

Софийски Университет „Св. Климент Охридски“

Физически факултет



АВТОРЕФЕРАТ

на дисертация в изпълнение на изискванията за придобиване на образователна и научна степен „доктор“

на Веселин Станимиров Александров,

редовен докторант по професионално направление 4.1- Физически науки,
специалност: Физика на вълновите процеси (вкл. квантова електроника и нелинейна
оптика)

на тема

**Техники за синхронизация на модовете на лазери, излъчващи в
спектралната област от 1 μm до 2 μm**

Научен ръководител: доц. д-р Иван Христов Бъчваров

София, юни 2016

Дисертационният труд е преминал апробация пред първичното звено (катедра Квантова електроника към Физически факултет на Софийски университет „Св. Кл. Охридски“) на 21.06.2016 год.

Веселин Станимиров Александров е бил редовен докторант към катедра Квантова електроника към Физически факултет на Софийски университет „Св. Кл. Охридски“ от 01.07.2012 год. до 01.07.2015 год., заповед за зачисляване РД 20-822 от 05.07.2012 год. Срок на докторантурата, удължен с 1 година, считано от 01.07.2015 год. до 01.07.2016 год. заповед № РД 20-1200 от 23.07.2015 год.

Данни за дисертационния труд:

Брой страници: **85**

Брой фигури: **43**

Брой таблици: **5**

Брой на цитирани литературни източници: **111**

Брой публикации на автора по темата на дисертацията: **2**

Брой доклади на научни конференции: **11**

Брой независими цитати на публикациите по дисертацията към 21.06.2016 год.: **4**

Съдържание

I. Обща характеристика на дисертационния труд	2
1. Актуалност на темата	2
2. Цел и задачи на дисертационната работа	3
3. Научна новост и принос на автора	4
4. Публикации по темата на дисертацията	5
5. Обем и структура на дисертацията.....	6
II. Кратко изложение на дисертационния труд	7
1. Модели за описание на режим на синхронизация на модовете	7
2. Техники за получаване на пасивен режим на синхронизация на модовете на лазери, излъчващи в спектралната област от 1 μm до 2 μm	9
3. GaSb SESAM и въглеродни нанотръбички като насищаеми поглътители за получаване на режим на синхронизация на модовете в спектралната област около 2 μm	10
4. Режим на синхронизация на модовете чрез формиране на $\chi^{(2)}$ -леща в спектралната област около 1 μm	15
III. Литература	25
IV. Списък на публикации и доклади на научни конференции, свързани с дисертацията.....	27
V. Забелязани независими цитирания на публикациите по дисертацията.....	28

I. Обща характеристика на дисертационния труд

1. Актуалност на темата

От началото на 90-те години на 20-ти век лазерите, генериращи свръхкъси светлинни импулси (с продължителност от порядъка на пикосекунди и фемтосекунди), стимулират множество постижения в науката и технологиите.

Силното им влияние в научната сфера се доказва от две Нобелови награди. През 1999-а година А. Zewail получава Нобеловата награда по химия за изследване динамиката на химични реакции [1]. J. L. Hall и T. W. Hänsch получават Нобелова награда по физика през 2005-а година за достигане на висока прецизност в метрологията [2, 3].

Бързото развитие на пикосекундните и фемтосекундните лазери през последните две десетилетия отваря врати за множество индустриални приложения. Най-значимите от тях обхващат областта на прецизната обработка на материали. Отнемането на материал с лазерна светлина, известно като лазерна аблация, намира приложение при отлагането на тънки слоеве [4] и микро-обработката на материали [5]. „Студената“ лазерна аблация със свръхкъси лазерни импулси – фемтосекундни и пикосекундни, притежава важно предимство при тези приложения пред аблацията с наносекундни и микросекундни лазерни импулси. Това предимство е получаването на по-прецизни отвори и срезове с минимално топлинно увреждане на съседната необлъчана област. Причината е, че времевата продължителност на свръхкъсите лазерни импулси е много по-кратка от характерните времена за разсейване на топлината в материалите, които са от порядъка на наносекунди за метали и от порядъка на микросекунди и милисекунди за диелектрици и биологични тъкани. Високият интензитет на свръхкъсите импулси може да доведе до многофотонно поглъщане, което позволява обработката дори на прозрачни за лазерното лъчение среди. В непрозрачни среди, като неръждаема стомана, мед и титан, пикосекундни и фемтосекундни лазери могат да пробиват отвори с гладкост на стените, непостижима чрез други достъпни технологии. Лазерната аблация със свръхкъси импулси намира важни приложения в производството на медицински стентове, екрани за смартфони, а също и за изработката на метални шаблони, които се използват при производството на интегрални схеми [6]. Настоящи изследвания показват потенциала на пикосекундните и фемтосекундните лазери за обработка на полупроводникови материали, на силициеви и тънкофилмни фотоволтаици [7].

Лазерите, генериращи пикосекундни и фемтосекундни импулси в спектралната област около 2 μm , стимулират развитието на важни приложения в следните области:

1. Прецизна хирургия, където е изключително важно отнемането на определен обем от биологичната тъкан, без да се уврежда съседна здрава тъкан [8].
2. Детектиране на парникови газове в атмосферата, като водни пари, CO_2 , азот-съдържащи съединения [9].
3. Обработка на полимери [10].
4. Нелинейно честотно преобразуване в средната инфрачервена област [11, 12].
5. Оптични комуникационни мрежи в свободното пространство [13].

Традиционно използваните пикосекундни и фемтосекундни лазери за тези приложения са твърдотелни и влакнести лазери, работещи в режим на пасивна синхронизация на модовете. Техниките за получаване на този режим са добре усвоени за лазери, излъчващи в спектралната област от 0.8 μm до 1.1 μm . Две от най-популярните техники са полупроводникови насищаеми поглъщатели (SESAM) и формиране на Керова леща. SESAM, работещи в спектралната област

$\lambda_{em} > 1.1 \mu\text{m}$, обаче, притежават високи ненасищаеми загуби, което възпрепятства получаването на стабилен режим на синхронизация на модовете. Техниката, използваща формиране на Керова леща, е базирана на нелинейност от трети порядък $\chi^{(3)}$ и се прилага успешно за твърдотелни лазери с широк и гладък спектър на усилване (като $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$). Тя обаче не е ефективна за лазери с тесен или дискретен спектър на усилване, какъвто притежават голяма част от средите, дотирани с Nd^{3+} , Tm^{3+} и Ho^{3+} .

С цел преодоляване на тези недостаъци се развиват на нови техники за получаване на режим на синхронизация на модовете. През последните пет години се разработват усилено нови насищаеми поглътители с ниски ненасищаеми загуби. Такива поглътители са SESAM, базирани на GaSb (GaSb SESAM), въглеродни нанотръбички и графен. В резултат на тяхното бурно развитие за пръв път режим на пасивна синхронизация на модовете на твърдотелен лазер, излъчващ около $2 \mu\text{m}$, е демонстриран през 2009 година [14]. Друга развиваща се техника използва формиране на $\chi^{(2)}$ -леща. Тази техника е базирана на нелинейност от втори порядък ($\chi^{(2)} \gg \chi^{(3)}$) и затова е ефективна за лазери с широк и с тесен спектър на усилване. **Основният проблем пред развиващите се техники за получаване на режим на синхронизация на модовете е, че липсва разработен физичен модел за тяхното описание. Липсва отговор на важни въпроси като: при какви условия се получава стабилен режим на синхронизация на модовете и какви са пределните възможности на техниките за получаване на максимална средна изходна мощност, максимална енергия в импулс, максимална честота на повторение на импулсите и минимална продължителност на импулсите.**

2. Цел и задачи на дисертационния труд

За преодоляване на тези предизвикателства настоящият дисертационен труд си поставя за цел да изследва развиващи се техники за получаване на стабилен режим на синхронизация на модовете на твърдотелни лазери, които излъчват в спектралната област от $1 \mu\text{m}$ до $2 \mu\text{m}$. За постигането на целта са поставени следните задачи:

1. Да се изучат теоретичните модели, описващи режима на синхронизация на модовете.
2. Чрез тези модели да се опишат популярните техники за получаване на режим на синхронизация на модовете и да се сравнят техните предимства и недостатъци.
3. Да се изследват свойствата на насищаемите поглътители GaSb SESAM и въглеродни нанотръбички за получаване на режим на синхронизация на модовете около $2 \mu\text{m}$; да се конструира и характеризира лазер в режим на синхронизация на модовете около $2 \mu\text{m}$, използващ двата типа насищаеми поглътители; да се сравнят изходните параметри на лазерното лъчение.
4. Да се конструира и характеризира лазер в режим на синхронизация на модовете чрез формиране на нелинейна $\chi^{(2)}$ -леща, около $1 \mu\text{m}$. Чрез този лазер да се изследва режима на синхронизация на модовете, използващ тази техника, и неговите пределни възможности за постигане на висока средна мощност и висока честота на повторение за Nd-дотирани лазерни среди. Да се изследва приложимостта на тази техника за среди с много по-ниски сечения за стимулиран преход и много по-широк спектър на усилване, като за пример е взета средата Yb:YAG. След като техниката бъде усвоена за лазерни среди, излъчващи около $1 \mu\text{m}$, да се приложи за среди, които генерират около $2 \mu\text{m}$.

3. Научна новост и принос на автора

Основните резултати от работата по дисертацията на тема „Техники за синхронизация на модовете на лазери, излъчващи в спектралната област от 1 μm до 2 μm ” са:

1. В глава 1 направен подробен преглед на физичните модели, описващи режим на синхронизация на модовете. С тяхна помощ са описани техниките за получаване на режим на синхронизация на модовете, използвани в експериментите. Представени са аналитични изрази за продължителността на генерираните импулси при моделиране на режима на синхронизация на модовете.
2. В глава 2 е направен обзор на съвременните техники за получаване на режим на синхронизация на модовете на твърдотелни лазери, излъчващи в спектралната област между 1 μm и 2 μm . Представени са техните предимства и недостатъци за получаване на стабилен режим с трансформационно-ограничени импулси и висока средна мощност.
3. В глава 3 за пръв път са сравнени възможностите на GaSb SESAM и въглеродни нанотръбички като насищаеми поглътители за получаване на стабилен режим на синхронизация на модовете в спектралната област $\lambda_{\text{em}}=2 \mu\text{m}$. Основните изводи са:
 - SESAM, базиран на GaSb, позволява достигане на по-висока изходна мощност и по-висока диференциална ефективност в сравнение с поглътителите, базирани на въглеродни нанотръбички. Причина за това са по-ниските ненасищаеми загуби на GaSb SESAM.
 - Недостатък на GaSb SESAM спрямо въглеродните нанотръбички е по-дългото време за релаксация, в резултат на което е получена по-голямата продължителност на импулсите.За пръв път е демонстриран режим на синхронизация на модовете на Tm,Ho:KLu(WO₄)₂ лазер, както и режим на синхронизация на модовете на Tm,Ho-базиран лазер, като се използва насищаем поглъtitел от въглеродни нанотръбички.
4. В глава 4 са конструирани и характеризирани лазерни генератори в режим на синхронизация на модовете чрез формиране на $\chi^{(2)}$ -леща, излъчващи около 1 μm . Характеризирна е техниката за получаване на режим на синхронизация на модовете, използваща формиране на $\chi^{(2)}$ -леща:

Формулирана е хипотеза за солитоново формиране на импулсите, което определя техните енергетични и времеви характеристики, както и стабилността на режима. Направени са предположения на базата на тази хипотеза, които са проверени експериментално. Основните резултати, които подкрепят хипотезата са:

- Измерената зависимост на продължителността на импулсите от вътрешно-резонаторната енергия на импулса е близка до предсказаната от теорията за солитоново формиране на импулсите. От тази зависимост можем да заключим, че по-кратка продължителност на импулсите се получава при по-висока енергия на импулса. Експериментално е показано, че по-кратка продължителност на импулсите се получава при по-висока енергия на импулса.
- Стабилен и самостартиращ режим на синхронизация на модовете при положителна дисперсия на груповото закъснение в резонатора е постигнат единствено при формиране на отрицателна $\chi^{(2)}$ -леща.
- Увеличаването на енергията на импулса в резонатора или увеличаването на нелинейността над определени стойности води до разделяне на единичния импулс, циркулиращ в резонатора, на няколко импулса с по-ниска енергия. Използването на нелинеен кристал с по-ниска нелинейност или намаляването на енергията на импулса в

резонатора под определени стойности възпрепятства получаването на режим на синхронизация на модовете.

- Получена е зависимост на продължителността на импулсите от разстройката от точен фазов синхронизъм ΔkL при отчитане на разликата в груповата скорост на основната вълна и втората хармонична (GVM). Постигането на минимална продължителност на импулсите е резултат на компромис между използването на висока нелинейност (което отговаря на ниски стойности на разстройка от точен фазов синхронизъм ΔkL) и намаляване на влиянието на GVM (отговарящо на високи стойности на ΔkL). Съществува оптимална стойност на ΔkL , която зависи от стойността на GVM, продължителността на импулсите и дължината на SHG кристала.

Получени са рекордни стойности на параметрите на лазерното лъчение за режим на синхронизация на модовете, използващ формиране на $\chi^{(2)}$ -леща:

- средна изходна мощност – $P_{out}=20.6$ W, получена от Nd:YVO₄ лазер;
- продължителност на импулсите – $t_p=1.4$ ps, получена от Yb:YAG лазер;
- честота на повторение на импулсите – $f_{rep}=600$ MHz, получена от Nd:YVO₄ лазер.

Тези рекордни стойности доказват потенциала на техниката за получаване на лазерни импулси, които притежават едновременно висока средна мощност и кратка продължителност.

За пръв път е демонстрирана тази техника за твърдотелен лазер, използващ нехомогенно уширена спектрална линия на усилване на активната среда. Лазерът е базиран на средата Nd:LuYAG, която притежава неподредена кристалографска структура в резултат от случайното разпределение на Lu и Y атоми. Получената продължителност на импулсите ($t_p=2.4$ ps) е минималната, получавана с тази активна среда.

Представените резултати, свързани с изследването на режима на синхронизация на модовете, използващ формиране на $\chi^{(2)}$ -леща, са получени във Физически факултет при Софийски университет „Св. Климент Охридски“. Резултатите по получаване на режим на синхронизация на модовете с насищаеми поглътители GaSb SESAM и въглеродни нанотръбички са получени в Макс-Борн Институт по нелинейна оптика и свръх-бърза спектроскопия (Берлин, Германия). Експериментът и обработката на резултатите са проведени от автора, под ръководството на научния му ръководител, на д-р V. Petrov и д-р U. Griebner от Макс-Борн Институт. Лазерният кристал за този експеримент е израстнат и предоставен от групата на проф. F. Diaz (Universitat Rovira i Virgili, Тарагона, Испания). Насищаемият поглъtitел, базиран на въглеродни нанотръбички, е изработен и предоставен от групата на проф. F. Rotermund (Ajou University, Суон, Южна Корея). Насищаемият поглъtitел GaSb SESAM е израстнат и осигурен от групата на проф. M. Guina (Технически университет, Тампере, Финландия).

Всички експерименти, числени пресмятания, симулации, обработка и анализ на резултати, представени в глави 3 и 4 на дисертацията, са направени от автора. Всички публикации, представени в дисертацията, са резултат от колективна работа.

Авторът активно е участвал в планирането и провеждането на експериментите, в разработването и конструирането на пикосекундни лазерни осцилатори, както и в характеризирането на тяхното изходно лъчение.

4. Публикации по темата на дисертацията

Резултатите от работата по дисертацията са публикувани в 2 статии в списание Optics Express (импакт фактор за 2015 година 3.148), 7 доклада, публикувани в пълен текст в издания

на OSA Technical Digest (online) от международни конференции, и общо 11 доклада от участие на научни конференции.

5. Обем и структура на дисертацията

Дисертацията е структурирана в четири глави. В глава 1 са представени режимът на синхронизация на модовете и теоретичните модели, които го описват. В глава 2 са описани най-често използваните техники за получаването на пасивен режим на синхронизация на модовете на лазери, излъчващи в спектралната област от 1 μm до 2 μm . В глава 3 са сравнени два типа насищаеми поглътители за получаване на режим на синхронизация на модовете около 2 μm : GaSb-базиран SESAM и въглеродни нанотръбички. В глава 4 е изследван режим на синхронизация на модовете, използващ формиране на $\chi^{(2)}$ -леща. Представени са експериментални резултати от конструирани пикосекундни лазери, излъчващи около 1 μm . Формулирана и проверена е хипотеза за описанието на тази техника чрез солитоново формиране на лазерните импулси.

II. Кратко изложение на дисертационния труд

1. Модели за описание на режима на синхронизация на модовете

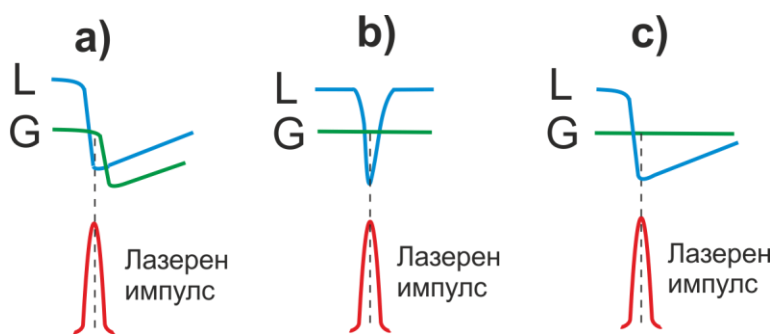
Свърх-къси импулси (с продължителност от порядъка на пикосекунди и фемтосекунди) се получават от твърдотелни лазери в режим на синхронизация на модовете. Този режим на работа е основан на интерференцията на генерираните надлъжни модове, които са с фиксирана фазова разлика. Минималната продължителност на импулсите е ограничена от ширината на честотната лента на лазерното излъчване [15].

Техниките за реализация на режим на синхронизация на модовете се делят на активни и пасивни. Предимство на пасивните техники е получаването на по-кратки импулси в сравнение с активните техники. Друго тяхно предимство е, че те използват по-проста схема на реализация. Тези предимства на пасивните техники обуславят тяхното по-широко приложение.

Пасивните методи за получаване на режим на синхронизация на модовете се описват чрез три основни модела [16]:

- 1) с бавен насищаем поглъtitел и динамично насищане на усилването (фиг. 1.8 а));
- 2) с бърз насищаем поглъtitел (фиг. 1.8 б));
- 3) с бавен насищаем поглъtitел без динамично насищане на усилването (фиг. 1.8 с)).

При първите два модела краткият прозорец, в който усилването е по-високо от загубите ($G > L$), формира и стабилизира лазерните импулси във времето. При третия модел $G > L$ в прозорец с продължителност, много по-голяма от продължителността на импулса, но тук формирането и стабилизирането на импулсите е резултат от действието на други процеси. Такива процеси могат да бъдат нелинейният процес на фазова самомодуляция и дисперсията на груповата скорост. В резултат от баланса на тяхното действие се формира солитонов импулс в резонатора.



Фиг. 1.8. Три основни модела за описание на пасивните методи за получаване на режим на синхронизация на модовете: 1) с бавен насищаем поглъtitел и динамично насищане на усилването; 2) с бърз насищаем поглъtitел; 3) с бавен насищаем поглъtitел без динамично насищане на усилването.

Физиката, която стои зад тези модели, може да се опише чрез уравнението на Хаус [17]:

$$T_{rep} \frac{\partial A(T, t)}{\partial T} = \sum_i \Delta A_i = 0, \text{ където } A(T, t) \text{ е обвивката на импулса, } T \text{ е време от порядъка на}$$

периода на повторение на импулсите T_{rep} , t е време от порядъка на продължителността на импулса t_p , а ΔA_i е промяната в обвивката на импулса в лазерния резонатор в резултат от влиянието на процеси като усилване, загуби, дисперсия на груповата скорост, фазова самомодуляция. В това диференциално уравнение тези процеси се представят като линейни

диференциални оператори. Уравнението представлява условие за стационарност: промените в обвивката на импулса за един двоен проход в резонатора трябва да бъдат равни на нула.

Изведени са изрази за продължителността на импулсите за всеки от моделите за описание на режим на синхронизация на модовете (табл. 1).

Табл. 1. Изрази за продължителността на импулсите при моделите за описание на режим на синхронизация на модовете.

Модел за описание на режим на синхронизация на модовете	Продължителност на импулсите
Активен режим на синхронизация на модовете	$t_p = 1.66 \times \sqrt[4]{\frac{D_g}{M_s + \frac{\Phi^{NL^2}}{4D_g}}}$
Пасивен режим на синхронизация на модовете с бавен насищаем поглъtitел и динамично насищане на усилването	$t_p \approx 1.76 \times \frac{4}{\pi} \frac{1}{\Delta \nu_g}$
Пасивен режим на синхронизация на модовете с бърз насищаем поглъtitел	$t_p = 1.7627 \frac{4D_g}{\gamma_A E_p}$
Пасивен режим на синхронизация на модовете с бавен насищаем поглъtitел, без динамично насищане на усилването и формиране на солитонов импулс	$t_{p,\min} \approx \frac{1.5}{\Delta \nu_g} \sqrt{\frac{g}{\Delta R}}$
Солитонов режим на синхронизация на модовете	$t_p = 1.7627 \frac{2 GDD }{\delta_L E_p}$

В изразите за продължителността на импулсите (t_p) D_g е дисперсия на усилването в активната среда, M_s е кривина на модулацията, Φ^{NL} е нелинейна фазова разлика, натрупана за един проход при пиков интензитет, $\Delta \nu_g$ е ширина (FWHM) на спектъра на усилване на активната среда, E_p е енергия на импулса в резонатора, g е коефициент на наситено усилване, ΔR е дълбочина на модулация, GDD е дисперсия на груповото закъснение, δL е коефициент на фазова самомодулация. $\gamma_A = \frac{q_0}{I_{sat,A} A_A}$, където q_0 е коефициент на ненаситено поглъщане, $I_{sat,A}$ е интензитет на насищане, A_A е площ на лазерния сноп върху насищаемия поглъtitел.

Нестабилности в интензитета на импулса представляват проблем пред твърдотелните лазери в режим на пасивна синхронизация на модовете. За пикосекундни твърдотелни лазери Hönninger et al. извеждат много прост критерий за стабилност на режима на синхронизация на модовете срещу Q-модулационни нестабилности [18]: $E_p^2 > E_{p,c}^2 = E_{sat,L} E_{sat,A} \Delta R$. $E_{p,c}$ е критичната или минимална вътрешно-резонаторна енергия в импулс, която се изисква за получаване на стабилен режим на синхронизация на модовете. При солитоново формиране на импулсите изискваната праговата енергия в импулс е няколко пъти по-малка.

2. Техники за получаване на режим на синхронизация на модовете на лазери, излъчващи в спектралната област от 1 μm до 2 μm

Действието на тези техники се описва добре чрез моделите за бърз насищаем поглъtitел и солитоново формиране на импулсите. Две са най-често използваните групи от техники за получаване на пасивен режим на синхронизация на модовете, приложими в спектралната област от 1 μm до 2 μm :

- 1) базирани на насищаеми поглъtitели;
- 2) базирани на формиране на нелинейна леща.

Полупроводниковите насищаеми поглъtitели (SESAM) са добре усвоена технология за получаване на пасивен режим на синхронизация на модовете за твърдотелни лазери, излъчващи в спектралната област от 0.8 μm до 1.1 μm . SESAM за $\lambda_{\text{em}} > 1.1 \mu\text{m}$ обаче притежават по-ниско оптично качество и по-високи ненасищаеми загуби, които ги правят ненадеждни и затова са все още в процес на развитие.

Поради бурното развитие на лазерните източници, излъчващи в спектралния обхват около 2 μm , през последните пет години се засилва интересът към развиването на SESAM, базирани на материала GaSb. GaSb SESAM се характеризират с ниски ненасищаеми загуби и широка спектрална ивица на отражение ($\Delta\lambda \approx 300 \text{ nm}$). Предимство на тези SESAM е, че при израстването ширината на забранената зона на насищаемия поглъtitел от GaInAsSb/AlGaAsSb може да се определя така, че да покрива спектралния диапазон от 1.9 μm до 3 μm [19]. GaSb SESAM притежават сравнително кратко време за релаксация τ_2 .

Насищаемите поглъtitели, базирани на едностенни въглеродни нанотръбички (Single-walled carbon nanotubes - SWCNT), притежават насищаемо поглъtitане в изключително широк спектрален обхват ($\Delta\lambda > 500 \text{ nm}$), сравнително ниска плътност на енергията на насищане ($F_{\text{sat}} < 10 \mu\text{J}/\text{cm}^2$), ниска дълбочина на модулация ($\Delta R < 0.5\%$), ниски ненасищаеми загуби и кратко време за релаксация ($\tau_2 < 1 \text{ ps}$) [14, 20]. Тези параметри позволяват получаването на стабилен режим на синхронизация на модовете без нестабилности, породени от Q-модулация, и по-малка продължителност на импулсите, съгласно модела за бърз насищаем поглъtitел [14, 18]. От друга страна, тяхната сравнително проста и евтина технология за производство дава възможност да се контролира диаметъра и хиралността и следователно – спектралния диапазон на работа.

Основен недостатък при използването на насищаеми поглъtitели вътре в лазерния резонатор за получаване на режим на синхронизация на модовете е тяхното остатъчно поглъtitане. Този недостатък води до нагриване и евентуално до повреда на устройството, като ограничава техните възможности за работа при висока вътрешно-резонаторна мощност. За преодоляването на този недостатък се използват техники, които не са основани на поглъtitане. Най-широко прилаганата такава техника използва формирането на Керова леща. Предимство на техниката, използваща Керова леща е бързият отклик на Керовия ефект, което осигурява бърза модулация на загубите и получаване на импулси с минимална продължителност. Друго нейно предимство е възможността да се приложи за всеки спектрален диапазон, в който излъчват лазерни среди. Техниката е отлично усвоена за среди с широк и гладък спектър на усилване (като Ti:сапфир, Yb:YAG), позволяващи получаване на фемтосекундни импулси. Тя обаче не е ефективна за лазерни среди с тесен спектър на усилване.

Техниките за получаване на режим синхронизация на модовете, използващи вътрешно-резонаторна втора хармонична, са обект на активно изследване през последните години,

защото те предлагат някои предимства пред традиционно използваните техники, използващи SESAM и формиране на Керова леща. Развити са три различни техники, чието действие се описва добре от модела на бърз насищаем поглътител.

Най-популярната сред тези техники е подобна на тази, използваща Керова леща, и се основава на формирането на $\chi^{(2)}$ -леща в кристал за генерация на втора хармонична (SHG кристал). Техниката е демонстрирана за пръв път от Cerullo et al. [21]. Тя преодолява недостатъка с ниската нелинейност от трети порядък на Керовата леща, защото използва нелинейност от втори порядък, която е с порядък по-висока. Техниката, използваща $\chi^{(2)}$ -леща, може да бъде успешно приложена освен за фемтосекундни лазери, и за пикосекундни, при които вътрешно-резонаторният интензитет е много по-нисък. Друго предимство пред нелинейния ефект на Кер, при който резултантната леща е само положителна (т.е. фокусираща), при използването на нелинейност от втори порядък ($\chi^{(2)}$) типът на лещата зависи от знака на разликата между вълновите вектори на основната вълна и втората хармонична $\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega}$. При $\Delta k > 0$ формираната $\chi^{(2)}$ -леща е разсейвателна, а при $\Delta k < 0$ тя е събирателна. Режимът на синхронизация на модовете, използващ формирането на $\chi^{(2)}$ -леща, не проявява ограничения в достижимата продължителност на импулсите и позволява получаване на трансформационно-ограничени импулси.

3. GaSb SESAM и въглеродни нанотръбички като насищаеми поглътители за получаване на режим на синхронизация на модовете в спектралната област около 2 μm

Техниката SESAM за получаване на режим на синхронизация на модовете е добре усвоена за спектралната област между 0.8 μm и 1.1 μm . За спектралната област около $\lambda_{em} = 2 \mu\text{m}$ обаче този тип насищаеми поглътители не са достигнали оптичните качества на тези, работещи около 1 μm и са все още в процес на развитие. Това мотивира развитието на нови типове насищаеми поглътители за работа в спектрална област $\lambda_{em} > 1.1 \mu\text{m}$. Изключително актуални са насищаемите поглътители, базирани на въглеродни нанотръбички и графен. През последните пет години активно се демонстрират лазери в режим на синхронизация на модовете, базирани на Tm-, Ho- и Tm,Ho-дотирани твърдотелни кристали. Такъв режим е постигнат, като се използват GaSb SESAM, въглеродни нанотръбички и графен като насищаеми поглътители. Липсва обаче сравнение между отделните типове поглътители относно техните възможности и ограничения за получаване на самостартиращ стабилен режим на синхронизация на модовете с висока средна мощност, висока енергия в единичен импулс и минимална продължителност на импулсите. Такова сравнение е важно с цел подходящ избор на насищаем поглътител за конкретна лазерна система с определена активна среда и параметри на изходното лъчение. Една от целите на дисертационния труд е да се сравни режима на синхронизация на модовете, получен чрез GaSb SESAM и въглеродни нанотръбички.

Основни предизвикателства пред насищаемите поглътители, работещи в спектралната област около 2 μm , са намаляването на времето за релаксация, намаляването на ненасищаемите загуби и увеличаване на прага на разрушение. В сравнение със SESAM, поглътителите, базирани на въглеродни наноструктури, притежават с един порядък по-малко време за релаксация ($\tau_A \approx 1 \text{ ps}$), което обещава получаването на по-малка продължителност на импулсите, съгласно модела за бърз насищаем поглътител. По-малката плътност на енергията на насищане ($F_{sat} < 10 \text{ J/cm}^2$) и по-малката дълбочина на модулация ($\Delta R < 0.5\%$) на въглеродните

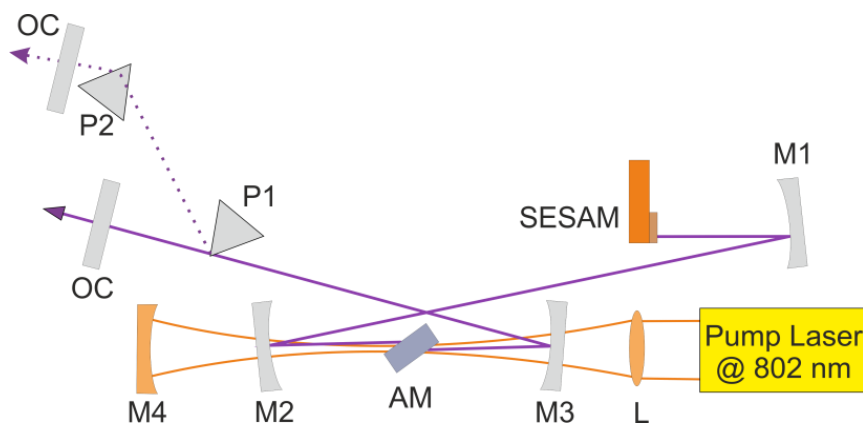
наноструктури създават благоприятни условия за постигане на стабилен режим на синхронизация на модовете и потискане на нестабилности, породени от Q-модулация [14, 18]. От друга страна обаче, падащото върху въглеродните наноструктури лазерно лъчение изпитва Релеево разсейване и разсейване на Ми. Това разсейване въвежда ненасищаеми загуби, които могат да възпрепятстват постигането на стабилен режим на синхронизация на модовете и на максимална изходна мощност.

- Режим на синхронизация на модовете в спектралната област около 2 μm , използващ GaSb SESAM**

В сравнение с GaAs- и InP-базираните SESAM, GaSb SESAM притежават по-ниски ненасищаеми загуби, а тяхното време на релаксация е с един порядък по-малко [22, 23]. Причината за по-малкото време на релаксация в този тип хетероструктури е значително по-силният ефект на Агрова рекомбинация, отколкото този в GaAs и InP хетероструктури [19, 24]. Актуален подход за намаляване на времето на релаксация на GaSb SESAM е израстването на повърхнинни квантови ями и допълнително нанасяне на антиотражателно (AR) покритие [24]. GaSb SESAM са успешно приложени за получаване на режим на синхронизация на модовете за твърдотелни лазери, излъчващи около 2 μm [25-28].

В настоящия експеримент е демонстриран режим на синхронизация на модовете на Tm,Ho:KLu(WO₄)₂ (Tm,Ho:KLuW) лазер, използвайки GaSb SESAM. Тези структури са с AR-покритие и са оптимизирани за бърза релаксация на токоносителите.

Схемата на опитната постановка е базирана на традиционен X-образен резонатор с дължина 1.6 m (фиг. 3.1). Активната среда е Tm,Ho:KLu(WO₄)₂ кристал с дължина 3 mm, с концентрация на Tm³⁺ 5 ат. % и концентрация на Ho³⁺ 0.5 ат. %. Кристалът е ориентиран под ъгъл на Брюстер за падащото лазерно лъчение и за възбуждащото лъчение.



Фиг. 3.1. Схема на Tm,Ho:KLu(WO₄)₂ лазер в режим на синхронизация на модовете. AM – активна среда; L – фокусираща леща (f=75 mm), M1, M2, M3 – отразяващи (HR) огледала за $\lambda_{em}=2.06 \mu\text{m}$ и пропускащи (HT) за $\lambda_p=802 \text{ nm}$, M4 – HR за $\lambda_p=802 \text{ nm}$, M1, M2, M3 и M4 – вдлъбнати огледала (RC=100 mm); P1 и P2 – призми от CaF₂; OC – изходно огледало.

Източник на възбуждане е Ti:сапфир лазер в непрекъснат режим, генериращ линейно поляризирано лъчение с максимална мощност $P_p=2 \text{ W}$ и дължина на вълната $\lambda_p=802 \text{ nm}$. Възбуждащият сноп формира шийка в активната среда с диаметър $2w_p \approx 60 \mu\text{m}$. Използвана е схема за два прохода на възбуждащото лъчение през активната среда, изпълнена чрез огледало M4. Резонаторният мод в активната среда има диаметър $2w_{AM} \approx 60 \mu\text{m}$. Вдлъбнатото

огледало M1 осигурява висок интензитет върху SESAM, като формира шийка върху него с диаметър $2w_{\text{SESAM}} \approx 60 \mu\text{m}$. SESAM работи като глухо огледало в резонатора. Другото рамо на резонатора съдържа плоско изходно огледало. Две призми от CaF_2 (P1 и P2) могат да се въведат за контролиране на дисперсията на груповата скорост.

Параметрите на използваните SESAM са представени в табл. 3.1. По-малкото време τ_2 за SESAM с по-тънки покриващи слоеве се обяснява чрез бързата рекомбинация през повърхнинни състояния. При SESAM No. 2, състоящ се от две квантови ями, намаляването на τ_2 от повърхнинна рекомбинация не е толкова силно, както при SESAM No. 3 и No. 4, понеже втората квантова яма се намира на вече два пъти по-голямо разстояние от повърхността. Можем да направим извод, че изменението на τ_2 е систематично и се обяснява от повърхнинни ефекти. Образците, съдържащи една квантова яма и покриващ слой с дебелина $< 10 \text{ nm}$ (No. 3 No. 4) притежават най-кратки времена τ_2 .

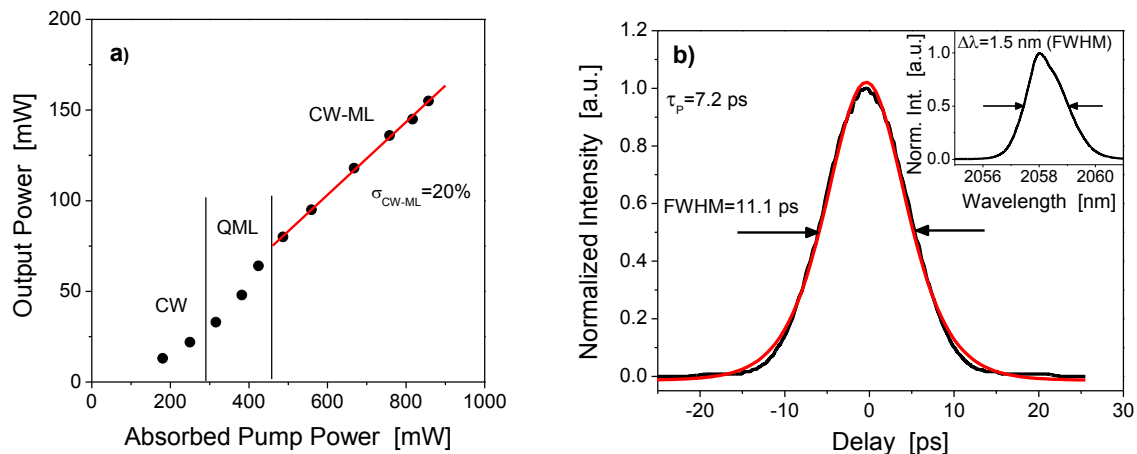
Табл. 3.1. Свойства на използваните GaSb SESAM и получени експериментални резултати при режим на синхронизация на модовете на $\text{Tm, Ho:KLu(WO}_4)_2$ лазер (пропускане на изходно огледало $T_{\text{oc}}=3\%$).

SESAM	Брой на квантовите ями	Дебелина на покриващия GaSb слой [nm]	τ_2 [ps]	t_p [ps]	P_{out} [mW]
No. 1	3	300	9.7	4.2	110
No. 2	2	5	4.1	7.0	150
No. 3	1	10	1.7	7.2	140
No. 4	1	5	1.6	7.8	150

Получен е режим на синхронизация на модовете с всеки един от използваните SESAM. Използваните изходни огледала са с пропускане $T_{\text{oc}}=1.5\%$; 3% и 5% . В табл. 3.1 са представени получената продължителност на импулсите t_p и изходната мощност P_{out} на лазера. Стабилен режим с най-висока изходна мощност ($P_{\text{out}}=150 \text{ mW}$) е получен със SESAM No. 2. Най-кратка продължителност на импулсите ($t_p=4.2 \text{ ps}$) е постигната със SESAM No. 1. Това се дължи на неговата структура от три квантови ями, отговаряща на най-голяма дълбочина на модулация сред наличните SESAM. Структурите с една квантова яма (No. 3 и No. 4) притежават най-малка дълбочина на модулация и с тях продължителността на импулсите е почти два пъти по-голяма, отколкото тази, постигната със SESAM No. 1.

На фиг. 3.2 са показани измерените изходни параметри на $\text{Tm, Ho:KLu(WO}_4)_2$ лазер в режим на синхронизация на модовете, използвайки SESAM No. 2 и изходно огледало с пропускане $T_{\text{oc}}=3\%$. Праговата погълната мощност за получаване на самостартиращ режим на синхронизация на модовете (CW-ML) е $P_{\text{abs}}=450 \text{ mW}$ (фиг. 3.2 а). Под този праг се наблюдава режим на синхронизация на модовете, с нестабилности в интензитета, породени от Q-модулация (QML). Това поведение е типично за лазери, използващи насищаеми погълтители. Максималната изходна мощност в режим на синхронизация на модовете е $P_{\text{out}}=155 \text{ mW}$ при погълната мощност $P_{\text{abs}}=860 \text{ mW}$. При погълната възбуждаща мощност $P_{\text{abs}}>900 \text{ mW}$ се наблюдава режим на синхронизация на модовете с няколко импулса, циркулиращи в резонатора, и е възможно изгаряне на SESAM. Продължителността на импулсите е $t_p=7.2 \text{ ps}$ (пълна ширина на половин височина - FWHM), приемайки sech^2 форма на импулса (фиг. 3.2 b). Тя е измерена при максимална изходна мощност в режим на синхронизация на модовете с един импулс, циркулиращ в резонатора. Измереният оптичен спектър има ширина $\Delta\lambda=1.5\pm 0.05 \text{ nm}$ (FWHM) (фиг. 3.2 b – вмъкната графика). Изчислено е произведението на продължителността на импулса по ширината на спектъра на излъчване $\text{TBP}=t_p \times \Delta\nu_{\text{em}}=0.7\pm 0.1$.

Тази стойност е два пъти по-висока от ограничението на Фурие за импулси с форма sech^2 , което показва, че импулсите са чирповани. За контрол на дисперсията на груповата скорост в резонатора и получаване на трансформационно-ограничени импулси са въведени две призми от CaF_2 (P1 и P2). С тези призми в резонатора също е получен режим на синхронизация на модовете, но не са постигнати по-кратки импулси.



Фиг. 3.2. а) Зависимост на изходната мощност от погълнатата мощност на $\text{Tm, Ho:KLu(WO}_4)_2$ лазер в непрекъснат режим (CW), в режим на синхронизация на модовете с нестабилности в интензитета, породени от Q-модуляция (QML) и в режим на синхронизация на модовете (CW-ML); б) автокорелационна функция (черна крива) и теоретична sech^2 функция (червена крива); оптичен спектър (вмъкнатата графика). Използвани са изходно огледало с пропускане $T_{\text{oc}}=3\%$ и SESAM No. 2.

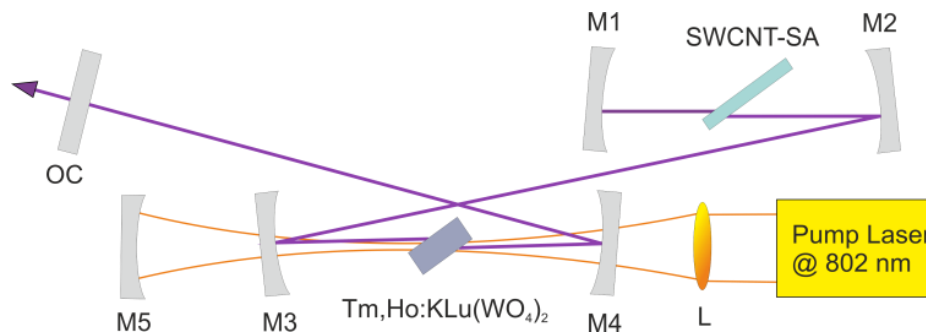
Проведените експерименти доказват важната роля на дълбочината на модуляция на SESAM за получаване на стабилен режим на синхронизация на модовете с минимална продължителност на импулсите. Използването на GaSb SESAM с по-голяма дълбочина на модуляция води до получаване на по-кратки импулси (табл. 3.1). В бъдеще е планирано точно измерване на тази дълбочина на модуляция и използване на SESAM с още по-голяма дълбочина на модуляция с цел постигане на суб-пикосекундна продължителност на импулсите.

След експеримента с описаните GaSb SESAM с нанесено AR покритие беше проведен експеримент със същата опитна постановка, като се използват подобни GaSb SESAM без нанесено AR покритие. С тях също е получен режим на синхронизация на модовете, но режимът не е стабилен, като лазерът проявява тенденция към нестабилности от Q-модуляция. В такъв режим се наблюдава изгаряне на SESAM. Продължителността на импулсите е $\tau_p=11.1$ ps, по-голяма от тази, получена със SESAM с нанесено AR покритие. Това потвърждава направеното предположение за значението на времето за релаксация на SESAM за получаване на стабилен режим на синхронизация на модовете с минимална продължителност на импулсите.

- **Режим на синхронизация на модовете в спектралната област около 2 μm , използващ насищаем погълтател, базиран на въглеродни нанотръбички**

В настоящия експеримент използваме опитна постановка, подобна на описаната по-горе за изследването на GaSb SESAM, с цел изследване на режим на синхронизация на модовете, използващ насищаем погълтател, основани на въглеродни нанотръбички.

Използвана е същата активна среда $\text{Tm,Ho:KLu(WO}_4)_2$ с дължина 3 mm и ориентирана по същия начин, като при експеримента с GaSb SESAM. Схемата на опитната постановка е представява подобен X-образен резонатор с дължина 1.6 m (фиг. 3.4).

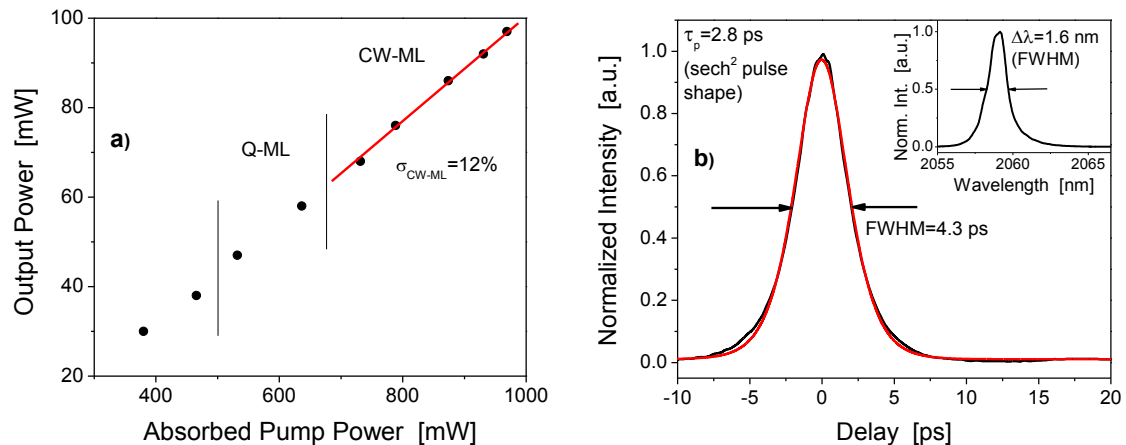


Фиг. 3.4. Схема на $\text{Tm,Ho:KLu(WO}_4)_2$ лазер в режим на синхронизация на модовете. AM – активна среда; L – фокусираща леща ($f=75$ mm), M1, M2, M3 – отразяващи (HR) огледала за $\lambda_{em}=2.06$ μm и пропускащи (HT) за $\lambda_p=802$ nm, M4 – HR за $\lambda_p=802$ nm, M1 – вдлъбнато огледало с радиус $RC=50$ mm, M2, M3 и M4 – вдлъбнати огледала ($RC=100$ mm); SWCNT-SA – насищаем поглъtitел, базиран на въглеродни нанотръбички; OC – изходно огледало с пропускане $T_{OC}=1.5\%$.

Съществената разлика в сравнение със схемата, използваща GaSb SESAM, е наличието на насищаем поглъtitел, базиран на въглеродни нанотръбички (SWCNT-SA). Нанотръбичките са произведени чрез електрична дъга (arc-made). Те са нанесени върху кварцова пластинка с дебелина 1 mm, поставена под Брюстеров ъгъл в едно от рамената на резонатора. Поглътителят се характеризира с време за релаксация $\tau_2 < 1$ ps, плътност на енергията на насищане $F_{sat} < 10$ $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ и дълбочина на модулация $\Delta R < 1\%$ [14, 20]. Кварцовата пластинка с поглътителя е монтирана на транслационна маса, което позволява контрол на интензитета върху него. Между огледалата M1 и M2 се формира шийка с диаметър $2w_{SWCNT-SA} \approx 60$ μm .

Получен е самостартиращ стабилен режим на синхронизация на модовете с изходни огледала с пропускане $T_{OC}=0.2\%$, 0.5% , 1.5% и 3% . Импулси с максимална пикова мощност са получени с изходно огледало с пропускане $T=1.5\%$. Режим на синхронизация на модовете с нестабилности от Q-модулация (QML) се наблюдава при погълната мощност в диапазона от $P_{abs}=500$ mW до $P_{abs}=700$ mW (фиг. 3.5 а). Праговата изходна мощност за получаване на самостартиращ режим на синхронизация на модовете (CW-ML) е $P_{out}=68$ mW. При такава изходна мощност изчислената енергия на импулса, циркулиращ в резонатора, е $E_{int} \approx 50$ nJ, което удовлетворява теоретичното условие за потискане на QML режима [18]. Максималната изходна мощност в режим на синхронизация на модовете е $P_{out}=97$ mW при погълната мощност $P_{abs}=970$ mW. При погълната възбуждаща мощност $P_{abs} > 970$ mW се наблюдава режим на синхронизация на модовете с няколко импулса, циркулиращи в резонатора. Продължителността на импулсите при максимална изходна мощност и наличие на единичен импулс в резонатора е $t_p=2.8$ ps, приемайки sech^2 форма на импулса (фиг. 3.5 b). Измереният оптичен спектър има ширина $\Delta\lambda=1.6 \pm 0.05$ nm (FWHM) (фиг. 3.5 b – вмъкната графика). Изчислено е произведението на продължителността на импулса по ширината на спектъра на излъчване $TBP=t_p \times \Delta\nu_{em}=0.3 \pm 0.1$. Тази стойност отговаря на трансформационно-ограничени импулси за форма sech^2 . За контрол на дисперсията на груповата скорост в резонатора и получаване на по-кратки импулси са въведени две призми от CaF_2 в близост до изходното

огледало. С тези призми в резонатора също е получен режим на синхронизация на модовете, но не са постигнати по-кратки импулси.



Фиг. 3.5. а) Зависимост на изходната мощност от погълнатата мощност на $\text{Tm, Ho:KLu(WO}_4)_2$ лазер в непрекъснат режим (CW), в режим на синхронизация на модовете с нестабилности в интензитета, породени от Q-модуляция (QML) и в режим на синхронизация на модовете (CW-ML); б) автокорелационна функция (черна крива) и теоретична sech^2 функция (червена крива); оптичен спектър (вмъкната графика).

В заключение, два типа насищаеми поглътителни елементи: GaSb SESAM и въглеродни нанотръбички, са сравнени за получаване на режим на синхронизация на модовете на $\text{Tm, Ho:KLu(WO}_4)_2$ лазер около $\lambda_{em} = 2.06 \mu\text{m}$. Експерименталните резултати показват, че GaSb SESAM позволяват достигане на по-висока изходна мощност и по-висока диференциална ефективност. Причина за това са по-ниските ненасищаеми загуби в сравнение с въглеродните нанотръбички. Недостатък на режима на синхронизация на модовете чрез GaSb SESAM е по-голямата продължителност на импулсите, в резултат на по-дългото време за релаксация на GaSb SESAM от това на въглеродните нанотръбички. При въглеродните нанотръбички основен недостатък са ненасищаемите загуби от разсейване. За получаване на по-кратки импулси е необходима по-голяма дълбочина на модуляция ΔR , която се постига с цената на по-високи загуби от разсейване.

За пръв път е демонстриран режим на синхронизация на модовете на $\text{Tm, Ho:KLu(WO}_4)_2$ лазер, както и режим на синхронизация на модовете на Tm, Ho -базиран лазер, използвайки насищаем поглъtitел от въглеродни нанотръбички. Получените експериментални резултати са близки до тези на подобни лазерни системи, докладвани през последните няколко години.

4. Режим на синхронизация на модовете чрез формиране на $\chi^{(2)}$ -леща в спектралната област около $1 \mu\text{m}$

Техниката за получаване на режим на синхронизация на модовете, използваща формиране на $\chi^{(2)}$ -леща в кристал за генерация на втора хармонична (SHG кристал), е успешно приложена при диодно-възбудени твърдотелни лазери, излъчващи около $1.06 \mu\text{m}$, $1.3 \mu\text{m}$ и $2 \mu\text{m}$ [29-32]. Липсва обаче разработен физичен модел, който да предсказва при какви условия се получава този режим на работа, какви са неговите възможности за получаване на висока средна мощност, висока енергия в единичен импулс и минимална продължителност на импулсите. Това е причина за сравнително малкото приложения на тази техника. Отговорите на

тези въпроси са изключително важни с оглед на ефективното използване на техниката при различни лазерни среди и нейната гъвкавост за постигане на различни параметри на изходното лъчение.

Известно е, че режимът на синхронизация на модовете, използващ формиране на $\chi^{(2)}$ -леща, подобно на техниката, използваща Керова леща, е базиран на модулация на дифракционните загуби в резонатора. Тези дифракционни загуби се управляват от формираната $\chi^{(2)}$ -леща в SHG кристал, работещ в условия на растройка от точен фазов синхронизъм ($\Delta kL \neq 0$, където е дължината на SHG кристала). От друга страна, съвременни изследвания показват, че ефективен метод за компресиране на фемтосекундни импулси е солитоновото компресиране в среди с нелинейност от втори порядък, работещи в условия на растройка от точен фазов синхронизъм [33]. Подобни условия на работа съществуват при режим на синхронизация на модовете, използващ формиране на $\chi^{(2)}$ -леща, и затова този механизъм за компресиране на импулсите е възможно да управлява условията за формиране на лазерни импулси при този режим. Можем да формулираме следната хипотеза: че механизмът на солитоново формиране на импулсите определя стабилността на режима на синхронизация на модовете чрез формиране на $\chi^{(2)}$ -леща и параметрите на изходните импулси. От тази хипотеза можем да направим следните предположения, които да се опитаме да проверим експериментално:

1) Продължителността на импулсите се определя от условието $t_p = 1.7627 \frac{2|GDD|}{\delta_L E_p}$,

където $\delta_L = \frac{2\pi}{\lambda} n_2^{eff} \frac{2L}{A_{eff}}$, а $n_2^{eff} = -\frac{4\pi L}{c\epsilon_0} \frac{d_{eff}^2}{\lambda n_{2\omega} n_{\omega}^2} \frac{1}{\Delta kL}$. По-висока нелинейност n_2^{eff} и по-висока

енергия във вътрешно-резонаторния импулс E_p водят до получаване на по-кратки импулси.

2) При положителна дисперсия на груповото закъснение ($GDD > 0$) в резонатора по-кратки импулси се получават при формиране на разсейвателна $\chi^{(2)}$ -леща в SHG кристала (при разстройка от точен фазов синхронизъм $\Delta kL > 0$), в сравнение с формиране на събирателна $\chi^{(2)}$ -леща (при $\Delta kL < 0$).

3) При достатъчно висока нелинейност n_2^{eff} се наблюдава режим на синхронизация на модовете с два или повече импулса, циркулиращи в резонатора.

Тези предположения са базирани на теорията за солитоново формиране на лазерни импулси в режим на синхронизация на модовете. За да проверим тези предположения, си поставяме следните задачи:

1) Изследване влиянието на енергията на импулса, циркулиращ в резонатора, върху стабилността на режима и продължителността на импулсите.

2) Изследване влиянието на големината и знака на нелинейността на SHG кристала върху стабилността на режима и продължителността на импулсите.

3) Изследване влиянието на разликата между груповите скорости на основната вълна и втората хармонична (GVM) върху стабилността на режима и продължителността на импулсите.

- **Влияние на енергията на импулса, циркулиращ в резонатора, върху стабилността на режима и продължителността на импулсите**

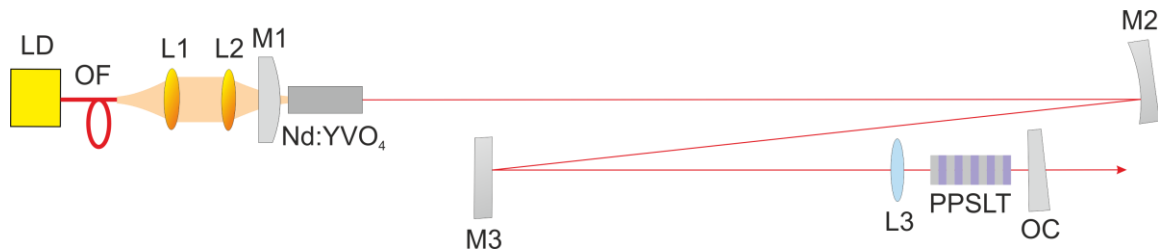
Съгласно теорията за солитоновото формиране на лазерните импулси при режим на синхронизация на модовете, продължителността на импулсите е обратно пропорционална на

енергията на импулса, циркулиращ в резонатора ($t_p = 1.7627 \frac{2|GDD|}{\delta_L E_p}$). Целта на настоящия

експеримент е да сравним тази зависимост с експериментални резултати от лазер в режим на синхронизация на модовете чрез формиране на $\chi^{(2)}$ -леща. За постигането на целта е измерена зависимостта на продължителността на импулсите от енергията на импулса в резонатора, която зависи от изходната мощност, честотата на повторение на импулсите и коефициента на

пропускане на изходното огледало: $E_p = \frac{P_{out}}{f_{rep} T_{OC}}$.

Общата схема на експеримента е показана на фиг. 4.1. Лазерният кристал е Nd:YVO₄ с дължина 9 mm и концентрация на 0.3 ат. %, изрязан по оста a. Той се възбужда надлъжно през едно от челата от неполяризираното лъчение на полупроводников лазер (LD), куплиран в оптично влакно. Максималната мощност на лазерния диод е 30 W на дължина на вълната $\lambda_p=808$ nm. Диаметърът на шийката на възбуждащия сноп е изчислен и измерен $2w_p \approx 320$ μ m.

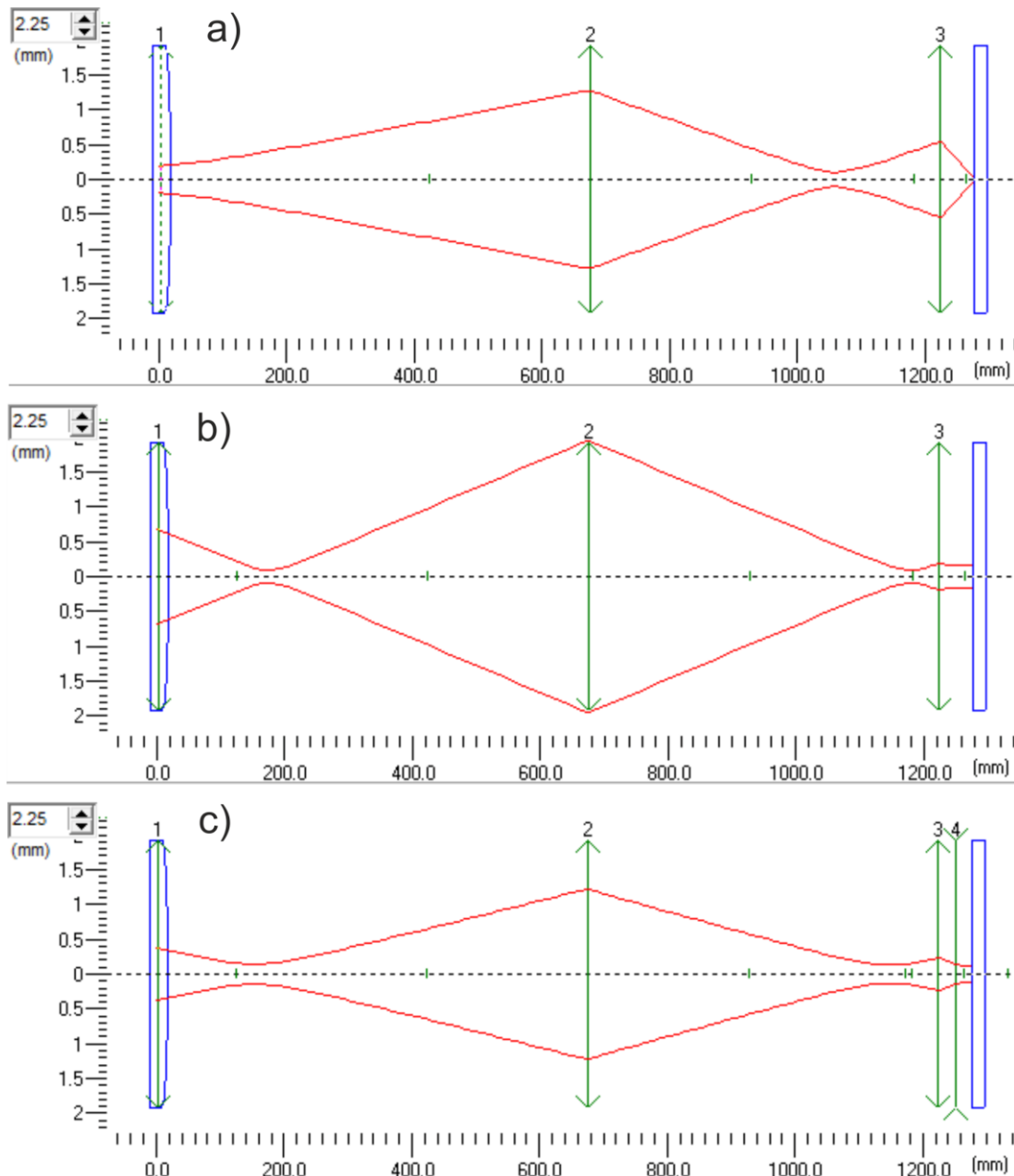


Фиг. 4.1. Схема на Nd:YVO₄ лазер в режим на синхронизация на модовете. LD – лазерен диод; OF – оптично влакно; F1, F2 – фокусиращ обектив, M1, M2, M3 – отразяващи огледала, M1 – изпъкнало огледало с радиус $RC=-413$ mm, M3 – плоско огледало, F3 – фокусираща леща с фокусно разстояние $f=40$ mm, OC – изходно огледало с пропускане $T_{OC}=30\%$ за $\lambda_{em}=1064$ nm.

SHG кристалът е периодично структуриран стоихиометричен литиев танталат (PPSLT) с дебелина 1 mm по оста z и дължина 10 mm по оста x. Периодът на структурата ($\Lambda=8$ μ m) е подбран за получаване на SHG с фазов синхронизъм при $\lambda_{FW}=1064.2$ nm и температура $T=24$ °C. Кристалът е монтиран в държател, чиято температура се стабилизира чрез течаща през него вода. Условието за фазов синхронизъм на кристала се контролира от температурата на водата.

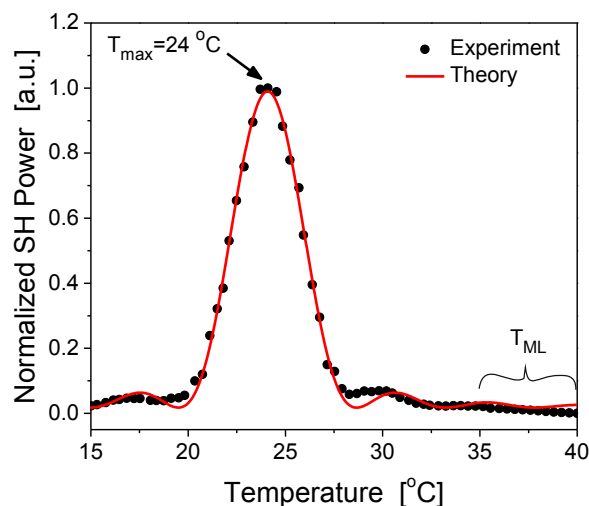
Конфигурацията на резонатора осигурява работа на лазера в нулев напречен мод TEM₀₀. Изпъкналото огледало M1 компенсира влиянието на топлинна леща, формирана в активната среда. Фокусното разстояние на топлинната леща при работа в режим на синхронизация на модовете е измерено $f_{th}=123 \pm 5$ mm. Стабилността на резонатора при различни стойности на фокусното разстояние на топлинната леща се оценява чрез софтуер за симулация, използващ матричното описание на резонатора. Диаметърът на лазерния нулев напречен мод в активната среда и в SHG кристала са оценени съответно $2w_{AE}=1300$ μ m и $2w_{NLC}=320$ μ m за непрекъснат режим при възбуждаща мощност, при която се получава режим на синхронизация на модовете (фиг. 4.2 b). Диаметърът на лазерния нулев напречен мод в активната среда и в кристала за SHG са оценени съответно $2w_{AE}=740$ μ m и $2w_{NLC}=270$ μ m в режим на синхронизация на модовете (фиг. 4.2 c). Фокусното разстояние на формираната $\chi^{(2)}$ -леща в SHG кристала е изчислено

теоретично, използвайки зависимостта за Керова леща $f_{KL} = \frac{w^2}{4n_2^{eff} I_0 L} : f_{\chi^{(2)}} \approx 80$ mm [15].



Фиг. 4.2. Симулация на лазерния резонатор при различни стойности на топлинната леща. Използван е софтуер, базиран на матрично описание на резонатора. а) при нулева оптична сила на топлинната леща; в непрекъснат режим на работа при възбуждаща мощност, при която се получава режим на синхронизация на модовете (фокусно разстояние на топлинната леща $f_{th}=123$ mm); в режим на синхронизация на модовете (фокусно разстояние на формираната $\chi^{(2)}$ -леща $f_{\chi^{(2)}}=-80$ mm).

Максимална ефективност на преобразуване на основното лъчение във втора хармонична е получена при температура на SHG кристала $T_{max}=24$ °C (фиг. 4.3). Стабилен и самостартиращ режим на синхронизация на модовете е получен обаче при по-висока температура, в областта $T_{ML}=35-40$ °C, което отговаря на разстройка от точен фазов синхронизъм. В тази температурна област е изчислена разстройка $\Delta kL=16-21$ rad, където $\Delta k=k_{2\omega}-2k_{\omega}$ е разликата между вълновите вектори на основното лъчение и втората хармонична.



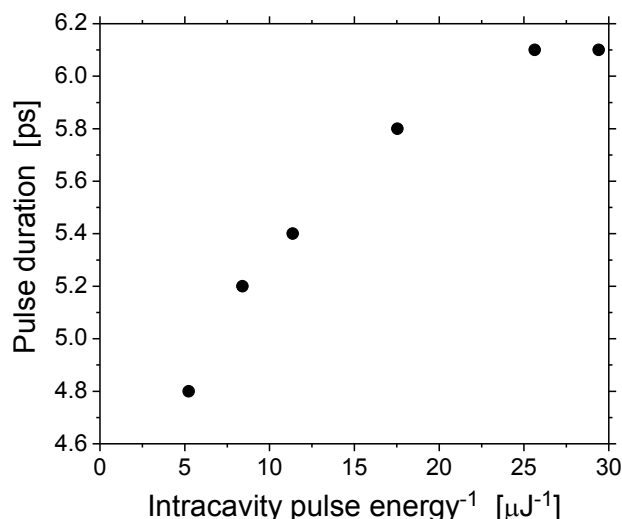
Фиг. 4.3. Нормализирана зависимост на мощността на втората хармонична, разделена на квадрата на мощността на основното лъчение. Експериментални резултати, измерени в непрекъснат режим на работа, използвайки изходно огледало, пропускащо втората хармонична (черни точки); теоретична крива на ефективност на преобразуване на основно лъчение във втора хармонична (червена крива).

Процесът на генерация на втора хармонична в условия на разстройка от точен фазов синхронизъм води до формиране на $\chi^{(2)}$ -леща в нелинейния кристал. Оптичната сила на тази леща зависи от интензитета на основната вълна и от разстройката от точен фазов синхронизъм ΔkL . Формирането на $\chi^{(2)}$ -леща в комбинация с „меката“ апертура, формирана от възбуждения обем на активната среда, води до дифракционни загуби, зависещи от интензитета на основното лъчение и водещи до режим на синхронизация на модовете. Когато работната температура на PPSLT кристала е по-висока от тази на точен фазов синхронизъм ($T_{NLC} > 24$ °C), от уравненията на Sellmeier може да се изчисли, че формираната $\chi^{(2)}$ -леща е дефокусираща ($n_2^{eff} < 0$) [34].

В таблица 4.1 са показани експерименталните резултати при измерването на продължителността на импулсите в зависимост от честотата на повторение на импулсите. На фиг. 4.4 е представена графично зависимостта между продължителност на импулса t_p и величината $1/E_p$. При всеки експеримент получаваме стабилен самостартиращ режим на синхронизация на модовете с единичен импулс в резонатора. Погълнатата възбуждаща мощност е $P_{abs} \approx 26$ W, а изходната мощност е $P_{out} \approx 6$ W.

Табл. 4.1. Зависимост на продължителността на импулсите от енергията на импулса, циркулиращ в резонатора. Честотата на повторение на импулсите се изменя от 110 MHz до 600 MHz при приблизително еднакви стойности на погълнатата мощност и изходната мощност.

Честота на повторение на импулсите f_{rep} [MHz]	Погълната мощност P_{abs} [W]	Изходна мощност P_{out} [W]	Енергия на импулса в резонатора E_p [nJ]	Продължителност на импулсите t_p [ps]
110	26	6.3	191	4.8
180	27	6.4	119	5.2
260	28	6.9	88	5.4
380	27	6.5	57	5.8
500	25	5.8	39	6.1
600	26	6.1	34	6.1



Фиг. 4.4. Зависимост между продължителност на импулса t_p и величина, обратно пропорционална на енергията на импулса, циркулиращ в резонатора ($1/E_{ip}$).

От графиката се вижда, че експерименталните данни не се припокриват добре с теоретичното предсказание за линейна зависимост. Основната причината е, че при намаляване на вътрешно-резонаторната енергия нелинейният ефект на фазова самомодуляция намалява значително и затова моделът на солитоново формиране на импулсите вече не е валиден.

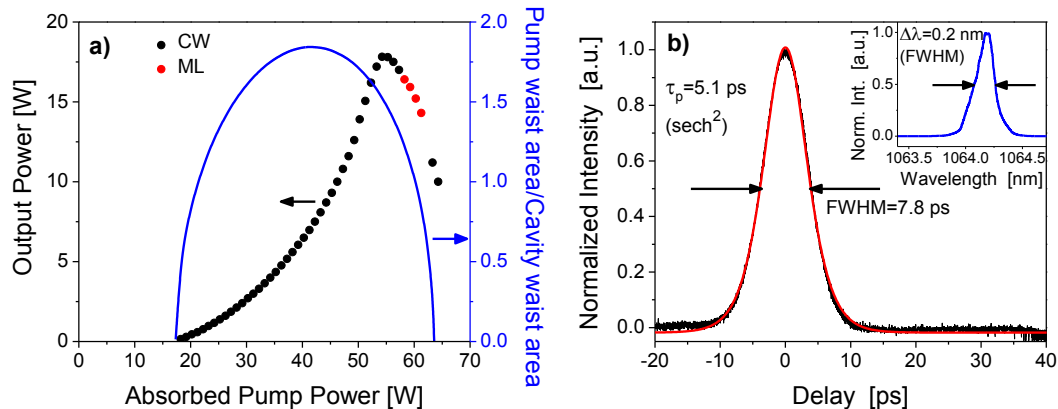
Максималната достигната честота на повторение на импулсите ($f_{rep}=600$ MHz) е рекорд за лазерите в режим на синхронизация на модовете чрез формиране на $\chi^{(2)}$ -леща.

- **Влияние на големината и знака на нелинейността на кристала за генерация на втора хармонична върху стабилността на режима и продължителността на импулсите**

За изследване влиянието на големината и знака на нелинейността на SHG кристала върху стабилността на режима и продължителността на импулсите е използвана схема, подобна на описаната в предишния експеримент. Използван е същият SHG кристал: PPSLT с дължина 10 mm и температура $T_{NLC}=37.5$ °C. Изходното огледало е плоско с пропускане $T_{OC}=53\%$ за 1064 nm, оптимизирано за получаване на максимална изходна мощност.

Прагът на генерация на лазера (при погълната възбуждаща мощност $P_{abs}=18.2$ W) зависи от оптичната сила на топлинната леща, защото тя влияе на условието за стабилност на резонатора (фиг. 4.5 а). Можем да приемем линейна зависимост на оптичната сила на топлинната леща от погълнатата възбуждаща мощност ($D_{th}=a \cdot P_{abs}$) и да определим експериментално стойността на коефициента на пропорционалност ($a=0.3$ dpt/W). Проведените симулации на резонатора показват, че той е стабилен за стойности на погълната възбуждаща мощност в интервала от 18 W до 65 W. Максимална изходна мощност ($P_{out}=17.8$ W) в непрекъснат режим и с TEM₀₀ напречен мод е получена, когато напречните размери на възбуждащия мод и резонаторния TEM₀₀ мод в активната среда са близки по стойност (диаметър $2w_{AE} \approx 600$ μm). Самостартиращ и стабилен режим на синхронизация на модовете се получава в област с отрицателна диференциална ефективност. В тази област при увеличаване на погълнатата възбуждаща мощност расте оптичната сила на топлинната леща, което влошава пространственото припокриване на възбудения обем и резонаторния мод в активната среда. Резонаторът работи близо до границата си на стабилност. При тези условия формирането на $\chi^{(2)}$ -леща в нелинейния кристал намалява размера на резонаторния мод в лазерния кристал

Резонаторът работи по-близо до средата на зоната си на стабилност. По този начин загубите в резонатора намаляват и се получава режим на синхронизация на модовете. Максималната изходна мощност в режим на синхронизация на модовете е $P_{out}=16.4$ W при погълната възбуждаща мощност $P_{abs}=58.3$ W. При увеличаване на погълнатата мощност над 63 W качеството на лазерното лъчение се влошава и лазерът генерира в непрекъснат режим. Получената изходна мощност в режим на синхронизация на модовете е ограничена от максималната изходна мощност в непрекъснат режим.



Фиг. 4.5. (a) Зависимост на изходната мощност от погълнатата възбуждаща мощност на Nd:YVO₄ лазер в непрекъснат режим (CW – черни точки) и в режим на синхронизация на модовете (ML – червени точки); отношение между площта на напречното сечение на възбуждащото лъчение и тази на резонаторния мод в активната среда (синя крива). (b) автокорелационна функция (черна крива) и теоретична sech^2 функция (червена крива); оптичен спектър (вмъкната графика).

Продължителността на импулсите е 5.1 ps (FWHM), приемайки формата им $\text{sech}^2(t)$ (фиг. 4.5 b). Тази продължителност остава постоянна за целия интервал от погълната възбуждаща мощност, в който се получава режим на синхронизация на модовете. Измерената ширина на оптичния спектър (FWHM) е $\Delta\lambda=0.2\pm 0.05$ nm (фиг. 4.5 b – вмъкната графика). Изчисленото произведение на продължителността на импулсите и ширината на спектъра е $TBP=0.3\pm 0.1$, което отговаря на трансформационно-ограничени импулси за приетата форма на импулсите.

Честотата на повторение на импулсите е $f_{rep}=119$ MHz. Режимът на синхронизация на модовете е стабилен за няколко часа с флукутации в изходната мощност, по-малки от 2%. Измереният качествен фактор на изходното лъчение е $M^2_{\chi}\approx M^2_{\gamma}<1.4$.

За да оценим влиянието на солитоновото формиране на импулсите върху стабилността на режима на синхронизация на модовете на описания Nd:YVO₄ лазер, правим опит да получим режим на синхронизация на модовете при температурата на SHG кристала $T_{NLC}=15$ °C, което съответства на формиране на фокусираща $\chi^{(2)}$ -леща ($\Delta kL < 0$ и $n_2^{eff} > 0$). Използваме същия резонатор с пресметнатата дисперсия на груповото закъснение в резонатора $GDD \approx 0.09$ ps² > 0. Единствената разлика е, че променяме положението на SHG кристала в резонатора, така че формирането на фокусираща $\chi^{(2)}$ -леща да доведе до намаляване на загубите и получаване на режим на синхронизация на модовете. Условието за получаване на такъв режим са същите, с една разлика: в този случай няма механизъм за солитоново формиране на импулси. В случая на формиране на фокусираща $\chi^{(2)}$ -леща ($n_2^{eff} > 0$) солитоново формиране на импулсите може да се осъществи само при отрицателна дисперсия на груповото закъснение ($GDD < 0$), докато при формиране на дефокусираща $\chi^{(2)}$ -леща ($n_2^{eff} < 0$) – само при положителна дисперсия на груповото закъснение ($GDD > 0$). Проведени бяха множество експерименти с различни

конфигурации на резонатора, но не бяха получени дори признаци на режим на синхронизация на модовете. От този резултат можем да заключим, че солитоновото формиране на импулсите е от изключителна важност за получаването на стабилен режим на синхронизация на модовете чрез формиране на $\chi^{(2)}$ -леща и за получаването на трансформационно-ограничени импулси.

След като беше изследвано влиянието на знака на нелинейността (n_2^{eff}) върху получаването на стабилен режим на синхронизация на модовете, беше изследвана зависимостта от големината на n_2^{eff} . Според теорията за солитоново формиране на импулси по-висока нелинейност води до получаване на по-кратки импулси. За да проверим това предположение, сравняваме режима на работа на Nd:YVO₄ лазера, като използваме три SHG кристала: 1) PPSLT с дължина L=10 mm, 2) PPSLT с два пъти по-голяма дължина L=20 mm и 3) LBO с дължина L=25 mm, изрязан под ъгъл $\theta=90^\circ$, $\phi=11^\circ$. Изчислените нелинейни показатели на пречупване на тези кристали са съответно $n_2^{\text{eff}}(\text{LBO})=2.5 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$, $n_2^{\text{eff}}(\text{PPSLT с дължина 10 mm})=2.6 \times 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{W}$, $n_2^{\text{eff}}(\text{PPSLT с дължина 20 mm})=5.2 \times 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{W}$. За сравнение нелинейният показател на пречупване на средата YAG в резултат от нелинейността от трети порядък е $n_2(\text{YAG})=6.9 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ или с повече от порядък по-ниска [15]. Получена е по-висока изходна мощност в режим на синхронизация на модовете ($P_{\text{out}}=20.1 \text{ W}$) с нелинейния кристал LBO [35]. Причината е по-ниските дифракционни загуби от по-голямата апертура на този кристал ($3 \times 3 \text{ mm}^2$) в сравнение с ширината (1 mm) на кристалите от тип PPSLT. Тази изходна мощност е най-високата, постигана от лазер в режим на синхронизация на модовете чрез формиране на $\chi^{(2)}$ -леща. Режимът на работа обаче не е самостартиращ и е стабилен само за няколко минути. Освен това продължителността на импулсите е по-голяма ($t_p=6.1 \text{ ps}$ спрямо $t_p=5.1 \text{ ps}$ използвайки PPSLT с дължина 10 mm). Този резултат съвпада с очакванията, формирани от хипотезата за солитоново формиране на импулсите. Друг резултат, съвпадащ с очакванията, е, че с периодично поляризираните кристали е получен режим на синхронизация на модовете с изходно огледало с по-голямо пропускане ($T_{\text{oc}}=67\%$), което съответства на по-ниска енергия на циркулиращия в резонатора импулс. Използвайки нелинеен кристал LBO и такова изходно огледало, не е постигнат режим на синхронизация на модовете.

Използвайки кристал PPMgSLT с два пъти по-голяма дължина L=20 mm, наблюдаваме режим на синхронизация на модовете с два или повече импулса, циркулиращи в резонатора (фиг. 4.8). Тези импулси имат еднакъв интензитет и различно закъснение един спрямо друг. Както е наблюдавано при други лазери, работещи в солитонов режим на синхронизация на модовете, нужна е външна пертурбация, за да се промени броят на генерираните импулси за един проход или закъснението между тях [36]. По-голямата нелинейност на този кристал прави единичния импулс нестабилен. Разделянето на единичния импулс на няколко импулса с по-нисък интензитет е типично явление при солитоново формиране на импулси и то е теоретично описано [37] и експериментално наблюдавано [38].

- **Влияние на разликата в груповите скорости на основната вълна и втората хармонична (GVM) в нелинейния кристал върху стабилността на режима и продължителността на импулсите**

Поради честотната зависимост на показателя на пречупване на SHG кристала импулсите на основната вълна и втората хармонична имат различни групови скорости. Следователно тези импулси се отдалечават един от друг във времето при разпространението си в кристала. Този ефект, причинен от разликата в груповите скорости на основната вълна и втората хармонична (GVM), води до намаляване на ефективната нелинейност n_2^{eff} на SHG кристала. Удобен начин да

се минимизират вредните ефекти от GVM е контролирането на големината на разстройката от точен фазов синхронизъм $|\Delta kL|$ [39]. Контролирането на тази стойност има два ефекта. От една страна, увеличаването на $|\Delta kL|$ води до намаляване на ефективността на преобразуване на основното лъчение във втора хармонична. От друга страна обаче, увеличаването на $|\Delta kL|$ води до увеличаване на честотата на цикъла на преобразуване основна вълна – втора хармонична и обратно преобразуване на втората хармонична в основна вълна (FW – SH и SH – FW).

Увеличаването на тази честота крие механизъм за намаляване на вредните ефекти на GVM. Ако $|\Delta kL|$ се увеличи до стойност, при която цикълът на преобразуване FW – SH и SH – FW приключва преди GVM да раздели времево двата импулса, то тези ефекти ще бъдат минимизирани. Това означава, че е необходимо кохерентната дължина ($L_{\text{coh}}=2\pi/\Delta k$) да бъде по-малка от половината от дължината, за която GVM разделя двата импулса във времето ($L_{\text{GVM}}=t_p/\text{GVM}$): $|\Delta kL| \geq \frac{4\pi}{L_{\text{GVM}}} L = 4\pi \frac{\text{GVM}}{t_p} L$. Увеличаването на $|\Delta kL|$ обаче има своята цена:

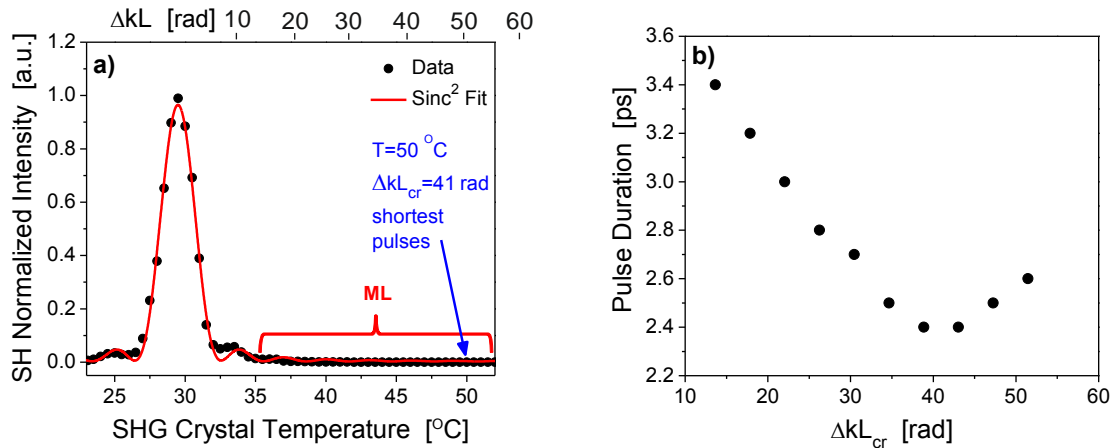
намаляване на ефективната нелинейност на SHG кристала ($n_2^{\text{eff}} = -\frac{4\pi}{c\epsilon_0} \frac{L}{\lambda} \frac{d_{\text{eff}}^2}{n_{2\omega} n_\omega^2} \frac{1}{\Delta kL}$).

Съгласно теорията за солитоновото формиране на импулсите при режим на синхронизация на модовете, продължителността на импулсите е обратно пропорционална на нелинейността n_2^{eff} на SHG кристала ($t_p = 1.7627 \frac{2|GDD|}{\delta_L E_p}$, където $\delta_L = \frac{2\pi}{\lambda} n_2^{\text{eff}} \frac{2L}{A_{\text{eff}}}$). Целта на настоящия експеримент е да сравним тази зависимост с експериментални резултати от лазер в режим на синхронизация на модовете чрез формиране на $\chi^{(2)}$ -леща. Задачата е да се измери продължителността на импулсите в зависимост от разстройката от точен фазов синхронизъм $t_p(\Delta kL)$. Може да се предположи, че минимална продължителност на импулсите трябва да се получи при определена оптимална стойност на ΔkL . При стойности, по-високи от оптималната, продължителността на импулсите трябва да расте, в резултат на намаляването на n_2^{eff} . При стойности, по-ниски от тази, продължителността на импулсите също трябва да расте поради по-голямото влияние на GVM, което води до намаляване на n_2^{eff} .

Използваната експериментална постановка е подобна на описаната в първия експеримент. Активната среда е кристал Nd:Lu_{1.5}Y_{1.5}Al₅O₁₂ (Nd:LuYAG) с дължина 6 mm с концентрация 1 ат. % Nd³⁺. Причината да използваме кристал от този тип е неговият по-широк спектър на флуоресценция, в сравнение с този на Nd:YVO₄. Нелинейният кристал е PPSLT с дължина 20 mm.

Самостартиращ режим на синхронизация на модовете е получен при изходна мощност $P_{\text{out}}=260$ mW, близка до максималната получена в непрекъснат режим на работа с нулев напречен мод TEM₀₀. Погълнатата възбуждаща мощност в този режим е $P_{\text{abs}}=5.2$ W. Продължителността на импулсите е $t_p=2.4$ ps (FWHM), приемайки тяхната времева форма за sech^2 . Ширината на спектъра на излъчване е $\Delta\lambda=0.56\pm 0.05$ nm (FWHM), което съответства на произведение на продължителност на импулса по ширина на спектър TBP=0.3±0.1. Последната величина показва, че импулсите са трансформационно-ограничени. Честотата на повторение на импулсите е $f_{\text{rep}}=120$ MHz. Качественият фактор на изходното лъчение е $M_x^2=1.3$ по хоризонталната и $M_y^2=1.4$ по вертикалната ос.

За изследване на влиянието на нелинейността и на GVM върху продължителността на импулсите се променя разстройката от точен фазов синхронизъм чрез промяна на работната температура на SHG кристала. Режим на синхронизация на модовете се получава в широки граници на изменение на температурата от 35 °C до 54 °C (фиг. 4.16 a). Разстройката ΔkL в тези температурни граници се мени от 14 rad до 51 rad. Минимална продължителност на импулсите е получена при температура $T_{NLC}=50$ °C, съответстваща на разстройка $\Delta kL=40$ rad (фиг. 4.16 b). Получените експериментални резултати за зависимостта на продължителността на импулсите от разстройката ΔkL отговаря на първоначалните очаквания, базирани на хипотезата за солитонно формиране на импулсите при режима на синхронизация на модовете.



Фиг. 4.6. а) а) Зависимост на мощността на генерираната втора хармонична, разделена на квадрата на мощността на падащата основна вълна, от температурата на SHG кристал PPMgSLT с дължина $L=20$ mm при дължина на вълната $\lambda=1064.2$ nm: експериментално измерени стойности (черни точки) и теоретична крива (червена линия). б) зависимост на продължителността на импулсите от разстройката от точен фазов синхронизъм ΔkL .

За да изследваме потенциала на техниката за получаване на режим на синхронизация на модовете, използваща формиране на $\chi^{(2)}$ -леща, за получаване на минимална продължителност на импулсите, използваме лазерната среда Yb:YAG. Използваната конфигурация на резонатора има дължина 1.2 m и е подобна на използваните в предишния експеримент. Активната среда е кристал Yb:YAG и дължина 6 mm с концентрация 5 ат. %. Нелинейният кристал е LBO с дължина 20 mm, изрязан под ъгли $\theta=90^\circ$ и $\phi=0^\circ$ за некритичен фазов синхронизъм при $\lambda=1030$ nm. Кристалът е монтиран в пещ, чиято температура е стабилизирана и чрез нея се управлява условието за фазов синхронизъм на кристала.

Режим на синхронизация на модовете е получен при температура на нелинейния кристал $T=182.5$ °C и при $T=186$ °C, които съответстват на стойности на $\Delta kL=4\pi$ и $\Delta kL=6\pi$ (фиг. 4.18). Работата на кристала LBO при температури, по-ниски от тази на точен фазов синхронизъм отговаря на формиране на разсейвателна $\chi^{(2)}$ -леща. Изходната мощност е $P_{out}=1.04$ W при погълнатата възбуждаща мощност $P_{abs}=45$ W. Продължителността на импулсите е $t_p=1.4$ ps (FWHM), приемайки тяхната форма за sech^2 . Тази стойност е рекордна за лазерите в режим на синхронизация на модовете, използващи формиране на $\chi^{(2)}$ -леща. Честотата на повторение на импулсите е $f_{rep}=120$ MHz. Качественият фактор на изходното лъчение е $M^2_{\chi}=1.3$ по хоризонталната и $M^2_{\gamma}=1.4$ по вертикалната ос.

В заключение, проведени са експерименти, целящи проверка на хипотезата за солитонно формиране на импулсите при режим на синхронизация на модовете, използващ

формиране на $\chi^{(2)}$ -леща. Резултатите подкрепят предсказанията от хипотезата. Стабилността на режима и продължителността на импулсите зависят от условията за солитоново формиране на импулсите. Най-важни параметри са големината и знака на нелинейността, както и енергията на циркулиращия импулс в резонатора.

III. Литература

1. Zewail, A., *Laser Femtochemistry*, in *Science*. 1988. p. 1642.
2. D. Jones, S.D., J. Ranka, A. Stentz, R. Windeler, J. Hall, S. Cundiff, *Carrier-Envelope Phase Control of Femtosecond Mode-Locked Lasers and Direct Optical Frequency Synthesis*. *Science*, 2000. **288**: p. 635.
3. A. Apolonski, A.P., G. Tempea, C. Spielmann, T. Udem, R. Holzwarth, T. Hänsch, F. Krausz, *Controlling the Phase Evolution of Few-Cycle Light Pulses*. *Phys. Rev. Lett.*, 2000. **85**: p. 740.
4. F. Gontad, A.L., A. Klini, A. Loufardaki, M. Panareo, C. Fotakis, and A. Perrone, *Picosecond and subpicosecond pulsed laser deposition of Pb thin films*. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 2013. **16**: p. 093401.
5. J. Chenga, C.L., S. Shangb, D. Liub, W. Perrieb, G. Deardenb, K. Watkinsb, *A review of ultrafast laser materials micromachining*. *Optics & Laser Technology*, 2013. **46**: p. 88-102.
6. Yao, G., *High Efficiency Metal Stencil Printed Silicon Solar Cells*, in *Centre for Photovoltaic Engineering*. 2005, University of New South Wales: Sidney.
7. Baird, B., *Picosecond laser processing of semiconductor and thin film devices*. *Proc. of SPIE*, 2010. **7580**: p. 75800Q-1.
8. F. Dausinger, F.L., H. Lubatschowski, ed. *Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications*. 2004, Springer.
9. T. M. Taczak, D.K.K., *Development of a tunable, narrow-linewidth, cw 2.066- μm Ho:YLF laser for remote sensing of atmospheric CO₂ and H₂O*. *Appl. Opt.*, 1998. **37**: p. 8460.
10. Mazur, R.G.a.E., *Femtosecond laser micromachining in transparent materials*. *Nat. Photonics*, 2008. **2**: p. 219.
11. P. Budni, L.P., M. Lemons, C. Miller, J. Mosto, E. Chicklis, *Efficient midinfrared laser using 1.9- μm pumped Ho:YAG and ZnGeP₂ optical parametric oscillators*. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2000. **17**: p. 723.
12. M. Ebrahim-Zadeh, I.S., *Mid-infrared Coherent Sources and Applications* 2008: Springer.
13. Chen, V.W.S., *Optical space communications*. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2000. **6**: p. 959-975.
14. W. B. Cho, A.S., J. H. Yim, S. Y. Choi, S. Lee, F. Rotermund, U. Griebner, G. Steinmeyer, V. Petrov, X. Mateos, M. C. Pujol, J. J. Carvajal, M. Aguilu, and F. Dnaz, *Passive mode-locking of a Tm-doped bulk laser near 2 μm using a carbon nanotube saturable absorber*. *Opt. Express*, 2009. **17**: p. 11007-11012.
15. Koechner, W., *Solid-State Laser Engineering*. 2006, Springer series in optical sciences.
16. U. Keller, G.W.t., W. H. Knox, J. E. Cunningham, *Ultrafast solid-state lasers*, in *Landolt-Börnstein - Group VIII Advanced Materials and Technologies Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, H.W. G. Herziger, R. Poprawe, Editor. 2007: New York. p. 33-167.
17. Haus, H.A., *Short pulse generation*, in *Compact Sources of Ultrashort Pulses*, I.I.N. Duling, Editor. 1995, Cambridge University Press: New York. p. 1-56.
18. C. Hönninger, R.P., F. Morier-Genoud, M. Moser, U. Keller, *Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking*. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1999. **16**: p. 46-56.
19. J. Paajaste, S.S., R. Koskinen, A. Härkönen, G. Steinmeyer, and M. Guina, *GaSb-based semiconductor saturable absorber mirrors for mode-locking 2 μm semiconductor disk lasers*. *Phys. Stat. Solidi C*, 2012. **9**(2): p. 294-297.

20. W. B. Cho, J.H.Y., S. Y. Choi, S. Lee, A. Schmidt, G. Steinmeyer, U. Griebner, V. Petrov, D. I. Yeom, K. Kim, and F. Rotermund,, *Boosting the nonlinear optical response of carbon nanotube saturable absorbers for broadband mode-locking of bulk lasers*. Adv. Funct. Mater., 2010. **20**(12): p. 1937-1943.
21. G. Cerullo, S.D.S., A. Monguzzi, D. Segala, and V. Magni, *Self-starting mode locking of a cw Nd:YAG laser using cascaded second-order nonlinearities*. Opt. Lett., 1995. **20**(7): p. 746-748.
22. S. Anikeev, D.D., G. Belenky, S. Luryi, C. A. Wang, J. M. Borrego, and G. Nichols, *Measurement of the Auger recombination rate in p-type 0.54 eV GaInAsSb by time-resolved photoluminescence*. Appl. Phys. Lett., 2003. **83**(16): p. 3317-3319.
23. Conradt, G.B.a.R., *Auger recombination in GaAs and GaSb*. Phys. Rev. B, 1977. **16**(2): p. 843-855.
24. J. Paajaste, S.S., A. Härkönen, U. Griebner, G. Steinmeyer, and M. Guina, *Absorption recovery dynamics in 2 μ m GaSb-based SESAMs*. J. Phys. D, 2014. **47**(6): p. 065102.
25. A. A. Lagatsky, S.C., J. A. Gupta, V. E. Kisel, N. V. Kuleshov, C. T. A. Brown, M. D. Dawson, and W. Sibbett, *Broadly tunable femtosecond mode-locking in a Tm:KYW laser near 2 μ m*. Opt. Express, 2011. **19**(10): p. 9995-10000.
26. A. A. Lagatsky, F.F., S. Calvez, S. V. Kurilchik, V. E. Kisel, N. V. Kuleshov, M. D. Dawson, C. T. A. Brown, and W. Sibbett, *Femtosecond pulse operation of a Tm,Ho-codoped crystalline laser near 2 μ m*. Opt. Lett., 2010. **35**(2): p. 172-174.
27. A. A. Lagatsky, X.H., M. D. Serrano, C. Cascales, C. Zaldo, S. Calvez, M. D. Dawson, J. A. Gupta, C. T. A. Brown, and W. Sibbett, *Femtosecond (191 fs) NaY(WO₄)₂ Tm,Ho-codoped laser at 2060 nm*. Opt. Lett., 2010. **35**(18): p. 3027-3029.
28. N. Coluccelli, A.L., A. Di Lieto, M. Tonelli, G. Galzerano, W. Sibbett, and P. Laporta, *Passive mode locking of an in-band-pumped Ho:YLiF₄ laser at 2.06 μ m*. Opt. Lett., 2011. **36**(16): p. 3209-3211.
29. C. Schäfer, C.F., C. Theobald, and J. A. L'huillier, *Parametric Kerr lens mode-locked, 888 nm pumped Nd:YVO₄ laser*. Opt. Lett., 2011. **36**(14): p. 2674-2676.
30. H. Iliev, I.B., S. Kurimura, and V. Petrov, *High-power picosecond Nd:GdVO₄ laser mode locked by SHG in periodically poled stoichiometric lithium tantalite*. Opt. Express, 2010. **35**(7): p. 1016-1018.
31. F. Lenhardt, C.S., C. Theobald, M. Nittmann, J. Bartschke, R. Knappe, and J. A. L'huillier, *888 nm pumped 1342 nm Nd:YVO₄ oscillator Kerr-lens mode-locked using cascaded second-order nonlinearities*. Appl. Phys. B, Lasers and Optics, 2011.
32. H. Cheng, X.D.J., X. P. Hu, M. L. Zhong, X. J. Lv, and S. N. Zhu, *Diode-pumped 1988-nm Tm:YAP laser mode-locked by intracavity second-harmonic generation in periodically poled LiNbO₃*. Opt. Lett., 2014. **39**(7): p. 2187-2190.
33. Wise, J.M.a.F.W., *Soliton compression in quadratic media: high-energy few-cycle pulses with a frequency-doubling crystal*. Opt. Lett., 2006. **31**: p. 1881-1883.
34. W. Weng, Y.L., and X. Zhang, *Temperature-Dependent Sellmeier equation for 1 mol% Mg-Doped stoichiometric lithium tantalate*. Chin. Phys. Lett., 2008. **25**: p. 4303-4306.
35. V. Aleksandrov, T.G., H. Iliev, A. Trifonov, and I. Buchvarov, *$\chi^{(2)}$ -lens mode-locking of a high average power Nd:YVO₄ laser*. CLEO: Science and Innovations, 2014: p. SM4F.3.
36. B. C. Collings, K.B., W. H. Knox, *True fundamental solitons in a passively mode-locked short-cavity Cr:YAG laser*. Opt. Lett., 1997. **22**(14): p. 1098-1100.
37. F. X. Kartner, J.A.d.A., U. Keller, *Modelocking with slow and fast saturable absorbers - What's the difference?* IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., 1998. **4**: p. 159-168.
38. C. Spielmann, P.F.C., T. Brabec, and F. Krausz, *Ultrabroadband femtosecond lasers*. IEEE J. Quantum Electron., 1994. **30**: p. 1100-1114.
39. F. W. Wise, L.Q., and X. Liu, *Applications of Cascaded Quadratic Nonlinearities to Femtosecond Pulse Generation*. J. Nonlinear Optical Physics & Materials 2002. **11**: p. 317.

IV. Списък на публикации и доклади на научни конференции, свързани с дисертацията

Статии в международни рецензирани списания:

1. **V. Aleksandrov**, A. Gluth, V. Petrov, I. Buchvarov, S. Y. Choi, M. H. Kim, F. Rotermund, X. Mateos, F. Díaz, and U. Griebner, "*Tm,Ho:KLu(WO₄)₂ laser mode-locked near 2 μm by single-walled carbon nanotubes*", Optics Express, **22**, 22, 26872-26877 (2014), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.22.026872>
2. **V. Aleksandrov**, A. Gluth, V. Petrov, I. Buchvarov, G. Steinmeyer, J. Paajaste, S. Suomalainen, A. Härkönen, M. Guina, X. Mateos, F. Díaz, and U. Griebner, "*Mode-locked Tm,Ho:KLu(WO₄)₂ laser at 2060 nm using InGaSb-based SESAMs*", Optics Express, **23**, 4, 4614-4619 (2015), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.23.004614>

Доклади на конференции:

1. CLEO Europe 2013

V. Aleksandrov, H. Iliev, L. Zheng, L. Su, J. Xu, G. Aka and I. Buchvarov, "*Passive mode-locking of a Diode pumped Nd:ScYSiO₅ laser*". <http://dx.doi.org/10.1109/CLEOE-IQEC.2013.6800650>

2. ВТОРИ НАЦИОНАЛЕН КОНГРЕС ПО ФИЗИЧЕСКИ НАУКИ, България 2013

V. Aleksandrov, H. Iliev, L. Zheng, L. Su, J. Xu, G. Aka and I. Buchvarov, "*Passive mode-locking of a Diode pumped Nd:ScYSiO₅ laser*".

3. NSCP, Пловдив 2013

V. Aleksandrov, T. Grigorova, H. Iliev, I. Buchvarov, "*χ⁽²⁾-Lens Mode-Locking of High Average Power Nd:YVO₄ Laser*".

4. CLEO USA 2014

V. Aleksandrov, H. Iliev, A. Trifonov, L. Zheng, J. Xu, L. Su, and I. Buchvarov, "*Passive mode-locking of a Diode pumped Nd:Sc_{0.2}Y_{0.8}SiO₅ laser*", CLEO:2014, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2014), paper JT4A.127, http://dx.doi.org/10.1364/CLEO_AT.2014.JT4A.127

5. CLEO USA 2014

V. Aleksandrov, T. Grigorova, H. Iliev, A. Trifonov, I. Buchvarov, "*χ⁽²⁾-Lens Mode-Locking of a High Average Power Nd:YVO₄ Laser*", CLEO:2014, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2014), paper SM4F.3, http://dx.doi.org/10.1364/CLEO_SI.2014.SM4F.3

6. Advanced Solid State Lasers (ASSL) Conference 2014

U. Griebner, **V. Aleksandrov**, A. Gluth, V. Petrov, I. Buchvarov, G. Steinmeyer, J. Paajaste, S. Suomalainen, A. Härkönen, M. Guina, X. Mateos, and F. Diaz, "*GaSb-based SESAM Mode-Locked Tm,Ho:KLuW Laser at 2060 nm*". **Advanced Solid State Lasers**, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2014), paper ATu2A.52, <http://dx.doi.org/10.1364/ASSL.2014.ATu2A.52>

7. 6th EPS-QEOD Europhoton Conference 2014

V. Aleksandrov, A. Gluth, V. Petrov, I. Buchvarov, S. Y. Choi, M. H. Kim, F. Rotermund, X. Mateos, F. Diaz, U. Griebner, "*Tm,Ho:KLu(WO₄)₂ laser mode-locked around 2 μm by single-walled carbon nanotubes*".

8. 6th EPS-QEOD Europhoton Conference 2014

V. Aleksandrov, T. Grigorova, H. Iliev, I. Buchvarov, "*χ⁽²⁾-lens mode-locking of a Nd:YVO₄ laser with high average power and repetition rate up to 600 MHz*".

9. CLEO/EUROPE – EQEC 2015

V. Aleksandrov, H. Iliev, I. Buchvarov, “ $\chi^{(2)}$ -Lens Mode-Locking of a Nd:YVO₄ Laser with High Average Power and Repetition Rate up to 600 MHz”, CLEO:2015, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2015), paper JW2A.76, http://dx.doi.org/10.1364/CLEO_AT.2015.JW2A.76

10. CLEO/EUROPE-EQEC 2015

V. Aleksandrov, H. Iliev, X. Xu, J. Xu, I. Buchvarov, “Transform-Limited Ultrashort Pulse Generation by $\chi^{(2)}$ -Lens Mode-Locking of Nd:LuYAG Laser with Inhomogeneously Broadened Gain Bandwidth”, https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=CLEO_Europe-2015-CA_P_40

11. Advanced Solid State Lasers (ASSL) Conference 2015

V. Aleksandrov, H. Iliev, I. Buchvarov, “ $\chi^{(2)}$ -Lens Mode-Locking of a Yb:YAG Laser Using Intracavity SHG in a LBO crystal”, <http://dx.doi.org/10.1364/ASSL.2015.ATh2A.40>

V. Забелязани независими цитирания на публикациите по дисертацията

V. Aleksandrov, A. Gluth, V. Petrov, I. Buchvarov, G. Steinmeyer, J. Paajaste, S. Suomalainen, A. Härkönen, M. Guina, X. Mateos, F. Díaz, and U. Griebner, "Mode-locked Tm,Ho:KLu(WO₄)₂ laser at 2060 nm using InGaSb-based SESAMs," Opt. Express **23**, 4614-4619 (2015), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.23.004614>

1. P. Li, A. Ruehl, U. Grosse-Wortmann, and I. Hartl, "Sub-100 fs passively mode-locked holmium-doped fiber oscillator operating at 2.06 μm ," Fiber Lasers XII: Technology, Systems, and Applications, Proceedings of SPIE **9344**, 93441L (2015), <http://dx.doi.org/10.1117/12.2078226>

2. Z. Qin, G. Xie, W. Ge, P. Yuan, and L. Qian, "Over 20-W mid-infrared picosecond optical parametric oscillator," IEEE Photonics Journal **7**, 1400506 (2015), <http://dx.doi.org/10.1109/JPHOT.2015.2477281>

2. **V. Aleksandrov**, A. Gluth, V. Petrov, I. Buchvarov, S. Y. Choi, M. H. Kim, F. Rotermund, X. Mateos, F. Díaz, and U. Griebner, "Tm,Ho:KLu(WO₄)₂ laser mode-locked near 2 μm by single-walled carbon nanotubes," Opt. Express **22**, 26872-26877 (2014), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.22.026872>

1. V. V. Filippov, "Athermal directions and their dispersion in KGd(WO₄)₂ and KLu(WO₄)₂ crystals," Optics Communications **356**, 243 (2015), <http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom.2015.07.072>

3. **V. Aleksandrov**, T. Grigorova, H. Iliev, A. Trifonov, I. Buchvarov, “ $\chi^{(2)}$ -Lens Mode-Locking of a High Average Power Nd:YVO₄ Laser”, CLEO:2014, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2014), paper SM4F.3, http://dx.doi.org/10.1364/CLEO_SI.2014.SM4F.3

1. A. Kovalev and V. Plolyakov, “RF Dynamics of Mode-locked Intracavity Frequency Doubled Laser”, Progress In Electromagnetics Research Symposium Proceedings, 2173-2176 (2015)