



Софийски университет "Св. Климент Охридски"

Физически факултет

катедра "Квантова електроника"



---

КОНТРОЛИРАНО ГЕНЕРИРАНЕ И  
САМОФОКУСИРАНЕ НА СИНГУЛЯРНИ СНОПОВЕ И  
ХАРАКТЕРИЗИРАНЕ НА СВРЪХКЪСИ ИМПУЛСИ

Любомир Иванов Стоянов

АВТОРЕФЕРАТ

на дисертация за получаване на научна и образователна степен  
"ДОКТОР"

Научен ръководител:

доц. д-р. Иван Стефанов

Научен консултант:

проф. д-р Александър Драйшу

---

София, юли 2015г.

# СЪДЪРЖАНИЕ

---

I	УВОД	1
II	СТРУКТУРА И ОБЕМ НА ДИСЕРТАЦИЯ	2
III	ТЕОРЕТИЧЕН ОБЗОР	3
	1. Тъмни и светли светлинни снопове	3
	2. Видове тъмни снопове	4
	3. Самофокусиране и самодефокусиране в Керова нелинейна среда. Фоторефрактивен ефект	6
	4. Методи за генериране на фемтосекундни импулси и техники за характеризирането им	7
	5. Наклон на фронта на свръхкъси импулси	8
IV	СОБСТВЕНИ РЕЗУЛТАТИ	10
	6. Дифракция в далечна зона на двумерни и квази-двумерни тъмни снопове от компютърно-синтезирани холограми на оптични вихри	10
	7. Инициране на самофокусиране на снопове носещи фазови сингулярности	16
	8. Самофокусиране на пръстеновидна структура от светли снопове носещи с централен оптичен вихър с висок заряд	20
	9. Измерване на наклон на фронта на фемтосекундни лазерни импулси	25
V	ОСНОВНИ РЕЗУЛТАТИ, ПОЛУЧЕНИ В ДИСЕРТАЦИЯТА	32
VI	СПИСЪК НА СОБСТВЕНИТЕ ПУБЛИКАЦИИ	33
VII	ЛИТЕРАТУРА	35

Бих искал да изкажа искрени благодарности към моя научен ръководител доц. д-р Иван Стефанов и към научния ми консултант проф. д-р Александър Драйшу за това, че ме окуражиха да започна да правя докторантура, за всички ценни съвети и напътствия по време на експериментите, както и за неизчерпаемото им доверие, търпение и вяра в мен по време на цялата ни съвместна работа. Също така искам да благодаря и на Сузана Топузовски, Георги Малешков и Николай Димитров, както и на всички бивши и настоящи колеги от катедра “Квантова електроника”, с които съм имал удоволствието да работя преди и по време на подготовка на дисертацията ми.

Не на последно място искам да благодаря на моето семейство и на моята приятелка за подкрепата им през цялото това време.

## УВОД

---

Сингулярната оптика и толкова повече сингулярната нелинейна оптика е ново и бързо развиващо се направление във фотониката. Обект на интерес в тези области са оптични снопове с поместени в тях фазови дислокации – едномерни и квази-двумерни тъмни снопове, оптични вихри, пръстеновидни тъмни вълни и оптични вихрови диполи. Едномерните и квази-двумерните тъмни снопове се характеризират с линейни  $\pi$  фазови скокове, докато оптичните вихри са единствените известни истински двумерни точкови фазови дислокации.

Освен фундаменталният интерес към тях, значението на този вид снопове за евентуално практическо приложение е свързан с това, че в нелинейна среда с отрицателна нелинейност от трети порядък те могат да формират тъмни солитони или солитонopodobни вълни. При това те формират градиентни вълноводи в обемни нелинейни среди, които могат да бъдат преконфигурирани и са способни да водят сигнални информационни снопове/импулси. Динамиката на такива относително сложни сингулярни снопове в нелинейна среда от трети порядък с положителна нелинейност е сравнително слабо изследвана, за разлика от редицата разработки по разпространението им в дефокусиращи нелинейни среди.

Оптиката на свръхкъсите импулси е едно обширно, сравнително добре изучено, но и все още активно развиващо се направление на съвременната лазерна физика. Макар и не тривиална, задачата за формиране на сингулярни снопове и по-специално на оптични вихри в полетата на фемтосекундни лазерни снопове/импулси е по принцип решена, но все още актуални за изследване остават проблеми, свързани с качеството на тези импулси. Такъв, в частност, е проблемът за измерването и контролирането на наклона на фронта на свръхкъси импулси.

## СТРУКТУРА И ОБЕМ НА ДИСЕРТАЦИЯ

---

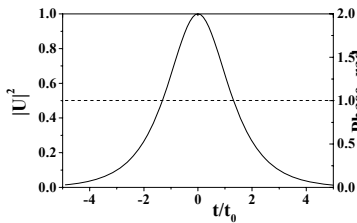
Дисертацията се състои от увод, литературен обзор (Глава 1 до Глава 5), собствени резултати (Глава 6 до Глава 9), изводи, списък на публикациите на дисертанта и списък на цитираната литература. В първите три глави от обзорната част на дисертацията са въведени основните понятия, свързани със светлите и тъмни светлинни снопове, понятието солитон, видовете солитони, както и различни методи за генериране на сингулярни тъмни снопове. Също така е обърнато внимание на видовете тъмни снопове (едномерни, квази-двумерни, смесени дислокации, тъмни пръстеновидни вълни и оптични вихри), както и на ефектите на самофокусиране и самодифракция на подобни снопове в фоторефрактивни среди и на самия фоторефрактивен ефект. В Глава 4 и 5 от обзора са разгледани различните методи за генериране на фемтосекундни лазерни импулси чрез синхронизация на модовете (в това число активна и пасивна синхронизация и солитонен лазер), както и различни техники за измерване и характеризирание на фемтосекундни импулси (включително на наклона на фронта на импулса). В първата глава от приносната част е изследвана промяната на топологичния заряд (ТЗ) на входен вихров сноп, генериран с помощта на двоична компютърно-синтезирана холограма (КСХ), след дифракцията му от втора КСХ. Допълнително е изследван случай, когато входният сноп не е вихров, а върху фона е поместен квази-двумерен тъмен сноп. В Глава 7 е изследвана експериментално и чрез числени симулации еволюцията на тъмен пръстеновиден сноп и/или на съосен оптичен вихър (поместени върху светъл фонов сноп) и иницирирането на самофокусиране във фоторефрактивна нелинейна среда. В Глава 8 тези изследвания са продължени, като акцентът е върху самофокусирането на сингулярни тъмни снопове заобиколени от пръстен от светли снопове (с 5 и 10 пика), както и самофокусирането на квази-двумерен тъмен сноп. Допълнително са изследвани времевата стабилност, качеството и фоточувствителността на оптично индуцираните от тези пръстеновидни структури вълноводи. В последната Глава 9 от собствените резултати е обърнато внимание на проблемите, свързани с наклона на фронта на свръхкъси импулси (НФИ), експерименталното измерване на НФИ чрез интерферометричен метод и чрез автокорелационен, както и на предимствата и недостатъците на тези методи. Пълният обем на дисертацията е 150 страници, включващи 91 фигури, 10 таблици и 163 цитирани литературни източника. Дисертацията се основава на публикациите, отбелязани в списъка на стр. 138.

# ГЛАВА 1.

## ТЪМНИ И СВЕТЛИ СВЕТЛИННИ СНОПОВЕ

Интензивни лазерни снопове/импулси, разпространяващи се в нелинейни оптични среди, могат да предизвикат широк кръг от нелинейни ефекти [1], включително нелинейно смесване на честоти, фазова самомодуляция (ФСМ) и индуцирана фазова модулация. В пространството, при положителен нелинеен показател на пречупване ( $n_2 > 0$ ), процесът на ФСМ може да се окаже съизмеримо силен с дифракционното разширяване на снопа. При определени условия нелинейността и дифракцията могат да се компенсират и да се генерират светли пространствени солитони. Тъмните пространствени и времеви солитони се определят като локализиращи и самоподдържащи се провали в разпределението на полето на интензивни фоновии снопове/импулси, разпространяващи се в среди с отрицателна нелинейност ( $n_2 < 0$ ) [2]. Особено характерен за тъмните солитони е фазовият им профил, съдържащ скок на фазата. В определена точка на пространството или в определено локално време скокът води до нулев интензитет на фоновия снопа/импулс. Фигура 1.1 представя сравнение между амплитудното и фазовото разпределение на светъл и тъмен (съответно черен и сив) солитон [3].

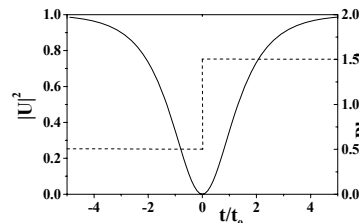
### СВЕТЪЛ СОЛИТОН



$$U(z, t) = a \operatorname{sech}(at) e^{ia^2 z}$$

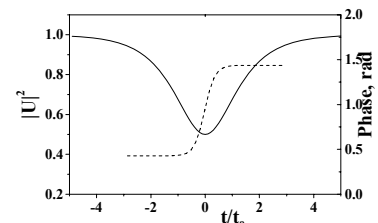
### ТЪМНИ СОЛИТОНИ

“черни”



$$U(z, t) = U_0 \tanh(U_0 t) e^{i2U_0^2 z}$$

“сиви”



**Фигура 1.1:** Характерно разпределение на интензитета (непрекъснати криви) и фазата (прекъснати криви) на светли и тъмни солитони.

Представено е също и нелинейното уравнение на Шрьодингер (НУШ), което описва еволюцията на интензивен оптичен снопа/импулс по протежение на нелинейна оптична среда, отчитайки влиянието на дифракцията (и/или дисперсията от различни порядъци) и влиянието на нелинейността. НУШ в приближение на бавно изменящите се амплитуди има следния вид:

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} + i\beta_1 \frac{\partial \psi}{\partial t} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \psi}{\partial t^3} + i \frac{\alpha}{2} \psi + \frac{1}{2\beta_0} \Delta_T \psi = -\frac{\omega_0}{c} n_2 \left[ |\psi|^2 + s|\psi|^4 + \frac{2i}{\omega_0 \psi} \frac{\partial}{\partial t} (|\psi|^2 \psi) \right] \psi. \quad /1.1/$$

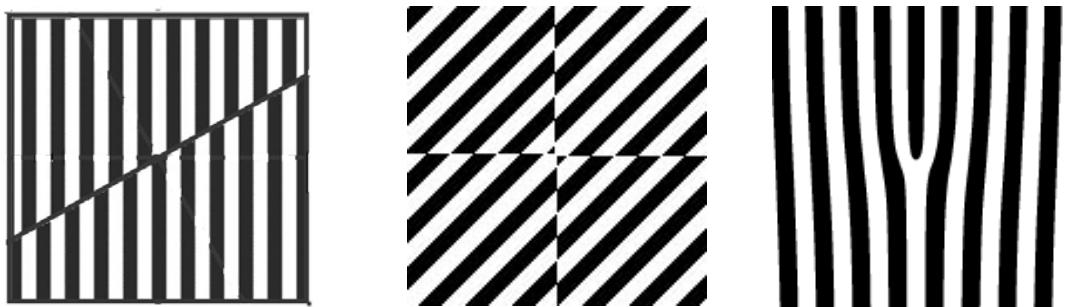
Физическият смисъл на нелинейните членове в дясната страна на НУШ е Кервата нелинейност от трети порядък, евентуалната нелинейност от по-висок (пети) порядък и интензитетната зависимост на груповата скорост (процес от трети порядък). В лявата част на

НУШ са изписани членове, описващи линейни процеси. Производните  $\beta_n = \partial^{(n)} \beta_0 / \partial \omega^n \Big|_{\omega_0}$  отразяват влиянието на дисперсията от различни порядъци (групова скорост, дисперсия на груповата скорост, дисперсия от трети порядък и т.н.). Членът, съдържащ  $\alpha$ , описва линейното поглъщане на средата, а вторите пространствени производни по напречните координати, фигуриращи в напречната част на оператора на Лаплас  $\Delta_T$ , описват дифракцията на снопа в пространството. Представен е подробен евристичен извод извод на НУШ до трети порядък на дисперсията и до втори за дифракцията.

Разгледани са различни методи за генериране на сингулярни (тъмни) снопове.

- Вътрешнорезонаторните методи [4] и външнорезонаторните методи [5], които позволяват модулирането на амплитудата и/или на фазата на лазерното лъчение.
- Генериране на сингулярности чрез фазови пластинки [6];
- Генериране на сингулярности чрез компютърно-синтезирани холограми [7];

Възпроизвеждането на компютърно-синтезирани холограми е един от основните методи за генериране на оптични вихри или на други сингулярни снопове (фиг. 1.2), ползван и от нас.



**Фигура 1.2:** Компютърно – синтезирани холограми за получаване на едномерна (вляво), квази – двумерна (в средата) и оптично – вихрова дислокация с единичен топологичен заряд (вдясно).

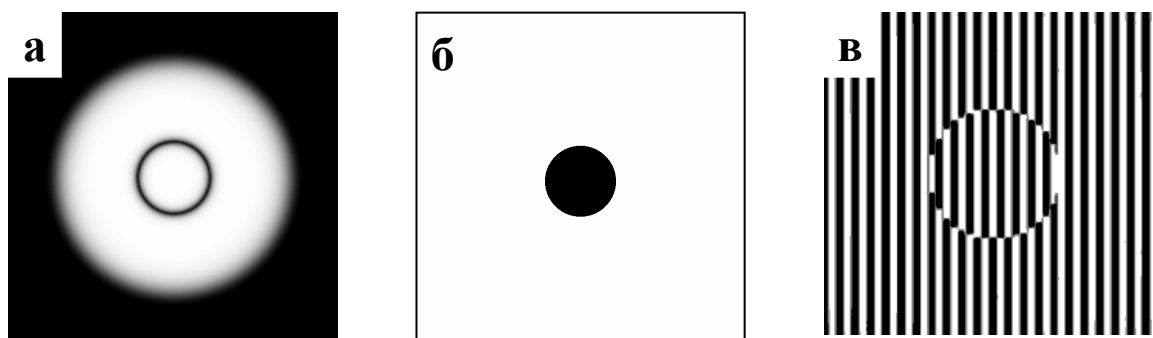
Специално внимание е обърнато на възможните начини за генериране на оптични снопове с фазови сингулярности във фемтосекундни лазерни импулси.

## ГЛАВА 2.

### ВИДОВЕ ТЪМНИ СНОПОВЕ

В Глава 2 от дисертацията са разгледани по-детайлно различните видове тъмни снопове. Едномерният тъмен пространствен сноп, поместен върху светъл фон сноп, се наблюдава [8] във вид на тъмна ивица в напречното сечение на оптичния сноп. Интерес представляват също кръстосаните квази-двумерни тъмни снопове, при които фазовата дислокация също е от линеен тип. Наблюдават се [9] във вид на пресечени ортогонални тъмни ивици в напречното сечение на лазерен сноп. Други сингулярни снопове, представляващи интерес, са двумерните фазови дислокации от смесен тип (двойка  $\pi$ -полуспирали, разделени

от едномерен фазов скок) [10]. Специален вид фазови дислокации са оптичните тъмни пръстеновидни солитонopodobни вълни. Те за първи път са представени от Kivshar и Yang [11] като двумерно нестационарно решение на НУШ.

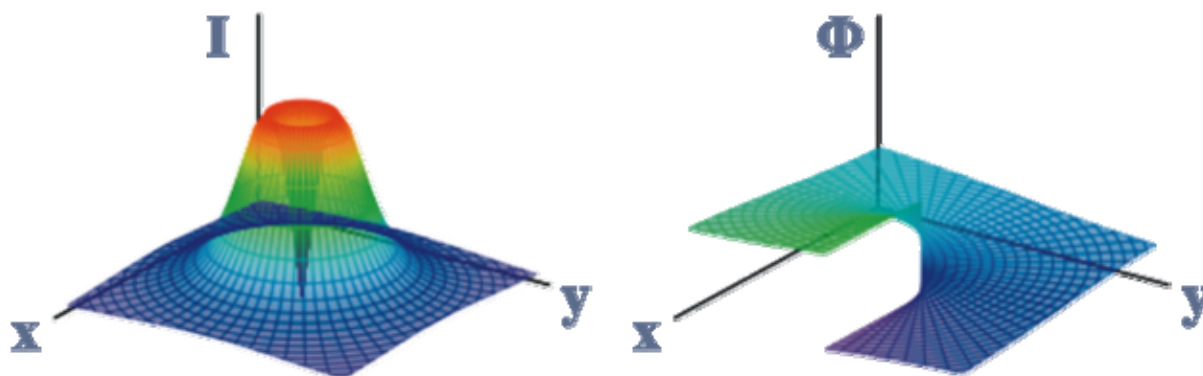


**Фигура 2.1:** Разпределение на интензитета (а) и фазата (б) на пръстеновиден тъмен сноп и опростен вид на двоична КСХ за генерирането му (в). На фазовото разпределение (б) бяло и черно съответстват на фаза 0 и  $\pi$  или обратно. [12]

Сингулярност в изолирана точка от вълновия фронт, около която фазата се изменя с постоянна скорост по азимуталната координата от 0 до  $2\pi l$ , където  $l$  е цяло число, наричано топологичен заряд, се нарича оптичен вихър (ОВ). Оптичните вихри [13] са единствените известни точкови двумерни фазови дислокации. Аналитично, амплитудата на полето на оптичния вихър може да бъде представена със следния израз:

$$A(r, \theta) = A_0 B(r) (r / \omega_0)^{|l|} \exp(il\varphi), \quad /2.1/$$

в който  $r$  е радиалната координата,  $\varphi$  е азимуталната координата, а  $l$  е топологичният заряд. Напречните радиални сечения на ОВ отразяват наличието на изолирани точкови сингулярности със спирални фазови профили около тях. Централната сингулярна точка на спиралата има неопределена фаза и, следователно, интензитетът там трябва да се нулира, което води до характерния за ОВ тороидален профил на интензитета (фиг. 2.2).



**Фигура. 2.2:** Триизмерно разпределение на интензитета и на фазата на оптичен вихър с топологичен заряд  $l=1$ .

Снопове, носещи ОВ с топологичен заряд  $l$ , притежават орбитален ъглов момент  $l\hbar$  за всеки фотон в направлението им на разпространение [14], независим от поляризацията на снопа.



## ГЛАВА 3.

### САМОФОКУСИРАНЕ И САМОДЕФОКУСИРАНЕ В КЕРОВА НЕЛИНЕЙНА СРЕДА. ФОТОРЕФРАКТИВЕН ЕФЕКТ

---

В Глава 3 са разгледани паралелно процесите на самофокусиране и самодефокусиране в Керова нелинейна среда. В такава среда интензитетно-зависимата промяна на показателя на пречупване се описва със зависимостта  $n=n_0+n_2I$ , където  $n_2$  е нелинейният коефициент, а  $\Delta n=n_2I$  е нелинейната част на показателя на пречупване. Двата споменати процеса са процеси на самовъздействие в смисъл, че интензивната вълна променя характеристиките на нелинейната среда и, разпространявайки се в нея, изпитва влиянието на тези променени характеристики. В този смисъл, чрез нелинейната среда, интензивната вълна си самовъздейства. Процес на самофокусиране на светли снопове може да се наблюдава при  $n_2 > 0$ , докато самодефокусирането изисква  $n_2 < 0$  [15]. Разгледано е и явлението модулационна нестабилност. Пространствената модулационна нестабилност се свързва преди всичко с формирането на нишки на самофокусиране при разпространението на интензивен светъл сноп в среда с  $n_2 > 0$ . При такъв режим на разпространение малки начални изменения в пространствената структура на снопа играят роля на пертурбации, които, при определени условия, могат да се усилят експоненциално и да доведат до катастрофално самофокусиране и разрушаване на пространствената структура на снопа.

Специално внимание е обърнато на фоторефрактивния ефект, тъй като голяма част от собствените резултати са свързани с него. При този процес поглъщането на светлината води до генериране на свободни носители, които се движат под действието на електричните полета (на светлината и, евентуално, на допълнително приложено външно поле). Под действието на тези полета свободните носители могат да дифундират или дрейфуват във фоторефрактивния кристал. Това преразпределение на зарядите индуцира силни локални полета в материала, които предизвикват линеен електрооптичен ефект (ефект на Покелс), а той, от своя страна, води до промяна на показателя на пречупване на средата [16-18]. Ето защо фоторефрактивният ефект не може да се опише чрез нелинейните възприемчивости  $\chi^{(n)}$ , а се използва моделът на Куктарев [16]. За числено симулиране на разпространението на сноп във фоторефрактивен кристал SBN се използва следното моделно уравнение [19,20]

$$i \frac{\partial A_j}{\partial z} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A_j - \gamma (E_{sc} + E_0) A_j = 0. \quad /3.6/$$

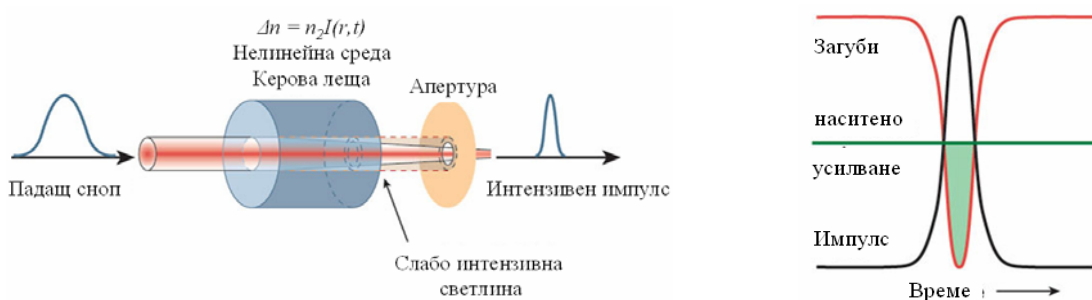
Тук  $A_j$  е бавноменящата се амплитуда на  $j$ -тата компонента, а  $\gamma = (1/2)(2\pi/\lambda)^2 x_0^2 n_0^4 r_{eff}$  е материалният нелинеен параметър, свързан с члена  $r_{eff} = r_{33}$  в електрооптичния тензор за кристал SBN. Аналитичното условие средата да е самофокусираща е  $\gamma > 0$ .  $E_{sc}$  е

екраниращото поле на зарядите в пространството, което е свързано с електростатичния потенциал  $\phi$  ( $E_{sc} = -\partial\phi/\partial x$ ), докато  $E_0$  е външното поле, приложено по направление на  $c$ -оста и перпендикулярно на направлението на разпространение на снопа в кристала. Всички напречни координати в уравн. (3.6) се изразяват в единици радиус на снопа  $x_0$ , а надлъжната координата  $z$  се нормира към дифракционни дължини  $L_{Diff} = (2\pi/\lambda)x_0^2 n_0$ . За ползвания от нас кристал SBN:60 ( $\text{Sr}_x\text{Ba}_{(1-x)}\text{Nb}_2\text{O}_6$ )  $r_{33} = 180\text{pm/V}$ , обикновеният показател на пречупване е  $n_0 = 2.312$ , а показателят на пречупване за необикновената вълна има стойност  $n_0 = 2.273$ .

## ГЛАВА 4.

### МЕТОДИ ЗА ГЕНЕРИРАНЕ НА ФЕМТОСЕКУНДНИ ИМПУЛСИ И ТЕХНИКИ ЗА ХАРАКТЕРИЗИРАНЕТО ИМ

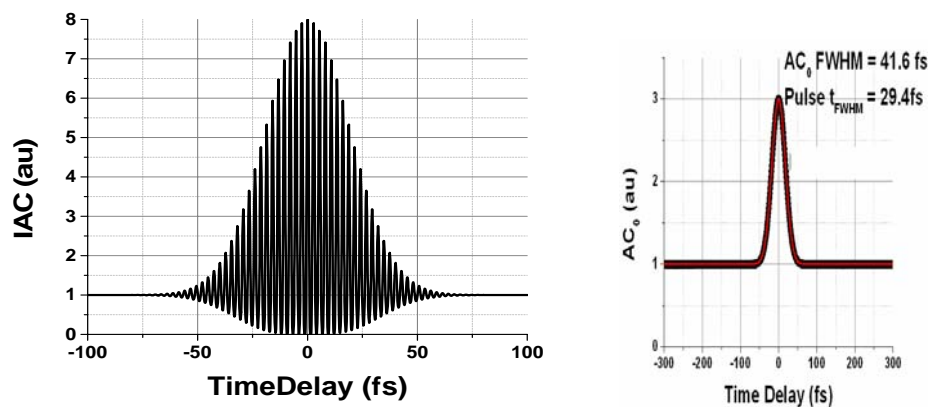
В тази Глава е обърнато внимание на методите за генериране на свръхкъси лазерни импулси и някои техники за тяхното измерване. Режимът на работа на един лазер, при който са взети мерки отделните надлъжни модове да са във фаза, се нарича синхронизация на модовете и е основен метод за получаване на свръхкъси импулси [21]. Синхронизацията на модовете бива пасивна и активна. Друг метод за получаване на свръхкъси импулси е използването на солитонни лазери [22]. Когато един лазер работи в режим на синхронизация на модовете, фазовата разлика между модовете е постоянна. В случая на пасивна синхронизация това се постига без външен “сигнал”, чрез поставянето в резонатора на насищаема среда. Много добре усвоен метод за пасивна синхронизация, който с успех се прилага в комерсиални и в прецизни изследователски лазерни системи, е синхронизацията на модовете посредством нелинейния ефект на Кер. В основата му стои нелинейността от трети порядък  $\chi^{(3)}$ . Това позволява да се използва изключително бързия отклик на средата за пасивна модулация на загубите, което позволява да се генерират фемтосекундни трансформационно-ограничени импулси. Този метод е приложим за среди с широк спектър на усилване (напр. Ti:Sapphire). Принципът на работа на такъв лазер е показан на фиг. 4.1.



**Фигура 4.1:** Схема на режима на синхронизация на модовете посредством ефекта на Кер (ляво). В дясно се вижда поведение на загубите (червена крива), усилването (зелена линия) и на лазерния импулс (черна крива) във времето [23].

В дисертацията е представена и активната синхронизация на модовете на лазер и така наречения солитонен лазер.

Измерването на времевия профил на един свръхкъс импулс не е тривиална задача, тъй като времената за отклик на фотоелектричните устройства са много по-дълги от продължителностите на лазерните импулси. По тази причина се предпочитат косвени оптичните методи, базирани на корелационни техники. Утвърден и използван от нас метод е автокорелационният. Измерваният импулс се разделя на две части,  $F(t)$  и  $F(t - \tau)$ , които се “сравняват” в интерферометър, за да се получи автокорелационната функция. Въведената разлика между дължините на двете рамена на интерферометъра създава закъснението  $\tau$ . В тази Глава са разгледани още безфоновата интензитетна автокорелация и интерферометричната автокорелация от втори порядък. Ако корелаторът за получаване на безфонова автокорелация се настрои така, че двата снопа в него да са съосни след втория светоделител, сигналът, попадащ върху фотоумножителя, представлява интегрирана по времето втора хармонична на двата интерфериращи снопа [24]. Ако цялата корелационна функция бъде записана, тогава, в идеалния случай, отношението максимум към минимум на сигнала в балансиран автокорелатор е 8:1 (фиг. 4.2, ляво).



**Фигура 4.2:** Интерферометрична автокорелация от втори порядък (лява графика) и извлечената от нея чрез Фурие-преобразуване интензитетна автокорелация  $AC_0$  (дясна графика).

При използване на корелационни функции за определяне на продължителностите на свръхкъси импулси тяхната истинска форма остава скрита. В много фемтосекундни експерименти обаче е необходима точна информация за тези величини. В тези случаи най-добри резултати се получават с методите FROG, GRENOUILLE и SPIDER.

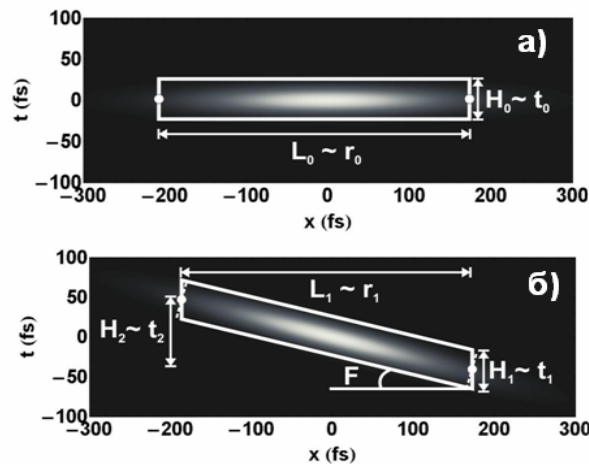
## ГЛАВА 5.

### НАКЛОН НА ФРОНТА НА СВРЪХЪСИ ИМПУЛСИ

---

Наклонът на фронта на импулса (НФИ) е специфична времево-пространствена деформация на свръхкъси оптични импулси – фронтът на импулса е наклонен по отношение

на направлението на разпространение на снопа/импулса, докато неговият фазов фронт остава перпендикулярен. С други думи, обвивката на интензитета на импулса има наклон, вследствие на който се увеличава ефективната дължина на импулса във времето. Като цяло, НФИ води до увеличение на ефективната продължителност на импулса и е нежелан ефект, Това води до нуждата от надежден метод за определянето му. При преминаване на светлинен импулс през оптичен елемент, имащ ъглова дисперсия  $d\beta/d\lambda$ , обвивката на полето, а от там и фронтът на импулса по амплитуда, а и по интензитет, се накланя спрямо фазовия фронт. Ъгълът на този наклон  $F$  (фиг. 5.1 (б)), в най-общия случай, се задава по следния начин  $\tan(F)=|d\beta/d\lambda|$ , [24-26].



**Фигура 5.1:** Интензитетни обвивки на импулс/сноп с времева продължителност  $t_0$  и пространствен размер на снопа  $r_0$ . (а) - Без НФИ. (б) - При ъгъл на наклона  $F$  и ефективни размери  $t_1$ ,  $r_1$ ,  $t_2$ .

Обичайните интерферометрични автокорелатори с втора хармонична, базирани на интерферометри на Мах-Зендер или на Майкелсон, са неприложими за намиране и определяне на НФИ, освен в случая, когато единият от сноповете/импулсите не е обърнат на  $180^\circ$  в пространството [27,28]. Обръщането на единия сноп може да се направи поне по два начина [27]:

- а) в интерферометър на Майкелсон, съдържащ телескоп с увеличение, равно на 1. Така единият сноп се завърта и в двете пространствени направления, хоризонтално и вертикално, точно на обратния ъгъл.
- б) в интерферометър на Мах-Зендер, в едното рамо на който вместо огледало се поставя двойка от подходящо ориентирани огледала. Те ефективно, отново отклоняват снопа, но и го обръщат само в едно (например, хоризонтално) направление.

При промяна в закъснението между импулсите в двете рамена на интерферометъра разпределението на контраста на интерферограмата ще се променя в рамките на наблюдаваната област, т.е. контрастът няма да е хомогенен. Само сноп без наклон на фронта си генерира картина, чиито контраст е еднакъв навсякъде [28].

## ГЛАВА 6.

### ДИФРАКЦИЯ В ДАЛЕЧНА ЗОНА НА ДВУМЕРНИ И КВАЗИ-ДВУМЕРНИ ТЪМНИ СНОПОВЕ ОТ КОМПЮТЪРНО СИНТЕЗИРАНИ ХОЛОГРАМИ НА ОПТИЧНИ ВИХРИ

В Глава 6 от дисертацията са показани експериментални данни, потвърждаващи разработена аналитична теория [29], която изследва промяната на топологичния заряд (ТЗ) на входен вихров сноп, генериран с помощта на двоична компютърно-синтезирана холограма (КСХ), след дифракцията му от втора КСХ. Експериментално е потвърдено, че крайният ТЗ на вихъра е равен на ТЗ на входния вихров сноп плюс заряда на вихъра, кодиран във втората холограма, умножен по дифракционния порядък (с неговия знак). Измерените радиуси на пръстените на преобразуваните оптични вихри (ОВ) в далечната зона съответстват с голяма точност на аналитично пресметнатите. Експерименталните изследвания на промяната на топологичния заряд на входния вихров сноп след дифракцията му от втората компютърно-синтезирана холограма доведоха до идеята за втори експеримент, в който вместо входен вихров сноп се използва квази-двумерен тъмен сноп от типа „тъмен кръст“.

Аналитичният модел, развит в тази Глава, се основа на теоретичния резултат от [29]. В разработения аналитичен модел оптичният вихър, създаден от първата КСХ, в първи дифракционен порядък се представя като Лагер-Гаусов сноп с нулево радиално модово число и с азимутално модово число  $l$ :

$$U_0^{(l)}(r, \varphi, z = 0) = A_{l,0} \left( \frac{r\sqrt{2}}{w_0} \right)^l \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right) \exp(il\varphi), \quad /6.1/$$

където  $A_{l,0} = 2/\sqrt{\pi l!}$  е амплитуден коефициент. По-нататък разглеждаме Фраунхоферовата дифракция (в далечната зона) на този сингулярен сноп от друга КСХ, кодирана с оптичен вихър с  $\text{ТЗ} = p$  и имаща функция на пропускане в полярни координати

$$T(r, \varphi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} t_m \exp[-im((2\pi/D)r \cos(\varphi) - p\varphi)]. \quad /6.2/$$

Константата  $D$  е периодът на решетката. Положителните и отрицателните дифракционни порядъци се отклоняват от оста  $z$  и имат вълнови амплитуди, които се описват като произведение на Лагер-Гаусова функция от първи порядък  $|s_{\pm m}|$ ,  $(\rho_{\pm m}/\omega_f)^{|s_{\pm m}|} \exp(-\rho_{\pm m}^2/\omega_f^2)$  и функция на Кумер  $M$ :

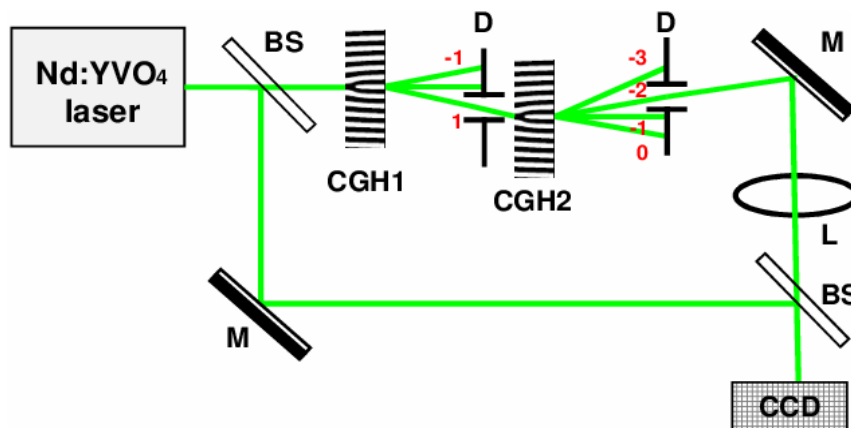
$$U_{\pm m}(\rho_{\pm m}, \theta_{\pm m}, f) = A_{l,0} i \frac{w_0}{w_f} t_{\pm m} (\sqrt{2})^l \exp[is_{\pm m}(\theta_{\pm m} \pm \pi/2)] \\ \times \left( \frac{\rho_{\pm m}}{w_f} \right)^{|s_{\pm m}|} \exp\left(-\frac{\rho_{\pm m}^2}{w_f^2}\right) \frac{\Gamma(|s_{\pm m}| + l/2 + 1)}{\Gamma(|s_{\pm m}| + 1)} M\left(\frac{|s_{\pm m}| - l}{2}, |s_{\pm m}| + 1; \frac{\rho_{\pm m}^2}{w_f^2}\right). \quad /6.3/$$

Напречните интензитетни профили на сноповете, носещи фазови сингулярности, са пръстени на оптични вихри с тъмни ядра, чийто радиуси (виж уравн. (16) в [29]) се пресмятат чрез зависимостта:

$$\rho_{\pm m} = w_f \sqrt{\frac{(|l \pm mp| + 1)|l \pm mp|}{|l \pm mp| + l + 2}}. \quad /6.4/$$

Основният теоретичен резултат, получен от уравн. (6.3), гласи, че крайният ТЗ ( $s$ ) на ОБ трябва да бъде равен на ТЗ ( $l$ ) на входния вихров сноп плюс дифракционния порядък (с неговият знак), умножен по ТЗ ( $p$ ) на вихъра, кодиран във втората двоична КСХ (виж фиг. 6.2), т.е.  $s = l \pm mp$ .

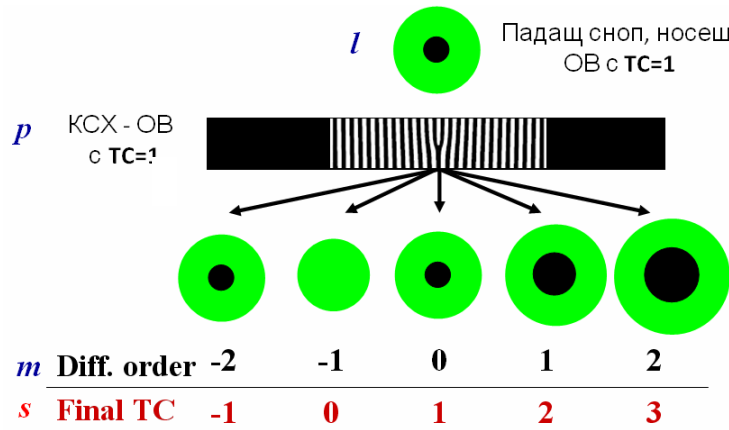
Експерименталната схема, която използвахме, е показана на фиг. 6.1. Снопът от непрекъснат Nd:YVO<sub>4</sub> лазер с дължина на вълната 532nm първоначално се разделя от светоделител, като по-късно предметното и опорното рамо се събират върху втория светоделител, за да интерферират върху CCD-камерата. Камерата е внимателно поставена във фокуса на събирателната леща L (с фокусно разстояние  $f=100\text{cm}$ ). В обектното рамо на интерферометъра Гаусовият сноп дифрагира от първата КСХ, след което желаният дифракционен порядък с желания ТЗ се пропуска през първата ирисова диафрагма D. Занапред ще наричаме този сноп “входен сноп”. Входният сноп осветява втората КСХ и отново желаният дифракционен порядък се избира чрез ирисова диафрагма. Разпределенията на плътността на мощността на крайните оптични вихри, както и съответните интерференчни картини, се записват от CCD-камерата чрез пропускане/блокиране на опорния лазерен сноп, но оставяйки позицията на камерата непроменена.



**Фигура 6.1:** Експериментална схема. Nd:YVO<sub>4</sub> лазер – непрекъснат лазер, излъчващ на дължина на вълната 532nm. BS - светоделители. CGH1, CGH2 – двоични компютърно-синтезирани холограми. D – ирисови диафрагми. L – фокусираща леща ( $f=100\text{cm}$ ). M – плоски огледала. CCD – камера, разположена в шийката на снопа.

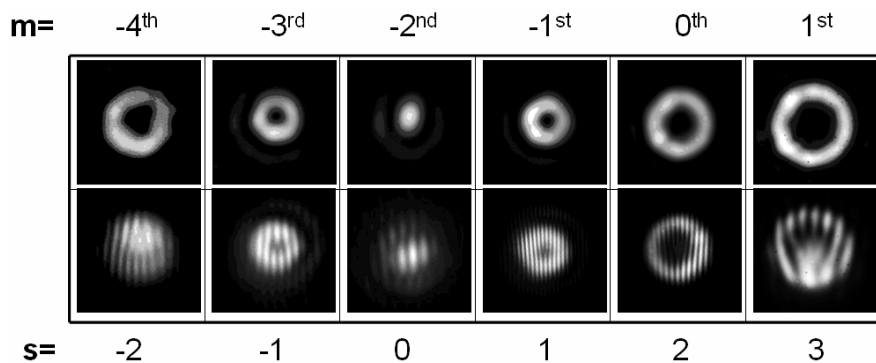
На фиг. 6.2 е показано по лесен за възприемане начин какъв би бил крайният ТЗ  $s$  на изходния сноп в различните дифракционни порядъци, след изпълнението на трансформационното правило за най-простия случай, когато  $l=1$  и  $p=1$ . Интересен е случаят в  $-1$ -ви дифракционен порядък, тъй като, според трансформационното правило, би следвало

зарядът на изходния сноп да се „изтрие” (нулира). Следователно няма да има причина да наблюдаваме тъмен сноп, поместен върху светлия фонов сноп.

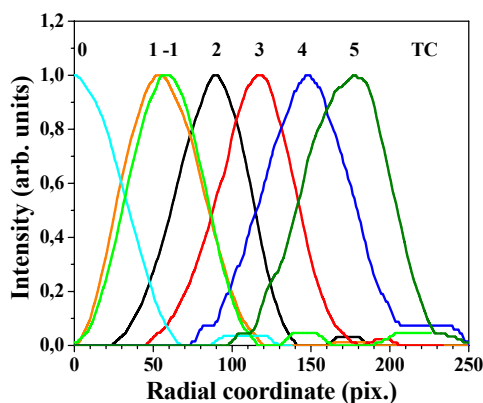


**Фигура 6.2:** Схема на трансформационното правило за крайния ТЗ (topological charge-TC), представено за най-простия случай, когато  $l=1$  и  $p=1$ .

На фиг. 6.3 са представени експерименталните данни за случая, когато входният вихров сноп има ТЗ=2 ( $l=2$ ), а оптичният вихър, кодиран в КСХ2, има ТЗ=1 ( $p=1$ ). Интересен е случаят в  $-2$ -рия дифракционен порядък ( $m=-2$ ). Според трансформационното правило в този порядък крайният ТЗ трябва да е нула. Както се вижда, снопът има добре формиран Гаусоподобен пик. Съответната интерферограма се състои от паралелни интерференчни ивици, които потвърждават че крайният ТЗ е нула, т.е. е „изтрит”. За отрицателните дифракционни порядъци  $m= -3$  и  $m= -4$ , ТЗ на резултатния вихров сноп е отрицателен ( $s =-1$  и  $-2$ ) и разцепването на интерференчната ивица на ОВ на 2 или 3 линии е ориентирано надолу. За  $-1$ -вия и  $0$ -вия дифракционен порядък, както теорията предсказва, крайните топологични заряди са положителни. Това ясно се вижда от съответните интерферограми, на които разцепването на интерференчните ивици на ОВ е ориентирано нагоре. Експериментално получените ТЗ потвърждават трансформационното правило за крайния ТЗ. На фиг. 6.4 са показани нормираните радиални сечения за коментирания случай ( $l = 2$  и  $p = 1$ ) на всички крайни оптични вихри, плюс сечението на ОВ с „изтрит” (нулиран) ТЗ. Графиката потвърждава очакването, че колкото по-голяма е абсолютната стойност на крайния ТЗ на снопа, толкова по-широк е светлият пръстен. Количествените сравнения между теоретичните пресмятания и експерименталните данни за първите три изследвани случая са обобщени в Таблица 6.1. Те са направени на базата на уравн. 6.4.



**Фигура 6.3:** Случай А:  $l=2$  и  $p=1$ . Разпределения на плътността на мощността на резултатния ОВ, получен в различните дифракционни порядъци на падащия вихров сноп с ТЗ=2, минаващ през втората КСХ, кодирана с ТЗ=1, както и съответните интерферограми, показателни за заряда на резултатния ОВ.



**Фигура 6.4:** Нормирани радиални сечения на оптичните вихри за различни дифр. порядъци, в случая, когато  $l=2$  и  $p=1$ , както и техните крайни топологични заряди.

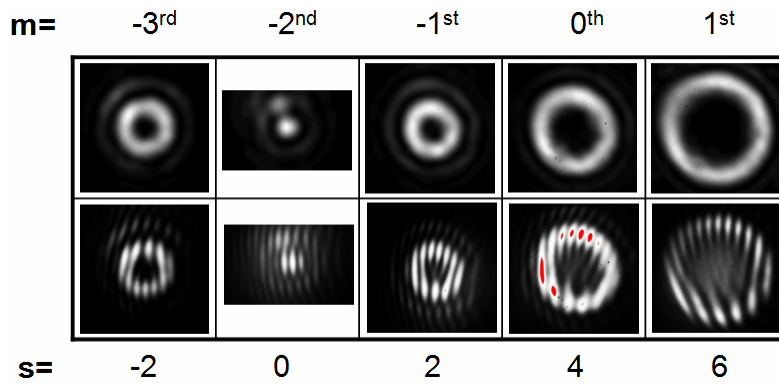
В Таблица 6.1 са представени сравнения между теоретично пресметнатите (th.) и експериментално получените (exp.) радиуси  $\rho_s$  на ОВ, нормирани към  $\rho_l$  радиуса на еднозаряден ОВ, за три експериментални случая. В повечето случаи разликата е значително под 10%, като по този начин може да се твърди, че експерименталните данни са много близки до теоретичните пресмятания.

Случай		$\rho_{-1}/\rho_1$	$\rho_2/\rho_1$	$\rho_3/\rho_1$	$\rho_4/\rho_1$	$\rho_5/\rho_1$
А	th.	1	1.58	2.07	2.51	2.90
	exp.	1.06	1.64	2.12	2.63	3.18
Б	th.	1	1.60	2.10	2.57	2.98
	exp.	1.09	1.68	2.20	2.52	3.16
В	th.	1	1.64	2.19	2.66	3.11
	exp.	n.a.	1.64	2.22	2.66	3.11

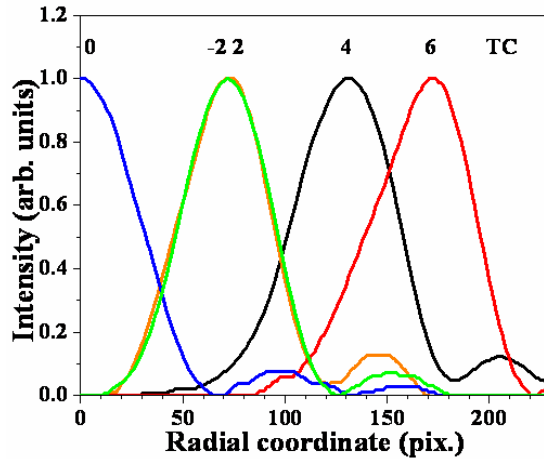
**Таблица 6.1:** Количествено сравнение между теоретично пресметнатите и експериментално измерените радиуси  $\rho_s$  на ОВ, нормирани към  $\rho_l$  радиуса на ОВ с ТЗ=1, (п.а. – този случай не е наличен експериментално).

Ще представим още един случай (фиг. 6.5), който избрахме от много голям набор от измервания с различни комбинации между ТЗ на оптичните вихри  $l$  и  $p$ . Тук входният вихров сноп носи ОВ с ТЗ=4, а КСХ2 е кодирана с вихър със заряд 2. Следователно, преминавайки от един дифракционен порядък към съседния, крайният ТЗ се променя с 2. За съжаление при ТЗ, по-големи от 6, се наблюдават повече или по-малко изразени азимутални модуляции върху светлия пръстен вследствие на двоичния характер на КСХ. Всички общи характеристики на записаните разпределения на плътностите на мощността и интерференчни картини на изходния вихров сноп са в съответствие с горепосочените наблюдения. Предсказаното трансформационно правило за крайния ТЗ напълно се потвърждава от експерименталните данни. При тази комбинация от заряди отново може да се наблюдава изтриването на заряда на входния вихров сноп (фиг. 6.5) и формирането на добре изразен Гаусов пик на позиция, на която е имало тъмен сноп. При нарастване на заряда на вихъра се наблюдава, както и в предишните случаи, нарастване на радиуса на светлия пръстен. Нормираните експериментално получени радиуси на светлите пръстени (фиг. 6.6) количествено съвпадат с теоретично пресметнатите (виж Таблица 6.2).





**Фигура 6.5:** Случай Г:  $l=4$  и  $p=2$ . Разпределения на плътността на мощността на резултатния ОВ, получен в различните дифракционни порядъци на падащия вихров сноп с  $TЗ=4$ , минаващ през втората КСХ с  $TЗ=2$ , както и съответните интерферограми, показателни за заряда на резултатния ОВ.



**Фигура 6.6:** Нормирани радиални сечения на светлите пръстени на оптичните вихри за различни дифр. порядъци, в случая, когато  $l=4$  и  $p=2$ , както и техните крайни топологични заряди.

Сл. Г	$\rho_{-2}/\rho_2$	$\rho_4/\rho_1$	$\rho_6/\rho_2$
th.	1	1.63	2.15
exp.	0.99	1.79	2.35

**Таблица 6.2:** Количествено сравнение между теоретичните пресмятания и експериментално измерените радиуси  $\rho_s$  на ОВ, нормирани към  $\rho_2$  радиуса на ОВ с  $TЗ=2$ .

Представените експериментални данни потвърждават изведеното аналитично правило: Крайният топологичен заряд (ТЗ) на оптичният вихър (ОВ) е равен на заряда на вихъра на падащия сноп, плюс дифракционния порядък (с неговият знак), умножен по заряда на вихъра, кодиран във втората КСХ. Като следствие от това трансформационно правило е възможно ТЗ на ОВ да бъде “изтрит” в случая, когато крайният ТЗ=0. Теоретичните резултати [29,30] за алгебричните преобразувания на ТЗ на ОВ, както и за радиусите на пръстените на трансформиранияте оптични вихри, също съвпадат много добре с експерименталните данни.

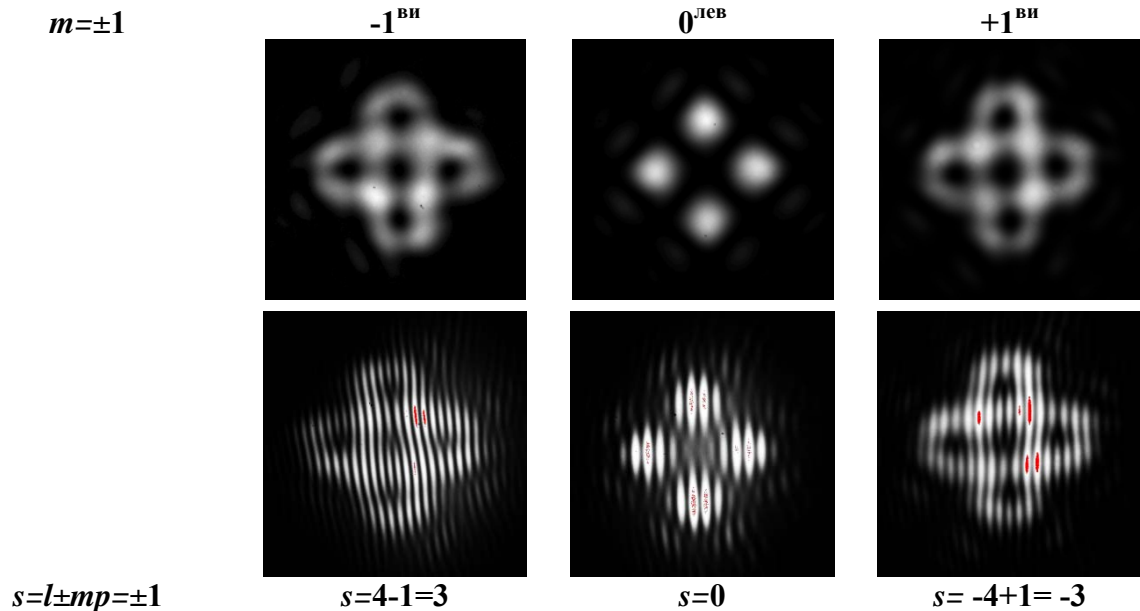
Вторият експеримент, който е представен в тази Глава, изследва дифракцията на кръстосан квази-двумерен тъмен сноп от КСХ на оптичен вихър. Получените експериментални данни показват, че при дифракцията в далечната зона на такъв тъмен сноп от КСХ на ОВ със заряд равен на едно, се пораждат четири нови ОВ на места, където първоначално фазата е била плоска, а централният ОВ се запазва. При това новите ОВ са с топологичен заряд със знак, противоположен на този на централния вихър. Придържайки се към теоретичните разсъждения, направени дотук и следвайки този стил на изложение, можем да запишем амплитудата на снопа, дифрагирайки в първи порядък след първата холограма, като разлика между две Лагер-Гаусови функции с едно и също радиално модово число и с азимутални модови числа, равни по абсолютна стойност, но различни по знак:

$$U^i(r, \varphi, z=0) = A_{l,0} \left( \frac{r\sqrt{2}}{w_0} \right)^l \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right) \cos(l\varphi) = \frac{1}{2} A_{l,0} \left( \frac{r\sqrt{2}}{w_0} \right)^l \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right) (\exp(il\varphi) + \exp(-il\varphi)). \quad /6.5/$$

Тук  $A_{l,0}$  е амплитуден коефициент,  $k = 2\pi/\lambda$  е вълновото число,  $w_0$  е радиусът на шийката на снопа, а  $l=2$  е взето с положителна стойност. В ( $m$ )-тия дифракционен порядък вълновото поле, получено, когато снопът, носещ дислокация от типа „тъмен кръст”, дифрагира от компютърно синтезирана холограма на оптичен вихър, ще бъде

$$U_m(\rho_m, \theta_m, f) = A_{l,0} i \frac{w_0}{w_f} t_m(\sqrt{2})^l \exp\left(-\frac{\rho_m^2}{w_f^2}\right) \left\{ \exp[i(l+mp)(\theta_m + \pi/2)] \left(\frac{\rho_m}{w_f}\right)^{|l+mp|} \frac{\Gamma(|l+mp+l|/2+1)}{\Gamma(|l+mp|+1)} M\left(\frac{|l+mp|-l}{2}, |l+mp|+1; \frac{\rho_m^2}{w_f^2}\right) - \exp[-i(l-mp)(\theta_m + \pi/2)] \right. \\ \left. \times \left(\frac{\rho_m}{w_f}\right)^{|l-mp|} \frac{\Gamma(|l-mp+l|/2+1)}{\Gamma(|l-mp|+1)} M\left(\frac{|l-mp|-l}{2}, |l-mp|+1; \frac{\rho_m^2}{w_f^2}\right) \right\} \quad /6.6/$$

Експерименталната схема, която използвахме, не се различава принципно от показаната на фиг. 6.1. Единствената разлика идва от факта, че първата КСХ беше с фазова дислокация от типа “тъмен кръст”. На фиг. 6.7 са представени експерименталните данни за случая, когато входният сноп е тъмен кръст, а оптичният вихър, кодиран в КСХ2, има  $T3=1$  ( $p=1$ ). На първия ред на тази фигура могат да се видят разпределения на плътността на мощността на дифрагираните снопове във фокалната равнина на лещата (т.е. в далечната зона).



**Фигура 6.7:** Разпределения на плътността на мощността на резултатния сноп, носещ 5 ОБ, получен в  $\pm 1$  дифракционен порядък на падащия сноп (вижте нулевия порядък, средна колона), носещ дислокация от типа “тъмен кръст”, след втората КСХ, кодирана с ОБ с  $T3=1$ . Долен ред кадри - съответните интерферограми, показателни за зарядите на новите оптични вихри.

Според трансформационното правило  $s=l\pm mp$  в тези порядъци крайният  $T3$  трябва да е равен  $\pm 1$  в зависимост от знака на порядъка ( $s=0+(\pm 1)1=\pm 1$ ). Както се вижда обаче, наблюдаваната картина е много по-различна. Вихърът, кодиран във втората холограма,

изглежда е останал непроменен при преминаването на тъмния кръст през нея. Запазил е своето място, както и предвидения при тази трансформация знак, но са се появили четири нови оптични вихъра. Много интригуващ е фактът, че те са се появили на местата, където първоначално (в падащия квази-двумерен сноп) фазата е плоска и липсват дислокации. Още по-интересното е, че тези четири нови ОВ са с еднакъв топологичен заряд и той е обратен по знак на заряда на централния вихър. Това ясно може да се види от съответните интерферограми, показани на долния ред. Тези интересни наблюдения бяха потвърдени и от числени симулации, базирани на аналитичния модел, развит за този случай. Обратният случай също беше изследван (т.е. когато първата КСХ е кодирана с ОВ, а втората с кръстосан квази-двумерен тъмен сноп). Качествено експерименталните резултати не се различаваха, макар интензитетният профил на крайния сноп да е по-различен. Отново се появяват четири нови вихъра и отново, както и в предишния случай, те се намират на място, където първоначално не е имало фазови дислокации. Представените резултати са показателни за това, че присъствието (отсъствието) на оптичен вихър във втората холограма драматично променя разпределението на интензитета на снопа във фокуса на леща (и в далечната зона). Това би било потенциално полезно за конструиране на азимутален паралелен превключвател за оптични снопове/импулси в обемна нелинейна среда.

## ГЛАВА 7.

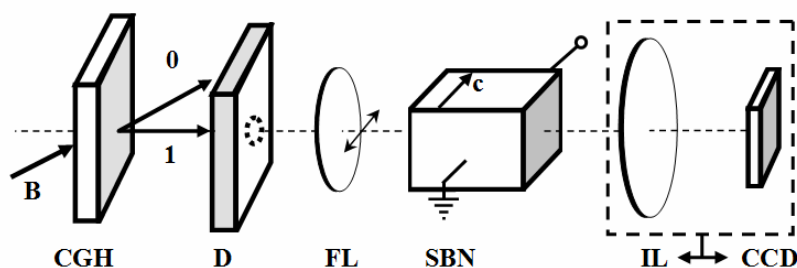
### ИНИЦИИРАНЕ НА САМОФОКУСИРАНЕ НА СНОПОВЕ, НОСЕЩИ ФАЗОВИ СИНГУЛЯРНОСТИ

---

В тази Глава от дисертацията експериментално и чрез числени симулации е демонстрирано, че наличието и еволюцията на тъмен пръстеновиден сноп и/или на съосен оптичен вихър, поместени върху светъл фонов сноп, значително пертурбират фона. Във фоторефрактивна нелинейна среда (кристал SBN), тези пертурбации могат да инициират самофокусиране на фоновия сноп.

В експериментите, които проведохме, използвахме непрекъснат Nd:YVO<sub>4</sub> – лазер с удвоена честота, работещ на дължина на вълната 532nm. Експерименталната схема е показана на фиг. 7.1. Желаните фазови сингулярности се получават чрез набор от двоични компютърно-синтезирани холограми (КСХ). Първият порядък от дифрагиращия сноп, който носи фазовите дислокации, се фокусира от лещата FL върху предната стена на 6mm дълъг фоторефрактивен кристал SBN със сечение 6mm x 10mm. Чистият Гаусов сноп се фокусира силно на предната стена на кристала до напречен размер от около 20µm, като на изходната му стена ширината му е 310µm. Това означава, че дългата 6mm нелинейна среда ни осигурява нелинейно разпространение на снопа от около 6 дифракционни дължини  $L_d$ . Поляризацията на

лазерния сноп е успоредна на  $c$ -оста на кристала, като по този начин снопът изпитва силна фоторефрактивна нелинейност, дължаща се на високия електрооптичен коефициент  $r_{33}$  на кристала. Върху кристала е приложено външно електрично поле  $E_0$ , което променяхме в интервала от 300V/cm до 450V/cm. Предната и задната стена на кристала се изобразяваха поотделно с помощта на лещата  $IL$  върху CCD камера, поради което и двата елемента бяха поставени на обща транслационна маса (виж фиг. 7.1). Мощността на фоновия сноп бе настроена да е достатъчно (но не прекалено) висока, така че да започне само слабо самофокусиране на Гаусовия сноп. Тази мощност бе достатъчна, за да се наблюдават началните етапи на самофокусиране, когато върху Гаусовия сноп е поместен сингулярен тъмен сноп (снопове), като неговата плътност на мощността неизбежно се променя.

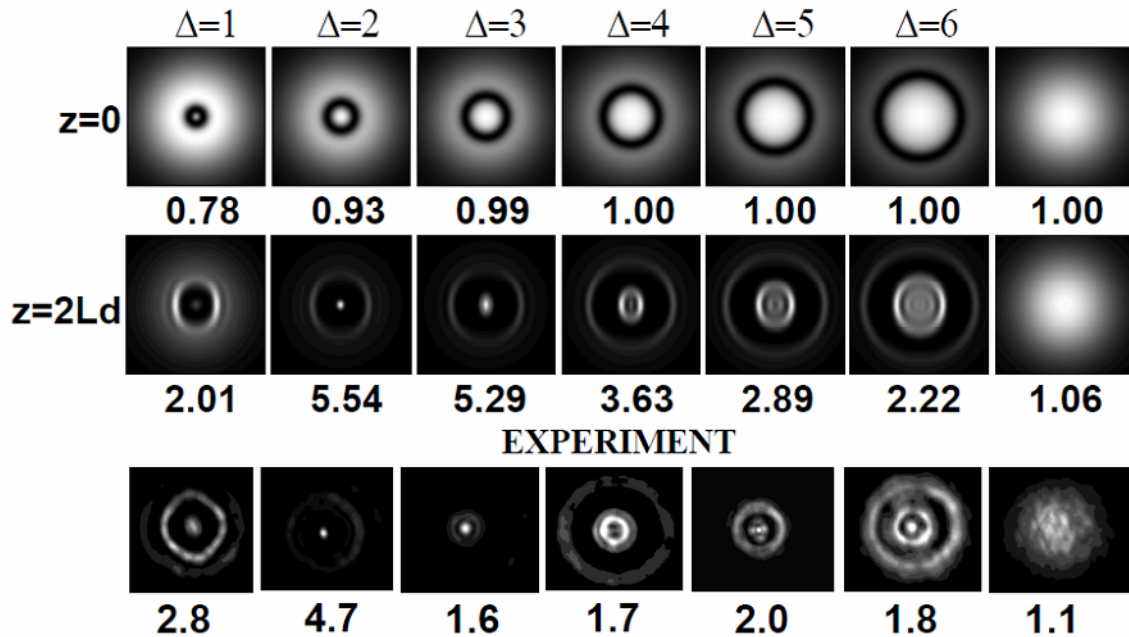


**Фигура 7.1:** Експериментална схема. В – Гаусов фонев сноп, осветяващ КСХ. D – диафрагма, селектираща първия дифракционен порядък на снопа. FL – фокусираща леща ( $f=3.5\text{cm}$ ). SBN – фоторефрактивен кристал с приложено външно електрично поле и с маркирана ориентация на  $c$ -оста. Горизонталната стрелка – поляризацията на снопа. IL и CCD – изобразяваща леща и CCD камера, движещи се на обща транслационна маса, изобразяващи входната или изходната стена на кристала.

За да симулираме числено разпространението на снопа през фоторефрактивния кристал SBN, моделното уравнение /3.6/ бе числено решено посредством модифициран Фурие-метод на разделената стъпка, върху мрежа на числена дискретизация от 1024x1024 точки.

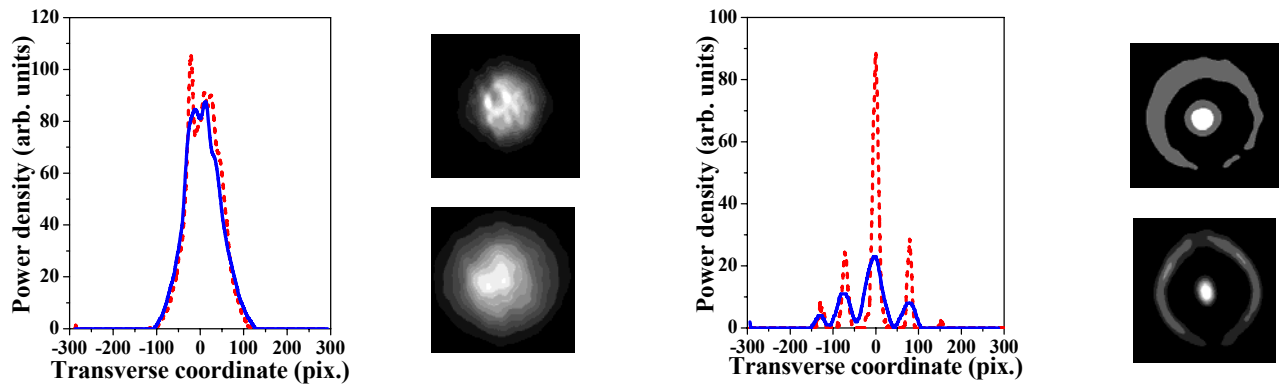
Интересни изводи за промяната на светлия сноп в началните етапи на самофокусиране могат да се направят, като се проследи еволюцията му по дължината на нелинейната среда при първоначално поставени в него тъмни пръстени с различни радиуси  $\Delta$ . На горната серия от кадри на фиг. 7.2 се виждат входните снопове (на разстояние  $z=0$ ) и техните числено симулирани разпределения на плътността на мощността на изхода на фоторефрактивния кристал (на разстояние  $z=2L_d$ , след слабо самофокусиране) за различни  $\Delta$ . На долната серия от кадри на фиг. 7.2 могат да се видят експерименталните профили на снопа, заснети на изхода на кристала за същите първоначални стойности на  $\Delta$ . Числата под тези кадри показват, какво е относителното увеличение на пиковия интензитет на снопа на изхода на кристала. За сравнение, последната колона представлява нелинейната еволюция на чистия Гаусов фонев сноп. Типичното време на облъчване на кристала беше 90s, с изключение на случая  $\Delta=1$  (240s). Важно е да се отбележи, че в тази серия от симулации, при добро съгласуване с експеримента, най-бързата надлъжна динамика наблюдавахме за  $\Delta=2$ . За  $\Delta=1$  най-интензивните части от снопа първоначално се намират извън тъмния пръстен. Както се вижда от симулациите и експеримента, самофокусира се светъл пръстен с относително голям радиус.

За  $\Delta=2$  и  $\Delta=3$  обаче, интензивните области на светлия сноп са близо до неговата ос и се наблюдава самофокусиране във филамент, но с доста различни стойности на нарастване на интензитета. При  $\Delta=4$  централната част на фона се самофокусира в светъл пръстен с малък радиус. Тъй като за случаите, когато  $\Delta=5$  и  $\Delta=6$ , най-интензивните части на фона се намират във вътрешността на тъмния пръстен и са ограничени в пространството от неговото разширение, самофокусиращата се структура става по-богата – доминиращ пик, обграден от самофокусиращи се светли пръстени с различен радиус. Вижда се, че във всички случаи плътността на пиковата мощност надвишава тази на чистия Гаусов сноп за едни и същи разстояния на нелинейно разпространение.

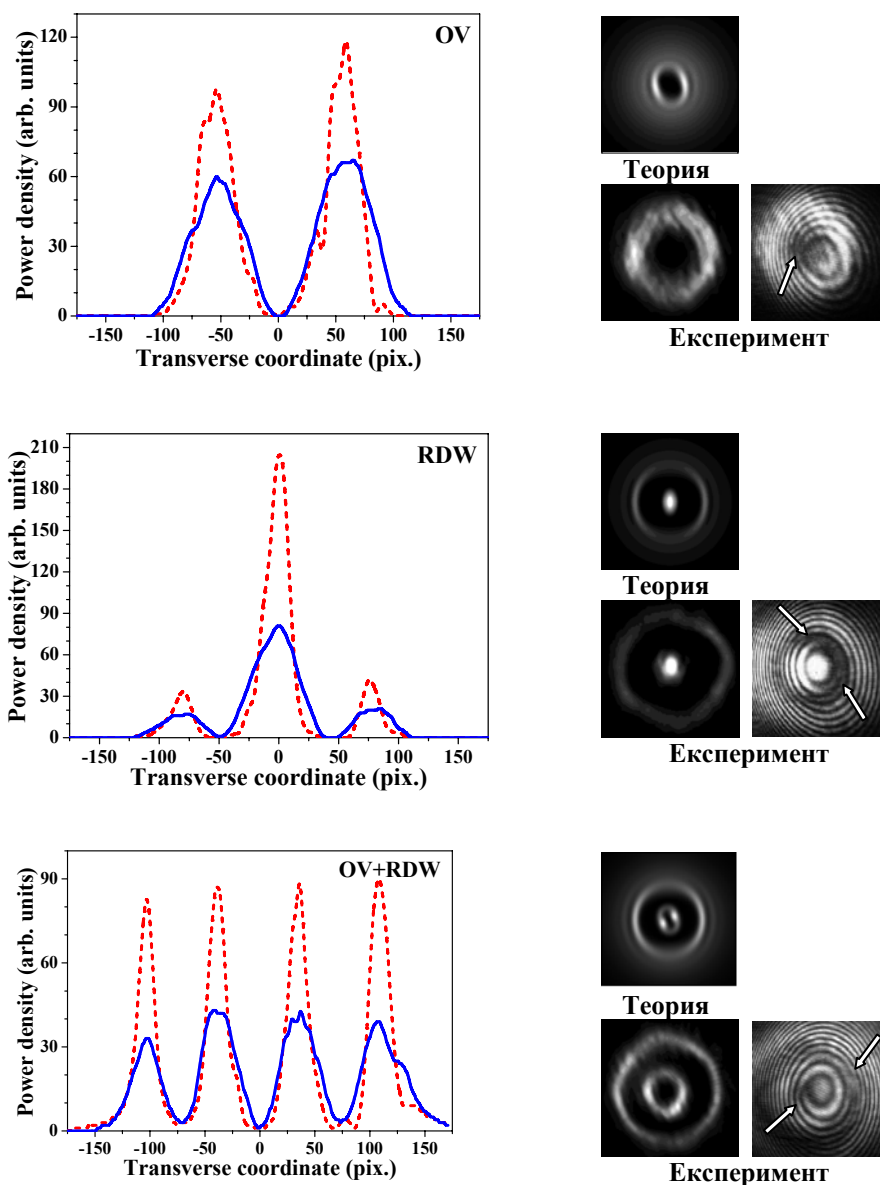


**Фигура 7.2:** Горен ред кадри – Входни снопове ( $z=0$ ) и техните числено симулирани преобразувания на изхода на фоторефрактивна нелинейна среда (среден ред кадри; на разстояние  $z=2L_d$ , след слабо самофокусиране) за тъмни пръстени с различни първоначални радиуси  $\Delta$ . Долен ред кадри – Експериментални профили на снопа, заснети на изхода на кристал SBN за същите първоначални стойности на  $\Delta$ . Последната колона – нелинейната еволюция на чистия Гаусов фонов сноп. Числата под всеки кадър – относителната промяна на пиковия интензитет на снопа на изходната стена на кристала.

По-нататък изследвахме преобразуването на фоновия сноп и самофокусирането му в нелинейната среда, когато в него са поместени двойка коаксиални тъмни пръстени. Мощността на чистия Гаусов сноп беше избрана да е  $110\mu W$ , достатъчно висока, за да стартира слабо самофокусиране на снопа в нелинейната среда (фиг. 7.3, лява графика, прекъсната крива). При същите условия, входният фонов сноп, носещ двата коаксиални тъмни пръстена (фиг. 7.3, дясна графика, непрекъсната крива), силно се самофокусира в централен пик и в широк съосен светъл пръстен (същата графика, пунктирна крива). Увеличението на пиковата плътност на мощността е приблизително 4 пъти. Тази фигура е силно потвърждение на това, че засиленото разширение на коаксиалните тъмни пръстени в нелинейна среда с положителна нелинейност, както и преразпределението на плътността на енергията в рамките на фоновия сноп, са способни да инициират контролирано самофокусиране на светлите на структури върху фона.



**Фигура 7.3:** Лева Графика: Първоначално сечение ( $t=0$ ) на фоновия Гаусов сноп на изхода на фоторефрактивният кристал (непрекъсната крива) и еволюцията му след време на осветяване  $t=180s$  (прекъсната крива). Дясна графика: Еволюция на фоновия Гаусов сноп, когато в него са поместени два коаксиални тъмни пръстена. Приложено напрежение 300V, лазерна мощност  $110\mu W$ . Съответни двойки кадри: Експерименталните данни, от които са получени хоризонталните сечения.



**Фигура 7.4.** Начални ( $t=0$ , непрекъснатите криви) и крайни ( $t=240/120s$ , прекъснати криви) разпределения на плътностите на мощността на фоновия сноп, когато върху него са формирани оптичен вихър (OV; горен ред), тъмен пръстен (RDW; среден ред) и оптичен вихър със съосен тъмен пръстен (OV+RDW; долен ред), получени на изхода на кристала. Прекъснатите криви на графиките са получени от съответните експериментални кадри, показани от дясно. За сравнение, показани са също и съответните числени данни, както и експериментални интерферограми на самофокусирият се сингулярен сноп с чистия опорен сноп на изхода на кристала.

В последната серия от експерименти, които са представени тук (фиг. 7.4), сравнихме нелинейната еволюция на фоновия сноп в случаите, когато той носи (i) оптичен вихър, (ii) един тъмен пръстен и (iii) оптичен вихър със съосен тъмен пръстен. На съответните графики са показани първоначалните (непрекъснатите криви) и крайните (прекъснати) хоризонтални сечения от получените експериментални данни. От дясно на всяка графика са показани числено пресметнатите (за  $z=2L_d$ ) и експериментално получените (на изхода на кристала SBN, след самофокусиране) плътности на мощността на фоновете снопове, носещи различните фазовите сингулярности, както и интерферограми, потвърждаващи присъствието на фазови скокове (или резки фазови промени) по осите на оптичните вихри (и напречно на тъмните пръстени) след започналото самофокусиране на снопа. Ясна индикация за точковата фазова сингулярност на оптичния вихър е разцепването на една интерференчна ивица на две (лявата стрелка на първата и на последната интерферограма на фиг. 7.4). На втората и на третата интерферограма стрелките, поставени от дясно, имат за цел да насочат окото към областите, в които интерференчните ивици изчезват поради резките фазови промени по протежението на тъмният пръстен. Ясно се вижда, че, в зависимост от конкретния сингулярен тъмен сноп (снопове) и поради ускореното им разширение по дължината на средата с положителна нелинейност, може контролирано да се принуди фоновият сноп да се самофокусира в светъл пръстен (фиг. 7.4 горен ред), в доминиращ пик (фиг. 7.4 по средата) или в двойка коаксиални светли пръстени (фиг. 7.4 долен ред) с близки по стойност плътности на мощностите.

## ГЛАВА 8.

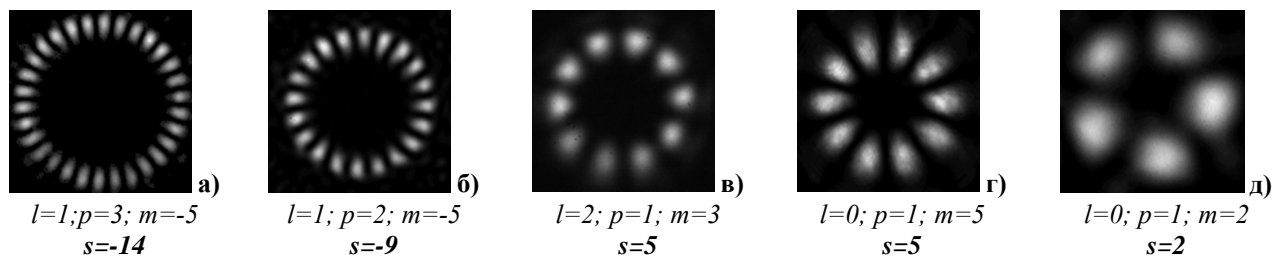
### САМОФОКУСИРАНЕ НА ПРЪСТЕНОВИДНА СТРУКТУРА ОТ СВЕТЛИ СНОПОВЕ С ЦЕНТРАЛЕН ОПТИЧЕН ВИХЪР С ВИСОК ЗАРЯД

---

В тази Глава от дисертацията са описани експериментални изследвания, които доказват, че наличието и еволюцията на сингулярни тъмни снопове, заобиколени от пръстен от светли снопове (с 5 и 10 пика), както и квази-двумерен тъмен сноп, поместен върху светъл фонон сноп, значително пертурбират фона. Във фоторефрактивна нелинейна среда (кристал SBN) тези пертурбации могат да инициират самофокусиране на фоновия сноп, което да доведе до индуцирането на обемни вълноводи в кристала SBN. Допълнително, експериментално изследвахме времевата стабилност, качеството и фоточувствителността на тези оптично индуцирани вълноводи чрез пробен сноп от Титан-сапфиров лазер.

При оптичните вихри с топологичен заряд (ТЗ) 4 и 5, получени или като резултат от дифракцията на вихров сноп или на Гаусов сноп във висок порядък от КСХ на ОВ, могат да се наблюдават слаби азимутални пертурбации, които, при увеличаване на заряда на оптичния

вихър (ОВ), водят до разпадане на светлия пръстен на пръстеновидно подредени светли снопове. Тази тенденция е много добре илюстрирана на фиг. 8.1. Важно е да отбележим, че, с цел по-добра видимост на структурите, представените експериментални кадри не са с един и същи мащаб.

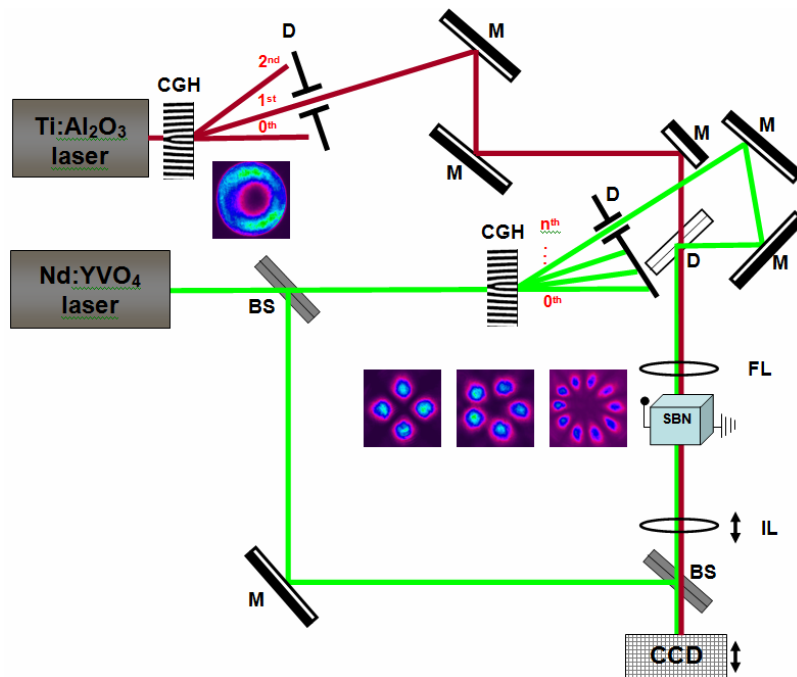


**Фигура 8.1: Горен ред:** Пръстени от светли снопове с централен оптичен вихър, получени от дифракцията на вихров сноп от холограма на ОВ (а-в) и от дифракцията на Гаусов сноп от КСХ на ОВ (г, д). **Долен ред:** Топологичен заряд  $s$  на централния ОВ, пресметнат по трансформационното правило от Глава 6.

Двоичният характер на КСХ и специфичното “биене” (специфични радиални сектори, в които интерференчните линии са удебелени), видимо когато холограмата се постави под микроскоп, водят до разпада на вихровия пръстен на тези пръстеновидни структури от светли пикове с централен оптичен вихър. Този по принцип вреден и нежелан ефект (в контекста на изследванията, проведени в Глава 6) се оказва изключително интересен и полезен в експериментите по самофокусиране на сингулярни тъмни снопове, поместени върху светъл фон сноп, във фоторефрактивна среда (при  $n_2 > 0$ ). От една страна така полученият пръстен от светли снопове има много удобна форма за евентуално създаване на вълноводни структури, а от друга – разпаднатият на отделни пикове светъл пръстен притежава фазов скок между отделните пикове, което е гаранция, че тези пикове няма да се припокриват при силно фокусиране на входа на фоторефрактивната среда. Безспорно най-интересни, от гледна точка на последващо самофокусиране, са пръстеновидните структури с 30 и 20 светли пика. Проблем при тях обаче е фактът, че те се получават при преминаването Гаусов сноп през 2 КСХ, при това във високи дифракционни порядъци, което усложнява много експерименталната схема и драстично намалява мощността на снопа поради двоичния характер и ниската дифракционна ефективност на холограмите. Това автоматично повишава изисквания към мощността на лазерния източник и напрежението, подавано върху кристала. Най-удачен избор на структура се оказват случаите (г) и (д), тъй като снопът минава само през една холограма, макар дифрагирайки във висок порядък (случай (г)). Освен тези две структури (пръстени с 5 и 10 пика) решихме да изследваме самофокусиране в кристал SBN и на квази-двумерен тъмен сноп, генериран от подходяща КСХ. Схемата, която използвахме в експериментите за самофокусирането на тези структури, може да се види на фиг. 8.2. Тя включва напомващ сноп, който носи желаните фазовите дислокации, които се самофокусират в SBN кристал, както и пробен сноп, чрез който се тестват вълноводните свойства на индуцираните вълноводи, тяхната времева стабилност и чувствителността им към дължина на вълната на пробния сноп. Първоначално снопът от непрекъснат Nd:YVO<sub>4</sub> лазер с дължина на



вълната 532nm, който използвахме за стартирането на самофокусиране и последващото индуциране на вълноводи, се разделя от светоделител, като по-късно предметното и опорното рамо се събират върху втория светоделител, за да интерферират върху CCD-камерата.



**Фигура 8.2:** Експериментална схема. Nd:YVO<sub>4</sub> лазер – непрекъснат лазер, излъчващ на дължина на вълната 532nm. Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> – Титан-сапфиров лазер (даващ пробен сноп). BS – светоделители. CGH – двоични компютърно-синтезирани холограми. D – ирисови диафрагми. FL – фокусираща леща ( $f=3,5\text{cm}$ ). M – плоски огледала. SBN – фоторефрактивен кристал. IL и CCD – изобразяваща леща и CCD камера, движещи се на обща транслационна маса, изобразяващи входната или изходната стена на кристала.

Желаните фазови сингулярности се получават чрез общо три двоично-синтезирани холограми (КСХ). Предната и задната стена на кристала се изобразяваха поотделно с помощта на лещата IL върху CCD камера, поради което и двата елемента бяха поставени на обща транслационна маса. Пробното рамо на схемата се оформя от Титан-сапфиров лазер с централна дължина на вълната на излъчване 808nm.

В таблица 8.1 може да се проследи размера на пръстените от светли снопове и на квази-двумерния тъмен сноп, на входа и на изхода на кристала, както и размерите им след процеса на самофокусиране отново на изхода на кристала.

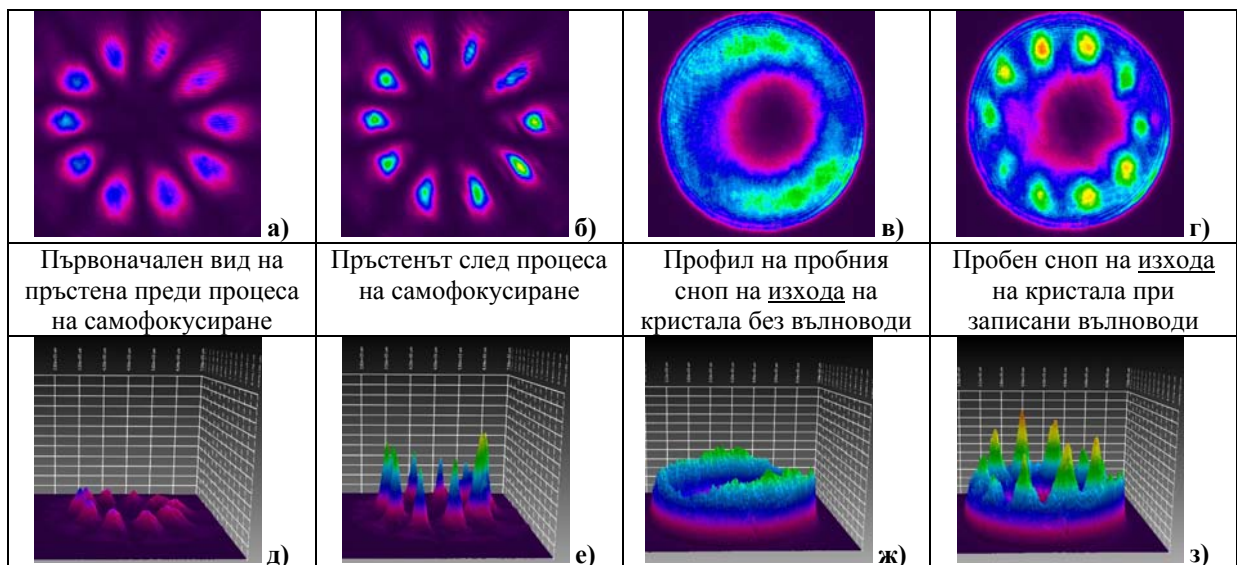
Брой пикове	Размери на снопа на <u>входа</u> на кристала			Размери на снопа на <u>изхода</u> на SBN кристала в <u>линеен режим</u> на разпространение			Размери на снопа на <u>изхода</u> на SBN кристала в <u>нелинеен режим</u> на разпространение		
	Ширина на структурата (пик до пик)	$x_{in}$	$y_{in}$	Ширина на структурата (пик до пик)	$x_{out}$	$y_{out}$	Ширина на структурата (пик до пик)	$x_{out}$	$y_{out}$
4	553 $\mu\text{m}$	164 $\mu\text{m}$	200 $\mu\text{m}$	729 $\mu\text{m}$	211 $\mu\text{m}$	300 $\mu\text{m}$	753 $\mu\text{m}$	100 $\mu\text{m}$	170 $\mu\text{m}$
5	544 $\mu\text{m}$	199 $\mu\text{m}$	204 $\mu\text{m}$	745 $\mu\text{m}$	254 $\mu\text{m}$	260 $\mu\text{m}$	762 $\mu\text{m}$	160 $\mu\text{m}$	170 $\mu\text{m}$
10	771 $\mu\text{m}$	124 $\mu\text{m}$	191 $\mu\text{m}$	1064 $\mu\text{m}$	160 $\mu\text{m}$	240 $\mu\text{m}$	1013 $\mu\text{m}$	80 $\mu\text{m}$	160 $\mu\text{m}$

**Таблица 8.1:** Съпоставка на ширините на пръстените от светли снопове с централен оптичен вихър и на квази-двумерния тъмен сноп (тъмен кръст) на входа на кристала, на изхода в линеен режим и на изхода след самофокусиране, както и размери на един отделен пик от структурите.

Експерименталните данни от таблицата са силно доказателство за надеждното разграничаване на линеен режим на разпространение на структурите от нелинеен режим на самофокусиране. С това считаме, че доминацията на нелинейността над дифракцията и нелинейното индуциране на вълноводи в кристала SBN са експериментално доказани.

Посредством експерименталната схема, показана на фиг. 8.2, изследвахме всеки един от трите случая поотделно. Освен самофокусирането на тези структури изпробвахме и

воденето на пробни снопове в така записаните вълноводи. Първият експериментален случай, който разгледахме, беше самофокусирането на пръстен от 10 светли снопа с централен оптичен вихър. Той е получен от КСХ на оптичен вихър с ТЗ, равен на 1, в пети дифракционен порядък. Този случай е най-тежкият от гледна точка на изисквания към мощността на лазерния източник, подаваното напрежение върху кристала, изпробването на водене и т.н. Самофокусиране на пръстеновидната структура от светли снопове и последващото водене на пробни снопове могат да се видят на кадрите от Таблица 8.2. Успяхме да достигнем до относително увеличение на пиковия интензитет на снопа от около 4 пъти за най-слабо самофокусираните се части от светлия пръстен и до около 6 пъти за най-силно самофокусираните се снопове.

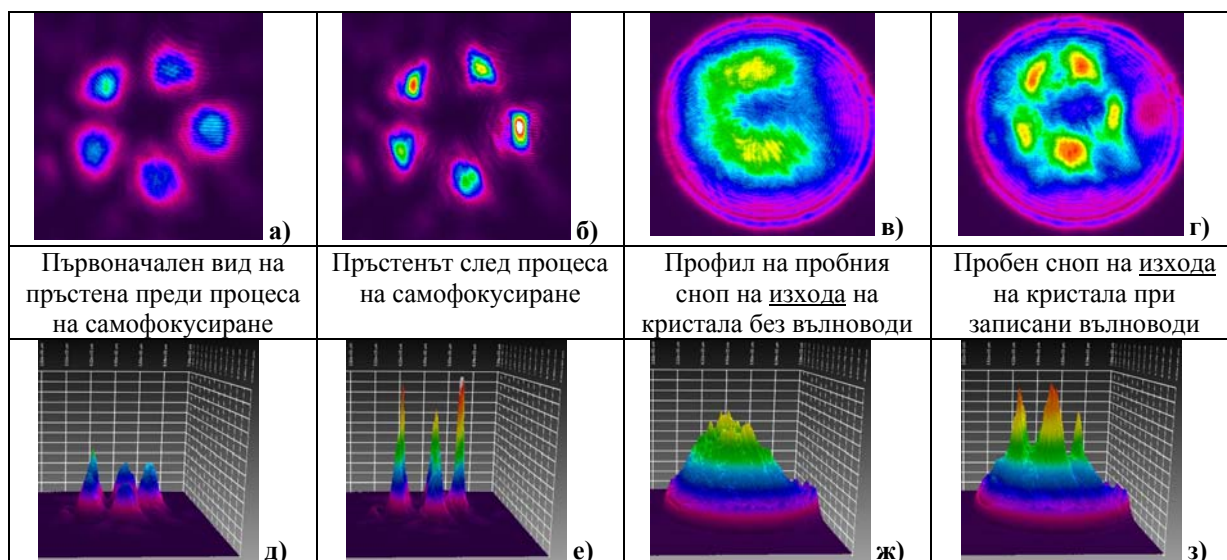


**Таблица 8.2:** Самофокусиране на пръстен от 10 светли снопа с централен ОВ, получен от КСХ на ОВ с ТЗ равен на 1 в пети дифракционен порядък. **Горен ред:** Разпределение на мощността на лазерното лъчение на изхода на кристала в линеен режим (а) и след процеса на самофокусиране (б), както и профил на пробния сноп на изхода на кристала без записани вълноводи (в) и последващото му водене в оптично индуцираните вълноводи на изхода на кристала (г). **Долен ред:** Същите 4 случая, заснети в триизмерно представяне, за по-добра визуализация и илюстрация на ефекта на самофокусиране и водене (д-з).

Успоредно на  $c$ -оста на кристала беше приложено външно електрично поле, като по този начин може да се очаква, че нелинейността ще доминира по направлението  $x$  на пръстена от светли снопове. Тази тенденция, макар и не силно изразена, може да се види в Таблица 8.2 (б), а малко по-добре - на кадър (е). Там най-силно самофокусираните се светли снопове са по направлението  $x$ , докато по направлението  $y$  се наблюдава относително по-слаб процес на самофокусиране. Пробният сноп е формиран при преминаването на снопа от Титан-сапфиров лазер през холограма на оптичен вихър (ОВ) с топологичен заряд 2. Лазерът се ползва в непрекъснат режим, т.к. генериране на ОВ във фемтосекунден режим, макар и решена, не е тривиална задача [31]. Разликата в нивата на интензитета на отделните пикове по  $x$  и по  $y$  на кадри (б) и (г) се дължи на неравномерното разпределение на плътността на мощността на

пробния сноп и по-ниския му интензитет точно по направлението  $x$ , където имахме по-силно самофокусиране (б).

По-нататък изследвахме преобразуването на пръстеновидна структура от 5 светли снопа с централен ОВ и самофокусирането им в нелинейната среда. Този пръстен се генерира посредством друга холограма на ОВ с ТЗ, равен на 1 (със специфично “биене”), но този път във втори дифракционен порядък. Тук основният проблем, освен ниската ефективност в четните порядъци на този тип холограми, беше и лекото припокриване на отделните петна от пръстена с 5 пика поради факта, че фазовият скок между тях не е точно кратен на  $\pi$ . Експерименталните кадри от самофокусирането и последващото водене на пробен сноп за този случай могат да се видят в Таблица 8.3



**Таблица 8.3:** Самофокусиране на пръстен от 5 светли снопа с централен ОВ, получен от КСХ на ОВ с ТЗ равен на 1 във втори дифракционен порядък. **Горен ред:** Разпределение на мощността на лазерното лъчение на изхода на кристала в линеен режим (а) и след процеса на самофокусиране (б), както и профил на пробния сноп без записани вълноводи (в) и последващото му водене в оптично индуцираните вълноводи (г). **Долен ред:** Същите 4 случая, заснети в триизмерен режим от CCD камерата с цел по-добра визуализация и илюстрация на ефекта на самофокусиране и водене (д-з).

Тук отново може да се забележи доминиращото самофокусиране по  $c$ -оста на SBN кристала и по-силното самофокусиране на тези пикове, които са близки до нея. Пробният сноп отново се генерира от холограма на ОВ, но този път ТЗ на вихъра, кодиран в нея, е 1. Както и в предишния случай, и тук всички записани вълноводи са добре осветени и видими при осветяването им с този пробен сноп. По-слабото водене на пробния сноп в някои от оптично индуцираните вълноводи се дължи на интензитетния профил на пробния сноп, който отново не е равномерен. Допълнително, изследвахме времевата стабилност на вълноводите и фоточувствителността на кристала към дължината на вълната на пробния сноп и на основния лазер, който създава самомодулацията.

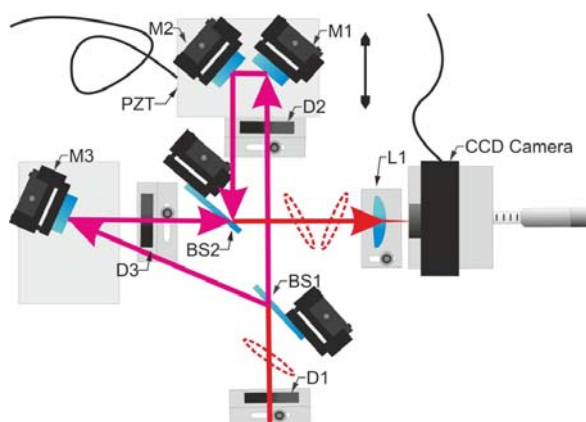
Представените експериментални данни са силно потвърждение на възможността за индуциране на вълноводи във фоторефрактивен кристал SBN:60 и последващото паралелно водене на пробни снопове.

## ГЛАВА 9.

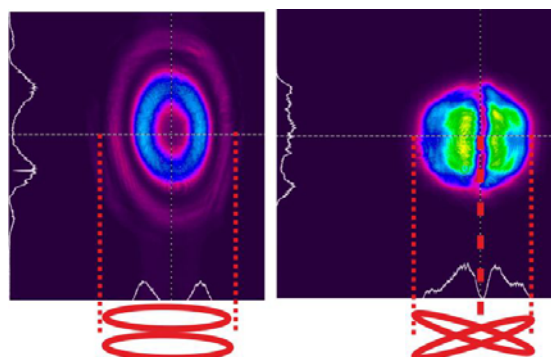
### ИЗМЕРВАНЕ НА НАКЛОНА НА ФРОНТА НА ФЕМТОСЕКУНДНИ ЛАЗЕРНИ ИМПУЛСИ

В настоящата Глава показваме експериментални измервания на съзнателно внесен наклон на фронта на фемтосекундни лазерни импулси чрез използването на корелатор/интерферометър с инвертирано поле. Резултатите, получени при използването на две слабодисперсивни дифракционни решетки, са качествено добре съгласувани с данните от преди развит аналитичен модел, разгледан в [32]. Съгласуването и с независимо интерферометрично измерване е също качествено добро. Тези резултати предоставят много полезен критерий за прецизността при настройването на (по принцип) бездисперсни системи за манипулиране на свръхкъси импулси, както и в случаите, когато наклонът на фронта на импулса (НФИ) е желан.

Интерферометричните автокорелатори с генериране на втора хармонична, базирани на интерферометри на Майкелсон или на Мах-Зендер, не могат да определят НФИ, освен ако един от сноповете/импулсите не е инвертиран в пространството [27,28] или ако не се реализира крос-корелация между импулси с наклон и без наклон [33] на фронтите им. В подобни автокорелатори с инвертирано поле закъснението между импулсите зависи също и от определени напречни координати по сечението на снопа. Следователно записаната автокорелационна крива съдържа информация за ефективното разширяване на свръхкъсия импулс поради НФИ [28,34]. Особеност на интерферометрите с инвертирано поле (фиг. 9.1) е, че снопът в едното му рамо търпи четен брой отражения за разлика от снопа в другото му рамо, където отраженията са нечетен брой. Така се получават два идентични импулса с огледално отражение на наклона на фронта на импулсите и, в резултат, интерференчна картина имаме само в областта на припокриването им във времето и в пространството [27,28].



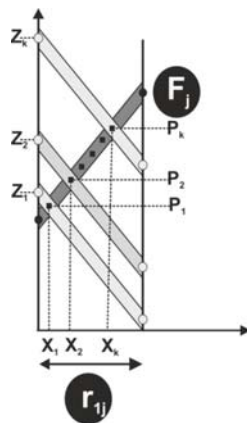
**Фигура 9.1:** Интерферометър с инвертирано поле, чувствителен към наклон на фронта на интерфериращите импулси. M1-M3 – сребърни огледала, BS1, BS2 – светоделители (45°), D1, D2 – ирисови диафрагми, L1-леща ( $f = 3.5\text{cm}$ ), CCD-камера, PZT – пиезо-масичка



**Фигура 9.2:** Фемтосекундна интерференция в отсъствие на НФИ (ляво) и при наличие на НФИ (дясно) в интерферометър с инвертирано поле.

На левия кадър на фиг. 9.2 е показана експерименталната интерференчна картина, регистрирана с интерферометър с инвертирано поле при отсъствие на наклон на фронтите на свръхкъсите импулси. В този случай интерференчните пръстени са ясно видими по цялата апертура на снопа. Когато НФИ е непренебрежим (фиг. 9.2, десен кадър) интерференцията се наблюдава само в областта на припокриване на импулсите. При големи ъгли на НФИ тя се проявява като само една интерференчна ивица. Нейната позиция зависи от закъснението между импулсите, което се отразява и в пространственото им припокриване.

Самото измерване на НФИ и определянето на връзката му с размера на снопа се направи по следната процедура. При дадена позиция на камерата след лещата L1 (виж фиг. 9.1), която отговаря на определен размер на снопа  $r_j$ , се снима зависимостта между положението на ивицата на интерференцията  $X$  (фиг. 9.3) и разликата в дължините на оптичните пътища  $Z$  в двете рамена на интерферометъра.



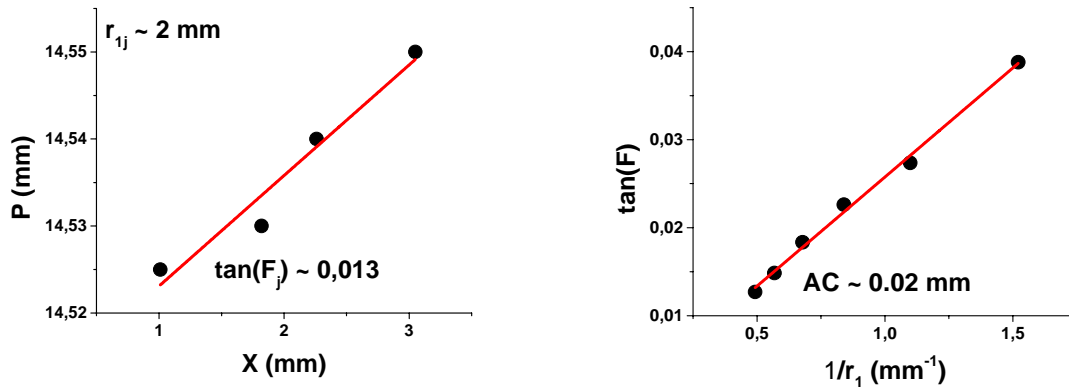
**Фигура 9.3:** Измерване на ъгъла на НФИ  $F_j$  при даден размер на снопа  $r_{ij}$  в позиция  $j$  на камерата спрямо лещата. Величините в черни полета са тези, които се извличат от експеримента.

Така може да бъде определен ъгълът на НФИ  $F$  за  $j$ -тия размер на снопа. Зависимостта е проста –  $\tan(F_j) = \Delta P / \Delta X = (\Delta Z / 2) / \Delta X$ , където  $\Delta Z$  е въведената разлика в оптичните пътища между сноповете/импулсите, за което интерференчната картина се е отместила на разстояние  $\Delta X$  в напречното сечение на снопа. Иначе казано, наклонът на правата  $P(X)$  (виж фиг. 9.3) дава ъгъла на НФИ.

По описания метод, за две различни решетки G1 (с гъстота на линиите 33 1/mm) и G2 (с гъстота на линиите 160 1/mm), беше изследвано поведението на наклона на фронта на импулси, генерирани от фемтосекунден лазерен осцилатор. Извън резонатора импулсите се компресират с 12 допълнителни отражения от каскада от огледала, внасящи отрицателен чирп при всеки акт на отражение. Тези импулси са без НФИ и имат продължителност  $t_{FWHM} = 29\text{fs}$  (продължителност  $t_0 = 25\text{fs}$  на ниво  $1/e^2$  по интензитета). Централната дължина на вълната за спектъра им е  $\lambda_0 = 808\text{nm}$ , честотата на повторение - 80MHz, а средната мощност на лъчението типично е  $P_{av} = 160\text{mW}$ .

На лявата графика на фиг. 9.4, като пример, е показана зависимостта на половината от закъснението  $P$  между импулсите от положението  $X$  на интерференчната картина в снопа, при размер на петното върху CCD-камерата  $r_{ij} = 2\text{mm}$  (тук се спазват означенията, въведени на фиг.

9.3). От серия от такива измервания за различни размери на снопа върху камерата  $r_{lj}$  се получава зависимостта, показана на дясната графика на фиг. 9.4.



**Фигура 9.4:** Експериментално определени ъгъл на НФИ  $F_j$ , при размер на снопа  $r_{lj}$  (ляво) и коефициент на връзка AC между  $\tan(F)$  и  $1/r_1$  от първата решетка G1.

Описаният експеримент и резултатите от него показват, че идеята за определяне на връзката между размера на лазерния сноп и ъгъла на наклон на свръхкъсите светлинни импулси посредством интерферометър с инвертирано поле, е лесно приложима и надеждна.

В тази Глава от дисертацията е реализирано още и корелационно измерване на наклон на фронта на импулса. Както е показано в [32], наклонът на фронта на импулса (НФИ) на Гаусов импулс може да бъде теоретично описан посредством интерпретиране на обвивката на полето с елипса, която може да бъде ротирана. Нека в непертурбирания случай амплитудата на полето на свръхкъсия импулс да е

$$\tilde{E}(x, t) = E_0 \exp(-x^2 / r_0^2 - t^2 / t_0^2) \exp(-i\omega t) , \quad /9.1/$$

а това на импулса с НФИ -  $\tilde{E}(x, t, F, \tau_d)$ . Тук  $\tau_d$  е евентуалното отместване (закъснение) на обвивката на импулса спрямо началото на времевата координатна ос. Диагностиката и евентуална оценка на ъгъла на НФИ биха могли да се правят чрез интерферометър/автокорелатор с инвертирано поле [33]. Аналитичното решение за сигнала на интерферометричната автокорелация от втори порядък при наличие на НФИ е:

$$B_2^F(F, \tau_d) = AC_a + AC_b \cos(\omega\tau_d) + AC_c \cos(2\omega\tau_d) , \quad /9.2/$$

където  $\omega$  е централната дължина на вълната на спектъра на импулса, а

$$\begin{aligned} AC_a &= 1 + 4r_0t_0 \exp(-2\tau_d^2 / K^2) / (KL) \\ AC_b &= (16r_0t_0 \sqrt{2/M}) \exp[-2\tau_d^2 (M - 8r_0^2t_0^2) / (K^2M)] . \\ AC_c &= 2r_0t_0 \exp(-2\tau_d^2 / K^2) / (KL) \end{aligned} \quad /9.3/$$

При въведените за краткост записи:

$$\begin{aligned} K &= [r_0^2 + t_0^2 + (t_0^2 - r_0^2) \cos(2F)]^{1/2} \\ L &= [r_0^2 + t_0^2 + (r_0^2 - t_0^2) \cos(2F)]^{1/2} . \\ M &= 3r_0^4 + 26r_0^2t_0^2 + 3t_0^4 - 3(r_0^2 - t_0^2)^2 \cos(4F) \end{aligned} \quad /9.4/$$

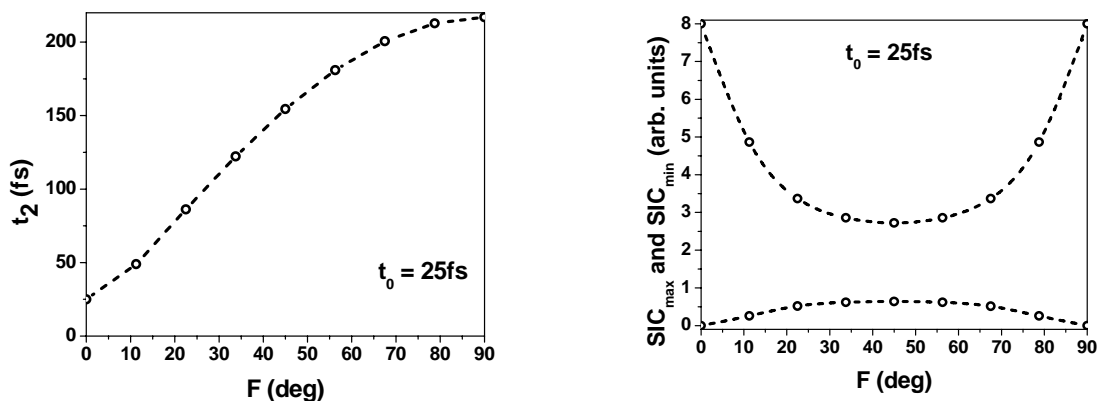
От общи физични съображения могат да се направят предположения за някои ефекти върху интерферометричната автокорелация, които би причинило наличието на НФИ в автокорелатор с инвертирано поле:

#### а) Удължаване на корелацията

Ако импулсите имат наклонени фронтове, в автокорелатор с инвертирано поле би трябвало закъснението, нужно за пълно разминаване на импулсите, да нараства с увеличаване на ъгъла на НФИ  $F$ . Това ще доведе до удължаване на корелационната крива и ще отразява ефективното удължаване на импулсите от продължителност  $t_0$  (равна на  $t_1$  при  $F=0$ , т.е. без НФИ, но в общия случай – различна) до ефективна продължителност  $t_2(F)$ . Именно  $t_2(F)$  е величина, която се измерва с такъв корелатор с инвертирано поле.

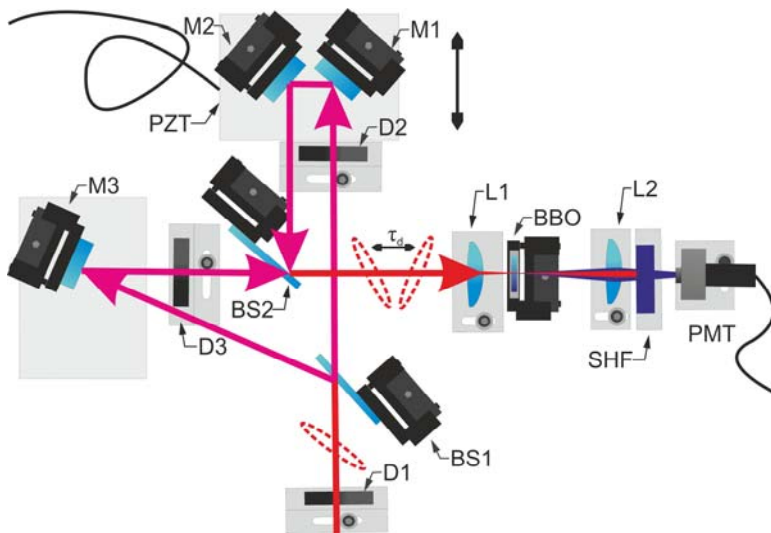
#### б) Промяна на контраста

По същата причина (инвертирането на полето в едното рамо на корелатора) импулсите никога не се припокриват напълно по цялото си пространствено сечение при ъгъл на НФИ, различен от 0 и  $\pi/2$ . Това, в балансиран автокорелатор, ще причини промяна на отношението пик/фонов сигнал от 8:1 до по-ниска стойност при  $F$  в интервала  $(0, \pi/4)$ . Моделът (уравн. 9.2 – 9.4) предвижда точно такова поведение на корелационния сигнал. На фиг. 9.5, това е демонстрирано чрез симулации за импулс/сноп с размери  $t_0=25\text{fs}$  и  $r_0 = 65\mu\text{m} \leftrightarrow 217\text{fs}$ .



**Фигура 9.5:** Ефекти, причинени от НФИ с ъгъл  $F$  върху симулирани с модела корелационни сигнали SIC - удължаване на ефективната продължителност  $t_2$  на импулса (ляво) и промяна в отношението максимален (горна крива) и минимален (долна крива) сигнал от симулираната интерферометрична корелация SIC (дясно).

Експерименталната проверка на модела за балансиран автокорелатор се реализира чрез корелатора с инвертирано поле (фиг. 9.6), който се състои от интерферометъра от фиг. 9.1 с елементите от експеримента за измерване на наклона на фронта и с леща L2 с фокусно разстояние 3.5cm, кристал ВВО за генериране на втора хармонична (SH), дебел 50 $\mu\text{m}$ , филтър SH за пропускане на втората хармонична, фотоумножител PMT, компютър с интерфейс на National Instruments към програма за управление и регистрация на сигнали върху LabView платформа и осцилоскоп. Наклон на фронта на импулсите се въвеждаше умишлено чрез набор от две дифракционни решетки.



**Фигура 9.6:** Чувствителен към НФИ автокорелатор за получаване на интерферометрична автокорелация от втори порядък. M1 до M3 – сребърни огледала, BS1, BS2 – светоделители (45°/800nm), D1, D2, D3 – ирисови диафрагми, L1, L2 – лещи ( $f=3.5$  cm), PMT – фотоумножител, PZT – транслационна пиезо-масичка, BBO – нелинеен кристал за генериране на втора хармонична, SHF – филтър за втора хармонична. Елипси с прекъснати линии–импулси с наклон на фронтите им.

За да можем да пресметнем моделираната интерферометрична автокорелация  $B_2^F(F, \tau_d)$ , която впоследствие да съпоставим с измерена от чувствителния към НФИ корелатор, са ни нужни характеристиките на наклонен импулс, а именно:  $(t_0, r_0, F)$ . За намирането на тези три величини са разгледани два случая – без и с НФИ.

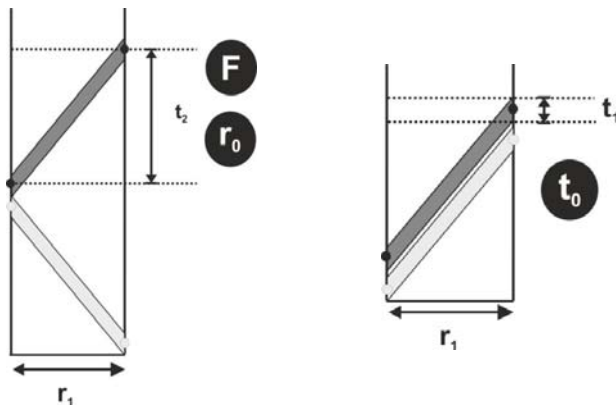
#### а) Моделът в отсъствие на НФИ

Като първа стъпка бе направено измерване с корелатор с инвертирано поле на импулси без умишлено въведен НФИ. Размерите на снопа бяха определени върху челото на кристала ВВО. Така бяха получени следните резултати:  $t_0=25\text{fs}$ ,  $r_0=65\mu\text{m} \leftrightarrow 217\text{fs}$ . С тях направихме съпоставка с числения модел (уравн. 9.2 – 9.4) при  $F=0$ . Резултатите бяха съпоставени с тези от комерсиално FROG-устройство (GRENOUILLE, Swamp Optics), което показва продължителност на импулса  $t_{FWHM} = 30\text{fs}$  (при измерени  $t_{FWHM} = 29\text{fs}$  с корелатора с инвертирано поле).

#### б) Моделът при наличие на НФИ

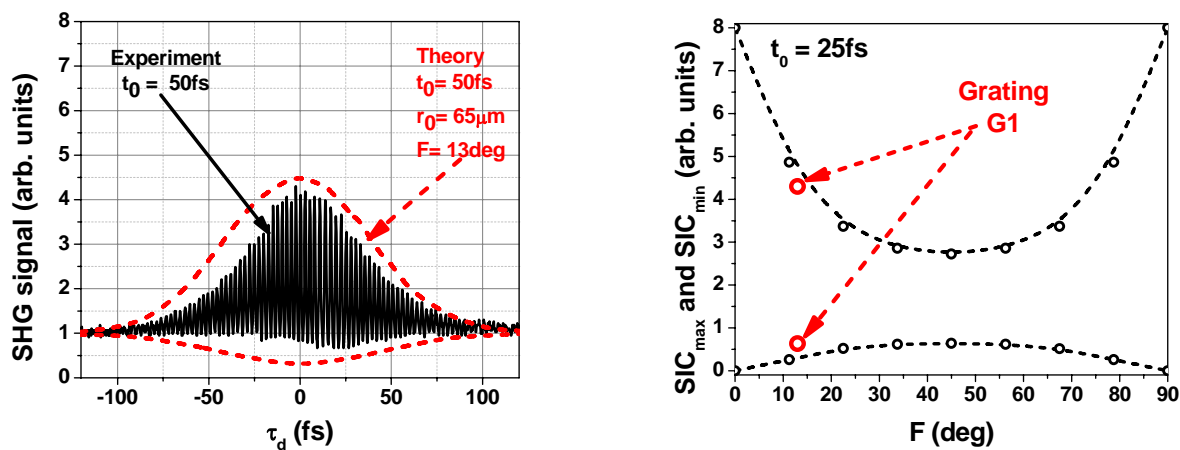
В този случай намирането на параметрите  $(t_0, r_0, F)$  изисква повече усилия. Методът е следният. Ползвайки чувствителния към НФИ автокорелатор (фиг. 9.6) можем да получим времевата продължителност  $t_2$ . Ако заменим кристала ВВО със CCD-камера, със същия корелатор можем да измерим и размера  $r_1$  на снопа с наклонени импулсни фронтове върху кристала, когато той е там (фиг. 9.7, ляво). От измерената двойка величини  $(t_1, r_1, t_2)$  можем да пресметнем  $r_0 = (t_2^2 + r_1^2)^{1/2}$  и  $F = \arccos(r_1/r_0)$ . За пресмятане на корелационна крива от модела, описваща конкретната реална ситуация, и за да я сравним с измерената, се нуждаем още от времевата продължителност  $t_0$ , която импулсът би имал без НФИ, но с допълнителното удължаване от реалния експеримент (вкл. от влиянието на дифракционната решетка). Така с помощта на две конфигурации на корелатора и със CCD-камера (т.е. с интерферометър) установяваме стойностите на  $(t_1, t_2, r_1)$  и имаме нужните входни данни за алгоритъма за получаване на  $(t_0, r_0, F)$ . Сега разполагаме с нужната информация за моделиране на реалната ИАК на импулси с НФИ.





**Фигура 9.7:** Схематично представяне на импулсите/сноповете в корелатор / интерферометър с инвертирано поле (ляво) и в стандартен автокорелатор / интерферометър, нечувствителен към НФИ (дясно). Показани са съответните измервани величини ( $t_2, r_1$ ) - ляво, ( $t_1, r_1$ ) - дясно, а в черни кръгове са оградени трите търсени параметъра ( $t_0, r_0, F$ ).

Както споменахме, с корелатора с инвертирано поле (фиг. 9.6) измерихме продължителност на импулса  $T_0=25\text{fs}$ , когато той не е преминал през схемата за внасяне на НФИ. След това, с автокорелатор, нечувствителен към НФИ, при внесен наклон на фронта на импулсите от двоична амплитудна дифракционна решетка G1 (с гъстота на линиите  $30\text{ l/mm}$ ) с малка ъглова дисперсия, измерихме продължителността  $t_1$ . Така определихме ефективна продължителност на импулса  $t_1=25\text{fs}$ , т.е.  $t_1= T_0$ . Следователно решетката G1 не причинява забележимо удължаване на импулсите. Така реалната продължителност  $t_0$  на ненаклонения импулс, но преминал през схемата за внасяне на НФИ, също има стойност  $t_0=25\text{fs}$ . Измерихме корелация, от която получихме  $t_2=50\text{fs}$ . В измерения сигнал са налице предвидените по-рано, при оформяне на концепциите за модела, ефекти: намаляване на отношението сигнал/фон и удължаване на корелацията (т.е. и на ефективната продължителност на импулса). На фиг. 9.8 (ляво) е показано сравнение между измерения сигнал с модифициран (с инвертирано поле) автокорелатор и обвивката на числено симулираната крива. На същата фигура, вдясно е показано положението на резултатите от експеримента върху теоретично предвидената зависимост от дясната графика на фиг. 9.5.

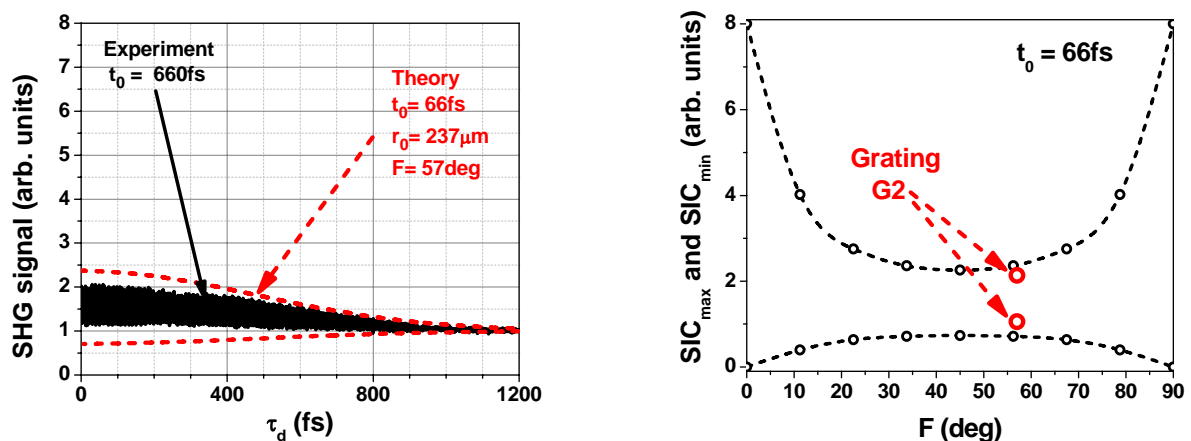


**Фигура 9.8:** Ляво: Съпоставка между експериментално измерената интерферометрична корелация (ИК) и обвивката на моделирана ИК  $B_2^F(F, \tau_d)$  с експериментално определените параметри. Дясно: Положение на максимума и на минимума на експериментално получената ИК върху теоретично предвидената с модела за  $B_2^F(F, \tau_d)$  зависимост на максимума и минимума на ИК от ъгъла на НФИ  $F$ .

Както се вижда от тази фигура, съответствието между експерименталните и теоретичните резултати е качествено добро. От идеалните 8 относителни единици амплитуда

на интерферометрична корелация (ИК) в пика (при нулево закъснение  $\tau_d$  и при липса на НФИ), контрастът спада теоретично до 4,5 единици, а експериментално до 4,3 относителни единици. За минимума на ИК, който в отсъствие на НФИ има стойност 0, сега, поради НФИ, теоретичната му стойност е 0.3, а експерименталното измерване показва 0.6 относителни единици.

Същите измервания бяха направени и с втората дифракционна решетка G2 с гъстота на линиите 160 1/mm. Преди да бъде внесен наклон на фронта на импулсите, определихме продължителността на несмутения импулс  $T_0=30\text{fs}$ . След пренасочване на снопа към G2, видът на корелацията, а и на самия сноп, се промени драстично. Импулсът бе регистриран значително удължен – с времева продължителност  $t_1\approx 120\text{fs}$ . В модифицирания автокорелатор с инвертирано поле регистрираното ефективно удължаване на продължителността на импулса вследствие на НФИ е още по-драстично -  $t_2\approx 600\text{fs}$ . Със CCD-камерата измерихме пространствен размер  $r_1=130\mu\text{m} \leftrightarrow 433\text{fs}$  в позицията на нелинейния кристал за генериране на втора хармонична. Така от данните за  $t_1$ ,  $t_2$  и  $r_1$  определихме величините  $F=57\text{deg}$ ,  $r_1=237\mu\text{m} \leftrightarrow 790\text{fs}$ ,  $t_0=66\text{fs}$ . С получените стойности за  $(t_0, r_0, F)$  пресметнахме  $B_2^F(F, \tau_d)$ . На фиг. 9.9 (ляво) отново е направена съпоставка между обвивката на теоретичната крива и резултата от експерименталното измерване. Както се вижда от тази фигура, съвпадението между експерименталните и теоретичните резултати отново е качествено добро. От 8 относителни единици амплитуда на ИАК в пика (при нулево закъснение  $\tau_d$  и отсъствие на НФИ), при наличие на НФИ пикът спада теоретично до 2,4, а експериментално – до 2,1 относителни единици.



**Фигура 9.9:** Ляво: Съпоставка между експериментално измерената интерферометрична корелация (ИК) и обвивката на моделирана ИК  $B_2^F(F, \tau_d)$  с експериментално определени параметри. Дясно: Положение на максимума и на минимума на експериментално получената ИК върху теоретично предвидената с модела за  $B_2^F(F, \tau_d)$  зависимост на максимума и минимума на ИАК от ъгъла на НФИ  $F$ .

За минимума на ИАК, който в отсъствие на НФИ има стойност 0, сега, поради НФИ, теоретичната му стойност е 0,7, а експерименталното измерване показва 1,1 относителни

единици. В измерения сигнал са налице прогнозираните по-рано от физически съображения, при формулиране на модела ефекти.

Нека да припомним, че по описаната вече интерферометрична методика за измерване на връзката между размер на снопа и наклон на фронта, при веднъж получен НФИ за конкретния сноп, може да бъде оценен ъгъла на наклон върху ВВО кристала. Резултатите за този ъгъл са представени в Таблица 9.1, където са сравнени с резултатите, получени от тук описания корелационен експеримент.

	Решетка G1	Решетка G2	Таблица 9.1: Сравнение между стойностите на ъгъла $F$ на НФИ, получени интерферометрично и корелационно, за две различни решетки G1 и G2. Размерът на снопа е измерен на предната стена на кристал ВВО в интерферометричния корелатор.
Размер на снопа върху кристал ВВО	63 $\mu\text{m}$	130 $\mu\text{m}$	
Ъгъл $F$ на НФИ, получен <b>интерферометрично</b>	17 $^{\circ}$	58 $^{\circ}$	
Ъгъл $F$ на НФИ, получен <b>корелационно</b>	13 $^{\circ}$	57 $^{\circ}$	

Описаните експерименти и резултатите от тях показват, че разработеният теоретичен модел [32] за корелационния сигнал от интерферометър с инвертирано поле при постъпващи в него свръхкъси импулси с НФИ е работоспособен и резултатите са в добро качествено съответствие. Данните от такъв корелатор са полезен контролен критерий за прецизността на настройване на (по принцип) бездисперсни системи за манипулиране на свръхкъси импулси, както и в случаите на умишлено въвеждане на НФИ. По-нататъшните анализи би трябвало да се насочат към установяване на количествено съответствие между тях и към установяване на границите на приложимостта на метода.

## ОСНОВНИ РЕЗУЛТАТИ, ПОЛУЧЕНИ В ДИСЕРТАЦИЯТА

---

1. За първи път експериментално е доказано аналитично предсказаното правило за преобразуването на топологичния заряд на входен вихров сноп след дифракция от двоична компютърно-синтезирана холограма (КСХ) на оптичен вихър [29]: Крайният топологичен заряд (ТЗ) на оптичния вихър (ОВ) е равен на заряда на вихъра на падащия сноп плюс дифракционния порядък (с неговият знак), умножен по заряда на вихъра, кодиран в холограмата. Като следствие е доказано, че е възможно ТЗ на ОВ да бъде “изтрит” в случая, когато крайният ТЗ=0. Показано е още, че в далечната зона, след нулиране на топологичните заряди на оптичните вихри, се формират висококачествени Гаусови снопове.
2. Аналитично, числено и експериментално за първи път е доказано, че при дифракцията на квази-двумерен тъмен сноп от КСХ на оптичен вихър с единичен заряд в далечната

зона се пораждат четири нови ОВ на места, където началният фазов фронт е бил плосък. Централният ОВ се запазва. Новите ОВ са с противоположни заряди спрямо централния. Експеримент в обратната последователност на дифракцията показва практически идентичен резултат.

3. Експериментално и чрез числени симулации е доказано, че присъствието и еволюцията на тъмен пръстеновиден сноп и/или на съосен оптичен вихър, формирани върху светъл фонов сноп, значително пертурбират фона и, във фоторефрактивна нелинейна среда, водят до самофокусиране на фоновия сноп.
4. Експериментално е потвърдена възможността за индуциране на кръгова структура от паралелни вълноводи (4, 5 и 10) във фоторефрактивен кристал чрез сингулярни снопове, както и последващото паралелно водене на пробни снопове на друга дължина на вълната.
5. Експериментално е доказано, че разработеният модел за определяне на връзката между размера на лазерния сноп и ъгъла на наклон на свръхкъсите светлинни импулси посредством интерферометър с инвертирано поле, е приложим и надежден.
6. Експериментално е показано, че разработеният теоретичен модел в [32] за корелационния сигнал от интерферометър с инвертирано поле при постъпващи в него свръхкъси импулси с наклон на фронта на импулсите е работоспособен и резултатите са в добро качествено съответствие. Данните, получени от такъв корелатор, са полезен контролен критерий за прецизността на настройване на (по принцип) бездисперсни системи за манипулиране на свръхкъси импулси.

## СПИСЪК НА ПУБЛИКАЦИИТЕ

---

### A. СТАТИИ В МЕЖДУНАРОДНИ НАУЧНИ СПИСАНИЯ

- A1. N. Dimitrov, L. Stoyanov, I. Stefanov, A. Dreischuh, P. Hansinger, and G. G. Paulus, “Measuring the relation between pulse front tilt angle and beam size for ultrashort pulses”, Bulg. J. Phys. (в подготовка, 2015).
- A2. N. Dimitrov, L. Stoyanov, I. Stefanov, A. Dreischuh, P. Hansinger, and G. G. Paulus, „Pulse front tilt measurement of femtosecond laser pulses” Optics Communications (в подготовка, 2015).
- A3. L. Stoyanov, S. Topuzoski, I. Stefanov, L. Janicijevic, A. Dreischuh, „Far field diffraction of an optical vortex beam by a fork-shaped grating,” Optics Communications, vol. **350**, pp. 301-308 (2015).

**A4.** L. Stoyanov, G. Maleshkov, I. Stefanov, and A. Dreischuh, „Initiating self-focusing of beams carrying spatial phase singularities,” J. Opt. Soc. Am. B, vol. **31**, pp. 1159-1164 (2014).

**B. СТАТИИ В “PROCEEDINGS OF SPIE”**

**B1.** N. Dimitrov, L. Stoyanov, I. Stefanov, A. Dreischuh, P. Hansinger, and G. G. Paulus, „Evaluation of pulse front tilt measurement of femtosecond laser pulses,” Proc. of SPIE 9447, 18th International School on Quantum Electronics: Laser Physics and Applications, 94471E (2015).

**B2.** G. Maleshkov, L. Stojanov, I. Stefanov, A. Dreischuh, „Controllable bright beam self-focusing initiated by singular dark beams,” Proc. of SPIE vol. **8770**, Art. # 87701H (2013).

**C. ДОКЛАДИ НА КОНФЕРЕНЦИИ**

**C1.** L. Stoyanov, S. Topuzoski, G. Maleshkov, I. Stefanov, L. Janicijevic, A. Dreischuh, „Far-field diffraction of singular dark beams by computer-generated holograms with encoded optical vortices,” XVIII-th Internat. School on Quantum Electronics: Lasers and Applications (ISQE 2014), Sept. 29 - Oct 03, 2014, Sozopol, Bulgaria. (Poster PE17).

**C2.** L. Stoyanov, S. Topuzoski, I. Stefanov, L. Janicijevic, A. Dreischuh, „Fraunhofer diffraction of an optical vortex beam by fork-shaped grating,” 23rd Annual International Laser Physics Workshop (LPHYS'14), July 14-18 2014, Sofia, Bulgaria. (Poster P1.8)

**C3.** Л. Стоянов, Г. Малешков, И. Стефанов. А. Драйшу „Контролирано самофокусиране на светли лазерни снопове чрез пространствени фазови сингулярности,” 41-та Национална конференция по въпроси на обучението по физика съчетано с Втория национален конгрес по физически науки Септ. 25-29 2013 г. София, България. (устна презентация)

**C4.** L. Stoyanov, G. Maleshkov, I. Stefanov, A. Dreischuh, „Self-focusing of beams carrying spatial phase singularities,” Control of Quantum Dynamics of Atoms, Molecules and Ensembles by Light (CAMEL 9), June 16-21, 2013 Nesebar, Bulgaria. (oral presentation)

**C5.** G. Maleshkov, L. Stojanov, I. Stefanov, A. Dreischuh, „Bright beam self-focusing initiated by singular dark beams,” XVII-th Internat. School on Quantum Electronics: Laser and Applications (ISQE 2012), Sept. 24-28 2012, Nesebar, Bulgaria. (Poster PE13).

## ЛИТЕРАТУРА

---

1. R. W. Boyd, “*Nonlinear Optics*,” Academic, Boston (1992).
2. Yu. Kivshar, B. Luther-Davies, “*Dark Optical Solitons: Physics and Applications*”, Physics Reports **298**, 81-197 (1998).
3. A. M. Weiner, “*Femtosecond Optical Pulse Shaping and Processing*”, Prog. Quant. Electr., **Vol. 19**, pp. 161-237 (1995).
4. R. Oron, N. Davidson, A. A. Friesem, and E. Hasman, “*Efficient formation of pure helical laser beams*”, Opt. Commun. (**182**), 205 – 208 (2000).
5. D. Petrov, F. Canal, and L. Torner, “*A simple method to generate optical beams with a screw phase dislocation*”, Opt. Commun. (**143**), 265 – 267 (1997).
6. G. A. Swartzlander, Jr., and C. T. Law, “*Optical vortex solitons observed in Kerr nonlinear media*”, Phys. Rev. Lett. **69** (17), 2503 – 2506 (1992).
7. S. Juodkazis, H.M., T. Hashimoto, E. Gamaly, and B. Luther-Davies, “*Laser-induced microexplosion confined in a bulk of silica: Formation of nanovoids*”, Appl. Phys. Lett., **88**, 201909 (2006).
8. G. Allan, S. Skinner, D. Andersen, A. Smirl, “*Observation of fundamental dark spatial solitons in semiconductors using picosecond pulses*”, Optics Letters **16**, 156 (1991).
9. G. Swartzlander, Jr., D.R. Andersen, J. J. Regan, H. Yin, and A.E. Kaplan, “*Spatial dark-soliton stripes and grids in self-defocusing materials*” Phys. Rev. Lett. **66**, 1583 (1991).
10. Danilov, S.B.a.V., “*Variable shaped electron-beam lithography application to subwavelength and computer generated diffractive optics fabrication*” Journal of vacuum science and technology **B**, pp. 2767-2771 (1995).
11. Yu. Kivshar, X. Yang, “*Ring dark solitons*,” Phys. Rev. **E50**, R40-R43 (1994).
12. V. Kamenov and A. Dreischuh, “*Manipulation of the transverse dynamics of ring dark solitary waves*”, Physica Scripta, **vol. 55**, No.1, pp. 68-72 (1997).
13. Berry, J.F.N.a.M.V., “*Dislocations in wave trains*,” Proc. R. Soc. London, **Ser. A**, 336 (1974).
14. D. G. Grier, “*A revolution in optical manipulation*”, Nature **424**, 810–6 (2003).
15. J. F. Raintjes, ed., “*Nonlinear Optical Parametric Processes in Gases and Liquids*” (Academic, Boston, Mass., 1988).
16. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3<sup>rd</sup> edition (Academic, Boston, 2007).
17. Frejlich, J., “*Photorefractive materials: fundamental concepts, holographic recording and materials characterization*,” Wiley-Interscience 2007.

18. Günter, P. and J.P. Huignard, "*Photorefractive Materials and Their Applications: Materials*," Springer series in optical sciences 2007
19. Shih, M.-f., Segev, M. and Salamo, G., "*Three-Dimensional spiraling of interacting spatial solitons*" Phys. Rev. Lett., 78: p. 2551-2554 (1997).
20. Królikowski, W., Saffman, M., Luther-Davies, B. and Denz, C., "*Anomalous interaction of spatial solitons in photorefractive media*," Phys. Rev. Lett., 80: p. 3240-3243 (1998).
21. C. Rulliere, "*Femtosecond Laser Pulses*", (Springer, 2005).
22. L.Mollenauer and R.Stolen, "*The soliton laser*," Opt. Letters, Vol. 9, pp. 13-15, (1984).
23. U. Keller, "*Recent developments in compact ultrafast laser*" Nature **424**, 831-838 (2003).
24. J.-C. Diels, W. Rudolph, "*Ultrashort Laser Pulse Phenomena*," 2<sup>nd</sup> edition (Academic Press, 2006).
25. S. Szatmari, G. Kuhnle, P. Simon, "*Pulse compression and travelling wave excitation scheme using a single dispersive element*," Appl. Opt. **29(36)**, 5372-5379 (1990).
26. Károly Osvay, Attila P. Kovács, Zsuzsanna Heiner, Gábor Kurdi, József Klebniczki, and Márta Csátári, "*Angular Dispersion and Temporal Change of Femtosecond Pulses From Misaligned Pulse Compressors*," IEEE J. Quant. Electron. **QE-10**, pp. 213-220 (2004).
27. G. Pretzler, A. Kasper, K. Witte, "*Angular chirped and tilted light pulses in cpa lasers*," Appl. Phys. B, pp. 1-9 (1999).
28. F. Grasbon, A. Dreischuh, F. Zacher, G.G. Paulus, H. Walther, "*Femtosecond interferometric autocorrelations in the presence of pulse front distortions*," Proc. SPIE, **vol. 3571**, pp. 164-168 (1999).
29. S. Topuzoski and Lj. Janicijevic, "*Fraunhofer diffraction of a Laguerre–Gaussian laser beam by fork-shaped grating*," J. Modern Optics **58**, 138-145 (2011).
30. Lj. Janicijevic and S. Topuzoski, "*Fresnel and Fraunhofer diffraction of a Gaussian laser beam by fork-shaped gratings*", J. Opt. Soc. Am. A **25**, 2659-2669 (2008).
31. A. Dreischuh, K.B., G.G. Paulus, M. Schatzel, H. Walther, D. N. Neshev, W. Krolikowski, Yu. S. Kivshar, "*Femtosecond optical vortices*," Advances in Physics and Astrophysics of the 21st Century 2005, Sofia: Heron Press.
32. Nasko Gorunski, Nikolay Dimitrov, Alexander Dreischuh, Gerhard G. Paulus, "*Pulse-front tilt created in misaligned dispersionless optical systems and correct interferometric autocorrelation*," Optics Comm, vol. **283**, pp. 5192-5198 (2010).
33. D. Kreier, P. Baum, "*Avoiding temporal distortions in tilted pulses*," Opt. Lett. **37**, 2373-2375 (2012).
34. R. Banici, R. Dabu, D. Ursescu, "*Characterization of tilted ultrashort pulses using a second harmonic inverted field autocorrelator*," Internat. Conf. "Light at Extreme Intensities" (Oct. 16-21, 2009, Brasov, Romania) P11.