebben az energiatartományban is optimális megoldásnak tekinthető.

VI. Tézisek

1. Modellszámolásokkal igazoltam, hogy az erősítési csatorna és az erősítendő nyaláb iránya közötti szög alkalmas megválasztásával az erősített nyaláb intenzitás-eloszlásában a gerjesztett térfogat hosszának és keresztmetszetének arányától, illetve az alkalmazott szögtől függő szélességű homogén intenzitású nyalábrész alakul ki. Különböző erősítőkön végzett mérésekkel igazoltam, hogy az off-axis erősítési elrendezés alkalmas homogén nyalábprofilok kialakítására. Megmutattam, hogy az off-axis erősítési eljárás alkalmas a bemenő energia széles tartományán optimális erősítési feltételek létrehozására a gerjesztett térfogat méreteitől lényegében függetlenül. Az off-axis erősítési elrendezés kísérleti megvalósítása érdekében különböző kereskedelmi forgalomban fellelhető erősítőket alakítottam át. Különböző elrendezésű (egy- és kétátmenetes, valamint szegmentált kisülésű) erősítő modulokat építettem a Lambda Physik EMG 501, 200 és 150-es modelljeit felhasználva.

2. Különböző hosszúságú erősítő modulokra végzett számítások segítségével részletesen elemeztem az erősítő hatásfok- és kontraszt viszonyait. Ennek során megállapítottam, hogy míg a különböző hosszúságú erősítők a bemenő energiasűrűség széles tartományán képesek nagy hatásfokú erősítésre, a jel/zaj viszsonnyal arányos erősítési kontraszt érzékeny függvénye az erősítőhossznak. Megállapítottam, hogy ha az erősítési hossz-kisjelű erősítési tényező szorzat kisebb, mint 2, akkor a kisjelű erősítés tartományához közeli erősítés értékek mellett az elméleti hatásfok-maximumot megközelítő erősítés végezhető.

3. Továbbfejlesztettem a nemtelítődő erősítők leírásának elméletét, bevezetve a lokális erősítési kontraszt tényező fogalmát, amelynek erősítési út menti integrálja adja a kontrasztot. Ezen mennyiségen alapuló számolások segítségével megmutattam, hogy a hagyományos elrendezéseknél akár három nagyságrenddel jobb kontraszt is elérhető off-axis erősítési eljárást használva. A lokális kontraszt tényező definíciójában szereplő effektív erősítési tényező lehetőséget ad arra, hogy a nemtelítődő veszteséget tartalmazó, de az erősítést tekintve hamar telítődő rendszereket az irodalomban fellelhetőnél egyszerűbb formalizmussal írjuk le.

4. Elméletileg megvizsgáltam a KrF erősítők stabilizációs tulajdonságait. A lokális erősítési kontraszthoz hasonló módon bevezettem a lokális stabilizációs tényezőt. Ennek segítségével megmutattam, hogy a nyaláb inhomogenitása leghatékonyabban akkor csökkenthető, ha az erősítési folyamat során a nyaláb energiasűrűségét a telítési energiasűrűség környékén tartjuk. Megmutattam, hogy a hatásfoknak, a kontrasztnak és az erősítő stabilizációs hatásának akkor van közös optimuma ha az energiasűrűséget az erősítés során a telítési energiasűrűség kétszerese körüli értéken tartjuk.

5. Különböző módon táguló nyalábokra (szférikus, cilindrikus illetve parallel) végzett számolásokkal, illetve mérésekkel igazoltam, hogy az UV preionizált, kisüléssel pumpált KrF erősítők esetében már 10 μ J bemenő energia esetén a pillanatnyilag tárolt energiával összemérhető kimenő energiájú erősítő építhető egy háromátmenetes optimalizált off-axis elrendezés segítségével. Ezen optimalizálást a nemtelítődő erősítés differenciálegyenletének numerikus megoldásai segítségével nyerhető nomogramok teszik lehetővé, amelyek az on-axis erősítők ki-be karakterisztikájának off-axis erősítőkre való általánosításaként foghatók fel.

6. Sagnac–interferométert használva kísérletileg igazoltam, hogy a kereskedelmi forgalomban kapható kisüléssel pumpált KrF erősítőkből tengelymenti erősítést használva a maximális dinamikus hullámfront torzulás mértéke $\lambda/3$ hélium puffergázt alkalmazó rendszerekben, míg $2\lambda/3$ neon puffergáz használata esetén. Ez azt jelenti, hogy a kisüléssel pumpált rendszereken áthaladó nyaláb igen közel diffrakciólimitált lehet. Ilyen mérésekkel igazoltam, hogy az off-axis elrendezés esetében nem detektálhatók a tengelymenti elrendezésnél tapasztalható mértékű torzítások azonos kimenő energia esetében.

7. Háromutas, 20 mJ kimenő energiát szolgáltató off-axis elrendezésű erősítőn kísérletileg igazoltam, hogy a diffrakciólimitált bemenő nyaláb fókuszálhatóságát az erősítő nem befolyásolja. A 30 mm oldalélű kimenő nyaláb $6\ \mu\text{m}$ méretű foltra volt fókuszálható, amely közel van az elméleti limithez. Megmutattam, hogy kereskedelmi forgalomban található eszközök segítségével létrehozható olyan egy erősítőmodulból álló elrendezés, amely néhány tíz mJ energiatartományban képes 10^{10} intenzitáskontrasztú erősítést végezni.

8. Nagy elektróda szeparációjú erősítő építésében vettem részt, ahol UV preionizáció segítségével 70 mm elektróda szeparációjú eszközt építettünk, amely szubnanoszekundumos jütterrel szinkronizálható a KrF előerősítő fokozathoz.

VII. Thesis

- 1. I have justified with modelling calculations that by proper choice of the angle between the amplification channel and the amplified beam in the intensity distribution of the amplified volume a fraction of the beam having homogeneous intensity will develop depending on the ratio of the length and the cross-section of the amplified volume and on the applied angle. The homogeneity of this beam depends on the longitudinal homogeneity of the amplified volume [72]. I have established by performing measurements on different amplifiers that the off-axis amplification scheme is suitable for the formation of homogeneous beam profiles. I have demonstrated that the off-axis amplification scheme is capable with the help of a simple geometric transformation to evolve optimal amplification conditions in a wide range of the input energy density essentially independently of the size of the pumped volume [86]. I have modified several commercially available amplifiers to enable them to incorporate the off-axis amplification scheme. Thus I have investigated experimentally the EMG 501, 200 and 150 models of Lambda Physik in one, two and three-pass amplification arrangements as well as in segmented electrode arrangements [72].*
- 2. I gave a detailed analysis of the amplification efficiency and contrast conditions by calculations carried out concerning amplifier modules having different length. On the basis of these calculations I have established that amplifiers having different length are capable of high efficiency amplification in a wide range of the input energy density, while the amplification contrast representing the signal to noise ratio is a sensitive function of the amplifier length. I have verified that if the gain-length product is smaller than 2 in the small signal amplification domain amplification comparable to the theoretical maximum of the amplification can be accomplished in a wide range of the input energy density around the value of the saturation energy density [94].*
- 3. I have expanded the theory of characterisation of nonsaturable amplifiers by introducing the notion of local gain contrast, which integral along the amplifier pass gives the signal-to-noise ratio of the amplification. With the*

help of calculations based on this parameter I have asserted that by utilising the capabilities of the off-axis amplification scheme the contrast can be even three orders of magnitude better than the signal-to-noise ratio of conventional arrangements. The effective gain coefficient introduced in the definition of the local contrast makes the characterisation of systems having saturable gain and nonsaturable losses by simpler formalism possible [86,95].

- 4. I have conducted theoretical investigations concerning the stabilisation properties of KrF amplifiers. In analogy to the local gain contrast I have introduced the local stabilisation coefficient. On the basis of this parameter it can be shown the most effective way of decreasing the modulations of the beam is by keeping the energy density of the beam around the saturation energy density. I have demonstrated that stabilisation effect of the amplifier is optimal when the energy density is about twice the value of the saturation. The optimum given this way makes the simultaneous optimisation of the extraction efficiency, the contrast and the stabilisation effect of the amplifier possible by a properly chosen off-axis arrangement [96–98].*
- 5. Measurements performed for different converging beams (spherical, cylindrical and parallel) and on partially realised amplifiers demonstrated that in case of UV preionised discharge pumped KrF amplifiers where the time available for amplification is around 20 ns, by an optimised three-pass off-axis scheme amplifiers can be constructed having an output energy comparable to the momentarily stored energy even at input energy values of 10 μ J. This optimisation can be performed by using the nomograms obtained by the numerical solution of the differential equation describing nonsaturable amplification having saturable losses. These nomograms can be considered as the generalisations of the input–output characteristics of on-axis amplifiers [94].*
- 6. I have given experimental evidence using Sagnac interferometer that in commercially available discharge pumped KrF amplifiers the maximum value of dynamic wavefront distortion is $\lambda/3$ in case of He buffer gas, while it is $2 \lambda/3$ in case of Ne buffer gas. This justifies that beams propagating in*

discharge pumped systems can be near diffraction limited. These measurements demonstrated that similar distortions cannot be detected at the same value of output energies in case of off-axis amplification [99].

- 7. I have demonstrated it experimentally in a three-pass off-axis amplifier having 20 mJ output energy that the focusability of the diffraction limited input beam is not influenced by the amplifier. The output beam having a rectangular shape with the size of 30 mm could be focused to a 6 μm spot, which approaches the theoretical limit. I have shown that using commercially available instruments such an arrangement can be constructed which is capable of amplification in the region of several tens of mJ with an intensity contrast 10^{10} [86].*
- 8. I have participated in the construction of large gap separation amplifiers. With the help of UV preionisation a 70 mm electrode separation device has been built, which can be synchronised to the KrF source module with subnanosecond jitter [100].*

VIII.Hivatkozások jegyzéke

- [1] W.N. Hartley, H. Ramage, *R. Dublin Soc. Trans.* **7**, 339 (1901)
- [2] R.W. Wood, *Phil. Mag.* **18**, 240 (1909)
- [3] Lord Rayleigh, *Proc. R. Soc.* **A114**, 620 (1927)
- [4] S. Mrozowski, *Z. Phys.* **76**, 38 (1932)
- [5] F.G. Houtermans, *Helv. Phys. Acta* **33**, 933 (1960)
- [6] R.J. Carbonne, M.M. Litvak, *J. Appl. Phys.* **39**, 2413 (1968)
- [7] N.G. Basov, V.A. Danylchev, Yu. M. Popov, *Sov. J. Quant. Elect.* **1**, 18 (1971)
- [8] H.A. Koehler, L.J. Ferderber, D.L. Redhead, P.J. Ebert, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 198 (1972)
- [9] P.W. Hoff, J.C. Swingle, C.K. Rhodes, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 245 (1973)
- [10] W.M. Hughes, J. Shannon, R. Hunter, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 488 (1974)
- [11] R.M. Waynant, *Appl. Phys. Lett.* **30**, 234 (1977)
- [12] J.M. Hoffman, A.K. Hays, G.C. Tisone, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 538 (1976)
- [13] J.R. Murray, H.T. Powell, *Appl. Phys. Lett.* **29**, 252 (1976)
- [14] J.J. Ewing, C.A. Brau, *Appl. Phys. Lett.* **27**, 350 (1975)
- [15] S.K. Searles, G.A. Hart, *Appl. Phys. Lett.* **27**, 243 (1975)
- [16] C.A. Brau, J.J. Ewing, *Appl. Phys. Lett.* **27**, 435 (1975)
- [17] J.H. Parks, *Appl. Phys. Lett.* **31**, 297 (1977)
- [18] H.T. Powell, J.R. Murray, C.K. Rhodes, *Appl. Phys. Lett.* **25**, 730 (1974)
- [19] W.M. Hughes, N.T. Olson, R. Hunter, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 81 (1976)
- [20] J.H. Parks, *Appl. Phys. Lett.* **31**, 192 (1977)
- [21] C.A. Brau, in *Excimer Lasers*, 2nd ed. szerk.: C.K. Rhodes (Springer, Berlin, 1984), 3. fejezet
- [22] M.H.R. Hutchinson, *Appl. Phys.* **21**, 95 (1980)
- [23] J. Tellinghuisen, A.K. Hays, J.M. Hoffman, G.C. Tisone, *J. Chem. Phys.* **65**, 4473 (1976)
- [24] P.W. Milonni, R.B. Gibson, A.J. Taylor, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 1360 (1988)
- [25] T.H. Dunning Jr., P.J. Hay, *J. Chem. Phys.* **69**, 134 (1978)
- [26] G.C. Tisone, A.K. Hays, J.M. Hoffman, *Opt. Commun.* **15**, 188 (1977)
- [27] A.M. Hawryluk, J.A. Mangano, J.H. Jacob, *Appl. Phys. Lett.* **31**, 164 (1977)
- [28] T.R. Loree, K.B. Butterfield, D.L. Barker, *Appl. Phys. Lett.* **32**, 171 (1978)
- [29] S. Szatmári, F.P. Schäfer, *Appl. Phys. B* **33**, 219 (1984)
- [30] L.M. Frantz, J.S. Nodvik, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 2346 (1963)
- [31] Q. Zhao, S. Szatmári, F.P. Schäfer, *Appl. Phys. B* **47**, 325 (1988)
- [32] P.B. Corkum, R.S. Taylor, *IEEE J. Quant. Electr.* **18**, 1962 (1982)
- [33] S. Szatmári, F.P. Schäfer, *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 1943 (1987)
- [34] S. Szatmári, F.P. Schäfer, *Appl. Phys. B* **33**, 219 (1984)

- [35] A.J. Taylor, R.B. Gibson, J.P. Roberts, *Appl. Phys. Lett.* **15**, 773 (1988)
- [36] J. Banic, T. Efthimiopoulos, B.P. Stoicheff, *Appl. Phys. Lett.* **37**, 686 (1980)
- [37] M.J. Shaw, *Prog. Quant. Electr.* **6**, 3-54 (1979)
- [38] D.S. Ong, T.Y. Tou, K.S. Low, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **29**, 2587 (1996)
- [39] F. Kannari, M. Obara, T. Fujioka, *J. Appl. Phys.* **57**, 4309 (1985)
- [40] A.W. McCown, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 804 (1987)
- [41] H. Jara, K. Boyer, U. Johann, T.S. Luk, I.A. McIntyre, A. McPherson, C.K. Rhodes, *Appl. Phys. B* **42**, 11 (1987)
- [42] F. Kannari, *J. Appl. Phys* **67**, 3954 (1990)
- [43] M.M. Tilleman, J.H. Jacob, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 121 (1987)
- [44] T.Efthimiopoulos, J. Banic, B.P. Stoicheff, *Can. J. Phys* **57**, 1437 (1979)
- [45] M. Watanabe, S. Watanabe, A. Endoh, *Opt. Lett.* **8**, 533 (1983)
- [46] P.J.K. Wisoff, J.F. Young, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-20**, 342 (1979)
- [47] R.D. Kaplan, R.B. Gibson, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 251 (1986)
- [48] I.J. Bigio, S.J. Thomas, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 989 (1986)
- [49] M.J. Shaw, G. Bialolenker, G.J Hirst, C.J. Hooker, M.H. Key, A.K. Kidd, J.M.D. Lister, K.E. Hill, G.H.C. New, D.C. Wilson, *Opt. Lett.* **18**, 1320 (1990)
- [50] R. Fedosejevs, A.A. Offenberger, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-21**, 1558 (1985)
- [51] A.J. Alcock, Y.S. Huo, I.J. Miller, O.L. Bourne, *Proc SPIE* **710**, 85 (1986)
- [52] I.A. McIntyre, K. Boyer, C.K. Rhodes, *Opt. Lett* **12**, 909 (1987)
- [53] J.M. Glownia, J. Misewich, P.P. Sorokin, *J. Opt. Soc. Am.* **B 3**, 1573 (1986)
- [54] A.P. Schwarzenbach, T.S. Luk, I.A. McIntyre, U. Johann, A. McPherson, K. Boyer, C.K. Rhodes, *Opt. Lett.* **11**, 499 (1986)
- [55] J.P. Roberts, A.J. Taylor, P.H.Y. Lee, R.B. Gibson, *Opt. Lett.* **13**, 734 (1988)
- [56] S. Watanabe, A. Endoh, M. Watanabe, N. Sarukara: *Opt. Lett.* **13**, 580 (1988)
- [57] A. Endoh, M. Watanabe, N. Sarukara, S. Watanabe: *Opt. Lett.* **14**, 353 (1989)
- [58] J.R.M. Barr, N.J. Everall, C.J. Hooker, LN. Ross, M.J. Shaw, W.T. Toner: *Opt. Commun.* **66**, 127 (1988)
- [59] M. Mizoguchi, K. Kondo, S. Watanabe: *J. Opt. Soc. Am.* **B 9**, 560 (1992)
- [60] K. Mossavi, T. Hoffmann, F.K. Titel, G. Szabó: *Appl. Phys. Lett.* **62**, 1203 (1993)
- [61] A.J. Taylor, C.R. Tallman, J.P. Roberts, C.S. Lester, T.R. Gosnell, P.H.Y. Lee, G.A. Kyrala: *Opt. Lett.* **15**, 39 (1990)
- [62] T.S. Luk, A. McPherson, G. Gibson, K. Boyer, C.K. Rhodes: *Opt. Lett.* **14**, 1113 (1989)
- [63] B. Bouma, T.S. Luk, K. Boyer, C.K. Rhodes: *J. Opt. Soc. Am.* **B 10**, 1180 (1993)
- [64] LN. Ross, M.J. Shaw, C.J. Hooker, M.H. Key, E.C. Harvey, J.M.D. Listen J.E. Andrew, G.J. Hirst, P.A. Rodgers: *Opt. Commun.* **78**, 263 (1990)
- [65] J.H. Glownia, G. Arjavalingham, P.P. Sorokin, J.E. Rothenberg: *Opt. Lett.* **11**, 79 (1986)
- [66] A.J. Taylor, T.R. Gosnell, J.P. Roberts: *Opt. Lett.* **15**, 118 (1990)

- [67] C. Momma, H. Eichmann, H. Jacobs, A. Tünnermann, H. Welling, B. Wellegehausen: *Opt. Lett.* **18**, 516 (1993)
- [68] K. Mossavi, Th. Hofmann, F.K. Titel, G. Szabó: *Opt. Lett.* **18**, 435 (1993)
- [69] S. Szatmári, F.P. Schäfer, *Opt. Commun.* **68**, 196 (1988)
- [70] S. Szatmári, G. Kühnle, J. Jasny, F.P. Schäfer: *Appl. Phys. B* **49**, 239 (1989)
- [71] S. Szatmári, F.P. Schäfer: *Excimer Lasers and Applications, SPIE Proc.* **1023**, 71 (1989)
- [72] S. Szatmári, G. Almási, P. Simon, *Appl. Phys B* **53**, 82 (1991)
- [73] S. Szatmári, B. Rácz, F.P. Schäfer: *Opt. Commun.* **62**, 271 (1987)
- [74] S. Szatmári, F.P. Schäfer, E. Müller-Horsche, W. Mückenheim: *Opt. Commun.* **63**, 305 (1987)
- [75] S. Szatmári, F.P. Schäfer: *Opt. Commun.* **48**, 279 (1983)
- [76] P.P. Sorokin, K.R. Lankard, E.C. Hammond, V.L. Morizzi: *J. Res. Dev.* **11**, 130 (1967)
- [77] S. Szatmári: *Opt. Quant. Electr.* **21**, 55 (1989)
- [78] Z.A. Yasa: *J. Appl. Phys.* **46**, 4895 (1975)
- [79] Ch.G. Christov, I.V. Tomov: *Opt. Quant. Electr.* **18**, 137 (1986)
- [80] S. Szatmári, B. Rácz: *Opt. Quant. Electr.* **18**, 19 (1986)
- [81] S. Szatmári, F.P. Schäfer: *Appl. Phys. B* **46** 305 (1988)
- [82] D.S. Bethune: *Appl. Opt.* **20**, 1897 (1981)
- [83] J.R. Dormand, P.J. Prince, *J. Comp. Appl. Math.* **6**, 19 (1980)
- [84] E. Hairer, S.P. Nørsett, G. Wanner, *Springer Series in Computational Mathematics* **8**, Springer Verlag Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo (1980)
- [85] G. Kühnle, S. Szatmári, in: S. Szatmári, G. Kühnle, A. Endoh, F.P. Schäfer, J. Jasny, Y.W. Lee, J. Jethwa, U. Teubner, G. Kovács: Technical proposal for the ELF 100 J/100 fs KrF-Laser System SIMBA (1990), p17
- [86] G. Almási, S. Szatmári, P. Simon: *Opt. Commun.* **88**, 231 (1992)
- [87] S.M. Curry, R. Cubeddu, T.W. Hänsch: *Appl. Phys.* **1**, 153 (1973)
- [88] G. Kovács, *Meas. Sci. Technol.* **3**, 552 (1992)
- [89] R.E. Gorjean, D. Feldman, J.F. Roach: *Rev. Sci. Instrum.* **51**, 375 (1980)
- [90] Y. Kawamura, Y. Itagaki, K. Toyoda, S. Namba: *Opt. Commun.* **48**, 44 (1983)
- [91] M.R. Latta, K. Jain: *Opt. Commun.* **49**, 435 (1984)
- [92] Y. Ozaki, K. Takamoto: *Appl. Opt.* **28**, 106 (1989)
- [93] M. Wagner, H.D. Geiler, D. Wolff: *Meas. Sci. Technol.* **1**, 1193 (1990)
- [94] G. Almási, S. Szatmári: *Appl. Phys. B.* **60**, 565 (1995)
- [95] S. Szatmári, G. Almási, F.P. Schäfer, P. Simon, G. Kovács, B. Nikolaus: Current status and prospect of high-brightness UV-lasers using advanced KrF-amplifier technology. *UPS '93 VIII-th International Symposium on Ultrafast Processes in Spectroscopy, Vilnius, Lithuania 1993 (invited paper)*
- [96] S. Szatmári, G. Almási, M. Feuerhake, P. Simon: *Appl. Phys. B.* **63**, 463 (1996)

- [97] M. Feuerhake, P. Simon, G. Almási, T. Nagy, S. Szatmári: *Appl. Opt.* **36**, 4094 (1997)
- [98] P. Simon, S. Szatmári, G. Almási, M. Feuerhake: *Special Meeting on Ultrashort Pulse Excimer Lasers and Their Applications, 1995, Streatley-on-Thames (invited paper) in: Proceedings* p. 5.43
- [99] I.N. Ross, G. Almási, S. Szatmári: *Opt. Quant. Electr.* **27**, 1053 (1995)
- [100] S. Szatmári, G. Almási, G. Kovács: *Special Meeting on Ultrashort Pulse Excimer Lasers and Their Applications, 1995, Streatley-on-Thames (invited paper) in: Proceedings* p. 5.25
- [101] A. Shimada, T. Miki, M. Mimasu, N. Kosugi, Y. Ogata: *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 2464 (1992)

IX. A dolgozattal kapcsolatos publikációk listája

1. Szatmári, G. Almási, P. Simon:
Off-axis amplification scheme for short-pulse amplifiers.
Appl. Phys. B 53, 82-87 (1991)
2. Almási, S. Szatmári, P. Simon:
Optimized operation of short-pulse KrF amplifiers by off-axis amplification.
Opt. Commun. 88, 231-239 (1992)
3. Almási, S. Szatmári:
Optimization of multiple-pass off-axis KrF amplifiers.
Appl. Phys. B 60, 565-570 (1995)
4. Szatmári, G. Almási, F.P. Schäfer, P. Simon, G. Kovács, B. Nikolaus:
Current status and prospect of high-brightness UV-lasers using advanced KrF-amplifier technology.
UPS '93 VIII-th International Symposium on Ultrafast Processes in Spectroscopy, Vilnius, Lithuania 1993 (invited paper)
5. Ross, G. Almási, S. Szatmári:
Dynamic optical distortions in a KrF discharge amplifier
Opt. Quant. Electron. 27, 1053-1059 (1995)
6. Szatmári, G. Almási, M. Feuerhake, P. Simon:
High Brightness Excimer Lasers
IXth International Symposium on "Ultrafast Processes in Spectroscopy"
UPS'95, Trieste, Italy (invited paper) Technical Digest TuC2
7. Szatmári, G. Almási, M. Feuerhake, P. Simon:
Production of intensities of $\sim 10^{19}$ W/cm² by a table-top KrF laser.
Appl. Phys. B 63, 463-466 (1996)
8. Szatmári, G. Almási, G. Kovács:
Large gap separation KrF laser amplifier.
Special Meeting on Ultrashort Pulse Excimer Lasers and Their Applications,
1995, Streatley-on-Thames (invited paper) in: Proceedings p. 5.25
9. Simon, S. Szatmári, G. Almási, M. Feuerhake:
Some aspects of KrF beams propagation through optical systems.
Special Meeting on Ultrashort Pulse Excimer Lasers and Their Applications,
1995, Streatley-on-Thames (invited paper) in: Proceedings p. 5.43
10. M. Feuerhake, P. Simon, G. Almási, T. Nagy, S. Szatmári:
Optimization of the output beam homogeneity of short-pulse KrF amplifiers
Appl. Opt. 36, 4094-4098 (1997)

X. Almási Gábor publikációinak jegyzéke

1. Német B., Hudecz N., Czeglédi B., Kozma L., Sánta I., Almási G.:
Uranil vegyületek vizes oldatainak spektrofluorimetriás vizsgálata
VII. OLSI Balatonfüred, 1984. október 15-17.
2. I. Sánta, L. Kozma, G. Almási:
Inert processes of TEA Nitrogen Laser
XII. National Conference on Coherent and nonlinear Optics
Moscow, 1985. augusztus 26-29. p PDS 29.
3. I. Sánta, L. Kozma, G. Almási:
General theoretical model of the TEA Nitrogen Laser
V. International Conference on Lasers and their Applications
Dresden, 1985. october 28-31. p 159
4. Ujj L., Sánta I., Kozma L., Almási G.:
Koherens anti-Stokesi Raman spektroszkópia
IX. OLSI Komló, 1986. október 9-11. 1-16. old.
5. I. Sánta, L. Ujj, G. Almási, L. Kozma:
CARS experimental arrangement to the study of liquid samples
I. SLS Pécs, 1986. augusztus 28-30 p 188-193
6. I. Sánta, G. Almási, L. Kozma, P. Ádám:
Lifetime measurement of the $B3\Pi_g$ level of the nitrogen by excited state
absorption
I. SLS Pécs, 1986. augusztus 28-30 p 159-164
7. I. Sánta, G. Almási, L. Kozma, P. Ádám:
Lifetime measurement of the $B3\Pi_g$ level of the nitrogen by excited state
absorption
XVIII. International Conference on Phenomena in Ionized Gases
Swansea, 1987. july 13-17 p2/418-419
8. Almási Gábor:
Impulzus gázlézerekben lejátszódó folyamatok
Egyetemi doktori értekezés 1988.
9. G. Almási, I. Sánta L. Kozma:
Shock waves in TEA pulsed discharges
Optika 88 Budapest, 1988. sept. 13-16
10. G. Almási, I. Sánta L. Kozma:
Theoretical investigation of electron density evolution in pulsed TEA
discharges
Lasers 88 Plovdiv, 1988. sept. 17-23

- 11.L. Kozma, I. Sánta, B. Német, G. Almási, J. Erostyák:
Intelligent nanosecond laser fluorimeter
III. European Conference on the Spectroscopy of Biological Molecules
Rimini, 1989. sept. 10-15.
- 12.L. Kozma, I. Sánta, B. Német, G. Almási:
Lézer impulzus fluoriméter alkalmazása a labordiagnosztikában
Lézermedicina Kongresszus Budapest, 1989. október 13-15.
- 13.L. Ujj, I. Sánta, G. Almási, L. Kozma, A. F. Bunkin:
Nonlinear Raman Spectroscopy of Liquids
Acta Physica Hungarica 68, p. 71-79
- 14.Buzádi A., Sánta I., Német B., Erostyák J., Almási G., Kelemen A.
Optikai sokcsatornás analizátor
Pécs, JPTE OTKA Regionális Műszerközpont, 1991. Műszerleírás
- 15.Szatmári, G. Almási, P. Simon:
Off-axis amplification scheme for short-pulse amplifiers.
Appl. Phys. B 53, 82-87 (1991)
- 16.Almási, S. Szatmári, P. Simon:
Optimized operation of short-pulse KrF amplifiers by off-axis amplification.
Opt. Commun. 88, 231-239 (1992)
- 17.Tóth E., Kozma I., Almási G.
Educational Problems of Students' Scientific Activities
ICO 16th Congress - Conference on Education and Training in Optics, Pécs
1993, Proceedings vol.2.
- 18.Szatmári, G. Almási, F.P. Schäfer, P. Simon, G. Kovács, B. Nikolaus:
Current status and prospect of high-brightness UV-lasers using advanced KrF-
amplifier technology.
UPS '93 VIII-th International Symposium on Ultrafast Processes in
Spectroscopy, Vilnius,
Lithuania 1993 (invited paper)
- 19.Tóth E., Almási G., Kozma I.
Optikai erősítők erősítési görbéinek illesztési módszerei
Kvantumelektronika '94. Budapest 1994. Konferenciakiadvány
- 20.Almási, S. Szatmári:
Optimization of multiple-pass off-axis KrF amplifiers.
Appl. Phys. B 60, 565-570 (1995)

11. Ross, G. Almási, S. Szatmári:
Dynamic optical distortions in a KrF discharge amplifier
Opt. Quant. Electron. 27, 1053-1059 (1995)
21. Szatmári, G. Almási, M. Feuerhake, P. Simon:
High Brightness Excimer Lasers
IXth International Symposium on "Ultrafast Processes in Spectroscopy"
UPS'95, Trieste,
Italy (invited paper) Technical Digest TuC2
22. Szatmári, G. Almási, G. Kovács:
Large gap reparation KrF laser amplifier.
Special Meeting on Ultrashort Pulse Excimer Lasers and Their Applications,
1995,
Streatley-on-Thames (invited paper) in: Proceedings p. 5.25
23. Simon, S. Szatmári, G. Almási, M. Feuerhake:
Some aspects of KrF beams propagation through optical systems.
Special Meeting on Ultrashort Pulse Excimer Lasers and Their Applications,
1995,
Streatley-on-Thames (invited paper) in: Proceedings p. 5.43
24. Szatmári, G. Almási, M. Feuerhake, P. Simon:
Production of intensities of $\sim 10^{19}$ W/cm² by a table-top KrF laser.
Appl. Phys. B 63, 463-466 (1996)
25. M. Feuerhake, P. Simon, G. Almási, T. Nagy, S. Szatmári:
Optimization of the output beam homogeneity of short-pulse KrF amplifiers
Appl. Opt. 36, 4094-4098 (1997)

XI. Köszönetnyilvánítás

Ezúton mondok köszönetet Prof. Dr. Szatmári Sándornak, A JATE Kísérleti Fizika Tanszék vezetőjének az évek során tanúsított szakmai irányításáért, segítségéért, tanácsaiért és biztatásáért, amellyel munkámat mindvégig támogatta. Köszönöm Prof. Dr. Kozma Lászlónak támogatását és figyelmét, amellyel segített a dolgozat elkészültében. Köszönet illeti dr. Hebling Jánost a dolgozat figyelmes és aprólékos lektorálásáért, valamint támogatásáért, amelyet a dolgozat végső formába öntésekor nyújtott. Köszönöm dr. Simon Péter türelmes segítségét, amelyet a kísérleti munkák elvégzésekor nyújtott. Köszönet illeti a Laser Laboratorium Göttingen vezetőit és munkatársait, valamint kollégáimat, dr. Erostyák Jánost és dr. Sánta Imrét, hogy biztatásukkal, tanácsaikkal hozzájárultak a dolgozat elkészültéhez. Külön köszönöm ezen a helyen is családomnak, szüleimnek, hogy erőt és értelmet adtak a munkámhoz.