

Софийски Университет “Св. Климент Охридски”
Физически факултет

Андон Ангелов Рангелов

Квантово-оптични аналогии

Автореферат
на дисертация
за получаване на научната степен
“Доктор на науките”

професионално направление
4.1 “Физически науки”

София, 2020 г.

Абстракт

Аналогията е основен инструмент за разбиране на майката природа, тъй като тя свързва различни явления с общи свойства или сравнимо поведение. По-специално, аналозиите между класическата физика и квантовия свят показват факта, че подобни научни формализми се прилагат за напълно различни явления. Ролята на математиката е от съществено значение, тъй като принципът на аналогия съществува във факта, че напълно различни системи могат да бъдат моделирани от подобни математически уравнения. По-конкретно, аналозиите между квантовата механика и вълновата оптика се използват още от зараждането на квантовата механика: вълновите ефекти като интерференция и дифракция са взети от оптиката и са приложени за разкриване на вълнообразната природа на квантовите частици като електрони, неутрони и атоми. След цялостното развитие на квантовата теория обменът на идеи започва в обратна посока [1, 2]. През последното десетилетие квантово-класическите аналогии отбелязват голямо възраждане, благодарение на схемите за квантово пренос на заселеност, техники като възбуждане с бърз адиабатен преход [3], стимулиран Раманов адиабатен преход [4, 5] и композитни импулси [6, 7].

Адиабатните процеси в квантови или класически системи възникват, когато под въздействие на външно смущение, системата се променя много бавно в сравнение с нейните вътрешни характеристики, което и позволява да се адаптира към външните промени. Математически това означава, че за цялата еволюция, системата остава в едно от собствените си състояния.

Композитните импулси са решения на произволни оптимизационни проблеми в квантови системи, поставени във външно електрично поле. Основната идея е да се подобри ефективността на процесите на възбуждане чрез прилагане на много импулсни процеси (т.е. „композиционен импулс“). Фазите на импулсите в композиционата последователност са избрани по подходящ начин, за да се постигне по-добро представяне на процеса на композиционно възбуждане, в сравнение с възбуждане посредством един импулс.

В тази дисертация ще използваме концепциите за композиционни импулси и адиабатна еволюция от областта на кохерентния квантов контрол, за да демонстрираме: (а) нови ширококолентови устройства за промяна на оптичната поляризация; (б) ефективни и ширококолентови схеми за преобразуване на честоти; (в) няколко нови оптични изолатора; (г) няколко схеми за манипулиране на светлина във вълноводи. Цялото това изследване е на базата на аналогия между квантовата механика и класическата оптика.

Съдържание:

| | |
|--|-----------|
| Абстракт | 02 |
| 1. Композитни вълнови пластини | 05 |
| 1.1 Матрици на Джонс за ротатор и вълнова пластина..... | 05 |
| 1.2 Широколентови вълнови пластини | 06 |
| 1.3 Композитна вълнова пластина с огледало | 07 |
| 1.4 Експеримент на ширококолентови композитни вълнови пластини | 08 |
| 1.5 Ахроматична промяна на кръговата поляризация | 10 |
| 2. Композитен и ширококолентов поляризационен ротатор..... | 12 |
| 2.1 Теория за ширококолентов ротатор..... | 12 |
| 2.2 Експеримент за ширококолентов ротатор..... | 12 |
| 2.3 Теория на алтернативен ширококолентов поляризационен ротатор | 14 |
| 2.4 Експеримент на алтернативен ширококолентов поляризационен ротатор | 15 |
| 3. Адиабатно преобразуване на поляризация | 16 |
| 3.1 Поляризационно преобразуване с аналог на стимулиран Раманов адиабатен преход | 17 |
| 3.2 Поляризационно преобразуване с аналог на частично адиабатно преминаване | 20 |
| 3.3 Поляризационно преобразуване с аналог на техниката за бързо адиабатно преминаване | 23 |
| 4. Честотно преобразуване в широка честотна област..... | 26 |
| 4.1 Универсални композитни импулси в кристали с $\chi^{(2)}$ нелинейност..... | 26 |
| 4.2 Теория на композитни кристали с $\chi^{(2)}$ нелинейност и редуващи се знаци на взаимодействие | 31 |

| | | |
|-----------|---|------------|
| 4.3 | Експеримент на композитни кристали с $\chi^{(2)}$ нелинейност и редуващи се знаци | 36 |
| 4.4 | Адиабатно преобразуване на честоти със смяна на знака на взаимодействието..... | 39 |
| 4.5 | Широко-честотно генериране чрез адиабатно квази-фазово съвпадение ... | 44 |
| 5. | Широколентови оптични изолатори | 48 |
| 5.1 | Широколентов оптичен изолатор в оптични влакна | 48 |
| 5.2 | Широколентов оптичен изолатор с композитни импулси - теория | 53 |
| 5.3 | Широколентов оптичен изолатор с композитни импулси - експеримент..... | 58 |
| 5.4 | Нелинеен адиабатен оптичен изолатор | 61 |
| 6. | Широколентов разделител на лъчи и пренос на светлина в оптични вълноводи .. | 65 |
| 6.1 | Тримеренахроматичен разделител на светлина | 65 |
| 6.2 | Плосък ахроматичен разделител с много лъчи..... | 66 |
| 6.3 | Широколентов пренос на светлина в оптично индуцирани вълноводи | 69 |
| 6.4 | Широколентов пренос на светлина чрез адиабатно елиминирание..... | 76 |
| 6.5 | Аналог на електромагнитна индуцирана прозрачност и ефект на Аутлет-Таун..... | 86 |
| 6.6 | Аналог на стимулиран Раманов адиабатен преход между две състояния ... | 91 |
| | Научни приноси | 100 |
| | Цитирана литература..... | 101 |
| | Публикации, използвани в тази дисертация..... | 108 |

1. Композитни вълнови пластини

В тази глава използваме аналогията между вектор на Джонс в поляризацията и вектора на квантовото състояние, за да предложим произволно точни широколентови вълнови пластини.

1.1 Матрици на Джонс за ротатор и вълнова пластина

Всяка поляризация може да се постигне от произволна друга поляризация, след последователното прилагане на ротатор и вълнова пластина [8]. Въртенето под ъгъл θ в поляризацията се описва от матрицата на Джоунс

$$\mathfrak{R}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Вълновата пластина увеличава фазата на електрическото поле с $\varphi/2$ в направление на бързата ос и я забавя с $-\varphi/2$ в направление на бавната ос, това може да бъде изразено с матрицата на Джоунс

$$\mathfrak{J}(\varphi) = \begin{bmatrix} e^{i\varphi/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi/2} \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Традиционните вълнови пластини не са широколентови, а работят само в тесен диапазон от дължини на вълните. С цел създаване на широколентови вълнови пластини ще използваме композитни вълнови пластини.

Нека сега разгледаме една вълнова пластина с фазово изместване φ и нека да въведем система от Хоризонтално-Вертикални (ХВ) поляризациялни оси (Хоризонтално-Вертикален базис ХВ), които са завъртени под ъгъл θ спрямо бавната и бързата оси на пластината. Матрицата на Джонс \mathfrak{J} тогава има следния вид:

$$\mathfrak{J}_\theta(\varphi) = \mathfrak{R}(-\theta)\mathfrak{J}(\varphi)\mathfrak{R}(\theta), \quad (3)$$

или в пълен вид:

$$\mathfrak{J}_\theta(\varphi) = \begin{bmatrix} e^{i\varphi/2}\cos^2\theta + e^{-i\varphi/2}\sin^2\theta & -i\sin(2\theta)\sin(\varphi/2) \\ -i\sin(2\theta)\sin(\varphi/2) & e^{-i\varphi/2}\cos^2\theta + e^{i\varphi/2}\sin^2\theta \end{bmatrix}. \quad (4)$$

В базиса на ляво-дясната кръгова поляризация (ЛД) тази матрица има следната форма $\mathbf{J}_\theta(\varphi) = \mathbf{W}^{-1}\mathfrak{J}_\theta(\varphi)\mathbf{W}$, където \mathbf{W} свързва ХВ с ЛД базис,

$$\mathbf{W} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{bmatrix}. \quad (5)$$

В явен вид матрицата на Джонс в ЛД базис има по-простия вид:

$$\mathbf{J}_\theta(\varphi) = \begin{bmatrix} \cos(\varphi/2) & i\sin(\varphi/2)e^{2i\theta} \\ i\sin(\varphi/2)e^{-2i\theta} & \cos(\varphi/2) \end{bmatrix}. \quad (6)$$

Пластина на половин дължина на вълната и пластина на четвърт дължина на вълната, завъртени на ъгъл θ , $(\lambda/2)_\theta$ и $(\lambda/4)_\theta$, имат матрици на Джонс съответно $\mathbf{J}_\theta(\pi)$ и $\mathbf{J}_\theta(\pi/2)$.

1.2 Широколентови вълнови пластини

Нашата цел е да конструираме вълнови пластини, които са устойчиви на вариации във фазовото изместване φ при зададена стойност на това изместване. Такива вълнови пластини толерират несъвършенства спрямо дебелината на плочата L и също работят в широк диапазон на дължини на вълните λ . За тази цел заместваме единичната пластина с последователност от N пластини, всяко с фазово изместване φ_k и завъртяна под ъгъл θ_k . Тази поредица от N пластини се описва от следната обща матрица на Джонс:

$$\mathbf{J}^{(N)} = \mathbf{J}_{\theta_N}(\varphi_N)\mathbf{J}_{\theta_{N-1}}(\varphi_{N-1}) \cdots \mathbf{J}_{\theta_1}(\varphi_1). \quad (7)$$

Сега нека да видим как да конструираме широколентова вълнова пластина на половин дължина на вълната. Матрица на Джонс за такава пластина в ЛД базис се дава като

$$\mathbf{J}_0(\pi) = \begin{bmatrix} 0 & i \\ i & 0 \end{bmatrix}. \quad (8)$$

Конструираме поредица от нечетни N от пластини на половин дължина на вълната ($\lambda/2$ пластини с $\varphi_k = \varphi = \pi$), всяка завъртяна на ъгъл θ_k : $(\lambda/2)_{\theta_N}(\lambda/2)_{\theta_{N-1}} \cdots (\lambda/2)_{\theta_1}$. Фазата θ_1 не променя работата на нашите вълнови пластини, затова за удобство задаваме $\theta_1 = 0$ и ни остават $N - 1$ относителни ъгли на въртене, които ползваме като свободни параметри. Сега записваме матрицата на Джонс (7) като:

$$\mathbf{J}^{(N)} = \mathbf{J}_{\theta_N}(\pi)\mathbf{J}_{\theta_{N-1}}(\pi) \cdots \mathbf{J}_{\theta_1}(\pi) \quad (9)$$

и поставяме условието $\mathbf{J}^{(N)} = \mathbf{J}_0(\pi)$ за $\varphi = \pi$, което ни оставя с $N - 2$ независими ъгли θ_k . След това зануляваме колкото можем толкова производни от най-нисък ред на $\mathbf{J}_{12}^{(N)}$ спрямо фазовото изместване φ около $\varphi = \pi$. Така получаваме система от $N - 2$ нелинейни алгебрични уравнения за ъглите на въртене θ_k . За нашата композитна вълнова пластина всички нечетни производни автоматично изчезват при $\varphi = \pi$; следователно $N - 2$ ъгли на въртене ни позволяват да занулим първите $N - 2$ комплексни производни:

$$\left[\partial_\varphi^k \mathbf{J}_{12}^{(N)} \right]_{\varphi=\pi} = 0 \quad (k = 1, 2, \dots, N - 2), \quad (10)$$

както и реалната или комплексната част от следващата ненулева производна (от ред $N - 1$):

$$\operatorname{Re} \left[\partial_\varphi^{N-1} \mathbf{J}_{12}^{(N)} \right]_{\varphi=\pi} = 0 \quad \text{или} \quad \operatorname{Im} \left[\partial_\varphi^{N-1} \mathbf{J}_{12}^{(N)} \right]_{\varphi=\pi} = 0. \quad (11)$$

Решенията на уравнения (10) и (11) осигуряват широколентова вълнова пластина на полуваълна. Композитни пластини, съставени от по-голям брой N вълнови пластини, осигуряват по-висока стабилност спрямо отклонения от фазовото изместване φ за определена дължина на вълната λ .

Аналогично може да се конструира композитна пластина за четвърт дължина на вълната, която да е широколентова. Такава четвърт вълнова пластина има матрица на Джонс в ЛД базис:

$$\mathbf{J}_0(\pm\pi/2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & \pm i \\ \pm i & 1 \end{bmatrix}. \quad (12)$$

Лесно може да се провери, че тази пластина най-лесно се конструира, ако използваме $N - 1$, $\lambda/2$ вълнови пластини ($\varphi = \pi$), и една $\lambda/4$ вълнова пластина ($\varphi = \pi/2$): $(\lambda/2)_{\theta_N}(\lambda/2)_{\theta_{N-1}} \cdots (\lambda/2)_{\theta_2}(\lambda/4)_0$. Съответната матрица на Джонс е:

$$\mathbf{J}^{(N)} = \mathbf{J}_{\theta_N}(\pi)\mathbf{J}_{\theta_{N-1}}(\pi) \cdots \mathbf{J}_{\theta_2}(\pi)\mathbf{J}_0(\pi/2). \quad (13)$$

Тоест, разполагаме с $N - 1$ свободни фази θ_k , с които можем да занулим $\left[\frac{N-1}{2}\right]$ комплексни производни:

$$\left[\partial_\varphi^k \mathbf{J}_{12}^{(N)}\right]_{\varphi=\pi} = 0 \quad (k = 1, 2, \dots, \lfloor (N-1)/2 \rfloor), \quad (14)$$

където $[x]$ взима цялата част на x . За четни N може да занулим и реалната или комплексната част от следващата производна (от степен $N/2$):

$$\operatorname{Re}\left[\partial_\varphi^{N/2} \mathbf{J}_{12}^{(N)}\right]_{\varphi=\pi} = 0 \quad \text{или} \quad \operatorname{Im}\left[\partial_\varphi^{N/2} \mathbf{J}_{12}^{(N)}\right]_{\varphi=\pi} = 0. \quad (15)$$

1.3 Композитна вълнова пластина с огледало

Сега ще конструираме широколентова вълнова пластина, като поставим огледало в края на композитната последователност на плочите. По този начин вълновите пластини са ефективно два пъти повече и с по-малък брой пластини, ще постигнем по-добри резултати.

Да отбележим, че ако падащата светлина „вижда“ вълнова плоча, завъртяна под ъгъл θ , тогава отразената светлина ще „вижда“ същата вълнова плоча, завъртяна под ъгъла $-\theta$.

Най-добрата последователност за композитна поляризационна пластина на половин дължина на вълната се състои от $N - 1$ пластини на половин дължина на вълната ($\varphi = \pi$), и една пластина на четвърт дължина на вълната ($\varphi = \pi/2$):

$$M(\lambda/4)_{\theta_N}(\lambda/2)_{\theta_{N-1}} \cdots (\lambda/2)_{\theta_2}(\lambda/2)_{\theta_1}, \quad (16)$$

с обща матрица на Джонс за композитната последователност:

$$\mathbf{J}^{(2N)} = \mathbf{J}_{-\theta_1}(\pi)\mathbf{J}_{-\theta_2}(\pi) \cdots \mathbf{J}_{-\theta_{N-1}}(\pi)\mathbf{J}_{-\theta_N}(\frac{\pi}{2})\boldsymbol{\sigma}_x\mathbf{J}_{\theta_N}(\frac{\pi}{2})\mathbf{J}_{\theta_{N-1}}(\pi) \cdots \mathbf{J}_{\theta_2}(\pi)\mathbf{J}_{\theta_1}(\pi), \quad (17)$$

където $\boldsymbol{\sigma}_x$ е матрицата на Паули, която описва отражение от огледалото.

Първо налагаме $\mathbf{J}^{(2N)} = \mathbf{J}_0(\pi)$, след което оставаме с $N - 1$ ъгли на въртене θ_k , които използваме за да занулим първите $N - 2$ комплексни производни:

$$\left[\partial_\varphi^k \mathbf{J}_{12}^{(2N)}\right]_{\varphi=\pi} = 0 \quad (k = 1, 2, \dots, N - 2) \quad (18)$$

и реалната или имагинерната част на следващата производна (от ред $N - 1$):

$$\operatorname{Re}\left[\partial_{\varphi}^{N-1} \mathbf{J}_{12}^{(2N)}\right]_{\varphi=\pi} = 0 \quad \text{или} \quad \operatorname{Im}\left[\partial_{\varphi}^{N-1} \mathbf{J}_{12}^{(2N)}\right]_{\varphi=\pi} = 0. \quad (19)$$

За широколентова вълнова пластина, действаща като четвърт вълнова пластина, откриваме, че най-добрата композитна последователност е от $N - 2$ пластини с $\varphi = \pi$ заобградени в началото и край с две четвърт вълнови пластини ($\varphi = \pi/2$): $M(\lambda/4)_{\theta_N}(\lambda/2)_{\theta_{N-1}} \cdots (\lambda/2)_{\theta_2}(\lambda/4)_{\theta_1}$. Общата матрица на Джонс е:

$$\mathbf{J}^{(2N)} = \mathbf{J}_{-\theta_1}(\frac{\pi}{2})\mathbf{J}_{-\theta_2}(\pi) \cdots \mathbf{J}_{-\theta_{N-1}}(\pi)\mathbf{J}_{-\theta_N}(\frac{\pi}{2})\sigma_x\mathbf{J}_{\theta_N}(\frac{\pi}{2})\mathbf{J}_{\theta_{N-1}}(\pi) \cdots \mathbf{J}_{\theta_2}(\pi)\mathbf{J}_{\theta_1}(\frac{\pi}{2}). \quad (20)$$

Използвайки два ъгъла θ_k , налагаме $\mathbf{J}^{(2N)} = \mathbf{J}_0(\pi/2)$, а останалите ъгли използваме за да занулим $N - 2$ комплексни производни:

$$\left[\partial_{\varphi}^k \mathbf{J}_{12}^{(2N)}\right]_{\varphi=\pi} = 0 \quad (k = 1, 2, \dots, N - 2). \quad (21)$$

1.4 Експеримент на широколентови композитни вълнови пластини

(i) Широколентови вълнови пластини на половин дължина (погледни Фиг. 2(a))

| Цвят на линията | $(\theta_1, \dots, \theta_n)$ [елементи в последователността] |
|-----------------|---|
| Оранжев | (0, 127.8, 23.3, 23.3, 127.8), [ННННН] |
| Червен | (0, 106.0, 177.2, 232.4), [НННQM] |
| Син | (-39.7, -23.3, 10.9, 78.7), [НННQM] |

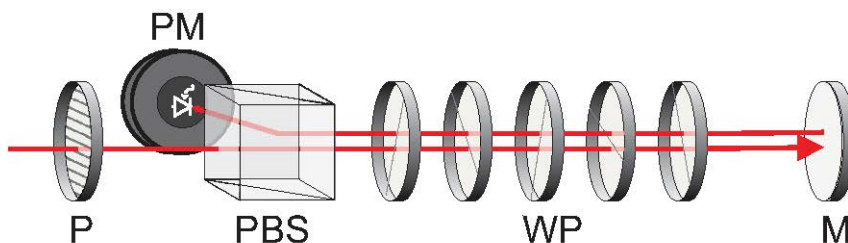
(ii) Широколентови вълнови пластини на четвърт дължина (погледни Фиг. 2(b))

| Цвят на линията | $(\theta_1, \dots, \theta_n)$ [елементи в последователността] |
|-----------------|---|
| Червен | (45.0, 96.8, 171.1, 96.8, 45.0), [QНННQM] |

Таблица 1: Ъгли на завъртане в градуси за всяка вълнова пластина от схемата, показана на Фигура 1.

Проведохме няколко измервания, за да проверим нашите прогнози за композитните вълнови пластини. При измерванията използвахме до 5 индивидуални вълнови пластини от нулев ред, работещи за дължина на вълната от 780 nm.

За да демонстрираме, че нашите композитни пластини са широколентови, използваме стандартните лазерни дължини на вълните от 405 nm, 532 nm, 633 nm, 780 nm, 850 nm, 1064 nm и 1550 nm. Експериментът е следният (виж Фиг. 1):

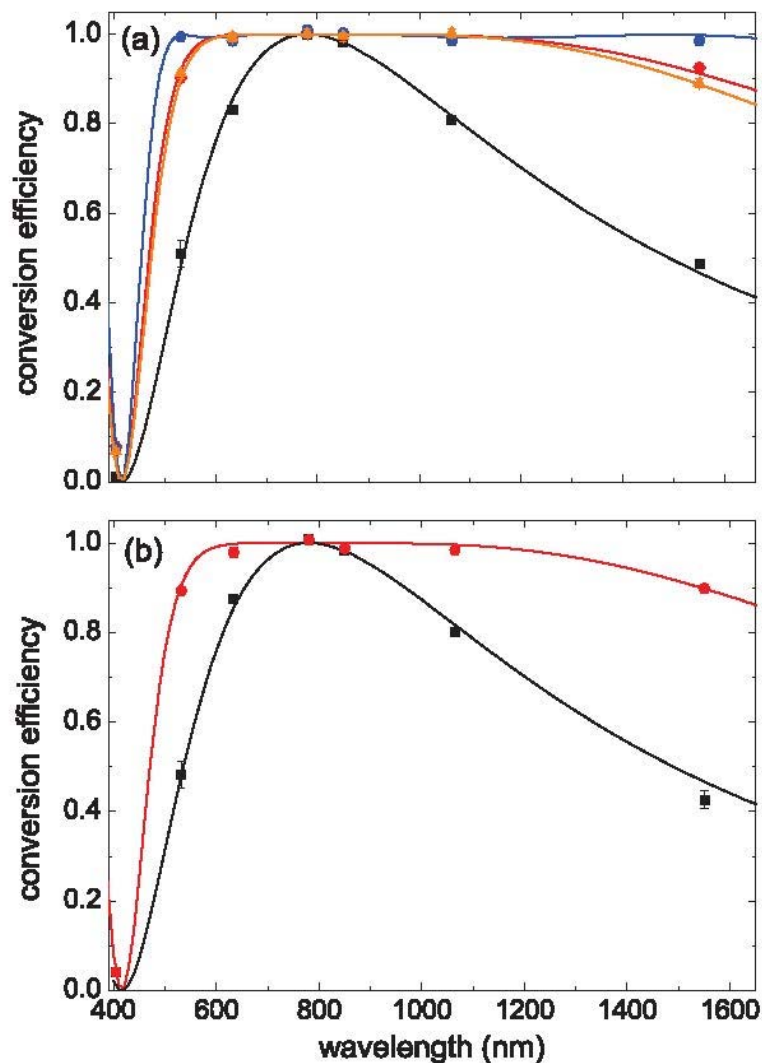


Фигура 1: Експериментална установка. P: поляризатор, PM: светломер, PBS: поляризационен разделител на светлина, WP: вълнови пластини, M: огледало. Всички, освен BB1 последователността, бяха измерени с тази схема. За теста на BB1

последователността на Ардаван [9,10] използвахме схема без огледало и поставихме PBS и PM на мястото на огледалото.

За симетрични ъгли на завъртане при композитни пластини използвахме огледало (Фиг.1), за да намалим наполовина нужния брой вълнови пластини.

Фигура 2 (а) показва експерименталните данни (точки) за ефективността на преобразуване на поляризацията от хоризонтална във вертикална за няколко композитни вълнови пластини от Таблица 1, работещи като половин дължина на вълната. Във Фигура 2 сме отразили и теоретичното предсказване за всяка композитна вълнова пластина (непрекъснатата линия).



Фигура 2: Измерени (точки) и теоретични (непрекъснати линии) резултати за няколко композитни пластини, работещи на половин дължина на вълната (а) и работещи на четвърт дължина на вълната (b). (а) Единична вълнова пластина за сравнение (черни квадрати); последователности от Таблица 1, съответстващи по цветовете (оранжево с триъгълници; червено с ромбове; синьо с точки). (b) Единична четвърт вълнова пластина в конфигурация с двойно преминаване (черни квадрати); композитна четвърт вълнова пластина в конфигурация с двойно преминаване (червени точки).

1.5 Ахроматична промяна на кръговата поляризация

Сега ще разгледаме устройство за преобразуването от лява кръгово поляризирана светлина в дясна кръгово поляризирана светлина, или обратно. Такова устройство не е вълнова плоча, но все пак е ценен актив за манипулиране на поляризация. Използвайки ЛД базис за матрицата на Джонс (6), получаваме ефективността на преобразуване от лява кръгово поляризирана светлина в дясна кръгово поляризирана светлина:

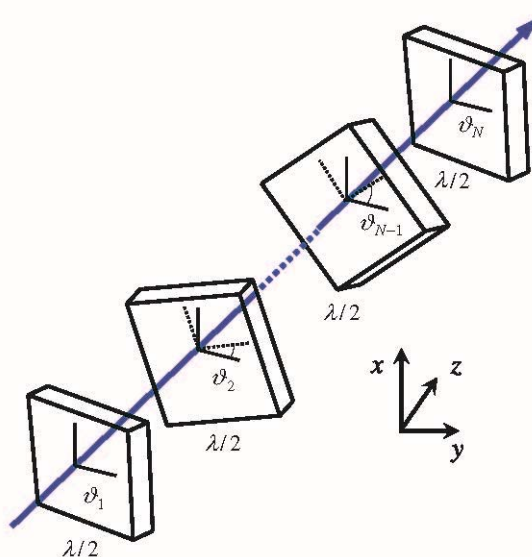
$$p = 1 - \cos^2(\varphi/2), \quad (22)$$

и следователно, изцяло прехвърляне имаме за $\varphi = \pi$. Това прехвърляне е чувствително спрямо изменения във фазовото отместване φ : малки изменения ε от стойността π , тоест $\varphi = \pi(1 + \varepsilon)$, причиняват отклонения в прехвърлянето от ред $O(\varepsilon^2)$:

$$p = 1 - \pi^2 \varepsilon^2 / 4 + O(\varepsilon^4). \quad (23)$$

Тази чувствителност може да бъде драстично намалена, ако използваме композитна последователност от пластини. Последователност от N пластини на половин дължина на вълната (показани схематично на Фигура 3), завъртени на ъгли θ_k , дават следната матрица на Джонс в ЛД базис:

$$J^{(N)} = J_{\theta_N}(\varphi_N) J_{\theta_{N-1}}(\varphi_{N-1}) J_{\theta_k}(\varphi_k) \dots J_{\theta_1}(\varphi_1). \quad (24)$$

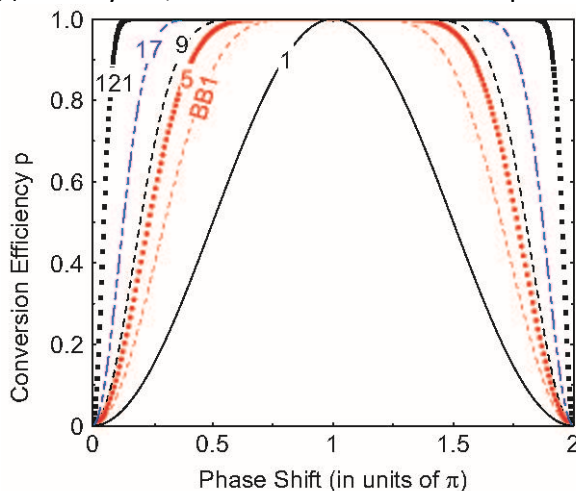


Фигура 3: Схематично представяне на последователност от N поляризационни пластини на половин дължина на вълната, завъртени на ъгли θ_k ($k = 1, 2, \dots, N$). Бързите и бавните оси на вълновите пластини са означени с пунктир.

| N | Ъгли на въртене θ_k (в размерности $\square \pi/N$) |
|-----|---|
| 3 | (0,1,0) |
| 5 | (0,2,1,2,0) |
| 7 | (0,3,2,4,2,3,0) |
| 9 | (0,4,3,6,4,6,3,4,0) |

Таблица 2: Ъгли на въртене на композитно устройство за обръщане на кръгова поляризация за различен брой N съставни плочи на полувълна.

За простота предполагаме, че всички вълнови плочи са равни, $\varphi_k = \varphi(1 + \varepsilon)$ ($k = 1, 2, \dots, N$) и разглеждаме случая, когато имаме нечетен брой плочи, $N = 2n + 1$.



Фигура 4: Ефективност на прехвърлянето p за последователност от N пластини с полудължини на вълните, спрямо промяна на фазовото отместване φ . Всички ъгли на въртене са пресметнати точно, посредством формула (26). За сравнение, сме изобразили и една пластина на полудължина на вълната (плътна черна линия), и BB1 композитна вълнова пластина на Ардаван [10].

Следващата стъпка е да пресметнем матрицата на Джонс (24) и да занулим първите n производни на $J_{11}^{(N)}$, спрямо отклонения на φ около $\varphi = \pi$, по този начин получаваме система от n нелинейни алгебрични уравнения за n ъгли на въртене:

$$\left[\partial_{\varphi}^k J_{11}^{(N)} \right]_{\varphi=\pi} = 0 \quad (k = 1, 2, \dots, N - 2). \quad (25)$$

Получаваме точна формула за ъглите на въртене, които изпълняват уравнение (25) [12]

$$\theta_k^{(N)} = \left(N + 1 - 2 \left\lfloor \frac{k+1}{2} \right\rfloor \right) \left\lfloor \frac{k}{2} \right\rfloor \frac{\pi}{2N}, \quad (26)$$

където $k = 1, 2, \dots, N$ а символът $\lfloor x \rfloor$ означава цялата част на x . За ефективността при прехвърлянето получаваме формулата

$$p = 1 - \cos^{2N}(\varphi/2), \quad (27)$$

която клони към 1 за големи N , независимо от стойността на φ , с изключение на φ равно на четно число, умножено по π . В Таблица 2 сме написали ъглите на въртене θ_k за първите няколко стойности на N , използвайки формула (26), и сме ги начертали на Фигура 4.

2. Композитен и широколентов поляризационен ротатор

В тази глава представяме метод за направата на композитен и широколентов поляризационен ротатор.

2.1 Теория за широколентов ротатор

Сега ще покажем как широколентовият ротатор може да бъде конструиран като последователност от две широколентови вълнови плочи на половин дължина с допълнително въртене между тях. Нека първо разгледаме проста последователност от две обикновени вълнови плочи на половин дължина с относителен ъгъл на въртене $\theta/2$ между тях. За целта, умножаваме Джонс матриците на двете плочи ($\varphi = \pi$) за уравнение (4), където едната е завъртяна на ъгъл $\theta/4$ докато другата е завъртяна на ъгъл $-\theta/4$:

$$\mathfrak{J}_{\theta/4}(\pi)\mathfrak{J}_{-\theta/4}(\pi) = - \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}, \quad (1)$$

което всъщност дава матрица на Джонс за ротатор с точност до знак минус,

$$\mathfrak{R}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Ротатор, изграден от две обикновени вълнови плочи на половин дължина, според уравнението (1), не е широколентов. Преодоляваме това ограничение и разширяваме обхвата на работа на ротатора, като заместваем двете обикновени вълнови плочи на половин дължина с две еднакви широколентови композитни плочи на половин дължина, които пресметнахме в предишната глава.

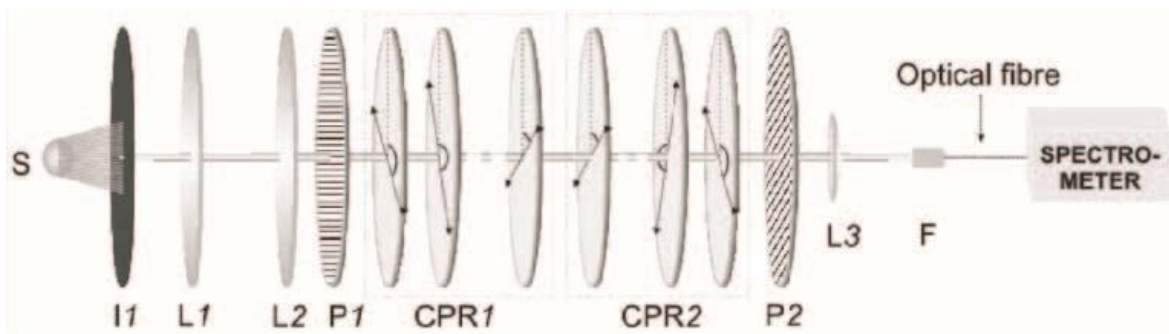
2.2 Експеримент за широколентов ротатор

Конструираме поляризационният ротатор като последователност от две съставни вълнови плочи на половин дължина с ъгли θ_k от Таблица 3, които са кръстосани под ъгъл по отношение на бързите им оси. Такава конфигурация завърта равнината на поляризация на ъгъл, равен на два пъти ъгъла между оптичните оси на композитните плочи.

Изучаваме експерименталните свойства на композитните ротатори, като анализираме поляризацията на преминалата светлина. Експерименталната установка е показана на Фиг. 5, и се състои от три основни части: източник на поляризирана бяла светлина, композитен поляризационен ротатор и част за анализиране на светлината.

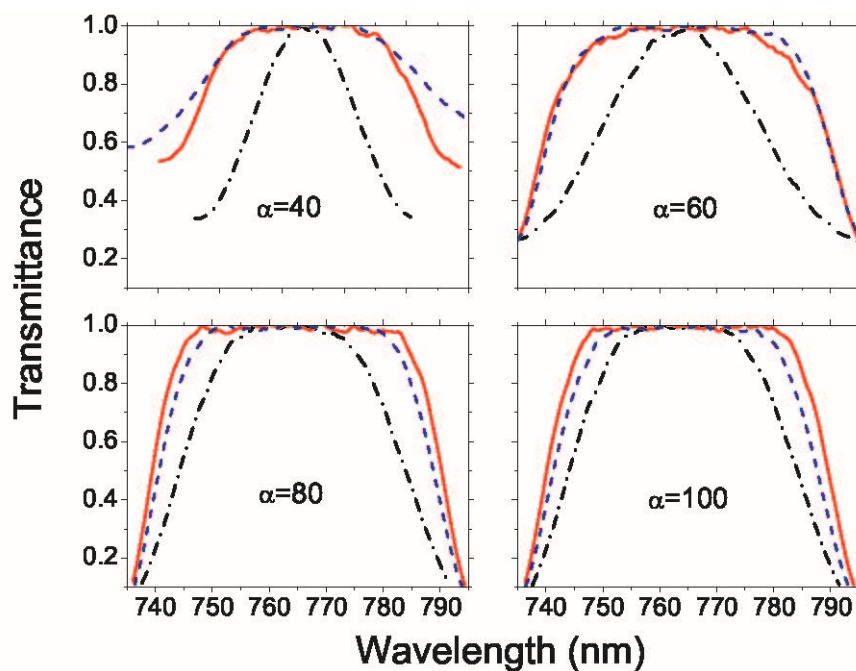
| | |
|---|---|
| N | $(\theta_1; \theta_2; \dots; \theta_N)$ |
| 3 | (30; 150; 30) |
| 5 | (51.0; 79.7; 147.3; 79.7; 51.0) |

Таблица 3: Пресметнати ъгли на въртене (в градуси) за широколентови вълнови плочи на половин дължина на вълната.



Фигура 5: Експериментална схема. Източник на светлина S , ирис I , леща L_1 , леща L_2 и поляризатор P_1 формират успореден сноп от поляризирана бяла светлина. Поляризатор P_2 и леща L_3 фокусират снопа върху входа на оптично влакно F , свързано със спектрометър. Двете части на поляризационния ротатор, всяка изградена от композитна вълнова пластина на половин дължина на вълната, са обозначени с CPR1 и CPR2, съответно.

Композитните плочи, които използваме за експеримента, включват $k = \{3,5\}$ вълнови плочи, които работят като вълнови плочи на половин дължина на вълната за $\lambda = 763 \text{ nm}$. С наличния източник на светлина получаваме надеждни данни за преминалата светлина в спектралния диапазон от 400-1100 nm.



Фигура 6: Измерване въртенето на равнината на поляризация за два различни композитни и широколентови ротатора. Синя линия с тире представлява ротатор с шест вълнови плочи на половин дължина на вълната, докато червената плътна линия представлява ротатор с десет вълнови плочи на половин дължина на вълната. Черната тире-пунктирна линия представлява ротатор, състоящ се от две вълнови плочи на половин дължина на вълната за сравнение.

На Фигура 6 сме показали въртенето на поляризацията от широколентовите

композитни поляризационни ротатори при четири различни ъгли на въртене ($\alpha = 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ, 100^\circ$). За сравнение с поведението на широколентовия ротатор сме включили измерване и на ротатор, изграден от две обикновени вълнови плочи на половин дължина на вълната.

2.3 Теория на алтернативен широколентов поляризационен ротатор

Сега нека разгледаме последователност от четни N вълнови плочи на половин дължина на вълната, завъртени под различни ъгли. Общата матрица на Джоунс е

$$\mathfrak{J}_\alpha(\pi) = [\mathfrak{J}_{\theta_1}(\pi)\mathfrak{J}_{\theta_2}(\pi)][\mathfrak{J}_{\theta_3}(\pi)\mathfrak{J}_{\theta_4}(\pi)] \cdots [\mathfrak{J}_{\theta_{2N-1}}(\pi)\mathfrak{J}_{\theta_{2N}}(\pi)]. \quad (3)$$

Използвайки уравнение (1), намираме:

$$\mathfrak{J}_\alpha(\pi) = \begin{bmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{bmatrix}, \quad (4)$$

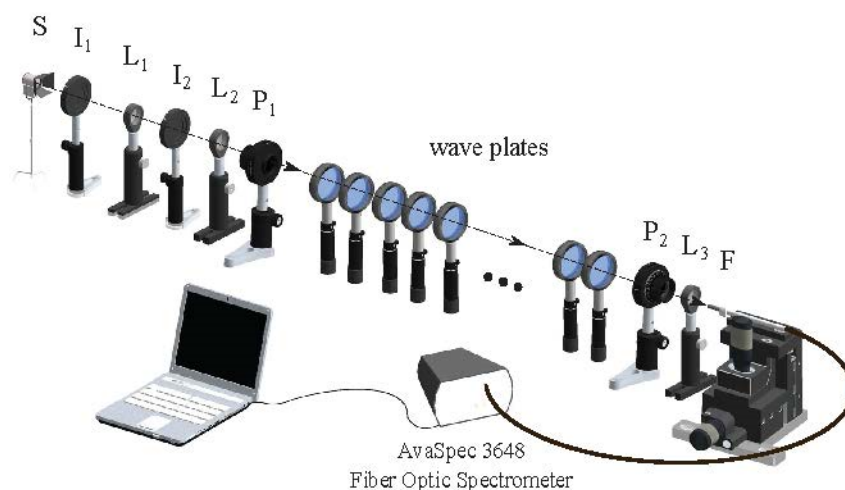
което е ротатор с ъгъл на въртене α , зададен като:

$$\alpha = 2 \sum_{k=1}^{2N} (-1)^k \theta_k. \quad (5)$$

Лесно е да се види, че можем да имаме съща матрица на въртене $\mathfrak{J}_\alpha(\pi)$, ако всеки отделен ротатор се завърти под допълнителен ъгъл:

$$\mathfrak{J}_\alpha(\pi) = [\mathfrak{J}_{\theta_1+\delta_1}(\pi)\mathfrak{J}_{\theta_2+\delta_1}(\pi)][\mathfrak{J}_{\theta_3+\delta_2}(\pi)\mathfrak{J}_{\theta_4+\delta_2}(\pi)] \cdots [\mathfrak{J}_{\theta_{2N-1}+\delta_N}(\pi)\mathfrak{J}_{\theta_{2N}+\delta_N}(\pi)] \quad (6)$$

Тоест, може да използваме допълнителните ъгли $\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_N$ като свободни параметри, за да оптимизираме широколентовостта на такъв ротатор.



Фигура 7: Експериментална схема. Колимиран лъч бяла светлина се образува от източника на светлина S , ириси I_1 и I_2 и лещи L_1 и L_2 . Премайнавайки през поляризатора P_1 , светлината се поляризира линейно във вертикална посока и преминава през широколентовия оптичен ротатор, изграден от вълнови пластини. Вторият поляризатор

P_2 се използва като анализатор. С помощта на обектив L_3 лъчът се фокусира към входа на оптичното влакно F , който е свързан към спектрометър и компютър.

Нека сега дефинираме величината фиделити \mathfrak{F} ,

$$\mathfrak{F}(\varepsilon) = \frac{1}{2} |\text{Tr}(\mathfrak{R}^{-1}(\alpha)\mathfrak{S}_\alpha(\pi + \varepsilon))|. \quad (7)$$

Ако двата оператора $\mathfrak{R}(\alpha)$ и $\mathfrak{S}_\alpha(\pi + \varepsilon)$ са идентични, тогава $\mathfrak{F} = 1$, но ако матриците са различни, то фиделитито спада. Тук ε представлява систематично отклонение от вълнова пластина на половин дължина на вълната. Очевидно е, че за дължината на централната вълна, при която вълновите плочи служат като вълнови плочи на половин дължина на вълната, имаме $\varepsilon = 0$ и $\mathfrak{F}(0) = 1$.

За да намерим оптимизираните ъгли на въртене на всяка вълнова плоча, използваме метода на Монте Карло и за всеки брой вълнови плочи и всеки ъгъл на въртене на ротатора генерираме 10^4 набора от произволни ъгли $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_{2N}$. След което избираме решения, които в интервала от $\varepsilon \in [-\pi, \pi]$ дават най-голямата площ на фиделитито $\mathfrak{F}(\varepsilon)$ и също така осигуряват плосък връх.

Отбелязваме, че с помощта на численото решение на много оптимизирани ъгли на въртене, успяхме да извлечем точни аналитични формули за ъглите на въртене за случая с четири вълнови плочи. Широколентов ротатор, въртящ на ъгъл α , съставен от четири вълнови плочи на половин дължина на вълната, се задава като:

$$\mathfrak{S}_\alpha(\pi) = \mathfrak{S}_{\theta_1}(\pi)\mathfrak{S}_{\theta_2}(\pi)\mathfrak{S}_{\theta_3}(\pi)\mathfrak{S}_{\theta_4}(\pi), \quad (8)$$

с ъгли на завъртане на плочите

$$\theta_1 = \alpha/8, \quad (9)$$

$$\theta_2 = \pi/2 - \alpha/8, \quad (10)$$

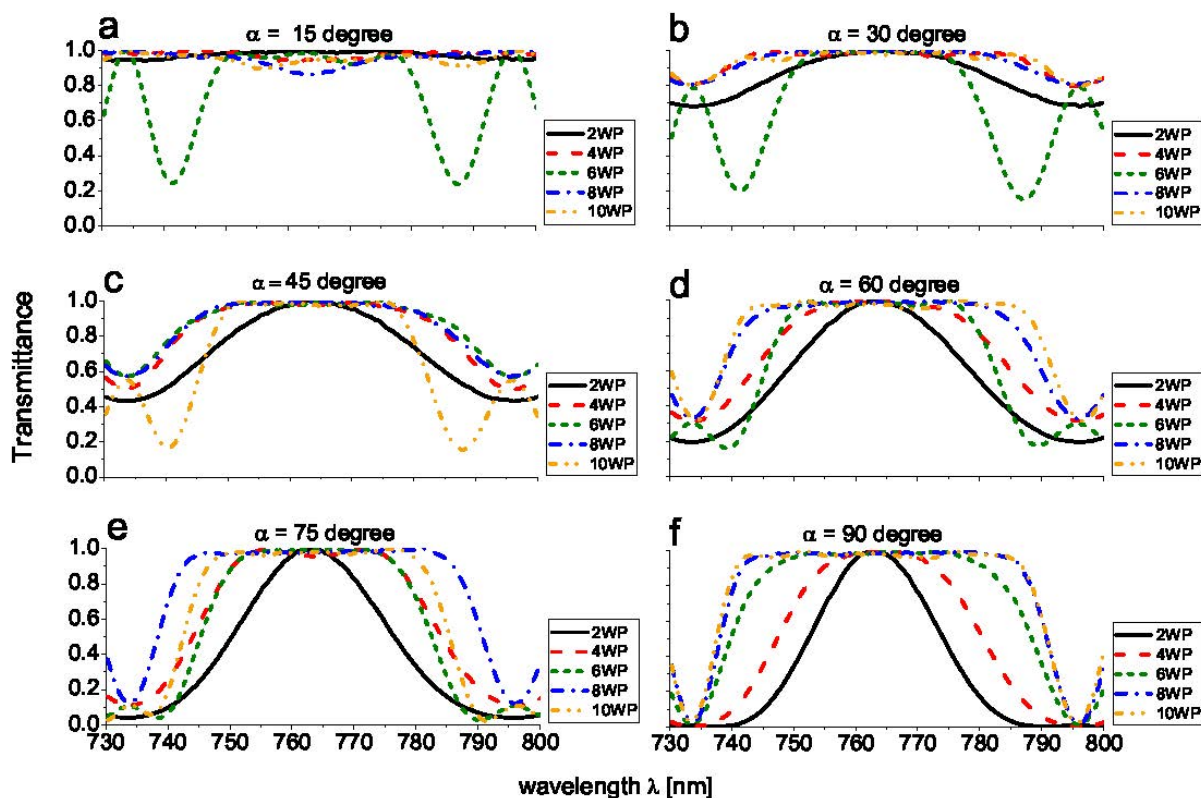
$$\theta_3 = 3\pi/2 - 3\alpha/8, \quad (11)$$

$$\theta_4 = \pi - 5\alpha/8. \quad (12)$$

2.4 Експеримент на алтернативен широколентов поляризационен ротатор

Експерименталното изследване на композитния линеен поляризационен ротатор, описан по-горе, беше извършено чрез анализ на поляризацията на преминалия светлинен лъч, както е показано на фигура 7.

Линейните поляризационни ротатори са изградени като последователност от четен брой обикновени вълнови плочи на половин дължина на вълната. Вълновите плочи служат като четвърт вълнови плочи при 780 nm, докато при 763 nm те се представят като вълнови плочи на половин дължина на вълната.



Фигура 8: Измерен коефициент на пропускане спрямо дължина на вълната за широколентов поляризационен ротатор, състоящ се от различен брой вълнови плочи на половин дължина на вълната N (2,4,6,8 и 10). Различните ъгли на въртене на ротатора α са обозначени на всеки кадър.

Експериментално бяха демонстрирани ъгли регулируеми широколентови поляризационни ротатори, състоящи се от 2, 4, 6, 8 и 10 вълнови плочи и резултатите отговарят много точно на теоретично предвидените. На фигура 8 представяме експериментално измерените спектри за всеки набор от вълнови плочи при ъгли на завъртане на поляризацията $\alpha \in \{15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ, 90^\circ\}$. Вижда се, че по принцип разширяването на честотната лента нараства с броя на вълнови плочи на половин дължина на вълната в комплекта.

3. Адиабатно преобразуване на поляризация

В тази глава, използвайки явленията на линейно и кръгово двойно лъче пречупване, ще предложим няколко схеми, които могат да променят общата елиптична поляризация на лъча с предварително определена стойност, като по този начин позволяват преобразуване между линейна поляризирана светлина и кръгово поляризирана светлина или промяна от лява в дясна кръгова поляризация. Така предложените техники, по аналогия с адиабатните техники от квантовата оптика, ще бъдат нечувствителни към честотата на светлината, тоест те ще служат като ахроматични поляризационни преобразуватели.

3.1 Поляризационно преобразуване с аналог на стимулиран Раманов адиабатен преход

В този раздел предлагаме техника за контролирано стабилно преобразуване на поляризацията чрез оптично анизотропна среда. Техниката е аналогична на стимулирания Раманов адиабатен преход (СРАП) в квантовата оптика [5, 15, 16] и следователно се радва на същите предимства като СРАП по отношение на ефективност и устойчивост.

Първо разглеждаме плоско монохроматична електромагнитна вълна, пътуваща през диелектрична среда в посока z . Следователно, еволюцията на поляризацията се дава със следното уравнение на въртящия момент за вектора на Стокс [17-25]:

$$\frac{d}{dz} \mathbf{S}(z) = \mathbf{\Omega}(z) \times \mathbf{S}(z), \quad (1)$$

където z е разстоянието по посоката на разпространение на светлината, а $\mathbf{S}(z) = [S_1(z), S_2(z), S_3(z)]$ е вектора на Стокс. Всеки поляризационен вектор на Стокс съответства на точка от сферата на Поанкаре и обратно (Фиг. 9). Дясната кръгова поляризация е представена от северния полюс, лявата кръгова поляризация - от южния полюс, линейната поляризация - с точки в екваториалната равнина, а елиптичната поляризация - с точките между полюсите и екваториалната равнина. $\mathbf{\Omega}(z) = [\Omega_1(z), \Omega_2(z), \Omega_3(z)]$ е векторът на двойно лъче-пречупване на средата: посоката на $\mathbf{\Omega}(z)$ се дава от посоката на бавната оптична ос, а големината $|\mathbf{\Omega}(z)|$ отговаря на силата на въртене.

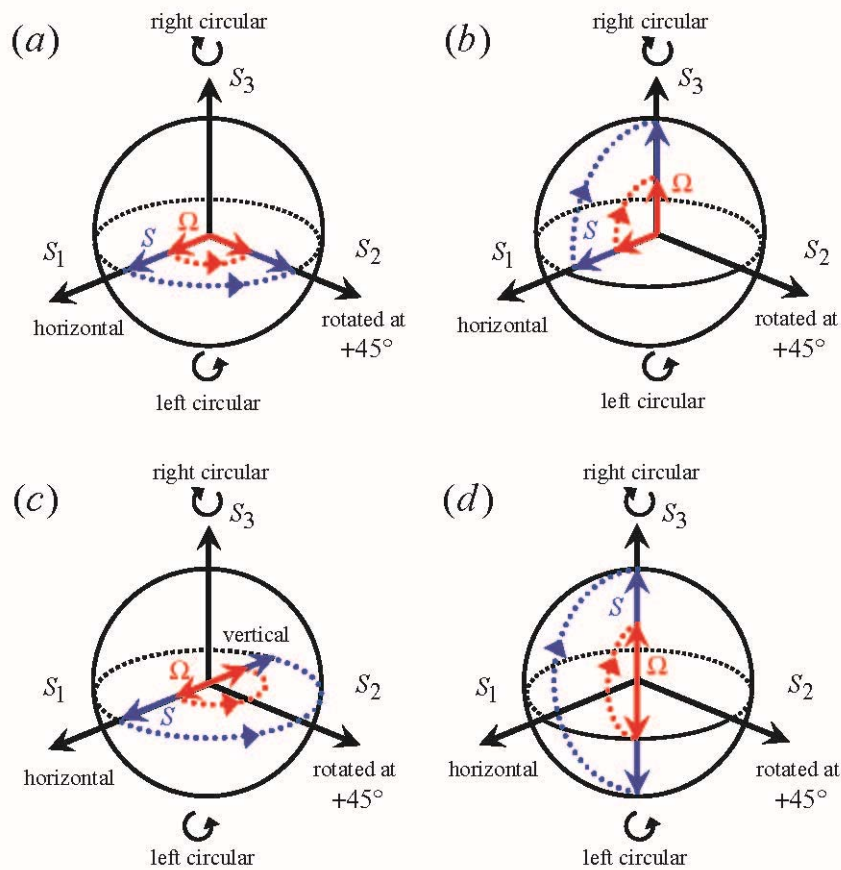
Когато една от съставните части на вектора $\mathbf{\Omega}(z)$ е нула, тогава уравнение (1) е математически еквивалентно на уравнението на Шрьодингер за тип Λ квантова система с три нива в резонанс. Това лесно се вижда, ако се разгледа уравнение на Шрьодингер в приближение на въртящата се вълна

$$i\hbar \frac{d}{dt} \mathbf{c}(t) = \mathbf{H}(t) \mathbf{c}(t). \quad (2)$$

Тук $\mathbf{c}(t)$ е вектор на вероятностите $c_n(t)$ ($n = 1, 2, 3$) за трите квантови състояния ψ_1 , ψ_2 и ψ_3 , а $\mathbf{H}(t)$ е 3×3 матрица [5, 15, 16],

$$\mathbf{H}(t) = \frac{\hbar}{2} \begin{bmatrix} 0 & \Omega_1(t) & 0 \\ \Omega_1(t) & 0 & \Omega_2(t) \\ 0 & \Omega_2(t) & 0 \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Двете бавно вариращи честоти на Раби $\Omega_1(t)$ и $\Omega_2(t)$ параметризират силата на взаимодействие на квантовата система и двете външни електрични полета.



Фигура 9: Представяне състоянията на поляризация върху сферата на Поанкаре. Поляризацияният вектор на Стокс $\mathbf{S}(z)$ следва адиабатно вектора на двойно лъчепречупване $\mathbf{\Omega}(z)$. (a) хоризонтална поляризация се завърта на 45° ; (b) хоризонтална поляризация се прехвърля в дясно кръгова поляризация; (c) хоризонтална поляризация се прехвърля във вертикална поляризация; (d) лявата кръгова поляризация се прехвърля в дясна кръгова поляризация.

Квантовата еволюция, свързана с Λ системата, се разбира най-лесно с използването на адиабатни състояния, тоест трите собствени състояния $\varphi_k(t)$ на Хамилтониана (3). Адиабатното състояние $\varphi_0(t)$, съответстващо на нулева собствена стойност, е особено важно, тъй като то няма компонента на състояние ψ_2 ,

$$\varphi_0(t) = \frac{\Omega_2(t)}{\sqrt{\Omega_1^2(t) + \Omega_2^2(t)}} \psi_1 - \frac{\Omega_1(t)}{\sqrt{\Omega_1^2(t) + \Omega_2^2(t)}} \psi_3. \quad (4)$$

Следователно, това състояние не води до флуоресценция и е известно като тъмно състояние [5, 15, 16]. Ако движението е адиабатно [5, 15, 16] и ако векторът на състоянието $\Psi(t)$ първоначално е подравнен с адиабатното състояние $\varphi_0(t)$, тогава векторът на състоянието остава подравнен с $\varphi_0(t)$ през цялата еволюция. Това се случва, ако импулсите са подредени контраинтуитивно, $\Omega_2(t)$ преди $\Omega_1(t)$: тогава тъмното състояние $\varphi_0(t)$ ще премине от първоначално подравняване с ψ_1 до окончателно подравняване с ψ_3 .

Тази важна характеристика на пълен трансфер прави СРАП широко разпространена

техника за експерименти, разчитащи на прецизен контрол [15, 16]. Формализмът може да се приложи и за други системи, включително класически [26-28], като се използва сходството на съответните уравнения, с уравнения (1) и (3).

Връщайки се към поляризация на светлината, два специални случая са особено интересни.

Случай А: $\Omega_3(z) = 0$ С предефинирането на променливите $S_1(t) = -ic_3(t)$, $S_2(t) = ic_1(t)$, $S_3(t) = -c_2(t)$, уравнението на Шрьодингер (3) се превръща във формата (1), ако заменим зависимостта от време в зависимост на координатите. Използвайки тази аналогия, можем да запишем суперпозиция $\sigma(z)$ на поляризационните компоненти $S_1(z)$ и $S_2(z)$ на вектора на Стокс, което съответства на тъмното състояние $\varphi_0(t)$ от Ур. (4):

$$\sigma(z) = \frac{\Omega_1(z)S_1(z) + \Omega_2(z)S_2(z)}{|\Omega(z)|}. \quad (5)$$

Когато $\Omega_1(z)$ изпреварва $\Omega_2(z)$ тогава суперпозиция $\sigma(z)$ има следните асимптотики:

$$S_1(z_i) \xleftarrow{z_i \leftarrow z} \sigma(z) \xrightarrow{z \rightarrow z_f} S_2(z_f). \quad (6)$$

Тоест, ако първоначално светлината е линейно поляризирана в хоризонтално направление, $\mathbf{S}(z_i) = (1,0,0)$, то накрая ще имаме линейно поляризирана завъртяна на 45° светлина, $\mathbf{S}(z_f) = (0,1,0)$ (Фиг. 9 (а)).

Следвайки квантов оптичния СРАП, можем да запишем условието за адиабатна еволюция като [15, 16]:

$$\int_0^L |\Omega(z)| dz \gg 1. \quad (7)$$

Примерно, за адиабатна еволюция е достатъчно $\int_0^L |\Omega(z)| dz \gtrsim 6\pi$, където L е дебелината на средата, през която минава светлината, големината на двойно лъчепречупване е $|\Omega(z)| = 2\pi\Delta n/\lambda$, λ тук е дължината на вълната, Δn разликата между показателите на пречупване на обикновения и необикновения лъч. Окончателно за адиабатната еволюция имаме условието:

$$L\Delta n \gtrsim 3\lambda. \quad (8)$$

Последното условие показва, че процесът е устойчив по отношение на промяна на параметрите като дължина на вълната λ и дебелина на средата L .

Случай В: $\Omega_2(z) = 0$. Следвайки подобни аргументи, както при **Случай А**, само заменяме компонентите на вектора на Стокс $S_2(z)$ с $S_3(z)$. Тогава имаме суперпозиция $\sigma(z)$:

$$\sigma(z) = \frac{\Omega_1(z)S_1(z) + \Omega_3(z)S_3(z)}{|\Omega(z)|}. \quad (9)$$

Ако първоначално светлината е линейно поляризирана в хоризонтално направление, $\mathbf{S}(z_i) = (1,0,0)$, и ако $\Omega_1(z)$ предхожда $\Omega_3(z)$, то достигаме дясно кръгова поляризация, $\mathbf{S}(z_f) = (0,0,1)$ (Фиг. 9 (b)), понеже $\sigma(z)$ има следните асимптотики:

$$S_1(z_i) \xleftarrow{z_i \leftarrow z} \sigma(z) \xrightarrow{z \rightarrow z_f} S_3(z_f). \quad (10)$$

Техниката, предложена тук, не се ограничава до линейни или кръгово-линейни преобразувания, но е приложима и за произволни преобразувания на светлинната поляризация.

3.2 Поляризационно преобразуване с аналог на частично адиабатно преминаване

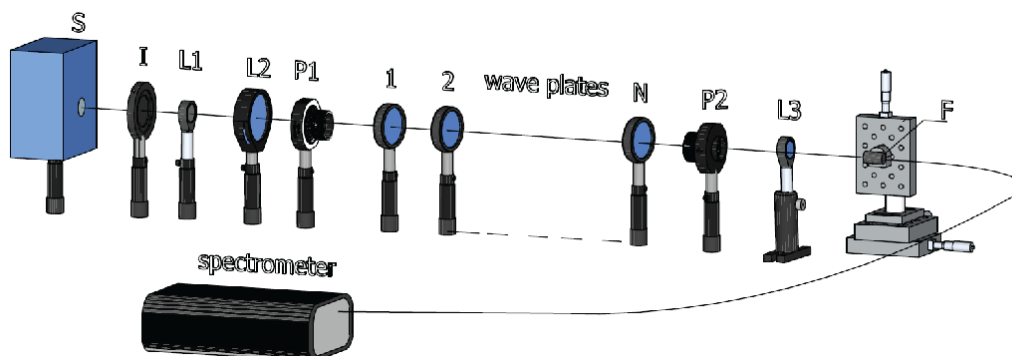
Ако векторът на Стокс \mathbf{S} първоначално е успореден на вектора на двойно лъчепречупване $\mathbf{\Omega}$, така че $\mathbf{\Omega} \times \mathbf{S} = \mathbf{0}$, и ние променяме бавно (адиабатно) посоката на $\mathbf{\Omega}$, тогава векторът на Стокс \mathbf{S} също ще го следва адиабатно, така че да се запази равенството $\mathbf{\Omega} \times \mathbf{S} = \mathbf{0}$. Примерно, ако първоначално имаме линейно поляризирана светлина в хоризонтално направление $\mathbf{S}(z_i) = (1,0,0)$, и ако първоначално $\mathbf{\Omega}$ е в същата посока (бавната или бързата ос са хоризонтални), изменяйки бавно (адиабатно) посоката на $\mathbf{\Omega}$ така, че бавната (или бързата) ос да стане вертикална, то и поляризацията ще стане вертикална.

Предлагаме алтернативна схема за адиабатната еволюция за вектора на Стокс чрез дискретна промяна посоката на $\mathbf{\Omega}$ [30-33]. Тоест, считаме, че въртенето на $\mathbf{\Omega}$ става в последователност от дискретни стъпки, а не непрекъснато. Експериментално ние осъществяваме това чрез последователност от $N = 10$ кристала, всеки завъртян под ъгъл φ_m по отношение на избраната декартова координатна система (схематично илюстрирано на фигура 10). За такава схема общата адиабатна еволюция се постига, ако отделните ъгли на въртене се променят постепенно и ако има достатъчен брой стъпки ($\varphi_m = \frac{\varphi}{N} \ll \varphi$). Необходимо е всеки от отделните кристали да задвижва не повече от един цикъл на Раби, с други думи, всеки кристал да не е повече от вълнова плоча на половин дължина.

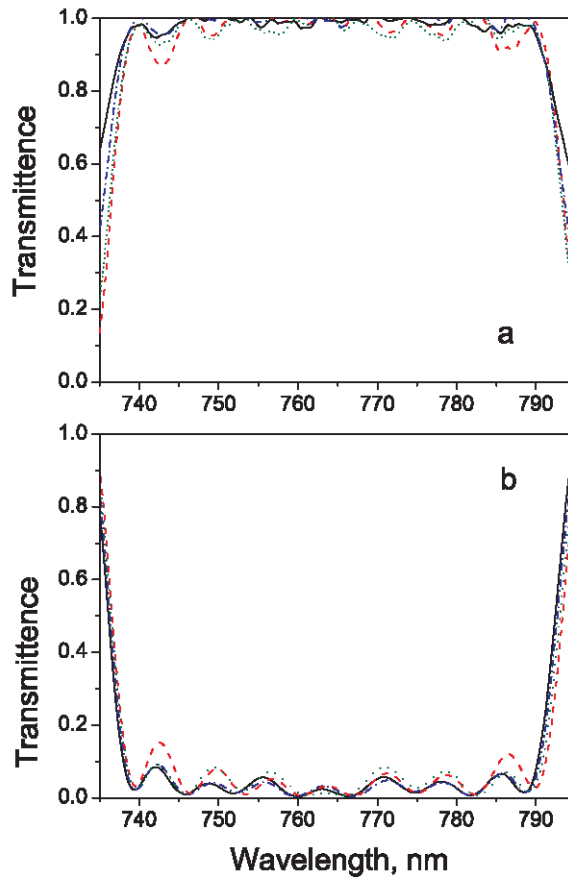


Фигура 10: Схематична илюстрация на дискретна адиабатна светлинна еволюция, която се състои от поредица от двойно лъче-пречупващи кристали, разделени от множество свободни пространства. Бързите оси на вълновите плочи са представени от пунктирани линии, докато плътните червени линии представляват ориентацията на линейната поляризация.

Правим няколко експеримента, за да проверим нашите теоретични прогнози за работата, както на широколентови, така и на ултра широколентови адиабатни поляризационни ротатори. Линейната поляризация на бял светлинен лъч се завърта на 45° , 60° , 75° и 90° градуса, преминавайки през набор от десет вълнови плочи на половин дължина (Фигура 11). За нашите експерименти използвахме два вида вълнови плочи на половин дължина. В първия експеримент използвахме набор от обикновени четвърт вълнови плочи, които работят както вълнови плочи на половин дължина при $\lambda=763\text{ nm}$, докато във втория експеримент се използват ахроматични вълнови плочи на половин дължина.

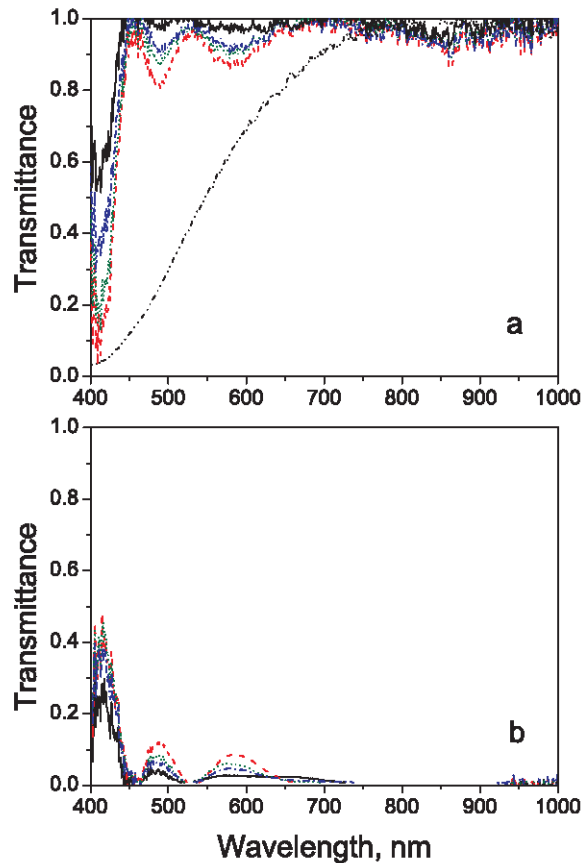


Фигура 11: Експериментална установка. Източникът S , ирис I , лещи L_1 , L_2 и поляризаторът P_1 образуват колимиран лъч от бяла поляризирана светлина. Анализатор P_2 и обектив L_3 фокусират лъча на изходната светлина върху входа на оптично влакно, свързано към спектрометър. Съвкупност от десет вълнови плочи върти линейната поляризация на светлината в широколентовия и ултра широколентовия спектър.



Фигура 12: Широколентов линейен поляризационен ротатор, състоящ се от десет вълнови плочи на половин дължина. Кривите съответстват на различни ъгли на завъртане α (a) и $\alpha + 90^\circ$ (b), както следва: червена пунктирана линия 90° , зелена къса с тире линия 75° , синя пунктирана-пунктирана линия 60° и черна пълтна линия 45° .

Линеен поляризиран светлинен лъч преминава през последователност от N вълнови плочи. Всяка от тях е завъртяна под ъгъл $\varphi_m = (m - 1) \frac{\alpha}{(N-1)}$, където m е съответният номер на пластината от общо $N = 10$ пластини. Ротационният ефект е изследван за следните ъгли на завъртане $\alpha = \{45^\circ, 60^\circ, 75^\circ, 90^\circ\}$.



Фигура 13: Ултра широколентов линеен поляризационен ротатор, изграден от десет ахроматични вълнови плочи на половин дължина. Кривите съответстват на различни ъгли на завъртане α (a) и $\alpha + 90^\circ$ (b), както следва: червена пунктирана линия 90° , зелена къса с тире линия 75° , синя пунктирана линия 60° и черна плътна линия 45° . Черната пунктирана крива на точки показва спектъра на единичната ахроматична вълнова плоча

Експериментално тествахме и доказахме, че поляризационният ротатор е широко спектрален. Спектрите на пропускане са взети за четири произволни избрани ъгли α . Получените резултати са представени на фигура 12. Експерименталните криви показват плосък максимум в широк спектрален диапазон, който се поддържа за различни ъгли на завъртане α .

Дори по-широк ефект беше постигнат чрез използване на десет ахроматични вълнови плочи на половин дължина. Резултатите от експериментите са показани на фигура 13.

3.3 Поляризационно преобразуване с аналог на техниката за бързо адиабатно преминаване

Уравнение за електрическото поле \mathbf{E} , което описва разпространението на плоска вълна през оптично активен линеен кристал с пренебрежимо поглъщане, се дава като:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{\epsilon}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (11)$$

където ϵ е тензор на електричната възприемчивост, а c е скоростта на светлината във вакуум.

Ще разгледаме разпространението на светлината в едно измерение. Нека плоско-монохроматична вълна с честота ω се разпространява през нееднороден кристал по оста z :

$$\mathbf{E}(z, t) = \begin{bmatrix} E_x(z) \mathbf{e}^{(ikz - \omega t)} \\ E_y(z) \mathbf{e}^{(ikz - \omega t)} \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (12)$$

Нека оста на разпространение z е по протежение на една от оптичните оси на кристала, а другите две оптични оси да са x и y . В тази координатна система диелектричният тензор ϵ приема формата [34, 35]:

$$\epsilon = \begin{bmatrix} n_e^2 & iG & 0 \\ -iG & n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_o^2 \end{bmatrix}, \quad (13)$$

където n_o и n_e са показателите на пречупване за обикновения и необикновения лъч. Извън диагоналните елементи на тензора, елементите G , отговарят за оптичната активност на кристала.

Понеже $\mathbf{E}(z, t)$ зависи само от координатата z , то може да заменим ∇^2 с $\frac{\partial^2}{\partial z^2}$. Тогава уравненията за електричното поле се свеждат до две скаларни уравнения:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + 2ik \frac{\partial E_x}{\partial z} - k^2 E_x = -\frac{\omega^2}{c^2} (n_e^2 E_x + iG E_y), \quad (14)$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + 2ik \frac{\partial E_y}{\partial z} - k^2 E_y = \frac{\omega^2}{c^2} (iG E_x - n_o^2 E_y), \quad (15)$$

където

$$k^2 = \frac{\omega^2 n_o^2}{c^2}. \quad (16)$$

Нека разгледаме само бавно променящите се полета, за които:

$$\left| \frac{\partial^2 E_{x,y}}{\partial z^2} \right| \ll \left| 2k \frac{\partial E_{x,y}}{\partial z} \right|. \quad (17)$$

Полученото бавно променящо се амплитудно приближение [36] води до уравнението:

$$i \frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \frac{\omega}{2cn_o} \begin{bmatrix} n_e^2 - n_o^2 & -iG \\ iG & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}. \quad (18)$$

Симетризираме диагоналните елементи $n_e^2 - n_o^2$ и 0 в уравнение (18), чрез включване на идентична фаза в амплитудите E_x и E_y . След като направим този избор, ние имаме

$$i \frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -\Delta & -i\Omega \\ i\Omega & \Delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}, \quad (19)$$

където

$$\Omega = \frac{\omega G}{cn_o}, \quad (20)$$

$$\Delta = \frac{\omega(n_o^2 - n_e^2)}{2cn_o}. \quad (21)$$

Като последна стъпка, преобразуваме координатната зависимост, в зависимост от времето $z = ct$. По този начин, уравнение (19) става традиционното зависимо от времето уравнение на Шрьодингер за атом с две състояния [3, 38].

Нека да приемем, че Ω и Δ са функция на координатата z . Тогава можем да напишем уравнение (19) в така наречения адиабатен базис [3, 38] (за атом с две нива, това е базиса от собствени състояния на Хамилтониана):

$$i \frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} E_x^A \\ E_y^A \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{1}{2}\sqrt{\Omega^2 + \Delta^2} & \partial\varphi/\partial z \\ \partial\varphi/\partial z & \frac{1}{2}\sqrt{\Omega^2 + \Delta^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x^A \\ E_y^A \end{bmatrix}, \quad (22)$$

Връзката между вектора на Джонс $\mathbf{J}(z) = (E_x, E_y)$ в първоначалния базис и вектора на Джонс $\mathbf{J}^A(z) = (E_x^A, E_y^A)$ в адиабатния базис се дава като

$$\mathbf{J}(z) = R(z)\mathbf{J}^A(z), \quad (23)$$

където $R(z)$ е инволаторна матрица

$$R(z) = \begin{bmatrix} \cos(2\varphi) & i\sin(2\varphi) \\ -i\sin(2\varphi) & -\cos(2\varphi) \end{bmatrix}, \quad (24)$$

с ъгъл φ дефиниран като

$$\tan(2\varphi) = \frac{\Omega}{\Delta}. \quad (25)$$

При адиабатна еволюция няма връзка между амплитудите E_x^A и E_y^A , тоест $|E_x^A|$ и $|E_y^A|$ остават константни [3, 38]. Математически адиабатна еволюция означава, че недиагоналните елементи от уравнение (22) могат да се пренебрегнат спрямо диагоналните [3, 38]

$$\left| \frac{\partial\varphi}{\partial z} \right| \ll \left| \sqrt{\Omega^2 + \Delta^2} \right|. \quad (26)$$

За чиста адиабатна еволюция, матрицата на еволюцията в адиабатния базис е диагонална и съдържа само фазови фактори:

$$U^A(z_f, z_i) = \begin{bmatrix} \exp(i\eta) & 0 \\ 0 & \exp(-i\eta) \end{bmatrix}, \quad (27)$$

където

$$\eta = \int_{z_i}^{z_f} \frac{1}{2} \sqrt{\Omega^2 + \Delta^2} dz. \quad (28)$$

Матрицата на еволюцията в първоначалния базис (матрицата на Джонс) е:

$$U(z_f, z_i) = R(z_f)U^A(z_f, z_i)R(z_i), \quad (29)$$

или подробно:

$$U_{11}(z_f, z_i) = e^{i\eta} \cos\varphi(z_i) \cos\varphi(z_f) + e^{-i\eta} \sin\varphi(z_i) \sin\varphi(z_f), \quad (30)$$

$$U_{12}(z_f, z_i) = ie^{i\eta} \sin\varphi(z_i) \cos\varphi(z_f) - ie^{-i\eta} \cos\varphi(z_i) \sin\varphi(z_f), \quad (31)$$

$$U_{21}(z_f, z_i) = ie^{-i\eta} \sin\varphi(z_i) \cos\varphi(z_f) - ie^{i\eta} \cos\varphi(z_i) \sin\varphi(z_f), \quad (32)$$

$$U_{22}(z_f, z_i) = e^{-i\eta} \cos\varphi(z_i) \cos\varphi(z_f) + e^{i\eta} \sin\varphi(z_i) \sin\varphi(z_f). \quad (33)$$

Уравнения (30-33) дават общото решение за адиабатна еволюция.

Ахроматично преобразуване: Когато първоначално светлината е линейно поляризирана в хоризонтална посока $\mathbf{J}(z_i) = (1,0)$ и ако осигурим първоначалното условие $\varphi(z_i) = \pi/2$, тогава от уравнения (30-33) имаме:

$$J_1(z_f) = e^{-i\eta} \sin\varphi(z_f), \quad (34)$$

$$J_2(z_f) = ie^{-i\eta} \cos\varphi(z_f). \quad (35)$$

Очевидно от последното уравнение глобалната фаза η е маловажна и може да бъде премахната от крайните компоненти на вектора на Джонс, следователно такова поляризационно преобразуване ще бъде независимо от честотата. За такова ахроматично преобразуване достигаме до лява кръгово поляризирана светлина, $\mathbf{J}(z_f) = (1/\sqrt{2}, i/\sqrt{2})$, ако зададем крайния ъгъл $\varphi(z_f) = \pi/4$.

Аналогично, ако крайният ъгъл е $\varphi(z_f) = -\pi/4$, тогава достигаме до дясно кръгово поляризация, $\mathbf{J}(z_f) = (1/\sqrt{2}, -i/\sqrt{2})$, вместо лява.

Като алтернатива, можем да започнем с хоризонтална поляризирана светлина и прилагане на условията $\varphi(z_i) = \pi/2$, $\varphi(z_f) = 0$, ще завършим във вертикална поляризирана светлина.

Накрая, комбинирайки две или повече от две ахроматично преобразувания от горните процеси, можем да осъществим ахроматично преобразуване от лява кръгово поляризирана светлина в дясна кръгово поляризирана светлина и обратно, или от лява (дясна) кръгово поляризирана светлина към вертикална поляризирана светлина и обратно.

4. Честотно преобразуване в широка честотна област

В тази глава ние въвеждаме нови подходи за стабилно, ефективно и широколентово преобразуване на честоти, които комбинират елементите и предимствата на фазов синхронизъм чрез двойно лъчепречупване и квази фазов синхронизъм. Ефективното генериране на честоти може да бъде постигнато чрез използване на композитни нелинейни кристали, конструирани по подобен начин като композитни поляризационни ротатори и композитни вълнови плочи от предишните глави. Тази техника е алтернатива на адиабатните подходи [39], тъй като изисква много по-ниска интензивност на входа и по-къси нелинейни кристали, като същевременно осигурява висока ефективност при преобразуването и широк честотен диапазон.

4.1 Универсални композитни импулси в кристали с $\chi^{(2)}$ нелинейност

В настоящия раздел предлагаме да се използват така наречените универсални композитни импулсни последователности за процес на сумиране, или разлика на честоти. Универсалните композитни импулсни за квантови системи с две нива бяха разработени наскоро [40] и сега ние ги прилагаме в процеса на три-вълнови смесвания от нелинейната оптика.

Смесването на три вълни в приближение на бавно променящата се амплитуда [35, 36, 39, 41] и в симетрична форма, имат следния вид:

$$i\partial_z B_1 + iv_1^{-1}\partial_t B_1 + \partial_\omega v_1^{-1}\partial_{t,t} B_1 = \tilde{\Omega} B_2^* B_3 e^{-i\phi}, \quad (1)$$

$$i\partial_z B_2 + iv_2^{-1}\partial_t B_2 + \partial_\omega v_2^{-1}\partial_{t,t} B_2 = \tilde{\Omega} B_1^* B_3 e^{-i\phi}, \quad (2)$$

$$i\partial_z B_3 + iv_3^{-1}\partial_t B_3 + \partial_\omega v_3^{-1}\partial_{t,t} B_3 = \tilde{\Omega} B_1 B_2 e^{i\phi}, \quad (3)$$

където $\phi(z) = \int \Delta k(z) dz$ е натрупаната фаза, а $\Delta k(z) = \Delta k_0 - \Delta k_\Lambda(z)$ е ефективната фазова разлика [39]. Последната е разликата между дисперсионната фазова разлика $\Delta k_0 = k_1 + k_2 - k_3$ и на изкуствената фазова разлика $\Delta k_\Lambda(z) = 2\pi/\Lambda(z)$, където $\Lambda(z)$ е периодът на фазовите модуляции [39]. $\tilde{\Omega} = -\chi^{(2)}\omega_1\omega_2\omega_3/\sqrt{c^5 k_1 k_2 k_3}$ е коефициентът на взаимодействие и t е времето, v_j са груповите скорости, $\partial_\omega v_j^{-1}$ са дисперсиите на груповите скорости, ω_j са честотите, k_j са вълновите вектори, а B_j са съответните амплитуди, където $j = 1, 2, 3$ са съответни за напмпващото, сигнала и адлера. Накрая, c е скоростта на светлината във вакуум, $\chi^{(2)}$ е втората нелинейност на кристала.

Ако разгледаме непрекъснати електрични полета, то тогава производните по времето падат $\partial_t B_j = \partial_{t,t} B_j = 0$ ($j = 1, 2, 3$) и уравнения (1-3) стават значително по-прости

$$i\partial_z B_1 = \tilde{\Omega} B_2^* B_3 e^{-i\phi}, \quad (4)$$

$$i\partial_z B_2 = \tilde{\Omega} B_1^* B_3 e^{-i\phi}, \quad (5)$$

$$i\partial_z B_3 = \tilde{\Omega} B_1 B_2 e^{i\phi}. \quad (6)$$

Допълнително приближени е, ако допуснем че напмпващото поле $B_1(z)$ е много по-силно от другите две полета, и неговата амплитуда е константна, тогава след полагането $A_2(z) = B_2(z)e^{i\phi(z)/2}$, $A_3(z) = B_3(z)e^{-i\phi(z)/2}$, получаваме:

$$i\partial_z \mathbf{A}(z) = \mathbf{H}(z)\mathbf{A}(z), \quad (7)$$

с $\mathbf{A}(z) = [A_2(z), A_3(z)]^T$, $\Omega(z) = 2\tilde{\Omega}(z)B_1(z)$ и

$$\mathbf{H}(z) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -\Delta k(z) & \Omega^*(z) \\ \Omega(z) & \Delta k(z) \end{bmatrix}. \quad (8)$$

$\Omega(z)$ може да се направи реална чрез прикрепване на фаза към амплитудата $B_1(z)$. Чрез съответствие между $z \rightarrow t$, уравнение (7) се превръща в зависимото от времето уравнение на Шрьодингер за атомна система с две нива [3, 38, 42].

Сега избираме периода на локална модуляция $\Lambda(z)$ да е:

$$\Lambda(z) = \frac{2\pi}{\Delta + \delta(z)}; \quad (9)$$

тогава ефективното фазово отместване става:

$$\Delta k(z) = \Delta k_0 - \Delta - \delta(z). \quad (10)$$

Нека Δ да е равно на Δk_0 за някакви определени дължини на вълните ($\lambda_1^0, \lambda_2^0, \lambda_3^0$), за които $\frac{1}{\lambda_3^0} = \frac{1}{\lambda_1^0} \pm \frac{1}{\lambda_2^0}$, при генерация от разлика или от сума на честоти. Сега ще покажем, че използвайки $\delta(z)$ като свободен параметър, можем да постигнем много добра ефективност на преобразуване за широк честотен диапазон.

Еволюцията на двете вълни може да бъде описана от матрица \mathbf{U} , която свързва амплитудите на полето при началната и крайната координати, z_i и z_f , $\mathbf{A}(z_f) = \mathbf{U}\mathbf{A}(z_i)$. Тъй като \mathbf{U} е унитарна, то тя се параметризира с два комплексни параметъра на Кейли-Клайн a и b ($|a|^2 + |b|^2 = 1$) като:

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} a & b \\ -b^* & a^* \end{bmatrix}. \quad (11)$$

Ако в началото $A_3(z_i) = 0$, тогава $p = |b|^2 = 1 - |a|^2$ е ефективността на прехвърляне. При $\Delta k = 0$ (фазов синхронизъм), ефективността е $p = \sin^2(S/2)$, където $S = \int_{z_i}^{z_f} \Omega dz$, следователно ефективността е максимална при $S = \pi$, или нечетноратно на π [35, 36, 39, 41]. Ефективността на генерация е чувствителна както към вариациите в S , така и към фазовото несъответствие Δk . Тази чувствителност значително се намалява чрез заместване на основния кристал с композитен кристал, тоест от кристал, в който имаме съвкупност от различни локални периоди на модулация.

Сега разглеждаме кристал с N различни сегменти. Във всеки сегмент j контролираме дължината на периода на модулация L_j и $\delta(z) = \delta_j$. Понеже сме в линеен режим, общата матрица на еволюция е продукт на N еволюционни матрици:

$$\mathbf{U}^{(N)} = \mathbf{U}(L_N, \delta_N) \dots \mathbf{U}(L_2, \delta_2) \mathbf{U}(L_1, \delta_1). \quad (12)$$

Математически нашата цел е да увеличим ефективността на генериране на честота $P = |\mathbf{U}_{21}^{(N)}|^2$ за възможно най-широки вариации на Ω и Δk_0 .

Ще конструираме последователности, които съответстват на наскоро въведените универсални композитни импулсни в квантовата оптика [40], като използваме сегменти с две различни дебелини, L_o и L_e . Уникална особеност на тези последователности е устойчивостта към неизвестни отклонения във всеки експериментален параметър.

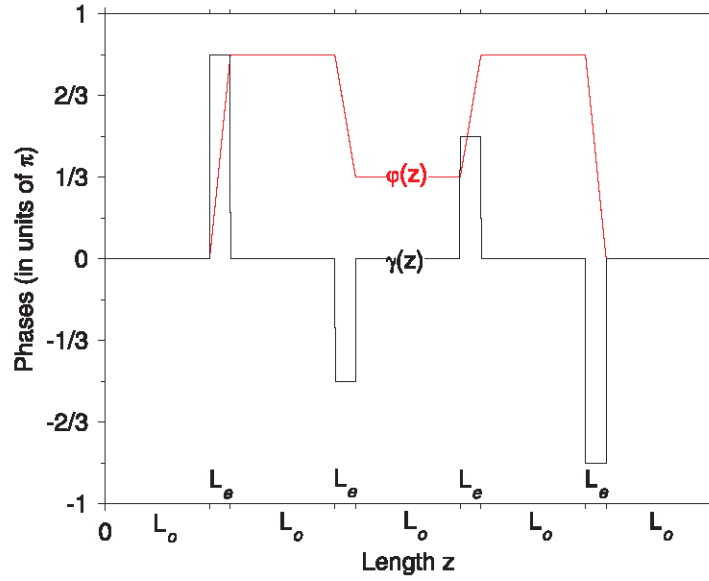
Тук използваме δ_j и L_j за всеки сегмент j като контролни параметри, вместо фазата на електричното поле като контролен параметър [40]. Избираме последователност с нечетен брой сегменти $N = 2n - 1$ и дебелини:

$$L_j = \begin{cases} L_o & (j = 1, 3, \dots, 2n - 1), \\ L_e & (j = 2, 4, \dots, 2n - 2), \end{cases} \quad (13)$$

където L_o и L_e са избрани така, че $S = \Omega_0[(n - 1)L_e + nL_o] = N\pi$, тоест, да имаме максимална ефективност за фазов синхронизъм.

Таблица 4: Фази φ_{2m-1} ($m = 1, 2, \dots, n$) на универсални композитни кристали, където броят на сегментите n е включен в съответното име U_n .

| Композитен кристал | Фази ($\varphi_1, \varphi_3, \dots, \varphi_{2n-1}$) |
|--------------------|--|
| U3 | $(0, 1, 0)\pi/2$ |
| U5 | $(0, -1, 2, -1, 0)\pi/6$ |
| U7 | $(0, -1, 10, 5, 10, -1, 0)\pi/12$ |
| U9 | $(0, -0.37, -0.65, -0.45, 0.30, -0.45, -0.65, -0.37, 0)\pi$ |
| U11 | $(0, -0.43, 0.08, -0.62, 0.55, 0.1, 0.55, -0.62, 0.08, -0.43, 0)\pi$ |
| U13 | $(0, 9, 42, 11, 8, 37, 2, 37, 8, 11, 42, 9, 0)\pi/24$ |



Фигура 14: Зависимости на $\gamma(z)$ и $\varphi(z)$ от z за U5 композитната последователност, т.е. $N = 9, n = 5$, с фази, дадени в таблица 4, $\Omega_0 = \pi[nL_o + (n - 1)L_e]/N$, и $L_e = L_o/8$.

Сега дефинираме $\gamma(z) = \delta(z)L_e$ и избираме $\gamma_j(z) = \text{const}$ за всеки сегмент j от кристала. Също поставяме $\gamma_j = 0$ за всички нечетни $j = 1, 3, \dots, 2n - 1$. Този избор осигурява $\varphi(z) \equiv \int_0^z \delta(z')dz' = \varphi_{2m-1}$ ($m = 1, 2, \dots, n$) да е константа за нечетни сегменти (виж Фиг. 14). В резултат на това композитният пропагатор приема формата:

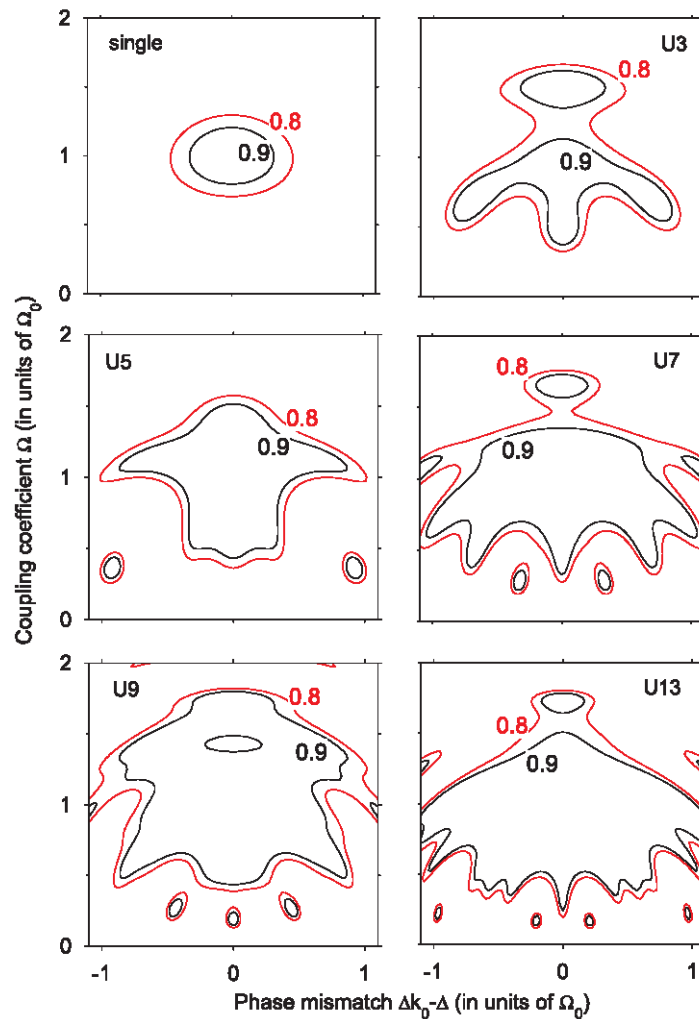
$$\mathbf{U}^{(N)} = \mathbf{U}_o(0)\mathbf{U}_e(\gamma_{2n})\mathbf{U}_o(0) \dots \mathbf{U}_o(0)\mathbf{U}_e(\gamma_2)\mathbf{U}_o(0). \quad (14)$$

Избираме γ_{2m} и L_e така че

$$\mathbf{U}_e(\gamma_{2m}) = \begin{bmatrix} e^{-i\gamma_{2m}/2} & 0 \\ 0 & e^{i\gamma_{2m}/2} \end{bmatrix}, \quad (15)$$

фазите φ_{2m-1} отговарят на фазите на универсалните композитни импулси от [40]. Всички стойности на φ_{2m-1} са дадени в Таблица 4, а съответните стойности на γ_{2m} се пресмятат по формулата

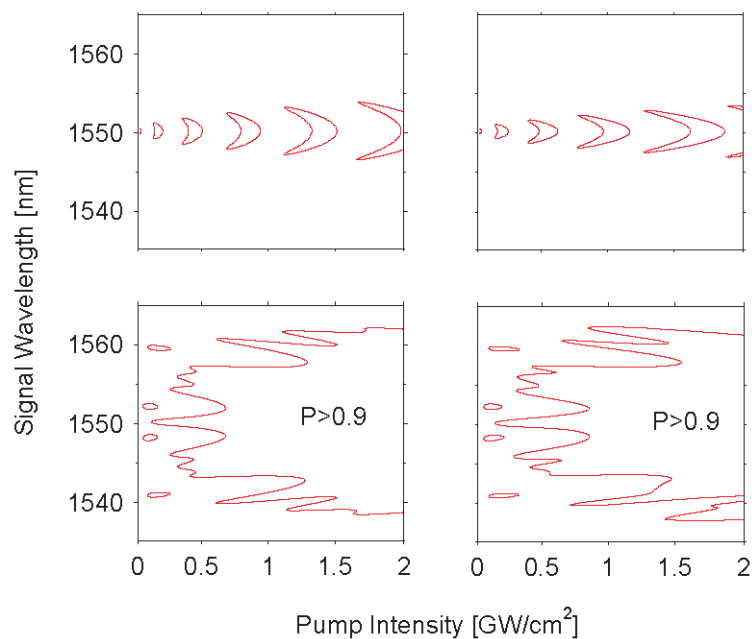
$$\gamma_{2m} = \varphi_{2m+1} - \varphi_{2m-1}. \quad (16)$$



Фигура 15: Ефективност на генериране $p^{(N)}$ спрямо отклонения в Ω от желаната стойност Ω_0 и фазово несъответствие $\Delta k_0 - \Delta$ за различни композитни кристали с фазите, дадени в таблица 4, за $L_e = L_0/8$.

Числените пресмятания показват, че $L_e/L_0 = 1/8$ е добър избор, за това ще го използваме тук. Фигура 15 показва работата на композитните кристали от Таблица 4. Районът с висока ефективност ($p^{(N)} > 0.9$) на един сегмент е значително разширен от композитни кристали, дори само с няколко сегмента. Ясно е, че ефективността се увеличава с увеличаването на броя на сегментите в композитния кристал.

Много важна характеристика на композитните кристали е, че те работят еднакво добре в линеаризираният режим и в нелинейният режим. По-долу показваме числени симулации на тези характеристики, като използваме параметрите на истински нелинеен кристал - калиев титанов оксид фосфат (КТР), които демонстрират възможността за широколентово преобразуване.



Фигура 16: Числена симулация на ефективността на сумиране на честоти спрямо интензитета на напмпващото поле и дължината на вълната на сигнала. Леви рамки: линеен режим, $|B_1|^2 = 100|B_2|^2$; десни рамки: нелинеен режим, $|B_1|^2 = 4|B_2|^2$. Горни рамки: стандартна периодично оформена структура, проектирана да постигне перфектно съвпадение на фазите при 1550 nm; долни рамки: композитен кристал, U13 последователност от таблица 4.

КТР има широк диапазон на прозрачност, висок оптичен праг на повреди, големи нелинейни оптични константи и е подходящ за фазов синхронизъм [43, 44]. Разгледахме най-често използваното е-ее взаимодействие за сумиране на честоти и изчислихме нашия кристал за работа с типичната дължина на вълната на напмпващото поле от 1064 nm (Nd: YAG лазера [45]). Предположихме КТР кристал с дължина 13 мм и локални периоди на полиране, дадени от последователността U13 в таблица 4. Накрая използвахме коефициентите на Селмайер от [44].

Контурната диаграма на фигура 16 сравнява ефективността на стандартен периодично полиран кристал, проектиран да постигне фазов синхронизъм при 1550 nm (горни кадри) и композитен кристал (долни кадри) спрямо интензитета на входното напмпващо поле и дължината на вълната на сигнала. Лявата рамка е за линейния режим, а дясната за нелинейния режим. Фигурата показва значително повишената ефективност и ширококолентовост на композитния кристал в сравнение с обикновения кристал, както в линейния, така и в нелинейния режим. Честотната лента на преобразуване е увеличена от само няколко nm до над 20 nm.

4.2 Теория на композитни кристали с $\chi^{(2)}$ нелинейност и редуващи се знаци на взаимодействие

Сега нека разгледаме смесване на три вълни в $\chi^{(2)}$ нелинейна среда и нека имаме фазов синхронизъм чрез двойно лъчепречупване за този процес на смесване. Да допуснем, че знакът за нелинейната възприемчивост може да обръщаме само няколко пъти и за разлика от стандартния квази фазов синхронизъм, където дължините на

домейна обикновено са от порядъка на десетки или стотици дължини на вълната, тук дължината на домейна е от порядъка на дължината на взаимодействие (т.е. милиметри). Следователно подходът, представен тук, може да бъде приложен дори в материали, за които фeroелектричното полиране или други техники за микроскопично структуриране не са възможни, само чрез подреждане на редица тънки кристали със специфична дебелина и взаимно обръщане на 180 градуса.

Предлаганата техника е аналог на композитните импулси в ядрено-магнитен резонанс (ЯМР) [6, 46, 47] и квантова оптика [12, 48-50]. За разлика от повечето композитни импулси, които използват специфични относителни фази, тук ние използваме композитните последователности на Шака и Пинес [51, 52], които използват само знакова промяна на взаимодействието. Това е продиктувано от стриктното ограничаване в две посоки на домейните за тяхното полиране.

Тръгваме от уравненията за тривълново смесване в симетричен вид [36, 41]

$$i\partial_z A_1 = \tilde{\Omega} A_2^* A_3 \exp[-i\Delta k z], \quad (17)$$

$$i\partial_z A_2 = \tilde{\Omega} A_1^* A_3 \exp[-i\Delta k z], \quad (18)$$

$$i\partial_z A_3 = \tilde{\Omega} A_1 A_2 \exp[i\Delta k z], \quad (19)$$

където $\tilde{\Omega} = -(\chi^{(2)}/c)\sqrt{\omega_1\omega_2\omega_3/n_1n_2n_3}$ е коефициентът на взаимодействие, z е положението по оста на разпространение, ω_j , k_j and n_j са честотите, вълнови числа и показатели на пречупване за съответните електрични полета, c е скоростта на светлината във вакуум и $\chi^{(2)}$ е нелинейност от втори ред. Амплитудите $A_j \equiv \sqrt{n_j/\omega_j} E_j$ са пропорционални на амплитудите E_j на електричните полета; $|A_j|^2$ е пропорционален на броя на фотоните, свързани с j -тата вълна. Параметърът на фазово несъответствие е $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$.

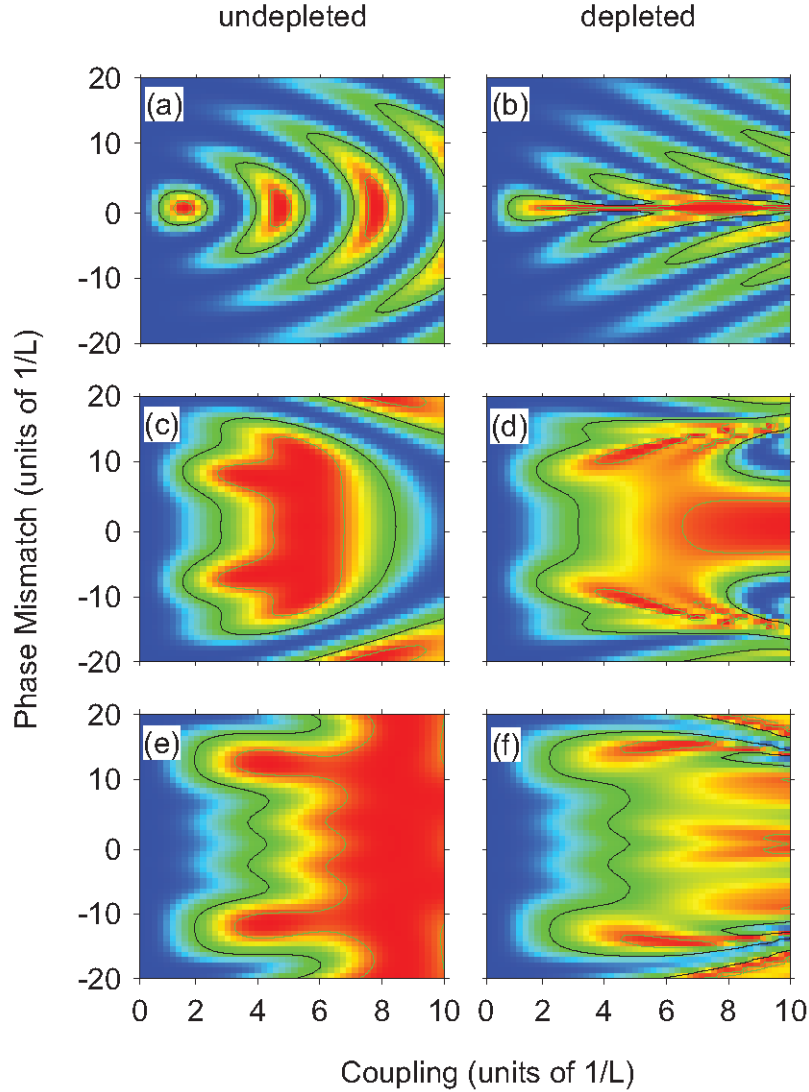
Трите нелинейни уравнения (17-19) могат да бъдат опростени, ако приемем, че напompващото поле е много по-силно от другите две полета и следователно неговата амплитуда остава постоянна ($A_1 = \text{const}$). Това води до линеаризираната система от уравнения:

$$i\partial_z \mathbf{B}(z) = \mathbf{H}\mathbf{B}(z), \quad (20)$$

където $\mathbf{B}(z) = [B_2(z), B_3(z)]^T$, $B_2(z) = A_2(z)e^{i\Delta k z/2}$, $B_3(z) = A_3(z)e^{-i\Delta k z/2}$ и

$$\mathbf{H} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -\Delta k & \Omega \\ \Omega & \Delta k \end{bmatrix}, \quad (21)$$

с $\Omega = 2\tilde{\Omega}A_1$. Ако първоначално $B_3(z_i) = 0$, тогава може да дефинираме $\eta = |B_3(z_f)|^2/|B_2(z_i)|^2$ като коефициент на преобразуване. В случай на фазов синхронизъм ($\Delta k = 0$), което съответства на резонанс в квантовата физика, ефективността на честотното преобразуване е $\eta = \sin^2(S/2)$, с $S = \int_{z_i}^{z_f} \Omega dz$. Тоест изцяло прехвърляне на енергията ще имаме за $S = \pi$, или нечетно кратно на π [36, 41]. Стойността на η е чувствителна както към вариации в S , така и към фазовото несъответствие. Тази чувствителност значително се намалява при заместване на единичен кристал от композитен кристал – тоест, куп кристали с различна дебелина и редуващи се положително и отрицателно взаимодействие.



Фигура 17

При оптично честотно преобразуване вместо импулсна последователност предлагаме да се използва последователност от N кристални домейни с подходящо избрани дебелини l_1, l_2, \dots, l_N и редуващи се положителни и отрицателни взаимодействия. В режима, при което едното поле е много по-силно от другите две полета, проблемът е линеен и матрицата за обща еволюция е продукт на еволюционните матрици за всеки сегмент,

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}(l_N) \dots \mathbf{U}(l_2)\mathbf{U}(l_1), \quad (22)$$

където $\mathbf{U}(l_j)$ описва матрицата на еволюция за j -тият сегмент. Повечето композитни импулси от квантовата физика са с константни елементи в уравнение (21), това е вярно и в нашия случай. За константни \mathbf{H}_j еволюционната матрица лесно се намира $\mathbf{U}(l_j) = \exp(-i\mathbf{H}_j l_j)$, а по формула (22) се пресмята и общата еволюционна матрица. Дебелините на сегментите l_1, l_2, \dots, l_N са свободни параметри, които подбираме така, че да оптимизират коефициентът на преобразуване $\eta = |\mathbf{U}_{21}|^2$ спрямо промяна на Δk (около $\Delta k = 0$) и Ω (около фиксирана стойност Ω_0). Такъв композитен кристал ще толерира фазово несъответствие в определен диапазон от дължини на вълните, т.е. ще действа като широколентов преобразовател на честоти.

| N | Дължини на домейните $l_1; l_2; \dots; l_N$ в мерни единици L |
|-----|---|
| 4 | 0.053; 0.191; 0.307; 0.449 |
| 6 | 0.161; 0.174; 0.348; 0.148; 0.083; 0.087 |
| 11 | 0.048; 0.091; 0.087; 0.177; 0.059; 0.038; 0.142; 0.074; 0.175; 0.07; 0.039 |
| 15 | 0.039; 0.067; 0.077; 0.043; 0.031; 0.116; 0.052; 0.077; 0.134; 0.06; 0.049; |
| | 0.026; 0.12; 0.064; 0.044 |

Таблица 5: Дължини на домейните (в мерни единици на обща дължина на кристала L) за композитни кристали, съставени от N домейна с промяна на знака в $\chi^{(2)}$, които оптимизират широчината на честотната лента и устойчивостта на процеса на преобразуване на честоти. Стойностите са взети от референции [51, 52].

Почти всички композитни импулси използват относителните фази между отделните импулси като контролни параметри, за да оформят желания профил на взаимодействие. Поради ограниченията в нашите композитни кристали, в които ни е позволено само да сменяме знака на Ω между съседните сегменти (което става чрез промяна на знака на $\chi^{(2)}$), използваме композитните импулси на Шака и Пинес [51, 52], които използват само смяна на знак от импулс към импулс (т.е. фази 0 и π), а контролните параметрите са продължителността на импулсите. Тези композитни импулси, адаптирани към композитни кристали, са дадени в таблица 5.

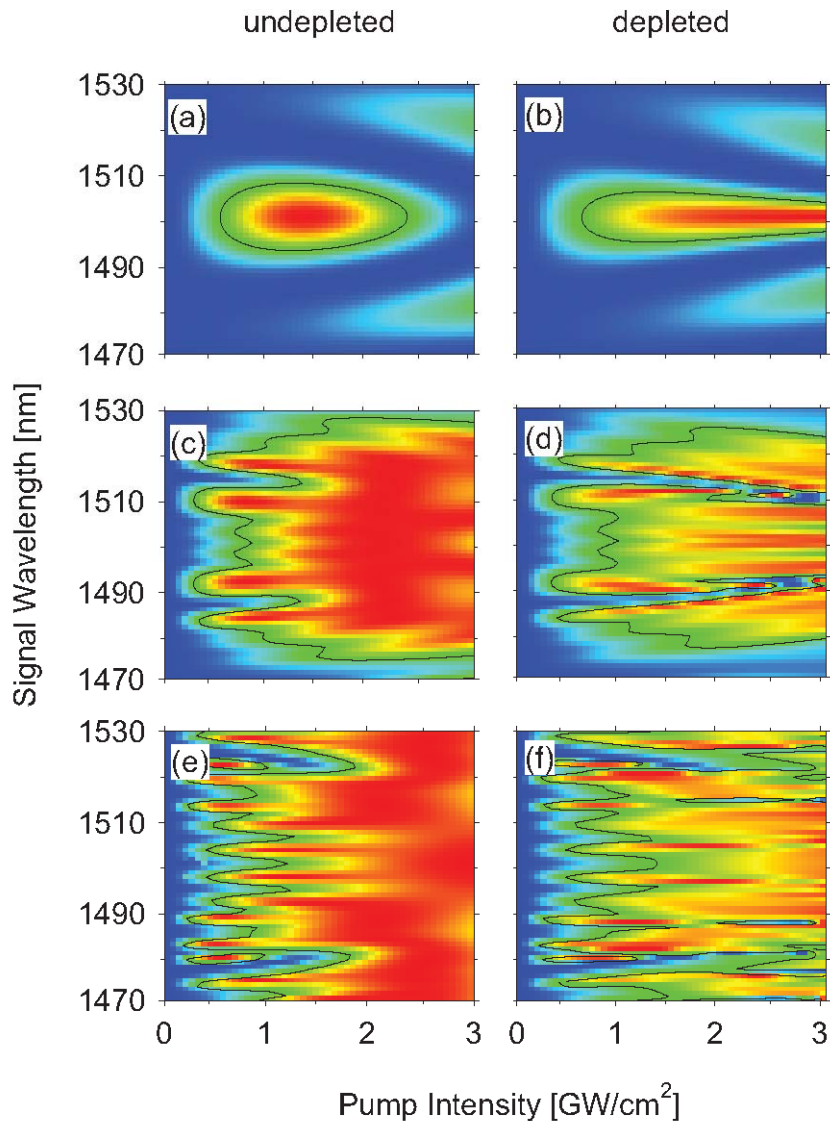
Числено симулирана, ефективността за сумиране на честоти за уравнения (17-19) спрямо взаимодействието $\tilde{\Omega}$ и фазовото несъответствие Δk , са дадени на фигура 17. Рамките (a) и (b) са за един кристал ($N = 1$), а рамките (c) и (d) са за композитен кристал от $N = 4$ сегмента, рамки (e) и (f) са за композитен кристал от $N = 6$ сегмента, със съответните дебелини от таблица 5. Левите колони (a), (c) и (e) са за линеен режим ($|A_1(z_i)| = 10|A_2(z_i)|$), докато десните колони (b), (d) и (f) са за нелинеен режим ($|A_1(z_i)| = |A_2(z_i)|$). Вътрешните изолинии отбелязват 90% ефективност, а външните са за 50% ефективност. Реципрочната обща дължина на кристала L се използва като единица за $\tilde{\Omega}$ и Δk .

Фигура 17 показва ясно, че регионът с висока ефективност на преобразуване силно се разширява за по-дълги композитни кристали.

За да илюстрираме техниката по-подробно, избираме да направим пресмятанията за истински кристал: 5 mol. % Литий ниобат, легиран с магнезиев оксид ($\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$). Този фероелектричен нелинеен кристал привлича голям интерес поради много по-високия си праг на прегаряне в сравнение с чистия LiNbO_3 , високия нелинеен оптичен коефициент, широкия диапазон на прозрачност и пригодността за полиране на домейни [43]. Разглеждаме генерирането на сума от честоти за конфигурация на некритичен фазов синхронизъм от тип $o+o \rightarrow e$ (две обикновено поляризиращи вълни генерират необикновена поляризираща вълна) за инфрачервени дължини на вълната в телекомуникационния прозорец на S-лентата и нейните хармонични,

$$750\text{nm } (o) + 1500\text{nm } (o) \rightarrow 500\text{nm } (e). \quad (23)$$

Термо зависимите уравнения на Селмаер [43, 55, 56] показват, че този процес може да бъде некритично фазово синхронизиран при температура от 363 K.



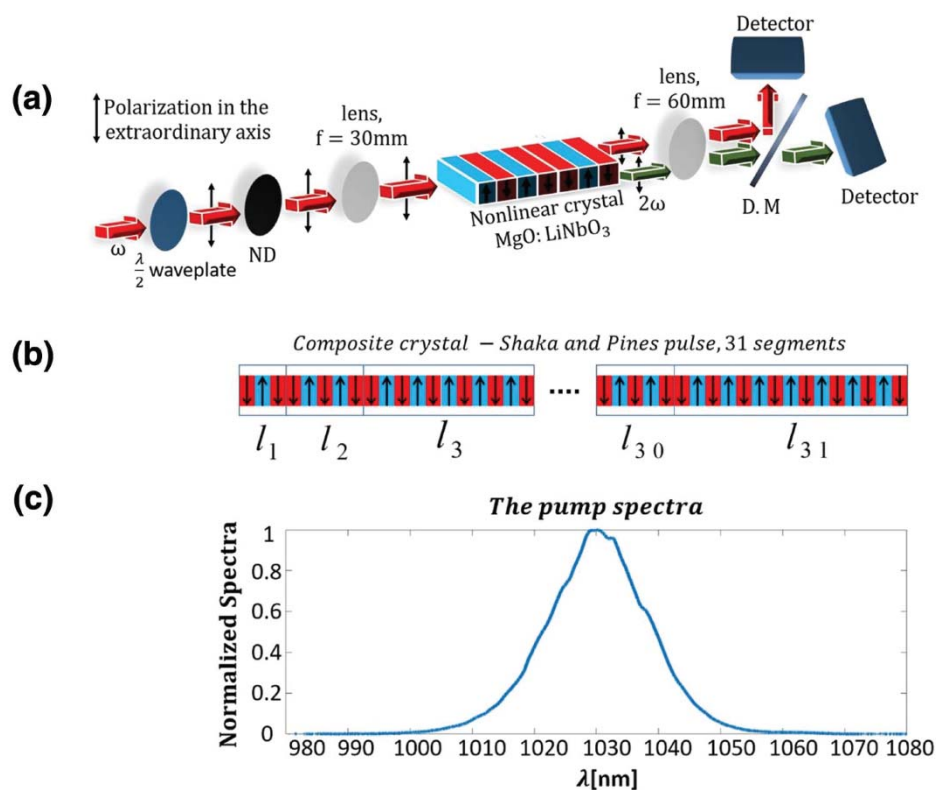
Фигура 18

Контурните диаграми на фигура 18 сравняват ефективността на преобразуване η за обикновен кристал от $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ и няколко композитни кристала, направени от сегменти от $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$, спрямо интензитета на напompващото поле (фиксирана дължина на вълната при 750 nm) и дължината на вълната на сигнала около 1,5 μm . Изолиниите показват 50% ниво на ефективност. Рамки (a) и (b): обикновен кристал от $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ ($L = 0,5 \text{ mm}$, $N = 1$). Рамки (c) и (d): 2 mm дълъг композитен кристал от $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ с $N = 6$ сегмента. Кадри (e) и (f): 3,5 mm дълъг $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ композитен кристал с $N = 15$ сегмента. Числените симулации използват уравнения (17-19) и са направени за линеаризираният случай (леви рамки, (a), (c) и (e)) и изцяло нелинеен случай (десни рамки, (b), (d) и (f)).

В изцяло нелинейния режим, интензитетът на напompващото поле и на сигнала, са избрани като равни. В изчисленията включихме до 10% случайна грешка в дебелината на всеки сегмент в сравнение със стойностите в Таблица 5. Общите дължини на кристалите в различните случаи са избрани така, че да се постигне максимална ефективност на преобразуване при сходни интензитети на напompващото поле. Фигурата показва значително подобрената ширина на честотната лента за процеса на

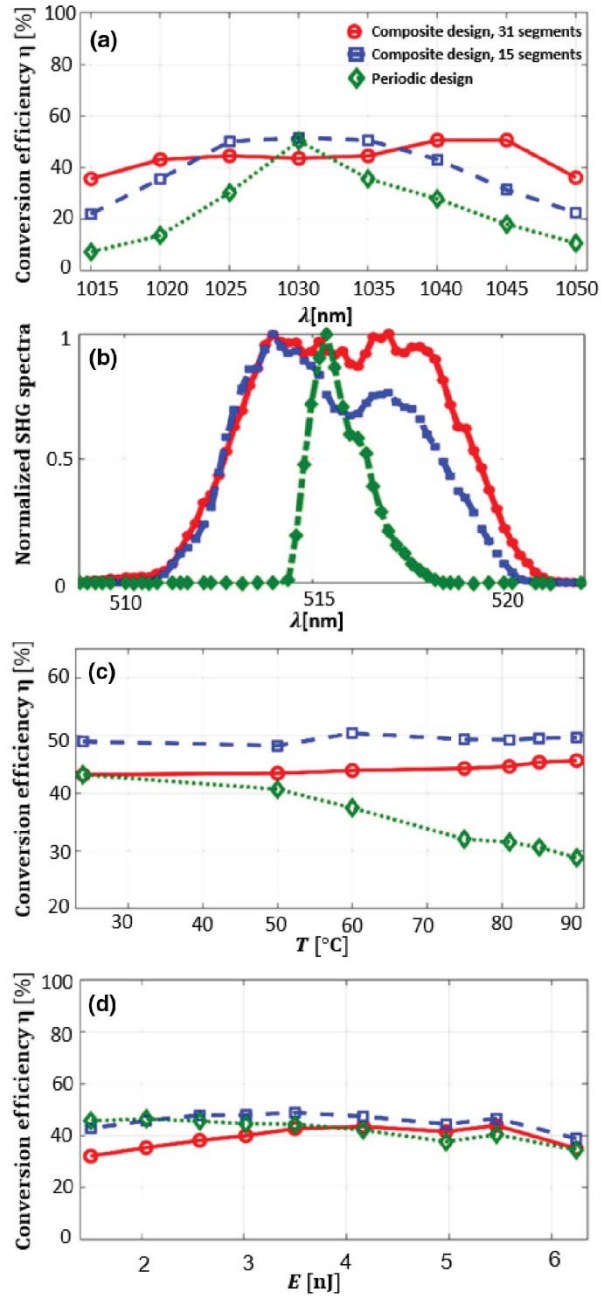
сумиране на честоти от композитните кристали в сравнение с обикновен кристал.

4.3 Експеримент на композитни кристали с $\chi^{(2)}$ нелинейност и редуващи се знаци



Фигура 19: Експериментът с композитни кристали. (a) схемата на експеримента: $\lambda/2$ вълнова плоча, филтър, обектив, нелинеен кристал LiNbO₃, легиран с Mg, с три дизайна: два дизайна с 15 и 31 сегмента и периодичен дизайн, леща и дихроично огледало (DM). (b) Схемата на дизайна на Шака и Пинес за 31 сегмента в композитната последователност. Както е показано, всички сегменти периодично се подреждат със същия период, но след като започне нов сегмент, редът на обръщане на $\chi^{(2)}$ се променя. (c) Спектърът за напompващото поле е центриран около 1030 nm.

В този раздел експериментално демонстрираме ефективен и широколентов процес на генерация на втора хармоника за свръх къси импулси чрез композитни нелинейни кристали [51, 52]. За импулсно фундаментално електрично поле с продължителност от 100 fs и енергия от нано-джаула, ефективността на преобразуване във втора хармонична, достига 50%. Нещо повече, ние показваме, че композитните кристали са устойчиви на температурни промени в интервал от 90 градуса C и са ефективни в честотна лента от 35 nm.



Фигура 20: Сравнение между кристал с композитни сегменти и периодичен дизайн. (a) Ефективността на преобразуване на ултракъси импулси за различни дължини на вълните. (b) Нормализиран спектър на генерация на втора хармоника за всеки дизайн. (c) Ефективността на преобразуване на всеки дизайн като функция от температурата на кристала. (d) Ефективността на преобразуване на всяка конструкция като функция на енергията на импулса, за импулс, центриран около 1030 nm.

Настройката на експеримента е показана на Фиг. 19 (a). Импулс с честота на повтаряне 80 MHz на 810 nm влиза във fs оптичен параметричен осцилатор (ORIA IR), което от своя страна генерира импулси от 100 fs за диапазона 1015-1050 nm с енергии 2-6 nJ. Импулсът на основното поле преминава през вълнова плоча $\lambda/2$, за да завърти поляризацията. Полето се фокусира чрез леща в нелинеен кристал LiNbO_3 , легиран с

Mg, и дължина $L = 3.1$ mm. Изработеният кристал има три дизайна, два са базирани на композитен сегментен дизайн (с 15 и 31 сегмента) и периодичен дизайн. За разлика от периодичния дизайн, в композитния дизайн, след като започне нова последователност, коефициентът на нелинейност сменя знака си, което води до промяна на реда на обръщане на домейните: $\chi^{(2)+}$, $\chi^{(2)-}$, ... отива в : $\chi^{(2)-}$, $\chi^{(2)+}$. На практика, във всяка граница между сегментите има два домейна с една и съща ориентация, които се сливат в един домейн с двойна дължина, както е показано на фиг.19 (b). Таблица 6 показва разпределението на сегментите по дължини за 15 и 31 последователност от сегменти. След като основната честота премине през кристала, леща събира първа и втора хармоника, а дихроичното огледало разделя двата сигнала. Спектърът на генерираните честоти се измерва с помощта на спектрометър. Също така, нелинейният кристал беше поставен върху домашна фурна, която позволява нагряване на пробата до 90 градуса C.

Таблица 6: Композитна последователност за 15 и 31 сегмента. За всеки сегмент знакът на $\chi^{(2)}$ се променя. Стойностите за дължината на сегментите са взети от [51,52].

| Сегменти | Дължина на всеки сегмент [в единици от L] |
|----------|---|
| 15 | 0.039; 0.067; 0.077; 0.043; 0.031; 0.116; 0.052; 0.077; 0.134; 0.06; 0.049; 0.026; 0.12; 0.064; 0.044 |
| 31 | 0.014; 0.072; 0.063; 0.022; 0.016; 0.035; 0.021; 0.026; 0.045; 0.025; 0.078; 0.023; 0.013; 0.028; 0.020; 0.014; 0.023; 0.037; 0.033; 0.070; 0.015; 0.018; 0.031; 0.030; 0.021; 0.051; 0.018; 0.070; 0.034; 0.010; 0.023 |

Ефективността на преобразуването се определя по следния начин:

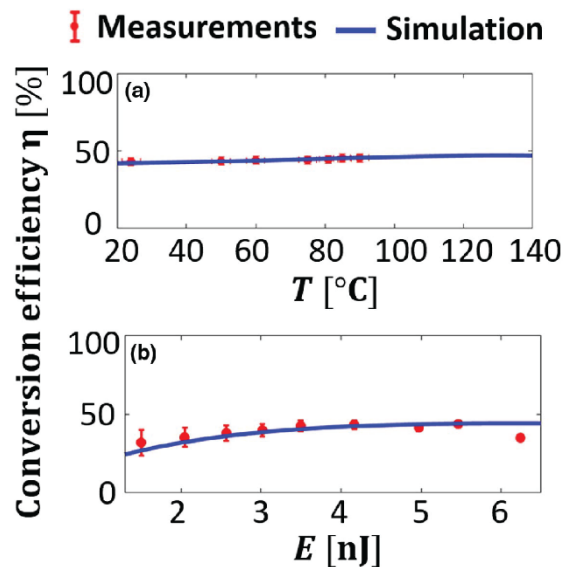
$$\eta = \frac{E_{SHG}(z_{out})}{E_P(z_{in})}, \quad (25)$$

където z_{out} и z_{in} са входа и изхода на кристала. В нашия експеримент изследвахме работата на композитните кристали като функция на следните параметри: дължината на вълната, енергията на импулса и температурата на кристала. Също така, проверихме ефективността на преобразуване на трите дизайна и сравнихме експериментално с периодично направения квази фазов синхронизъм.

Фиг.22 (a) показва температурната устойчивост на 31-сегментен композитен кристал за измервания и резултатите от симулацията. На фиг.22 (b) са показани резултатите от измерванията и симулацията на ефективността на преобразуване като функция на енергията на входното поле.

В този раздел демонстрирахме, експериментално и числено, нов метод за постигане на висока ефективност на генерация на втора хармонична за ултра къси импулси в сравнително къси нелинейни кристали. Видяхме, че 31 композитен кристал осигурява висока ефективност за широчина на честотната лента от 35 nm, което позволява ефективно свръх късо преобразуване на импулси, стигащи до 25 fs. В допълнение, композитният импулс показва устойчивост на температурни промени. Предимството на съставения импулсен дизайн се състои в това, че той може да допълни

адиабатната схема в режими, в които не се изисква много широка честотна лента. Освен това, техниката на проектиране е доста лесна за изпълнение върху кристали, тъй като изисква същата периодичност като на периодичен дизайн с промяната на знака на $\chi^{(2)}$ между съседните кристални сегменти [60].



Фигура 22: Сравнение на симулация на композитни импулси с 31 сегмента и резултатите от експеримента. (a) Симулация на устойчивостта на температурата спрямо експерименталните резултати. (b) Симулация на ефективността на преобразуване като функция на енергията на входното поле.

4.4 Адиабатно преобразуване на честоти със смяна на знака на взаимодействието

В настоящия раздел предлагаме техника на преобразуване на честоти, която използва аналогия с друга, по-малко известна техника от квантовата физика - адиабатен пренос на популация между две квантови енергийни състояния, посредством фазов скок във взаимодействието [61, 62]. В тази техника фазовото несъответствие Δk е константа, а взаимодействието $\Omega(z)$ е функция на дължината в кристала, като фазовият скок θ става когато взаимодействието е най-силно. Тази техника противоречи на "здравия разум", тъй като в адиабатната граница има нулева ефективност на преобразуване при фазов синхронизъм ($\Delta k = 0$), но много голяма ефективност на преобразуване за широк диапазон от ненулево несъответствие на фазата Δk . Предлаганата техника може да бъде изпълнена чрез полиране на половината от нелинейния кристал в една посока, а другата половина, в обратна посока, и оформяне на взаимодействието с правилно фокусиране, както е показано схематично на Фиг. 23.

Смесване на три електрични полета се описва от следните уравнения [35, 36, 41]:

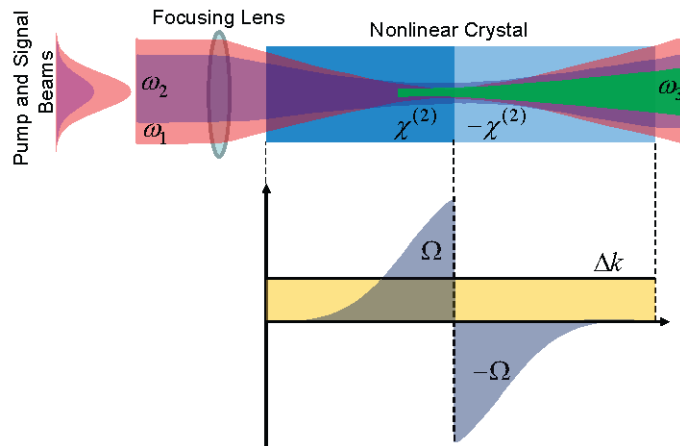
$$i\partial_z \tilde{C}_1 = \tilde{\Omega} \tilde{C}_2^* \tilde{C}_3 \exp[-i\Delta k z], \quad (27)$$

$$i\partial_z \tilde{C}_2 = \tilde{\Omega} \tilde{C}_1^* \tilde{C}_3 \exp[-i\Delta k z], \quad (28)$$

$$i\partial_z \tilde{C}_3 = \tilde{\Omega} \tilde{C}_1 \tilde{C}_2 \exp[i\Delta k z], \quad (29)$$

където $\tilde{\Omega} = -(\chi^{(2)}/c)\sqrt{\omega_1\omega_2\omega_3/n_1n_2n_3}$ е взаимодействието, $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$ е фазовото несъответствие, ω_j с $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ са честотите на трите вълни ($j = 1,2,3$)

където съответстват на полетата на напмпване, идлер и сигнал). Тук z е положението по оста на разпространение, а k_j и n_j са вълновите числа и показателите на пречупване, c е скоростта на светлината във вакуум, а $\chi^{(2)}$ е нелинейният коефициент от втори ред. $\tilde{C}_j \equiv \sqrt{n_j/\omega_j} E_j$ са пропорционални на амплитудите на електричните полетата E_j .



Фигура 23: Горна рамка: Схематична реализация на адиабатно честотно преобразуване със смяна на знака на взаимодействието. Два светлинни лъча с Гаусово разпределение на интензитета, напмпващо поле с честота ω_1 и сигнал с честота ω_2 , са фокусирани в нелинеен кристал с обръщане на знака на $\chi^{(2)}$ в центъра на кристала. В резултат на това, имаме генерация на поле с честота ω_3 за доста широк диапазон от ненулева синхронизъм Δk . Долна рамка: фазово несъответствие Δk и коефициент на взаимодействие Ω като функция на дължината на кристала.

Трите нелинейни уравнения (27-29) могат да бъдат опростени, ако се приеме че едното поле е много по-силно от другите две полета и следователно неговата амплитуда не се променя по време на еволюцията. Това приближение води до системата от уравнения

$$i\partial_z \mathbf{C}(z) = \mathbf{H}\mathbf{C}(z), \quad (30)$$

където $\mathbf{C}(z) = [C_2(z), C_3(z)]^T$, $C_2(z) = \tilde{C}_2(z)e^{i\Delta kz/2}$, $C_3(z) = \tilde{C}_3(z)e^{-i\Delta kz/2}$ и

$$\mathbf{H}(z) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -\Delta k & \Omega(z) \\ \Omega(z) & \Delta k \end{bmatrix}, \quad (31)$$

с $\Omega(z) = 2\tilde{\Omega}\tilde{C}_1(z)$.

Следващата стъпка е да представим координатната зависимост от z в зависимост от времето, $z = ct$. По този начин ур. (30) става зависимо от времето уравнение на Шрьодингер за квантова система с две състояния [3, 16, 38, 42]. Двете амплитуди C_2 и C_3 съответстват на вероятностните амплитуди на основното състояние и на възбуденото състояние, за квантовата система с две нива. Извън диагоналния елемент, Ω в уравнение (31) отговаря на честотата на Раби, докато елемента Δk съответства на донастройка [3, 38].

Решението на Ур. (31) е особено просто, когато $\Delta k = 0$, т.е. при фазов синхронизъм. За следните начални условия (при $z = z_i$)

$$C_2(z_i) = 1, \quad C_3(z_i) = 0, \quad (32)$$

решението е:

$$C_2(z) = \cos\left(\frac{1}{2}S\right), \quad (33)$$

$$C_3(z) = -i\sin\left(\frac{1}{2}S\right), \quad (34)$$

където $S = \int_{z_i}^z \Omega(z') dz'$.

Следователно, ако $S = 0$ или четно число по 2π , не се извършва пренос на енергия. Пълно прехвърляне между полетата става, когато $S = \pi$ или нечетно число, кратно на π . Следователно, ефективността на преобразуване $\eta = |C_3(z_f)|^2 / |C_2(z_i)|^2$ в случай на фазов синхронизъм, е чувствителна към изменения в дължината на кристала, температурата, дължините на вълната и интензитета на напмпващото поле.

Добра алтернатива на фазов синхронизъм се явява адиабатната техника, която беше разработена от Суховски и партньори наскоро [26, 27, 53, 54, 64, 65] и е изложена накратко по-долу в текста.

Техниката на адиабатно прехвърляне успешно се използва от много години в други изследователски области, като ядрено-магнитен резонанс (ЯМР) [66, 67] и взаимодействие на кохерентна светлина с атоми [3, 16, 38, 42].

Адиабатният преход изисква z -зависимо ефективно фазово несъответствие Δk , което може да бъде постигнато с квазифазов синхронизъм. Промяната на Δk трябва да бъде адиабатна (много бавна) в сравнение с вътрешната динамика на системата, която се определя от коефициента на взаимодействие Ω .

Сега ще напишем уравнение (30) в така наречения адиабатен базис [3, 16, 38, 42] - базиса на мигновените собствени състояния на хамилтоновата матрица от уравнение (31):

$$i\partial_z \begin{bmatrix} A_2 \\ A_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\sqrt{\Omega^2 + \Delta k^2} & -i\partial_z \vartheta \\ i\partial_z \vartheta & \sqrt{\Omega^2 + \Delta k^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_2 \\ A_3 \end{bmatrix}, \quad (35)$$

където

$$\tan 2\vartheta = \frac{\Omega}{\Delta k}. \quad (36)$$

Амплитудите $A_2(z)$ и $A_3(z)$ в адиабатният базис са свързани с амплитудите $C_2(z)$ и $C_3(z)$, посредством матрица на въртене:

$$\mathbf{R}(\vartheta) = \begin{bmatrix} \cos\vartheta & \sin\vartheta \\ -\sin\vartheta & \cos\vartheta \end{bmatrix}, \quad (37)$$

като $[C_2(z), C_3(z)]^T = \mathbf{R}(\vartheta(z))[A_2(z), A_3(z)]^T$, тоест:

$$C_2(z) = A_2(z)\cos\vartheta(z) - A_3(z)\sin\vartheta(z), \quad (38)$$

$$C_3(z) = A_2(z)\sin\vartheta(z) + A_3(z)\cos\vartheta(z). \quad (39)$$

Когато еволюцията е адиабатна, $|A_2|^2$ и $|A_3|^2$ не се променят [16, 38, 42]. Математически, адиабатната еволюция означава, че недиагоналните елементи в уравнение (35) са малки в сравнение с диагоналните елементи и могат да бъдат пренебрегвани. Това ограничение представлява следното адиабатно условие за параметрите на процеса [16, 38, 42]:

$$|\Delta k \partial_z \Omega - \Omega \partial_z \Delta k| \ll (\Omega^2 + \Delta k^2)^{3/2}. \quad (40)$$

В експериментите на Суховски [26, 27, 53, 54, 64, 65], Ω не се променя значително по дължината на кристала и може да се разглежда като константа. Следователно, адиабатното условие в този случай приема формата

$$|\Omega \partial_z \Delta k| \ll (\Omega^2 + \Delta k^2)^{3/2}. \quad (41)$$

Адиабатната еволюция изисква плавна z зависимост на фазовото несъответствие Δk по дължината на кристала, както и голямо взаимодействие Ω . В адиабатния режим $|A_{2,3}|^2 = \text{const}$, но енергията съдържаща се в електричните полета $|C_{2,3}(z)|^2$, ще се променя със z , ако ъгълът на смесване $\vartheta(z)$ варира. Следователно, адиабатната еволюция може да доведе до пренос на енергия между електричните полета.

Ако фазовото несъответствие Δk преминава бавно от някаква голяма отрицателна стойност до някаква голяма положителна стойност (или обратно), тогава ъгълът на смесване ϑ се променя от $\pi/2$ до 0 (или обратно). С първоначалната енергия в сигнала, системата ще остане адиабатно в A_3 и по този начин ще доведе до пълен трансфер на енергия. Освен това, адиабатният трансфер не се ограничава до формата на фазово несъответствие Δk , доколкото е изпълнено условието (41) и ъгълът на смесване ϑ се променя от $\pi/2$ до 0 (или обратно).

Сега въвеждаме алтернативен адиабатен метод за тривълново смесване, при който взаимодействието Ω е импулсна гладка функция със скок в знака (т.е. фазово отместване на π) при неговия максимум, докато фазовото несъответствие е константа, както е показано на фиг. 23.

Когато еволюцията е адиабатна, то лесно може да изведем от уравнение (35) матрицата на еволюция между началната координата z_i до крайната координата z_f :

$$\mathbf{U}^{ad}(z_f, z_i) = \begin{bmatrix} \exp(-iS) & 0 \\ 0 & \exp(iS) \end{bmatrix}, \quad (42)$$

където $S = \int_{z_i}^{z_f} \sqrt{\Omega^2(z) + \Delta k(z)^2} dz$. Целият пропагатор в първоначалният базис е

$$\mathbf{U}(z_f, z_i) = \mathbf{R}(\theta(z_f)) \mathbf{U}(z_f, 0) \mathbf{R}(\theta(z \rightarrow -0) - \theta(z \rightarrow +0)) \mathbf{U}(0, z_i) \mathbf{R}^{-1}(\theta(z_i)). \quad (43)$$

Тук матрицата $\mathbf{R}(\theta(z \rightarrow -0) - \theta(z \rightarrow +0))$ отчита фазов скок при $z = 0$, в този момент еволюцията не е адиабатна (вместо това е внезапна), но е адиабатна навсякъде другаде.

Адиабатното условие за несъответствие с постоянна фаза е

$$|\Delta k \partial_z \Omega| \ll (\Omega^2 + \Delta k^2)^{3/2}. \quad (44)$$

Адиабатната еволюция изисква плавна z зависимост на взаимодействието $\Omega(z)$ по дължината на кристала, както и голямо взаимодействие.

Ако адиабатното условие е изпълнено навсякъде, с изключение на положението на знакова смяна на взаимодействието, тогава ефективността на преобразуване може лесно да бъде оценена. В случай, че $\Delta k \neq 0$, $\Omega(z_i) = \Omega(z_f) = 0$ ($\vartheta(z_i) = \vartheta(z_f) = 0$) и $\Omega(z \rightarrow -0) = -\Omega(z \rightarrow +0)$, енергията която си обменят двете полета е [61, 62]

$$|C_3(z_f)|^2 = |\mathbf{U}_{12}(z_f, z_i)|^2 = \frac{\Omega_0^2}{\Omega_0^2 + \Delta k^2}, \quad (45)$$

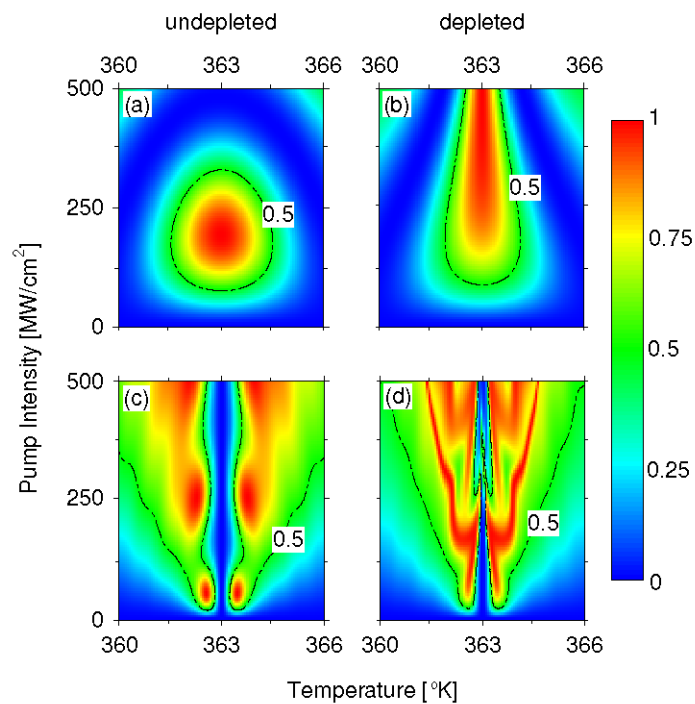
където Ω_0 е максималната стойност на взаимодействието. Тоест, $|C_3(z_f)|^2$ клони към

едно за $\Omega_0 \gg \Delta k$ ($|\vartheta(z_i)| = \pi/4$). Важно е да се отбележи, че уравнение (45) е валидно за всяка гладка функция $\Omega(z)$, която изпълнява $\Omega(z) = -\Omega(-z)$, заедно с $\Omega(z_i) = \Omega(z_f) \rightarrow 0$.

За да демонстрираме реално техниката, използваме числена симулация за сумиране на две честоти за следният процес:

$$750\text{nm} (o) + 1500\text{nm} (o) \rightarrow 500\text{nm} (e), \quad (46)$$

където кристалът е литиев ниобат, легиран с 5 mol. % магнезиев оксид ($\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$) [43]. Термо зависимите уравнения на Селмеиер [43, 56] показват, че този процес може да бъде некритично фазово синхронизиран за конверсия тип $o + o \rightarrow e$ (две обикновено поляризиращи вълни генерират необикновена поляризираща вълна) около температурата 363 K. Контурната фигура (24) сравнява ефективността на преобразуване за чист кристал $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ и кристал със знаков скок на взаимодействието. За симулациите предполагаме Гаусова форма на взаимодействието,



Фигура 24: Числено симулирана ефективност η за $750\text{nm}(o) + 1500\text{nm}(o) \rightarrow 500\text{nm}(e)$, направена за уравнение (23) спрямо промяна в температурата и спрямо промяна в максималната стойност на интензитета на напмпващото поле. Кадри (a) и (b) са за $L = 2$ mm дълъг $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ чист кристал, докато кадри (c) и (d) са за $L = 20$ mm дълъг кристал $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ със скок на знака на взаимодействието. Левите рамки са в линеаризиран режим $|\tilde{C}_1(z_i)| = 10|\tilde{C}_2(z_i)|$, а десните са за напълно нелинеен режим $|\tilde{C}_1(z_i)| = |\tilde{C}_2(z_i)|$. Изолиниите показват 50% ниво на ефективност.

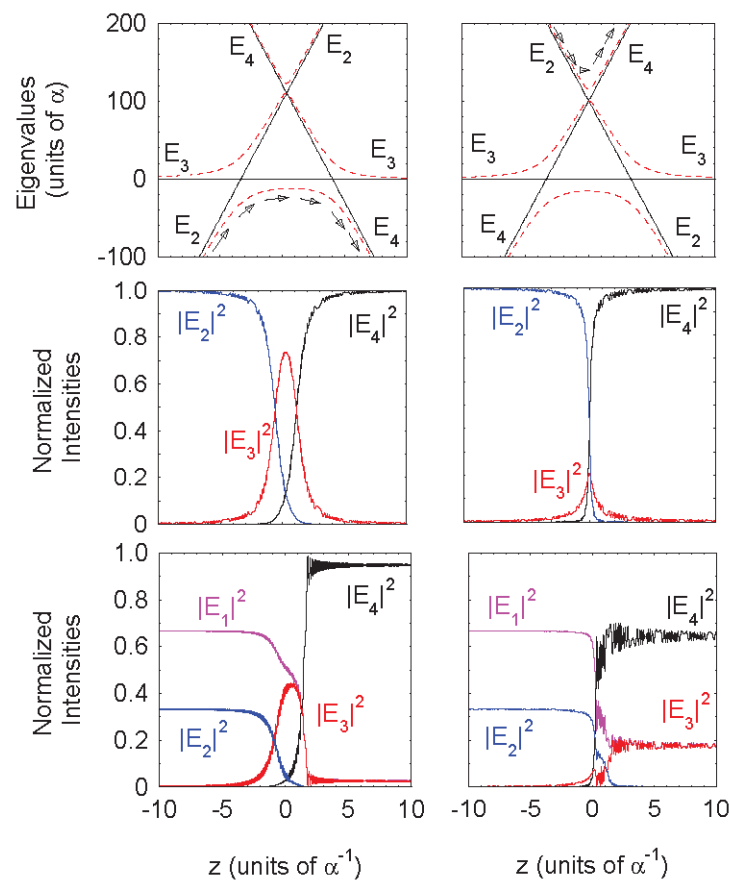
$$\Omega(z) = \begin{cases} \Omega_0 e^{-z^2/l^2} & (z < 0), \\ -\Omega_0 e^{-z^2/l^2} & (z > 0), \end{cases} \quad (47)$$

Тук $z = 0$ отговаря на средата на кристал с дължина L , а $l = 0.8L$ е полу-ширината на пространствения импулс. Както се вижда от фиг. (24) има две симетрични области с висока ефективност на преобразуване, едната за $\Delta k < 0$ а другата за $\Delta k > 0$. При точно фазов синхронизъм ефективността на преобразуване е нула, както предвижда уравнение (33). С изключение на този централен процеп, случаят на адиабатна еволюция със знаково обръщане, общата ширина на изменение на температурата от фиг. 24 е приблизително толкова широка, колкото за 20 пъти по-къс единичен чист кристал. Това е забележително, тъй като тези ширини обикновено са обратно пропорционални на дължината на кристала и стават по-тесни с увеличаване на дебелината в случай на чист нелинеен кристал.

Въпреки че изведохме адиабатното решение в линеен режим, предложената адиабатна техника работи почти еднакво добре и в нелинеен режим, както се потвърждава от фиг. 24 (d).

4.5 Широкофранкостно генериране чрез адиабатно квази-фазово съвпадение

В този раздел използваме аналогията между кохерентния трансфер на заселеност в квантова система с три нива и два едновременни и успоредни параметрични процеси от втори ред $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ и $\omega_4 = \omega_1 + \omega_3 = 2\omega_1 + \omega_2$, за да осъществим широкофранкостен и ефективен процес на сумиране на честоти. За целта използваме линейно променящи се фазови отмествания чрез квази фазов синхронизъм [69-71], които осигуряват аналогия на нивото на пресичане в атомните системи [72-74].



Фигура 26: Генериране на честота ω_4 . Горни рамки: Диагонални елементи (плътни

линии) и собствени стойности (пунктирни линии) на матрица \mathbf{M} от уравнение (52) за „интуитивна“ (леви рамки) и „контраинтуитивна“ (десни рамки) посока на наклона на фазовото несъответствие. Интензивността на полето се изчислява числено от уравнения (48-51) за $\delta = 2\alpha$, $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_3 = \Omega_4 = \alpha$. Средни рамки: линеен режим, $|E_1(z_i)|^2 = 100|E_2(z_i)|^2$, с $z_i = -20\alpha^{-1}$; долни рамки: нелинеен режим, $|E_1(z_i)|^2 = 2|E_2(z_i)|^2$.

Двата едновременни процеса $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ и $\omega_4 = \omega_1 + \omega_3$, за нелинеен кристал с нелинейност $\chi^{(2)}$ и период на модулация $\Lambda(z)$, са описани от система нелинейни диференциални уравнения [75, 76]:

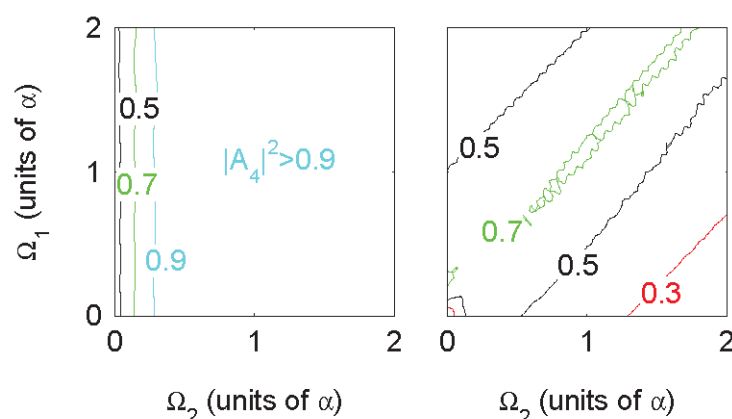
$$i\partial_z E_1 = \Omega_1(E_2^* E_3 e^{-i\Delta_1 z} + E_3^* E_4 e^{-i\Delta_2 z}), \quad (48)$$

$$i\partial_z E_2 = \Omega_2 E_1^* E_3 e^{-i\Delta_1 z}, \quad (49)$$

$$i\partial_z E_3 = \Omega_3(E_1 E_2 e^{i\Delta_1 z} + E_1^* E_4 e^{-i\Delta_2 z}), \quad (50)$$

$$i\partial_z E_4 = \Omega_4 E_1 E_3 e^{i\Delta_2 z}, \quad (51)$$

където z е позицията по оста на кристала, c е скоростта на светлината, а E_j , ω_j и n_j са електричното поле, честотата и коефициента на пречупване на j -тия лазер, съответно. Тук $\Omega_j = \chi^{(2)}\omega_j/4cn_j$ ($j = 1,2,3,4$) са взаимодействията, докато $\Delta_1 = n_1/(c\omega_1) + n_2/(c\omega_2) - n_3/(c\omega_3) + 2\pi/\Lambda$ и $\Delta_2 = n_1/(c\omega_1) + n_3/(c\omega_3) - n_4/(c\omega_4) + 2\pi/\Lambda$ са фазовите отмествания за процесите на генерация на ω_3 и ω_4 .



Фигура 27: Ефективност на генерация на ω_4 спрямо Ω_1 и Ω_2 , получени чрез числово интегриране на уравнения (48-51) за „контраинтуитивен чърп“ с $\delta = \alpha$ и $\Omega_3 = \Omega_4 = \alpha$. Ляв кадър: линеен режим, $|E_1(z_i)|^2 = 100|E_2(z_i)|^2$, с $z_i = -20\alpha^{-1}$; дясна рамка: нелинеен режим, $|E_1(z_i)|^2 = 2|E_2(z_i)|^2$.

Свързаните нелинейни уравнения (48-51) често се линеаризират, като се предполага, че полето E_1 е много по-силно от другите полета, следователно амплитудата му е почти постоянна по време на еволюцията. Тогава, уравнения (48-51) се свеждат до система от три линейни уравнения:

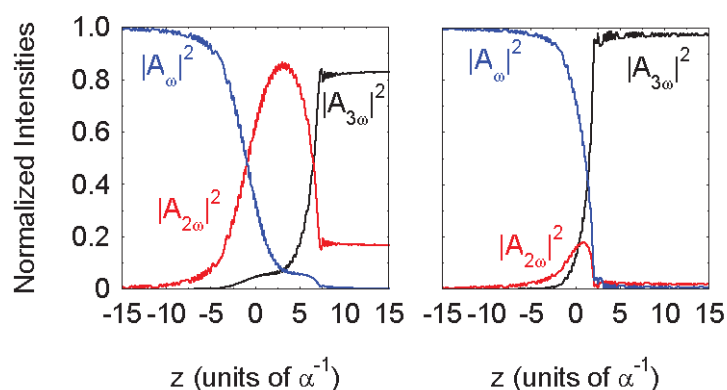
$$i\partial_z A(z) = \mathbf{M}(z)A(z), \quad \mathbf{M} = \begin{bmatrix} -\Delta_1 & \Omega_p^* & 0 \\ \Omega_p & 0 & \Omega_s^* \\ 0 & \Omega_s & \Delta_2 \end{bmatrix} \quad (52)$$

$$с \quad \Omega_p = E_1\sqrt{\Omega_2\Omega_3}, \quad \Omega_s = E_1\sqrt{\Omega_3\Omega_4}, \quad \mathbf{A}(z) = [A_2(z), A_3(z), A_4(z)]^T, \quad A_2 = E_1 E_2 e^{i\Delta_1 z} \sqrt{\Omega_3\Omega_4/2}, \quad A_3 = E_1 E_3 \sqrt{\Omega_2\Omega_4/2}, \quad A_4 = E_1 E_4 e^{-i\Delta_2 z} \sqrt{\Omega_2\Omega_3/2}.$$

При заместване $z \rightarrow t$, уравнение (52) става идентично с уравнение на Шрьодингер за квантова система с три нива, което подробно е изучено в [42]; вектор $\mathbf{A}(z)$ и матрицата \mathbf{M} съответстват на квантовия вектор на състоянието и на Хамилтониана. Забелязваме, че $|\mathbf{A}(z)|^2 = |A_2(z)|^2 + |A_3(z)|^2 + |A_4(z)|^2$ се запазва, като общата заселеност в квантова система. По дефиниция в адиабатния режим системата остава в свой собствен вектор на матрицата \mathbf{M} .

Приемаме, че $\Delta_1(z)$ и $\Delta_2(z)$ се променят линейно спрямо z , което може да се постигне например, чрез вариране на $\Lambda(z)$. Изрично приемаме, че $\Delta_1 = \delta - \alpha^2 z$ и $\Delta_2 = -\delta - \alpha^2 z$, който се нарича "интуитивен чърп" (по причини, които ще станат ясни скоро) или $\Delta_1 = \delta + \alpha^2 z$ и $\Delta_2 = -\delta + \alpha^2 z$, който се нарича "контраинтуитивен чърп". За простота, взимаме α като единица на взаимодействие а $1/\alpha$ като единица за дължина. Тогава трите собствени стойности на \mathbf{M} ще се пресичат помежду си в три различни точки, оформящи триъгълник със страни z_m ($m = 1,2,3$), като по този начин се създава модел на пресичане тип триъгълник [72-74]. Поради аналогията с уравнението на Шрьодингер, условието за адиабатна еволюция може да бъде получено с помощта на модела на Ландау-Зенер [77-79] и се дава като: $|\Omega_x| \gtrsim \alpha$, където Ω_x е взаимодействието в съответният връх на триъгълника.

Фигура 26 изобразява собствените стойности на \mathbf{M} от уравнение (52) спрямо z . Първоначално присъства само поле с честота ω_2 , следователно вектор \mathbf{A} е $\mathbf{A} = [A_2, 0, 0]$. Ако еволюцията е адиабатна, тогава има два възможни пътя, които системата може да следва (маркирани са със стрелки). Ако фазовото съвпадение за процеса на генериране на ω_3 се случи първо (леви кадри на фиг. 26), тогава енергията се преобразува първо в поле с честота ω_3 , и след това в поле с честота ω_4 . Интересното е, че ефективен трансфер на енергия директно към поле с честота ω_4 е възможен и чрез „контраинтуитивна“ посока на локалния период на модулация, когато фазовото съвпадение за процеса на генериране на ω_4 се случва първо (десни рамки на фиг. 26). Тогава енергията преминава от поле с честота ω_2 към поле с честота ω_4 , като почти не се прехвърля енергия към междинното поле с честота ω_3 .



Фигура 28: Процес на трета хармонична за „интуитивна“ (лява рамка) и „контраинтуитивна“ (дясна рамка) промяна на фазовото несъответствие, изчислена числено от уравнения (48-51) за $\delta = 4\alpha$, $\Omega_\omega = 2\alpha$, $\Omega_{2\omega} = 5\alpha$.

Чрез числово интегриране на нелинейната система (48-51) установихме, че описаната схема е приложима и извън линейния режим, когато полетата с честоти ω_1 и

ω_2 имат сравними енергии. Това е показано в долните рамки на фиг. 26. За съжаление, много оптични параметрични процеси като $|\omega_1 - \omega_2|$, $2\omega_1$, $2\omega_2$, $\omega_1 + 2\omega_2$ стават възможни в този случай и не е лесно да се намерят условията за широколентова генерация на полето с честота ω_4 .

Контурната графика на фиг. 27 демонстрира устойчивостта на генерация на полето с честота ω_4 спрямо измененията на параметрите. Генерация в линейния режим (лява рамка) е забележително устойчива в потвърждение на описаната по-горе проста аналитична теория. Генерация за изцяло нелинейния режим (дясна рамка) е по-малко устойчива, въпреки че все още е възможно сравнително високата ефективност на генерация, тъй като тогава не могат да се използват простите аргументи за собствените стойности, интерпретацията е по-трудна.

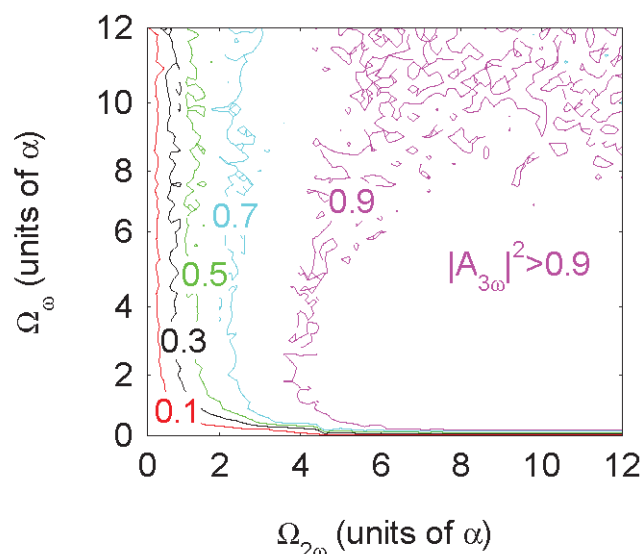
Генерация на трета хармонична е важен частен случай, който лесно се третира при адиабатен режим. Съответните уравнения са получени от уравнения (48-51),

$$i\partial_z A_\omega = \Omega_\omega A_\omega^* A_{2\omega} e^{-i\Delta_1 z} + \Omega_{2\omega} A_{2\omega}^* A_{3\omega} e^{-i\Delta_2 z}, \quad (53)$$

$$i\partial_z A_{2\omega} = \Omega_\omega A_\omega^2 e^{i\Delta_1 z} + \Omega_{2\omega} A_\omega^* A_{3\omega} e^{-i\Delta_2 z}, \quad (54)$$

$$i\partial_z A_{3\omega} = \Omega_{2\omega} A_\omega A_{2\omega} e^{i\Delta_2 z}, \quad (55)$$

където $\Omega_\omega = \chi^{(2)}\omega/4cn_\omega$, $\Omega_{2\omega} = \chi^{(2)}\omega\sqrt{3}/4c\sqrt{n_{2\omega}n_{3\omega}}$, $E_1 = E_2$, $A_\omega = E_1\sqrt{2n_\omega/n_{2\omega}}$, $A_{2\omega} = E_3$, $A_{3\omega} = E_4\sqrt{2n_{3\omega}/3n_{2\omega}}$.



Фигура 29: Ефективност на генерация на третата хармонична спрямо Ω_ω и $\Omega_{2\omega}$ за „контраинтуитивен“ чърп, получена чрез числено интегриране на уравнения (48-51) за $\delta = 2\alpha$.

Фигура 28 показва числена симулация на генерация на трета хармоника. Отново имаме два възможни сценария. Ако фазовото съвпадение за втория процес на генериране на хармонични се случи първо („интуитивен“ случай, лява рамка от фиг. 28), тогава ефективността на третата хармоника е добра, но имаме малко нежелана втора хармоника. За „контраинтуитивен“ случай, когато фазовото съвпадение за трета хармоника се случва първо, втората хармоника е силно потисната и се осъществява почти пълно прехвърляне на енергия към третата хармоника (дясна рамка от фиг. 28). Фигура 29 демонстрира стабилността на генерация на трета хармоника за

несъответствие на фазата на „контраинтуитивна“ последователност, което показва, че тази техника е широколентова.

5. Широколентови оптични изолатори

В тази глава предлагаме няколко варианта за нови широколентови оптични изолатори. Два от предложените изолатори са реализирани в поляризационната оптика, докато един е реализиран в нелинейната оптика.

5.1 Широколентов оптичен изолатор в оптични влакна

Разглеждаме разпространение на плоска електромагнитна вълна през анизотропна диелектрична среда по оста z , тогава уравнението за поляризацията се дава от уравнението на въртящия момент [17, 19, 80-82]:

$$\frac{d}{dz} \mathbf{S}(z) = \mathbf{\Omega}(z) \times \mathbf{S}(z), \quad (1)$$

където $\mathbf{S}(z) = [S_1(z), S_2(z), S_3(z)]$ е Стокс вектора на поляризацията, а $\mathbf{\Omega}(z) = [\Omega_1(z), \Omega_2(z), \Omega_3(z)]$ е вектор на двойно лъче пречупване за средата. Може да запишем уравнение (1) в матрична форма като:

$$\frac{d}{dz} \mathbf{S}(z) = \mathbf{H}(z) \cdot \mathbf{S}(z), \quad (2)$$

където матрицата $\mathbf{H}(z)$ е:

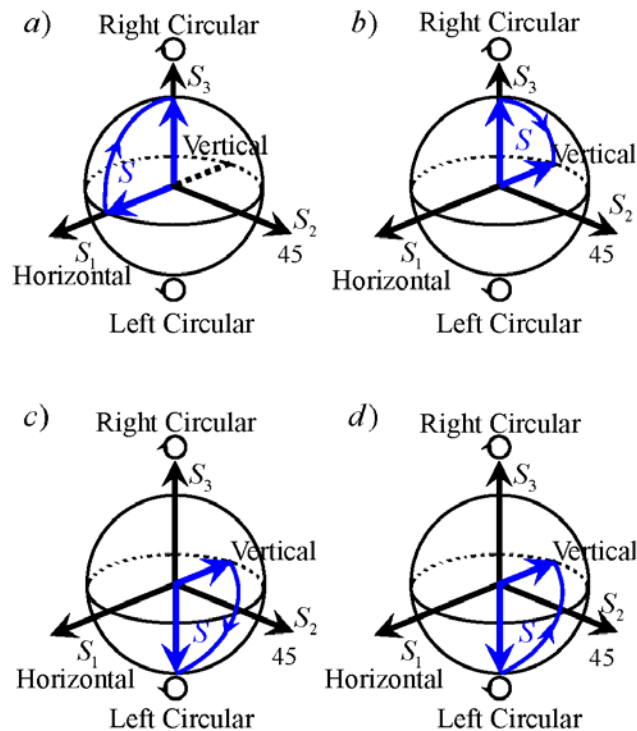
$$\mathbf{H}(z) = \begin{bmatrix} 0 & -\Omega_3(z) & \Omega_2(z) \\ \Omega_3(z) & 0 & -\Omega_1(z) \\ -\Omega_2(z) & \Omega_1(z) & 0 \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Ще използваме адиабатната еволюция на вектора на Стокс. За тази цел се нуждаем от собствените стойности на $\mathbf{H}(z)$, които са:

$$\varepsilon_-(z) = -i|\Omega(z)|, \quad \varepsilon_0(z) = 0, \quad \varepsilon_+(z) = i|\Omega(z)|, \quad (4)$$

с $|\Omega(z)| = \sqrt{\Omega_1^2(z) + \Omega_2^2(z) + \Omega_3^2(z)}$. Собственият вектор, който съответства на нулевата собствена стойност, е изключително прост:

$$\sigma(z) = \frac{\Omega_1(z)S_1(z) + \Omega_2(z)S_2(z) + \Omega_3(z)S_3(z)}{|\Omega(z)|}. \quad (5)$$



Фигура 30: Нереципрочна поляризационна трансформация. Горните кадри демонстрират еволюцията на поляризацията напред по посока на фиксираното магнитно поле: (a) Започвайки от хоризонтално поляризирана светлина и преминавайки през ахроматичната реципрочна четвърт вълнова плоча води до дясно-кръгова поляризация. (b) Поляризацията се променя от дясно-кръгова поляризация към вертикална, преминавайки през ахроматичната нереципрочна вълнова плоча. Долните кадри демонстрират еволюцията на поляризацията назад спрямо посоката на фиксираното магнитно поле: (c) Започвайки от вертикална поляризация и преминавайки през ахроматичната нереципрочна вълнова плоча, светлината се преобразува в ляво-кръгова поляризация. (d) Светлината преминава през реципрочната вълнова плоча и по този начин тя се връща във вертикална поляризация.

Ще наречем този собствен вектор „тъмно състояние на поляризация“ по аналогия с процеса на стимулиран Раманов адиабатен преход (СРАП) от квантовата оптика [5, 15, 16]. Ако приемем, че еволюцията е адиабатна и че векторът на Стокс $\mathbf{S}(z)$ първоначално съвпада с поляризационното „тъмно състояние“ $\sigma(z)$, то тогава векторът на Стокс ще следва адиабатното състояние през цялата еволюция.

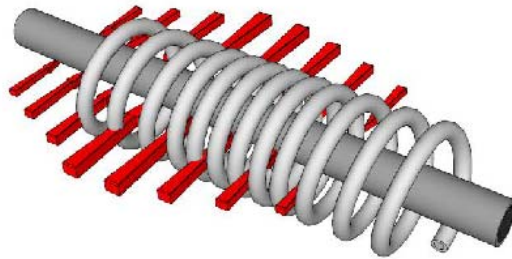
По аналогия с квантово-оптичния СРАП [15, 16], условието за адиабатна еволюция изисква интегралът от големината на двойното лъчепречупване на разстояние L да бъде голям, т.е.

$$\int_0^L |\Omega(z)| dz \gg 1. \tag{6}$$

Оптичният изолатор, който ще представим, изисква два кръстосани поляризатора и два ахроматични оптични елемента: реципрочна (стандартна) четвърт вълнова плоча и нереципрочна четвърт вълнова плоча. По-долу ще опишем дизайна в рамките на представения по-горе формализъм.

Нека първо анализираме работата на ахроматичната реципрочна четвърт

вълнова пластина. Този проблем беше разучен наскоро в [83, 84]. Реципрочността на вълновата плоча идва от реципрочността на вектора на двойно лъчепречупване. Това означава, че когато светлината пътува през вълновата плоча в обратна посока, знакът на вектора на двойно лъчепречупване също се обръща.



Фигура 31: Схема на оптично влакно, създаващо ахроматична четвърт вълнова пластина, чрез промяна на двойно лъчепречупването, генерирани посредством натиск и ефект на Фарадей (магнитно поле по протежение на влакното). Големината на хоризонталното напрежение е представена с червени стрелки с различна дължина. Аналогично, броят на навивките на единица дължина показва пространствената вариация на надлъжното магнитно поле.

Нека сега анализираме еволюцията на тъмното състояние на поляризацията от уравнение (5). Да приемем, че първоначално светлината е линейно поляризирана в хоризонтална посока, $\mathbf{S}(z_i) = [1,0,0]$. Когато $\Omega_1(z)$ изпреварва $\Omega_2(z)$ и $\Omega_3(z)$, а векторът на Стокс плавно следва вектора на двойно лъчепречупване, поляризацията завършва в състояние на дясна кръгова поляризация $\mathbf{S}(z_f) = [0,0,1]$, при условие че само $\Omega_3(z) > 0$ присъства в края (например чрез голямо усукване на влакното [83, 84]). Процесът е напълно обратим, което означава, че ако променим подреждането на компонентите на вектора на двойно лъчепречупване ($\Omega_3(z)$ сега предхожда $\Omega_1(z)$ и $\Omega_2(z)$), а векторът на Стокс първоначално е подравнен с оста S_3 , то той адиабатно се премества в състояние $\mathbf{S}(z_f) = [1,0,0]$ (хоризонтална линейна поляризация). Последното важи, ако в края има само $\Omega_1(z_f) > 0$. По този начин тази подредба работи като стандартната четвърт вълнова плоча.

Вторият случай на неречипрочната четвърт вълнова плоча изисква използването на неречипрочен двойно лъчепречупване, което би било чувствително към посоката на разпространение на светлината. Отдавна е известно, че магнитното поле, приложено към магнитоактивна среда, предизвиква кръгово двойно лъчепречупване, което кара лявата и дясната кръгово поляризирана светлина да изпитват различни показатели на пречупване, това от своя страна води до въртене на равнината на линейна поляризация.

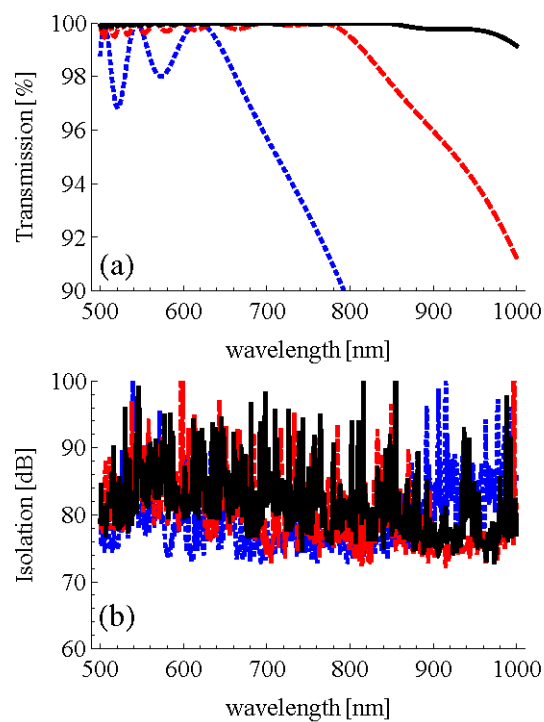
В посока напред, операцията на неречипрочният елемент е същата като при реципрочната: първоначално хоризонтално поляризираната светлина $\mathbf{S}(z_i) = [1,0,0]$ се трансформира в дясно кръгово поляризирана $\mathbf{S}(z_f) = [0,0,1]$. В обратна посока обаче е различно. Ако започнем с дясната кръгова поляризация $\mathbf{S}(z_f) = [0,0,1]$, тя се трансформира във вертикално поляризирана линейна светлина $\mathbf{S}(z_f) = [-1,0,0]$, виж (30).

Дизайнът на широколентовия оптичен изолатор може да бъде реализиран чрез оптично влакно. Оптичното влакно трябва да проявява както линейно, така и кръгово двойно лъчепречупване. Линейното двойно лъчепречупване може да бъде предизвикан от натиск или от външно електрично поле [85, 86]. За да се предизвика

нереципрочно кръгово двойно лъчепречупване, може да се приложи външно магнитно поле (чрез нереципрочния ефект на Фарадей). Възможното изпълнение е изобразено схематично на фиг. (31).

Реципрочната ахроматична четвърт вълнова плоча може да се реализира с наличната в търговската мрежа ахроматична четвърт вълнова плоча. Нереципрочната ахроматична четвърт вълнова плоча може да бъде направена чрез използване на кръгово двойно лъчепречупване, което да е нереципрочно по отношение на посоката на разпространение на светлината. Както бе посочено по-рано, магнитното поле генерира подобно двойно лъчепречупване чрез ефекта на Фарадей. Подобно на ротатора на Фарадей в стандартния изолатор, този елемент е от решаващо значение за дизайна на практичния оптичен диод. Проблемът с ефекта на Фарадей при стандартните силициеви влакна е, че константата на Вердет на средата е много ниска [87] и следователно човек се нуждае от много дълго влакно, или много силно магнитно поле, за да постигне значително въртене. Много различни подходи са разработени за преодоляване на тази трудност и изглежда, че най-успешен е внедряване на рядкоземни йони като тербий (Tb^{3+}) в оптични влакна.

Стойността на константата на Вердет, постижима с тези влакна [88-90], е почти толкова висока, колкото на оптичните ротатори, изработени от кристал на тербиев галиев гранат (TGG) [91].



Фигура 32: Симулация на работата на широколентовия оптичен изолатор за три различни дължини $L_1 = 1$ m (черна пълтна линия), $L_2 = 0.5$ m (червена пунктирана линия) и $L_3 = 0.2$ m (синя пунктирана линия). Начертахме (a) предаването на изолатора (интензитет, предаван в посока напред), и (b) изолацията на оптичния диод спрямо дължината на вълната.

Извършихме числени симулации на изпълнението на дизайна, който описахме тук. В нашето изчисление предположихме, че индуцираното двойно лъчепречупване е равно на $\beta = \Delta n = 10^{-5}$, което е постижимо със съществуващата технология [86]. След

това първата компонента на двойното лъчепречупване се дава от уравнението:

$$\Omega_1(z) = \frac{2\pi\beta}{\lambda} \cos\left(\frac{\pi z}{2L}\right), \quad (7)$$

където L е дължината на предлагания изолатор.

Както бе споменато по-горе, константата на Вердет на стандартното силициево влакно е много ниска. Затова решихме да разгледаме силициевото влакно, легирано с парамагнитни тербиеви йони. Дисперсията на такова влакно е подобна на оптичен TGG кристал [92, 93]:

$$v(\lambda) = \frac{A}{\lambda^2 - \lambda_0^2}, \quad (8)$$

с малко по-различни параметри на прилягане $A = -19.7 \cdot 10^6 \text{ (nm}^2 \text{ rad)/(T}\cdot\text{m)}$ и $\lambda_0 = 385 \text{ nm}$ [88]. Кръговата компонента на вектора на двойно лъчепречупване вече е:

$$\Omega_3(z) = v(\lambda)B_0 \sin\left(\frac{\pi z}{2L}\right), \quad (9)$$

с B_0 , като амплитудата на индукцията на магнитното поле. Предположихме магнитното поле от една тесла $B_0 = 1 \text{ T}$. Симулациите бяха проведени за три различни дължини: $L_1 = 1 \text{ m}$, $L_2 = 0.5 \text{ m}$ и $L_3 = 0.2 \text{ m}$.

Изборът на оптично активна среда приблизително определя обхвата на дължината на вълната на представения оптичен изолатор. Прозорецът за предаване за влакна, легирани с тербий е 500-1000 nm. За да се постигне подобно представяне в различен диапазон на дължината на вълната, е необходим различен избор на парамагнитни йони, което би предизвикало завъртане на Фарадей със значителна амплитуда. За телекомуникационните дължини на вълните бисмутните йони от редкоземен бисмут могат да бъдат подходящ избор.

За да опишем характеристиките на проектирания изолатор, дефинираме пропускане и изолиране. Пропускането показва интензитета на светлината, преминаваща през изолатора, в сравнение с интензитета на входа. В посока напред, която имаме:

$$T = \frac{I_{forw}}{I_0} = \frac{1}{2} (1 + \mathbf{S}_{forw}^T(z_f) \mathbf{S}_{out}), \quad (10)$$

в посока назад

$$B = \frac{I_{back}}{I_0} = \frac{1}{2} (1 + \mathbf{S}_{back}^T(z_f) \mathbf{S}_{in}), \quad (11)$$

където $\mathbf{S}_{forw}(z_f)$, представляват вектора на Стокс на светлина, пътуваща напред $\mathbf{S}_{back}(z_f)$ — за светлина в обратна посока, $\mathbf{S}_{in} = [1, 0, 0]$ и $\mathbf{S}_{out} = [-1, 0, 0]$ се отнасят до входящите хоризонтални и изходни вертикални поляризатори, съответно. Освен това, I_0 е интензитетът на светлината, влизаща в изолатора, докато I_{forw} и I_{back} са интензитетите, измерени след диода в посока напред и назад.

Изоляцията се изчислява по стандартната формула [94, 95]:

$$D = -10 \log\left(\frac{I_{back}}{I_{forw}}\right). \quad (12)$$

Фигура 32 изобразява резултатите от нашите изчисления за трите дължини на влакната. В (32 a) представихме интензитета на светлината в посока напред, а в (32 b), изоляцията.

Човек може да забележи изключително високото ниво на изолация в целия разгледан диапазон на дължината на вълната. Интересното е, че нивото на изолация е почти постоянно, независимо от дължината на изолатора.

5.2 Широколентов оптичен изолатор с композитни импулси-теория

Всяка поляризация може да се получи от всяка друга, чрез две последователни действия на ротатор и вълнова пластина [8]. Въртене под ъгъл θ в поляризацията равнина се описва от следната матрица на Джонс:

$$\mathfrak{R}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}. \quad (13)$$

А вълнова пластина, която увеличава фазата на електрическото поле с α по бързата ос, я забавя с $-\alpha$ по бавната ос, може да бъде изразено в хоризонтално вертикален базис чрез матрицата на Джонс:

$$\mathfrak{J}(\alpha) = \begin{bmatrix} e^{-i\alpha} & 0 \\ 0 & e^{i\alpha} \end{bmatrix}. \quad (14)$$

Вълнова пластина на половин дължина и на четвърт дължина ($\lambda/2$ и $\lambda/4$), се дават съответно като $\mathfrak{J}(\pi/2)$ и $\mathfrak{J}(\pi/4)$.

За Фарадей ротатор, ъгълът на завъртане е

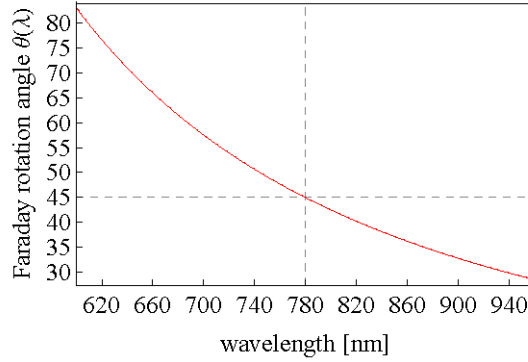
$$\theta(\lambda) = v(\lambda)BL, \quad (15)$$

където B е магнитното поле, L е дължината на Фарадей ротатора и $v(\lambda)$ е константа на Вердет за материала. В този раздел ще се съсредоточим върху най-популярния кристал, а именно - тербиев галиев гранатен (TGG). Зависимостта му от дължината на вълната може да бъде описана като [93, 97]:

$$v(\lambda) = \frac{K}{\lambda_0^2 - \lambda^2}, \quad (16)$$

където $\lambda_0 = 258.2$ nm и $K = 4.45 \cdot 10^7 \frac{\text{rad}}{\text{Tm}} \text{nm}^2$. TGG се използва като материал за Фарадей устройства (ротатори и изолатори) в диапазона от 400 - 1100 nm, без 470 - 500 nm, където е непрозрачен. Зависимостта на ъгъла на завъртане на Фарадей от дължината на вълната за TGG кристал, настроен на 780 nm, е илюстрирана на Фиг. 33.

За повечето материали константата на Вердет намалява (в абсолютна стойност) с увеличаване на дължината на вълната: за TGG тя е равна на $-134 \frac{\text{rad}}{\text{T}} m$ за 632 nm и $-40 \frac{\text{rad}}{\text{T}} m$ за 1064 nm. Това е причината изолаторът на Фарадей да работи само за тесен диапазон от дължини на вълните. Въпреки това, скорошните постижения на ахроматичните вълнови плочи [10, 74], могат да бъдат използвани за направата на оптичния диод, нечувствителен към дължината на вълната.



Фигура 33: Зависимост на дължината на вълната на ъгъла на въртене за TGG Фарадей ротатор, настроен да върти на 45° при 780 nm.

Нека разгледаме система от един ротор на Фарадей с ъгъл на въртене θ , поставен между две ахроматични четвърт вълнови плочи, едната завъртяна под ъгъл α , а другата под β , по отношение на техните бързи оси. Матрицата на Джонс \mathfrak{J} за тази система има следния вид:

$$\mathfrak{J}_\theta(\alpha, \beta) = \mathfrak{R}(-\beta)\mathfrak{J}\left(\frac{\pi}{4}\right)\mathfrak{R}(\beta)\mathfrak{R}(\theta)\mathfrak{R}(-\alpha)\mathfrak{J}\left(\frac{\pi}{4}\right)\mathfrak{R}(\alpha), \quad (17)$$

за посока напред, докато за посока назад тя е:

$$\overline{\mathfrak{J}}_\theta(\alpha, \beta) = \mathfrak{R}(-\alpha)\mathfrak{J}^{-1}(\pi/4)\mathfrak{R}(\alpha)\mathfrak{R}(\theta)\mathfrak{R}(-\beta)\mathfrak{J}^{-1}(\pi/4)\mathfrak{R}(\beta). \quad (18)$$

Във външното магнитно поле магнитооптичният ефект на Фарадей предизвиква анизотропия на показателя на пречупване за светлината спрямо ляво и дясно кръгова поляризация. Ето защо е по-удобно да се работи в ляво-десен кръгово поляризационен базис (LR). В LR базис матрицата на Джонс е $\mathbf{J}_\theta(\alpha, \beta) = \mathbf{W}^{-1}\mathfrak{J}_\theta(\alpha, \beta)\mathbf{W}$, където \mathbf{W} свързва двата базиса,

$$\mathbf{W} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{bmatrix}. \quad (19)$$

Окончателно матриците на Джонс в LR базис са:

$$\mathbf{J}_\theta(\alpha, \beta) = \begin{bmatrix} -ie^{-i(\alpha-\beta)}\sin(\theta - \alpha + \beta) & -ie^{i(\alpha+\beta)}\cos(\theta - \alpha + \beta) \\ -ie^{-i(\alpha+\beta)}\cos(\theta - \alpha + \beta) & ie^{i(\alpha-\beta)}\sin(\theta - \alpha + \beta) \end{bmatrix} \quad (20)$$

$$\overline{\mathbf{J}}_\theta(\alpha, \beta) = \begin{bmatrix} -ie^{i(\alpha-\beta)}\sin(\theta + \alpha - \beta) & ie^{i(\alpha+\beta)}\cos(\theta + \alpha - \beta) \\ ie^{-i(\alpha+\beta)}\cos(\theta + \alpha - \beta) & ie^{-i(\alpha-\beta)}\sin(\theta + \alpha - \beta) \end{bmatrix} \quad (21)$$

за посока напред и назад, съответно.

Нашата цел е да изградим ефективен изолатор на Фарадей, който работи в широк диапазон от дължини на вълната λ . За тази цел заместваме единичния композитен елемент, описан от уравнения (20-21) с поредица от N елементи, всяка с ъгли на въртене θ_k и четвърт вълнови плочи, завъртени под ъгли (α_k, β_k) по отношение на техните бързи оси. Матрицата на Джонс на такива композитна последователност се описва в LR базис като:

$$\mathbf{J}_f^{(N)} = \mathbf{J}_{\theta_N}(\alpha_N, \beta_N)\mathbf{J}_{\theta_{N-1}}(\alpha_{N-1}, \beta_{N-1}) \cdots \mathbf{J}_{\theta_2}(\alpha_2, \beta_2)\mathbf{J}_{\theta_1}(\alpha_1, \beta_1), \quad (22)$$

за посока напред и

$$\mathbf{J}_b^{(N)} = \bar{\mathbf{J}}_{\theta_1}(\alpha_1, \beta_1) \bar{\mathbf{J}}_{\theta_2}(\alpha_2, \beta_2) \cdots \bar{\mathbf{J}}_{\theta_{N-1}}(\alpha_{N-1}, \beta_{N-1}) \bar{\mathbf{J}}_{\theta_N}(\alpha_N, \beta_N), \quad (23)$$

за посока назад. След това развиваме в ред матрици на Джонс около желания ъгъл на въртене,

$$\mathbf{J}_k^{(N)}(\theta) = \mathbf{J}_k^{(N)}(\theta_0) + \frac{(\theta - \theta_0)}{1!} \frac{\partial}{\partial \theta} \mathbf{J}_k^{(N)}(\theta_0) + \cdots + \frac{(\theta - \theta_0)^n}{n!} \frac{\partial^n}{\partial \theta^n} \mathbf{J}_k^{(N)}(\theta_0), \quad (24)$$

където $k = f, b$. Сега задаваме $\mathbf{J}_f^{(N)}(\theta_0) = \mathbf{J}_b^{(N)}(\theta_0) = \mathbf{J}_0$, където \mathbf{J}_0 е желаната матрица на Джонс на композитния Фарадей ротатор и зануляваме възможно най-много производни:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^k}{\partial \theta^k} \mathbf{J}_f^{(N)}(\theta_0) = 0 \text{ и } \frac{\partial^k}{\partial \theta^k} \mathbf{J}_b^{(N)}(\theta_0) = 0 \\ \text{за } k = 1, 2, \dots, \lfloor \frac{N-1}{2} \rfloor. \end{aligned} \quad (25)$$

Качеството на оптичния изолатор зависи от пропускането (T) и изолацията (D), които са функция на интензитета на светлината, преминала през оптичния диод в посока напред и назад:

$$T_{forw} = I_{forw}/I_0 = \left| \mathbf{P}_D \mathbf{J}_f^{(N)} \mathbf{P}_V |in\rangle \right|^2, \quad (26)$$

$$T_{back} = I_{back}/I_0 = \left| \mathbf{P}_V \mathbf{J}_b^{(N)} \mathbf{P}_D |in\rangle \right|^2, \quad (27)$$

където \mathbf{P}_D и \mathbf{P}_V изразяват поляризатори, поставени на ъгли 45° и 90° , $|in\rangle$ е векторът на Джонс за светлината, влизаща в изолатора. I_0 има значение за интензитета на светлината в началото на Фарадей изолатора. Изолацията се изчислява с формулата:

$$D = -10 \log_{10} \left[\frac{T_{back}}{T_{forw}} \right]. \quad (28)$$

Първо ще покажем как да изградим широколентов 45° Фарадей ротатор \mathbf{J}_0 , който в LR базис е (с точност до глобален фазов фактор):

$$\mathbf{J}_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 - i & 0 \\ 0 & 1 + i \end{bmatrix}, \quad (29)$$

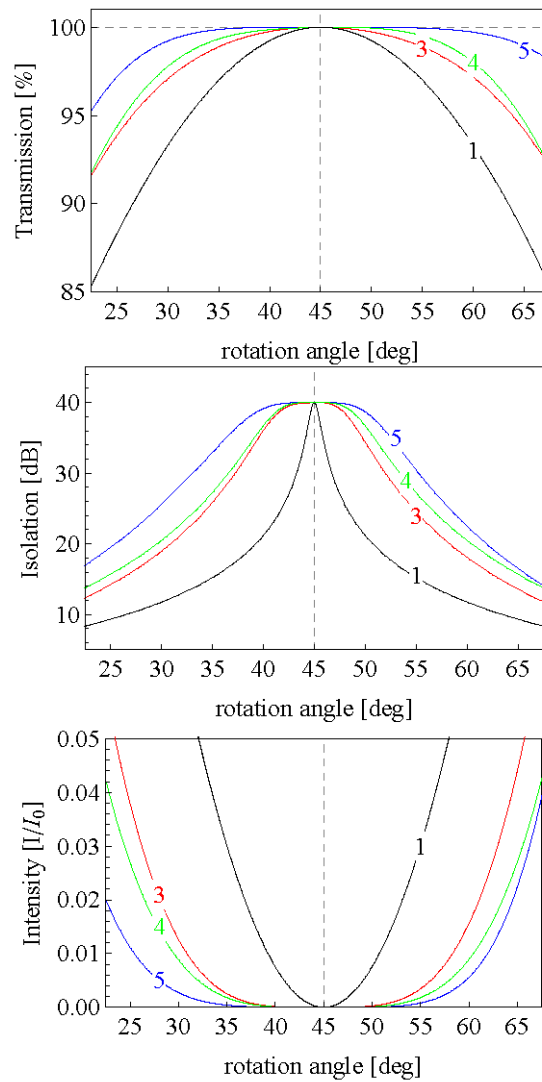
използвайки четири композитни елемента за уравнение (33) с $\theta = 45^\circ$, ъгъл на въртене, който обикновено се използва от стандартните търговски изолатори. Числените пресмятания показват, че е невъзможно да се направи композитния елемент, който да бъде широколентов в посока, както напред, така и назад, за последователности с по-малко от 4 елемента. Общата матрица на Джоунс (22) за тази последователност е:

$$\mathbf{J}_f^{(N)} = \mathbf{J}_{\pi/4}(\alpha_4, \beta_4) \mathbf{J}_{\pi/4}(\alpha_3, \beta_3) \mathbf{J}_{\pi/4}(\alpha_2, \beta_2) \mathbf{J}_{\pi/4}(\alpha_1, \beta_1). \quad (30)$$

Композитната матрица в посока назад може да бъде конструирана чрез промяна на реда на ъглите на въртене (α_k, β_k) и замяна на матриците, представляващи четвърт вълнови плочи, с техните обратни. След това използваме ъгли на въртене (α_i, β_i) за да изравним $\mathbf{J}_f^{(N)} = \mathbf{J}_b^{(N)} = \mathbf{J}_0$ и занулим първите производни на $\mathbf{J}_f^{(N)}$ и $\mathbf{J}_b^{(N)}$ срещу грешка в ъгъла на въртене на ротатора на Фарадей. По този начин получаваме система от нелинейни алгебрични уравнения за 8 ъгъла на въртене (α_k, β_k) ($k = 1, 2, 3, 4$), които решаваме числено. Получените ъгли са изброени в таблица 7.

Таблица 7: ъгли на въртене (α_k, β_k) (в градуси) за широколентов Фарадей ротатор с $N = 3$ [уравнение (31)], $N = 4$ [ур. (30)] и $N = 5$ [ур. (32)] композитни елементи.

| N | Ъгли на въртене ($\alpha_1; \beta_1; \alpha_2; \beta_2; \dots; \alpha_N; \beta_N$) |
|---|--|
| 3 | (62.2; 16.6; 175.0; 84.3; 107.7; 152.2;) |
| 4 | (59.3; 104.8; 37.3; 171.8; 149.3; 104.8; 37.3; 81.3) |
| 5 | (175.9; 29.1; 42.9; 74.9; 45.8; 28.2; 15.6; 147.3; 3.5; 85.9) |



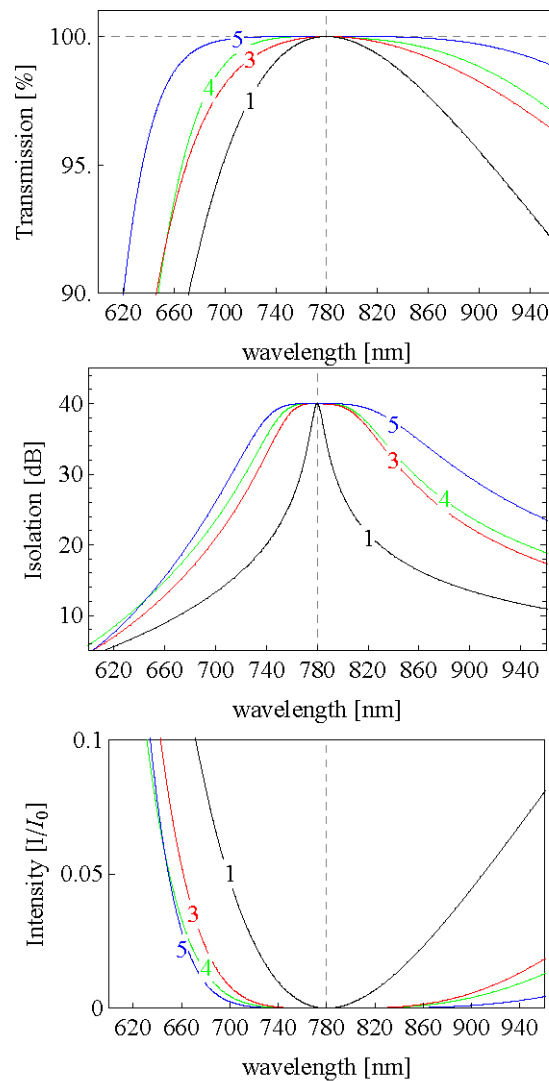
Фигура 34: Свойства на предаване и изолиране на композитните изолатори на Фарадей, в сравнение с изолатора на Фарадей с един ротатор (черна линия) спрямо ъгъла на въртене на ротатора. Числата на кривите се отнасят за последователностите на 3 [ур. (31)], 4 [ур. (30)] и 5 [ур. (32)] елементи.

Ако отпадна изискването ъглите на въртене на Фарадей ротаторите да бъдат равни на 45° , тогава е възможно да се изгради широколентов изолатор, съставен от само три елемента. Установихме, че при един възможен набор от ъгли на въртене $\pi/4$, $\pi/2$ и $\pi/4$, съставената матрица на Джонс е:

$$\mathbf{J}_f^{(N)} = \mathbf{J}_{\pi/4}(\alpha_3, \beta_3) \mathbf{J}_{\pi/2}(\alpha_2, \beta_2) \mathbf{J}_{\pi/4}(\alpha_1, \beta_1). \quad (31)$$

Същото може да се направи с пет елемента. Сега ъглите на въртене θ_k на ротаторите са съответно $\pi/4, \pi/2, \pi/2, \pi/2,$ и $\pi/4$. Композитната матрица на Джонс в този случай има формата:

$$\mathbf{J}_f^{(N)} = \mathbf{J}_{\pi/4}(\alpha_5, \beta_5) \mathbf{J}_{\pi/2}(\alpha_4, \beta_4) \mathbf{J}_{\pi/2}(\alpha_3, \beta_3) \mathbf{J}_{\pi/2}(\alpha_2, \beta_2) \mathbf{J}_{\pi/4}(\alpha_1, \beta_1). \quad (32)$$



Фигура 35: Същата като фиг. 34, но спрямо дължината на вълната, за Фарадей ротатори, настроени на 780 nm.

Споменатите ъгли на въртене ($\pi/4$ и $\pi/2$) са удобни, тъй като такива ротатори на Фарадей са налични в търговската мрежа. Въпреки това, изборът на алтернативни нестандартни ъгли на завъртане, също е възможен. Числено намерените ъгли на въртене на четвърт-вълновите плочи за горните настройки са представени в таблица 8.

Профилите на пропускане и изолация за случая на 4 композитни елемента, използващи четири 45° , както и последователности от 3 и 5 композитни елемента с 45° и 90° Фарадей ротатори са показани на фиг. 34 и фиг. 35. Може да се забележи, че за всички тези композитни изолатори пропускането и изолацията са далеч по-ефективни от този на един оптичен диод. Фиг. 34 показва работата на изследваните оптични елементи по отношение на ъгъла на въртене на ротаторите на Фарадей, докато на фиг. 35 е представена аналогичната зависимост от дължината на вълната. Асиметрията, наблюдавана на фиг. 35, произтича от факта, че ъгълът на завъртане на Фарадей зависи нелинейно от дължината на вълната (както се вижда на фиг. 33).

5.3 Широколентов оптичен изолатор с композитни импулси – експеримент

В този раздел отчитаме експериментална демонстрация на ширококолентов оптичен изолатор, сглобен съгласно теоретичната работа на Берент [94], като поредица от обикновени Фарадей ротатори и ахроматични четвърт вълнови пластини.

Магнитооптичният ефект на Фарадей във външно магнитно поле индуцира анизотропия на показателя на пречупване за лявата и дясната кръгова поляризация. В ляво-десен кръгово поляризационен базис, матрицата на Джонс на ротатора, въртящ на ъгъл θ е:

$$\mathfrak{R}(\theta) = \begin{bmatrix} e^{-i\theta} & 0 \\ 0 & e^{i\theta} \end{bmatrix}, \quad (33)$$

а матрицата на Джонс за ахроматична четвърт вълнова пластина, завъртяна на ъгъл α е:

$$\mathfrak{J}(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos(\pi/4) & -ie^{i\alpha}\sin(\pi/4) \\ -ie^{-i\alpha}\sin(\pi/4) & \cos(\pi/4) \end{bmatrix}. \quad (34)$$

Искаме да проектираме ширококолентов Фарадей ротатор и след това да го използваме като част от оптичен изолатор, който работи в широк диапазон от дължини на вълната λ . Поради експериментални съображения разглеждаме последователност от четири Фарадей ротатори и шест ахроматични четвърт вълнови пластини, завъртени под ъгли α_k по отношение на техните бързи оси. Матрицата на Джонс \mathbf{J}_f за тази система има формата:

$$\mathbf{J}_f(\theta) = \mathfrak{J}(\alpha_6)\mathfrak{R}(\theta)\mathfrak{J}(\alpha_5)\mathfrak{J}(\alpha_4)\mathfrak{R}(\theta)\mathfrak{R}(\theta)\mathfrak{J}(\alpha_3)\mathfrak{J}(\alpha_2)\mathfrak{R}(\theta)\mathfrak{J}(\alpha_1) \quad (35)$$

за посока напред, и:

$$\mathbf{J}_b(\theta) = \mathfrak{J}(-\alpha_1)\mathfrak{R}(\theta)\mathfrak{J}(-\alpha_2)\mathfrak{J}(-\alpha_3)\mathfrak{R}(\theta)\mathfrak{R}(\theta)\mathfrak{J}(-\alpha_4)\mathfrak{J}(-\alpha_5)\mathfrak{R}(\theta)\mathfrak{J}(-\alpha_6) \quad (36)$$

за посока назад. Разлагаме в ред матриците на Джонс около ъгъл на въртене $\theta_0 = 45^\circ$:

$$\mathbf{J}_k(\theta) = \mathbf{J}_k(\theta_0) + \mathbf{J}'_k(\theta_0)(\theta - \theta_0) + \frac{1}{2}\mathbf{J}''_k(\theta_0)(\theta - \theta_0)^2 + \dots, \quad (37)$$

където $k = f, b$. В следващата стъпка задаваме $\mathbf{J}_f(\theta_0) = \mathbf{J}_b(\theta_0) = \mathbf{J}_0$, тук \mathbf{J}_0 , желаната матрица на Джонс,

$$\mathbf{J}_0 = \begin{bmatrix} e^{-i\pi/4} & 0 \\ 0 & e^{i\pi/4} \end{bmatrix} \quad (38)$$

и нулираме възможно най-много производни:

$$\frac{\partial^s}{\partial \theta^s} \mathbf{J}_f(\theta_0) = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial^s}{\partial \theta^s} \mathbf{J}_b(\theta_0) = 0, \quad (39)$$

за $s = 1, 2, 3$. Има много решения на този проблем, някои от които са изброени в таблица 8:

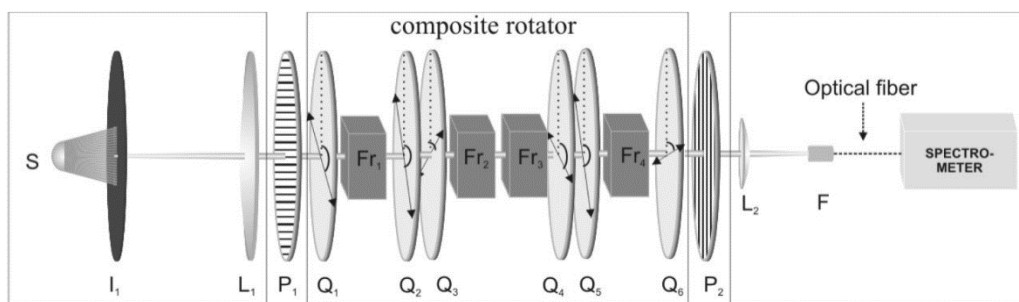
| | Ъгли на въртене ($\alpha_1; \alpha_2; \alpha_3; \alpha_4; \alpha_5; \alpha_6$) |
|---|--|
| A | (113.7; 248.7; 46.1; 316.2; 338.6; 203.7) |
| B | (95.3; 50.3; 207.8; 117.8; 140.3; 5.4) |
| C | (356.6; 132.0; 288.8; 199.4; 221.2; 86.6) |

Таблица 8: Три различни набора от ъгли на завъртане α_s (в градуси) за широколентови Фарадей ротатори.

Експериментално тествахме предложени композитен оптичен изолатор с ъглите на въртене от Таблица 8. Композитният Фарадей ротатор се състои от три части, като всяка от тях е съставена от обикновен Фарадей ротатор, поставен между две ахроматични четвърт вълнови пластини. Средният Фарадей ротатор върти на 90° , а първият и третият Фарадей ротатор въртят на 45° . Както при обикновен оптичен изолатор, се добавят входни и изходни поляризатори, завъртени на 45° един спрямо друг.

За да тестваме ефективността на предложени композитен оптичен изолатор, измерваме спектрите на пропускане, както в посока на разпространение напред, така и назад. Изолацията на оптичния изолатор дефинираме като:

$$dB = -10 \lg[T_b/T_f], \quad (40)$$



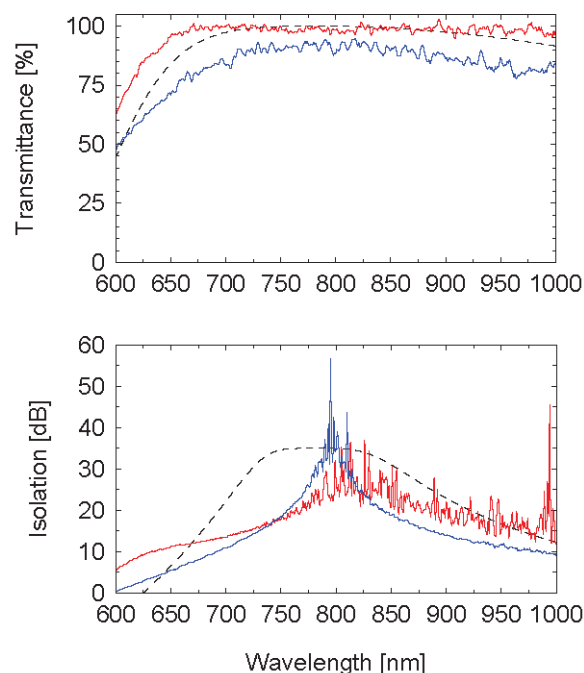
Фигура 36: Експериментална установка (виж текста).

Експерименталната установка използва търговски оптични елементи, монтирани върху оптична маса, както е показано на фиг. 36. Установката се състои от източник на бяла светлина и система за анализ, разположена на разстояние 0,8 m, а композитният оптичен изолатор е сглобен между тях. Източникът на бялата светлина S е халогена лампа от 10 W със стабилизирано постоянно токово захранване. Колиматен светлинен

лъч беше получен чрез използване на променлив ирис и лещи. Диаметърът на входния лъч, измерен на разстояние 2 м, е около 2 мм. Системата за анализ се състои от изпъкнала леща L_2 с фокусно разстояние $f=20$ mm и оптичното влакно F, което се свързва със спектрометър AvaSpec-3648. Този спектрометър е оборудван с детектор в спектрален диапазон 200 - 1100 nm. Композитният оптичен изолатор беше сглобен с използване на два поляризатора, четири търговски Фарадей ротатора и шест ахроматични четвърт вълнови пластини. И двата поляризатора, P_1 и P_2 , бяха N101-0520 (Glan-Taylor, 210-1100 nm), взети назаем от спектрометър Lambda-950. Фарадей ротаторите (Fr_1, Fr_2, Fr_3 и Fr_4) са 45° , като активната среда е кристал от Тербий Галиев гранат (Terbium Gallium Granet). Два от Фарадей ротаторите FR ($Fr_2 + Fr_3$) бяха комбинирани, за да послужат като ротатор на 90° . Четвърт-вълновите пластини бяха слюда тип WRM063 (Melles Griot) с 20 mm отвор, ахроматични за интервала от 700-1100 nm. С помощта на тази установка успяхме да получим надеждни данни за спектрална пропускливост в обхвата от 600-1000 nm. Смяната на местата на източника на светлина и спектрометъра ни позволява лесно да измерваме спектрите на пропускане на композитния оптичен изолатор в двете посоки (напред и назад).

Извършихме серия от измервания, за да проверим ефективността на изолацията на композитния оптичен изолатор, използвайки различните ъгли на завъртане на четвърт-вълновите пластини от таблица 8. Преди измерванията на съставния оптичен изолатор снемме референтни спектри на предаване. За целта изходният поляризатор се отстранява и съответният светлинен спектър се записва и се използва като еталон.

За да се анализират спектрите на обратно предаване, експерименталната установка беше пренастроена. По-удобно беше просто да сменим местата на източника на поляризирана бяла светлина и спектрометъра. Както по-горе, първо се записва референтния сигнал, и след това спектрите на пропускане на композитния оптичен изолатор се определят в обратна посока. Изолацията се изчислява според уравнение (40).



Фигура 37: Спектър на предаване (отгоре) и изолация (отдолу) на композитния изолатор

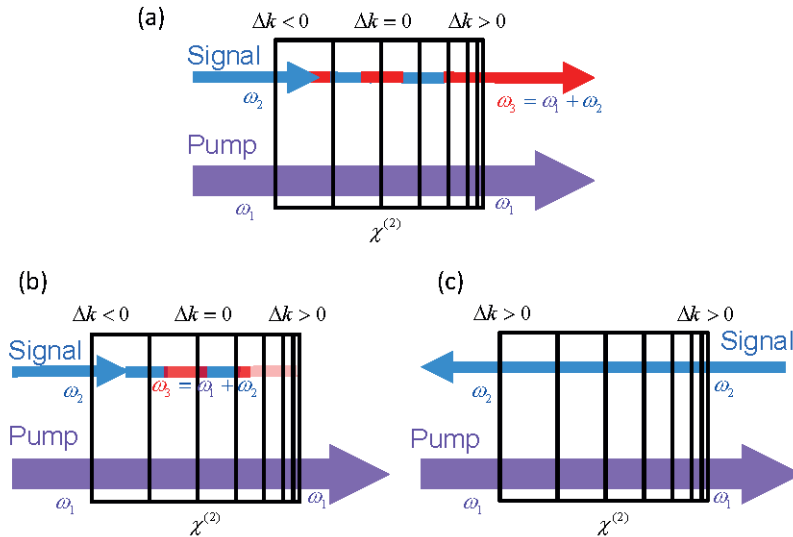
на Фарадей (червени криви, Таблица 8a) и изолатора, използвайки един Фарадей ротатор (сини криви) спрямо дължината на светлинната вълна. Черните криви с тире показват теоретичните прогнози.

Експериментални данни за композитен оптичен изолатор за предаване напред и назад, заедно с теоретичното прогнозиране, са показани на Фигура 37. За сравнение записахме и данни за изолатор с единичен Фарадей ротатор. Композитният оптичен изолатор пропуска (горна рамка) с ефективност по-висока от 95% за обхвата на дължината на вълната 700-1000 nm, докато пропускливостта е по-ниска от 90% за един Фарадей ротатор. Този резултат е в пълно съответствие с теоретичните очаквания.

Долната рамка на фиг. 37 сравнява изолацията на композитен оптичен изолатор и оптичен изолатор с един ротатор на Фарадей. Асиметрията в спектъра произтича от факта, че ъгълът на завъртане на Фарадей зависи нелинейно от дължината на вълната. Резултатите от експеримента са в съответствие с теоретичните очаквания за големи дължини на вълните. Както се вижда от фигурата, голямо отклонение между композитната теория на оптичен изолатор и експеримента се случва при дължини на вълните <800 nm. Едно възможно обяснение на този резултат може да бъде, че ахроматичните четвърт вълнови пластини и поляризаторите са само приблизително ахроматични. Важно е да се отбележи, че ефектът на отклонението между теорията и експеримента е допълнително засилен поради логаритмичната скала на графиката.

5.4 Нелинеен адиабатен оптичен изолатор

В този раздел предлагаме различен подход към реализиране на оптичен диод, а именно, нелинеен оптичен диод. Методът се основава на процес на смесване на три вълни в нелинейна среда от втори ред при силно напмпващо поле с честота ω_1 , слаб сигнал с честота ω_2 , и голяма абсорбция при генерираната честота $\omega_3 = \omega_1 \pm \omega_2$. В това приближение системата се линеаризира и по този начин нашия нелинеен оптичен диод не страда от динамична реципрочност. Освен това, тъй като нелинейната реакция на средата е много бърза (мигновена), включването и изключването на напмпващото поле води до диодно включване / изключване, което позволява свръх бърза възможност за изолиране на всички оптични превключватели. И накрая, за да направим оптичния диод устойчив и сравнително широкополосен, използваме адиабатна честотна конверсия в апериодично полирани квазифазови кристали - техника наскоро демонстрирана от Суховски [26, 27, 53, 54]:



Фигура 38: Принцип на нелинеен адиабатен оптичен диод. Адиабатно генериране на честоти - схема без абсорбция на генерираната честота (a) и с абсорбция на генерираната честота (b) и (c). (a) Бавната промяна на периода на полиране по дължината на кристала осигурява ефективна и широколентова генерация. (b) Генерираното поле се абсорбира в кристала и не се получава преминаване на сигнала. (c) Обръщането на посоката на разпространение на сигнала нарушава симетрията и в резултат на това няма взаимодействие на противоположно разпространяващите се полета. Следователно, (b) заедно с (c), работят като широколентов оптичен диод.

Стартовата точка на нашия анализ е предоставена от модел за генерация на сума от честоти (SFG), или генерация на разлика от честоти (DFG) в нелинейни кристали от втори ред, в която генерираната вълна (SFG или DFG) изпитва силно линейна абсорбция по време на генерацията и по протежение на кристала. За определеност, тук ще разгледаме случая на SFG, но подобен анализ е валиден за схемата DFG. В режим, когато напompващото поле е много по-силно от другите полета, уравненията на генерация се линеаризират [36]

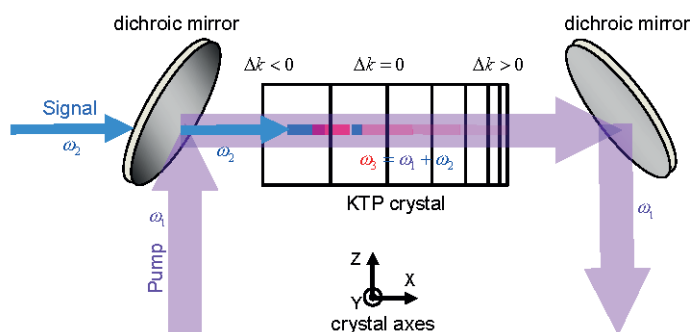
$$i \frac{d}{dx} \tilde{A}_2 = \frac{1}{2} \Omega_2 \tilde{A}_3 \exp(-i \int_0^x \Delta k(\xi) d\xi), \quad (41)$$

$$i \frac{d}{dx} \tilde{A}_3 = \frac{1}{2} \Omega_3 \tilde{A}_2 \exp(i \int_0^x \Delta k(\xi) d\xi) - i \frac{\Gamma}{2} \tilde{A}_3, \quad (42)$$

Където \tilde{A}_2, \tilde{A}_3 са амплитудите на сигнала и генерираното поле, съответно с честоти ω_2 и $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, $\Delta k(x)$ е ефективното несъответствие, $\Omega_m = \chi^{(2)} \omega_m \tilde{A}_1 / (2cn_{\omega_m})$ са взаимодействията, n_{ω_l} ($l = 1, 2, 3$) са съответните коефициенти на пречупване за честоти ω_l ($l = 1, 2, 3$), $\chi^{(2)}$ е втората нелинейност на кристала, x е положението по оста на разпространение, c е скоростта на светлината във вакуум, и Γ е коефициентът на поглъщане на генерираната вълна. След замяната $\tilde{A}_2 = A_2 \sqrt{\Omega_2} \exp[-i \int_0^x d\xi \Delta k(\xi) / 2]$, $\tilde{A}_3 = A_3 \sqrt{\Omega_3} \exp[i \int_0^x d\xi \Delta k(\xi) / 2]$ уравнения (41,42) стават:

$$i \frac{d}{dx} \begin{pmatrix} A_2 \\ A_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -\Delta k & \Omega \\ \Omega & \Delta k - i\Gamma/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_2 \\ A_3 \end{pmatrix}, \quad (43)$$

където $\Omega = \sqrt{\Omega_2 \Omega_3}$.

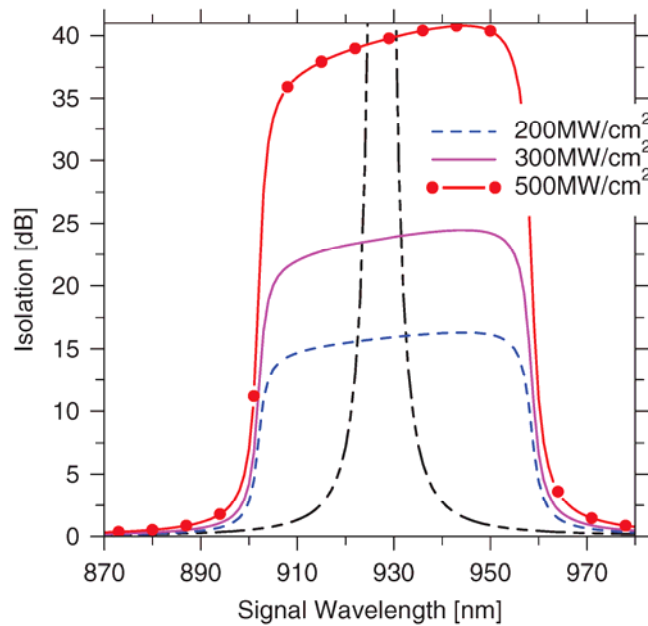


Фигура 39: Схема на нелинейния адиабатен оптичен диод, реализиран в KTP вълновод. Силното напмпващо поле с честота ω_1 и слабия сигнал с честота ω_2 са поляризиращи в посока z и са фазово синхронизирани в KTP кристала, за да генерират вълна с честота $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, която се абсорбира силно от кристала.

Интересното е, че уравнение (43) може да се разглежда като фотонен аналог на атомна система с две нива, която взаимодейства с външно електрично поле, като възбуденото състояние се разпада извън системата със скорост на разпад Γ [98, 99]. За линеен чирп $\Delta k(x) = \alpha x$, уравнение (43) описва дисипативния модел на Ландау-Зенер, който допуска точно решение с параболични цилиндрични функции [99]. Граничният случай $\Gamma = 0$, разгледан преди в [26, 27], реализира широколентова генерация на честоти чрез адиабатно преминаване, ако е изпълнено адиабатното условие:

$$\left| \Omega \frac{d}{dx} \Delta k \right| \ll (\Omega^2 + \Delta k^2)^{3/2}. \quad (44)$$

Това условие изисква плавно x изменение на фазовото несъответствие $\Delta k(x)$, т.е., достатъчно малък градиент α и голямо взаимодействие Ω . По този начин може да се получи устойчиво, широколентово и почти $\sim 100\%$ ефективно преобразуване на входящия сигнал - виж Фиг.38 (а). За да се реализира оптичен диод, трябва да има относително силно поглъщане на генерираната вълна. Поглъщането, заедно със смяна посоката на двете полета, нарушава симетрията и преминаването на полето с честота ω_2 , става нерещипрочно, както схематично е показано на фиг.38 (b) и (c). В действителност, в едната посока имаме фазов синхронизъм и след адиабатна генерация полето с честота ω_3 се абсорбира напълно [фиг.38 (b)]. За обратно разпространение на сигнала, фазовият синхронизъм не се изпълнява и кристалът напълно пропуска полето с честота ω_2 [фиг.38 (c)].



Фигура 40: Числено пресметнати спектри на изолация за нелинейния адиабатен изолатор за три различни интензитета на напмпващото поле, $I_1 = 200, 300$ и 500 MW/cm^2 , спрямо дължината на вълната на сигналното поле за KTP кристал с дължина 5 cm . Изолирането на 5 -сантиметров квази фазово синхронизиран кристал при 930 nm сигнал с постоянен период на полиране $1,79 \mu\text{m}$, е начертано чрез черна пунктирана крива за сравнение.

За да илюстрираме предложения метод, нека разгледаме сумиране на честоти в калиев титанилфосфат KTiOPO_4 (KTP). KTP кристалите обикновено се използват в нелинейна оптика, като има висок праг на повреда, висок нелинеен оптичен коефициент и силно поглъщане в близката ултравиолетова спектрална област [43]. При конфигурация на вълновод, сравнително дълги кристали могат да бъдат произведени с малка напречна площ, за да се осигури висока интензивност и без дифракция за големи дължини [100, 101]. Разглеждаме сумиране на честоти тип-0 при стайна температура, със силно напмпващо поле при дължина на вълната $\lambda_1 = 532 \text{ nm}$ и слаб сигнал при около $\lambda_2 = 930 \text{ nm}$, сумарната дължина на вълната е около $\lambda_3 = 338 \text{ nm}$. Оптичните вълни се разпространяват по x оптичната ос и всички електрически полета се поляризират в z посока на кристала (фиг.39), докато фазовото съвпадение на широчина на честотната лента над 50 nm се постига с помощта на линейно чърпнат квази фазов синхронизъм. Коефициентът на абсорбция на KTP при вълната $\lambda_3 \sim 340 \text{ nm}$ е $\Gamma \sim 229 \text{ cm}^{-1}$ [102]. В нашите симулации приемаме силно напмпващо поле при $\lambda_1 = 532 \text{ nm}$ с интензитет I_1 до $300\text{-}500 \text{ MW/cm}^2$, което осигурява преобразуване с висока ефективност. KTP вълновод с ефективно сечение $A_1 \sim 10 \mu\text{m}^2$ и интензитет на напмпващото поле от 300 MW/cm^2 , отговаря на оптична мощност $P_1 = A_1 I_1 \sim 30 \text{ W}$, която е налична както в непрекъснат режим, така и в импулсен режим на удвоен по честота Nd: YAG лазер [103]. При кристали с дължини от $3\text{-}5 \text{ cm}$ и период на полиране от $1,7 \mu\text{m}$ до $1,9 \mu\text{m}$ по протежение на кристала, осигуряваме изолация, дефинирано като:

$$dB = 10 \times \text{Log}_{10} \left(\frac{T_f}{T_b} \right), \quad (45)$$

където T_f и T_b са преминалите интензитети в посока напред и посока назад. Фигура 40 показва числена симулация на изолация за адиабатен нелинеен диод с КТР кристали с дължина 5 cm. Както се вижда от фигурата, може да се получи максимална изолация от ~ 40 dB и добра изолация > 35 dB върху спектрален участък от 60 nm.

6. Широколентов разделител на лъчи и пренос на светлина в оптични вълноводи

В тази глава теоретично предлагаме и демонстрираме експериментално няколко схеми за ахроматично разделяне на светлина както и пренос на светлина между вълноводи.

6.1 Тримерен, ахроматичен разделител на светлина

В този раздел предлагаме ахроматичен оптичен разделител на лъчи с един вход и N изходи под формата на вълноводи, които са свързани чрез междинен вълновод посредник. Устройството е аналог на СРАП [105-107] от квантовата оптика и следователно трябва да се радва на същите предимства като СРАП по отношение на ефективността и стабилността срещу вариации на експерименталните параметри, като например, големината на взаимодействието, разстоянието между вълноводите и тяхната геометрия.

Ние разглеждаме система от един вход, един междинен и N изходни вълновода. В параксиалното приближение със слабо извити вълноводи разпространението на светлина се описва чрез набор от $N + 2$, свързани диференциални уравнения [108-112]:

$$i \frac{d\mathbf{A}(z)}{dz} = \mathbf{H}(z)\mathbf{A}(z), \quad (1)$$

където $\mathbf{A} = [a_i(z), a_m(z), a_1(z), a_2(z), \dots, a_N(z)]^T$ и

$$\mathbf{H}(z) = \begin{bmatrix} 0 & \Omega_p(z) & 0 & \dots & 0 \\ \Omega_p(z) & 0 & \Omega_1(z) & \dots & \Omega_N(z) \\ 0 & \Omega_1(z) & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \Omega_N(z) & 0 & \dots & 0 \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Тук $a_k(z)$ ($k = i, m, 1, 2, \dots, N$) е амплитудата на светлината в k -тия вълновод, а съответният интензитет на светлината е $I_k = |a_k(z)|^2$. Коефициентът на свързване между вълнопроводи i и m е $\Omega_p(z)$, а този между вълноводи m и k е $\Omega_k(z)$ ($k = 1, 2, \dots, N$). Предполагаме, че $\Omega_k(z)$ са с една и съща зависимост от z , но като цяло могат да имат различни големина. Индексът p във взаимодействието $\Omega_p(z)$, се въвежда в очакване на предстоящата аналогия с напомнимщо поле в СРАП. Вълноводите на изхода не трябва да си взаимодействат един с друг, а само си взаимодействат с междинния вълновод m . Нулевите диагонални елементи в матрицата $\mathbf{H}(z)$ се дължат на направеното приближение на взаимодействие само с най-близкия съсед.

Ако заменим координатната зависимост с времева зависимост, уравнение (1) е идентично с уравнение на Шрьодингер; векторът $\mathbf{A}(z)$ и матрица $\mathbf{H}(z)$ съответстват на вектора на квантовото състояние и на Хамилтониана. При липса на загуби $|\mathbf{A}(z)|^2 = |a_i(z)|^2 + |a_m(z)|^2 + \sum_{k=1}^N |a_k(z)|^2$, се запазва.

Физическият механизъм на предложения светлинен разделител се обяснява най-лесно с така наречената трансформация на Морис-Шор (MS) [113]. Тази трансформация се прилага върху горния набор от преходи между средния вълновод m и изходните вълноводи k ($k = 1, 2, \dots, N$), които образуват модел на свързване на N -под (ветрило) [114]. Основата на MS включва междинния вълновод m , набор от отделни (тъмни) суперпозиции на изходни вълноводи \mathbf{d}_k ($k = 1, 2, \dots, N - 1$) и ярка суперпозиция \mathbf{b} на изходните вълноводи, която е свързана с медиатора m с връзка

$$\Omega_s(z) = \sqrt{\sum_{k=1}^N \Omega_k(z)^2}. \quad (3)$$

Отделните суперпозиции \mathbf{d}_k нямат значение в настоящия контекст. Ярката суперпозиция се изразява като

$$\mathbf{b}(z) = \frac{[0, 0, \Omega_1(z), \Omega_2(z), \dots, \Omega_N(z)]^T}{\Omega_s(z)}, \quad (4)$$

т.е., не съдържа принос от входния вълновод i и средния вълновод m . Компонентите на изходните вълни са пропорционални на съответните взаимодействия $\Omega_k(z)$; ако тези взаимодействия са равни, тогава ярката суперпозиция $\mathbf{b}(z)$ ще бъде суперпозиция с еднакви тегла между всички изходни вълноводи.

Последователността тип стълба $i \rightarrow m \rightarrow \mathbf{b}$ в базиса MS е подпространството, в което разделянето на лъча става чрез СРАП-подобен адиабатен пренос на светлина от i към \mathbf{b} . За тази цел, вълнопроводите трябва да бъдат подредени по такъв начин, че взаимодействието $\Omega_s(z)$ да предхожда взаимодействието $\Omega_p(z)$, но двете взаимодействия трябва да се припокриват частично, както в СРАП.

Както в СРАП, адиабатното преминаване на светлината протича през тъмната суперпозиция [115]:

$$\mathbf{d}(z) = \frac{[\Omega_s(z), 0, -\Omega_p(z)]^T}{\sqrt{\Omega_p(z)^2 + \Omega_s(z)^2}}. \quad (5)$$

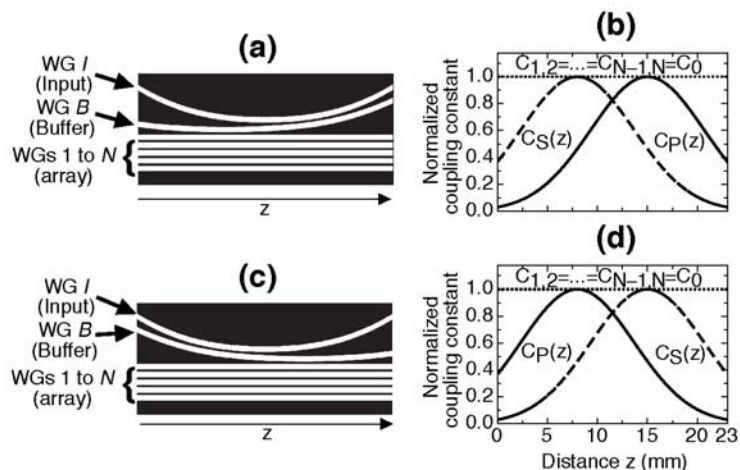
По дефиниция, в адиабатната граница системата остава в собствен вектор на Хамилтониана [16, 42]. Ако $\Omega_s(z)$ възникне преди $\Omega_p(z)$, както предполагаме, тогава тъмната суперпозиция $\mathbf{d}(z)$ първоначално е равна на входния вълновод; следователно, при адиабатна еволюция, светлината ще остане в тъмната суперпозиция $\mathbf{d}(z)$ през цялото време. В крайна сметка, тъмната суперпозиция $\mathbf{d}(z)$ е равна на ярката изходна суперпозиция \mathbf{b} и следователно входният лъч се разделя на N компоненти.

Съотношенията на интензитетите в изходните вълноводи се определят от квадратните стойности на съответните взаимодействия със средния вълновод, както следва от уравнение (4). Важно е крайните интензитети в изходните вълноводни канали да не зависят от точната форма на вълнопроводите, а само от крайните съотношения на отделните взаимодействия. Нещо повече, медиаторният вълновод m не получава светлината по време на разделянето на лъча, тъй като няма компонент в тъмната суперпозиция (5).

6.2 Плосък ахроматичен разделител с много лъчи

В този раздел реализираме плосък разделител на лъч, като използваме преконфигурируема светлинно-индуцирана схема на вълновод [116] и тестваме

неговата ефективност за две различни дължини на вълната от 633 nm и 850 nm.



Фигура 41: (а) - структура на вълновод за многоканално разделяне на светлината при контраинтуитивен случай, (b) - съответната надлъжна зависимост на нормализираните коефициенти на взаимодействие, (с, d) - съответният интуитивен случай, който не води до многоканално разделяне на лъча.

Структурата на вълновода, водеща до многоканално разделяне на лъча, е показана на фиг. 41 (а). Структурата е съставена от общо $N + 2$ вълновода. Входният вълновод I се поставя в близост до буфер B и масив от N , равноотдалечени и успоредни вълновода. В параксиалното приближение в слабо извити вълноводи, еволюцията на светлината може да се анализира в рамките на теорията на взаимодействие само с най-близките съседи. Чрез обозначаване $\mathbf{A} = (A_I, A_B, A_1, \dots, A_N)^T$, амплитудата на модите в отделните вълноводи, разпространението на монохроматична вълна в тази структура може да бъде описано чрез

$$i \frac{d\mathbf{A}(z)}{dz} = \mathbf{H}(z)\mathbf{A}(z). \quad (6)$$

Това е набор от $N + 2$ диференциални уравнения, където \mathbf{H} е

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} 0 & C_P & 0 & 0 & \dots & 0 \\ C_P & 0 & C_S & 0 & \dots & 0 \\ 0 & C_S & 0 & C_{1,2} & \dots & 0 \\ 0 & 0 & C_{1,2} & 0 & \ddots & 0 \\ \vdots & \vdots & & \ddots & \ddots & C_{N-1,N} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{N-1,N} & 0 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Формата на вълноводите гарантира, че коефициентите на взаимодействието C_P (между вълноводи I и B) и C_S (между вълноводи B и 1 на масива) са z -зависими. За разлика от тях, коефициентите на взаимодействие $C_{j,j+1}$ ($j = 1, 2, 3, \dots, N - 1$) между вълноводите в N -кратния масив са z независими. Когато се цели разделяне на лъча на еднакви интензивности, всички $C_{j,j+1}$ са избрани да са равни на C_0 . Взаимодействията $C_P(z)$ и $C_S(z)$ са аналози на честотите на Раби за импулсите на напompващото и Стоксовото поле в СРАП от квантовата физика [5, 16, 117]. Въпреки това, за разлика от СРАП и неговите оптични аналози [108, 118, 119], където Стокс импулса свързва второто и последното състояние във веригата, тук $C_S(z)$ свързва второто и третото състояние (вълновод).

Интуитивната и контраинтуитивната последователност на импулсите е показана на Фигура 41. Адиабатното условие се изпълнява, когато $W \equiv Z\sqrt{C_{Pm}^2 + C_{Sm}^2} \gg 1$ [16, 117]. Тук Z е разстоянието на припокриване на взаимодействията $C_P(z)$ и $C_S(z)$, а C_{Pm} и C_{Sm} са техните максимални стойности. Относителното разпределение на сигнала на изхода на вълноводите ($z = L$) е [117]

$$\frac{A_{2k-1}}{A_I} = (-1)^k \frac{C_P(L)}{C_S(L)} \prod_{j=1}^{k-1} \frac{C_{2j-1,2j}}{C_{2j,2j+1}} = (-1)^k \frac{C_P(L)}{C_S(L)}, \quad (8)$$

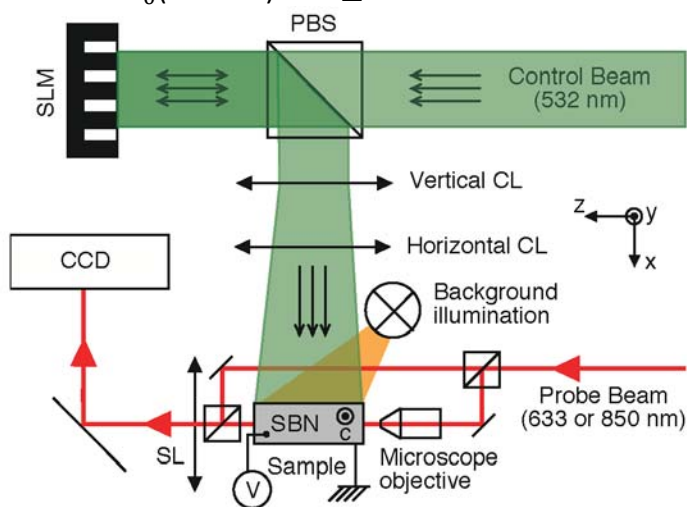
а също $A_{2k}(L) = 0$ и $A_B(L) = 0$. Освен това в контраинтуитивния случай, за който $C_P(L)$ до голяма степен надвишава $C_S(L)$ [фиг. 41 (b)], изходното поле ще бъде

$$A(z = L) = \frac{1}{\sqrt{n}} (0, 0, -1, 0, 1, \dots, -1, 0, 1)^T, \quad (9)$$

където $n = (N + 1)/2$.

Експерименталната проверка на разделителя се извърши чрез фотоиндуцирана структура, показана на Фигура 42, като се използва странично осветление на фоторефрактивен кристал [116, 120]. Кристалът беше $\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6$, със слабо легиран Се с дължина 23 мм. Желаната оптична структура се изобрази чрез 532 nm контролен лъч посредством пространствен светлинен модулатор (SLM) и се изобрази върху кристала от две кръстосани цилиндрични лещи. Фоторефракционният процес в кристала протича под електрическо поле E_0 и води до локални промени на коефициента на пречупване Δn .

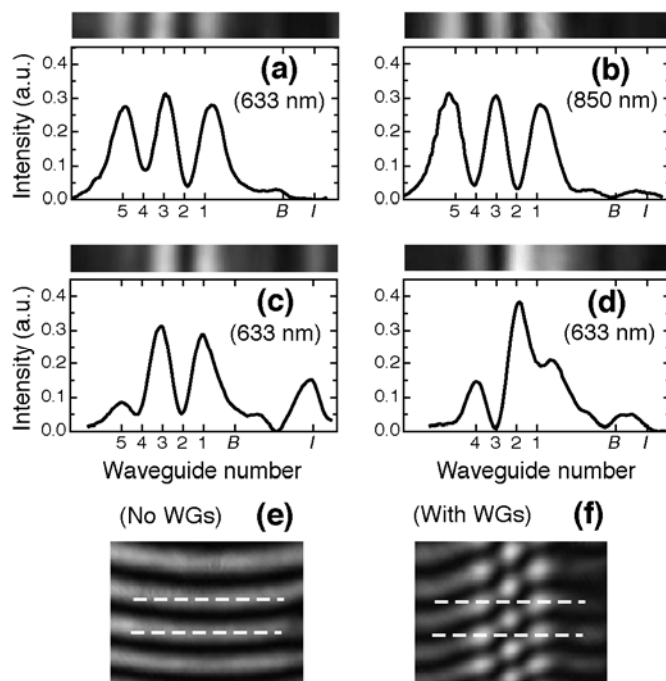
Пробваме разделителя при две различни дължини на вълните (633 nm и 850 nm), което позволява да се провери ахроматичността на нашата схема. Разпределението на интензитета на изходния лъч се наблюдава чрез изобразяване на изходната страна на кристала, посредством CCD камера. Интерферометър на Mach-Zehnder се използва за проверка на относителната фаза между изходните портове. В нашите експерименти ширината на вълноводите е 7,2 μm с индексна модулация $\Delta n \approx 10^{-4}$, в резултат на прилагането на напрежение $E_0 = 3 \text{ kV/cm}$. Разстоянието между вълноводите в масива е 9,6 μm , а ефективната стойност на максималната константа на взаимодействие C_0 е $C_0(633 \text{ nm}) = 1.1 \pm 0.1 \text{ mm}^{-1}$ и $C_0(850 \text{ nm}) = 1.5 \pm 0.1 \text{ mm}^{-1}$.



Фигура 42: Настройка на фоторефрактивния кристал с желаната структура. SLM: пространствен модулатор на светлината, PBS: поляризиращ разделител на лъча, CL:

цилиндрична леща, SL: сферична леща.

Нашите експериментални резултати са обобщени на Фигура 43. Както се вижда от фиг. 43 (a) и (b), за нечетен брой вълноводи ($N=5$) и контраинтуитивна последователност, светлината се разделя на три почти равни изходни порта, където в нечетните вълноводи има светлина, докато четните вълноводи имат незначителен светлинен интензитет. Вижда се също, че адиабатният процес е напълно независим от дължината на вълната на възбуждане, като по този начин потвърждава теоретичните очаквания и доказва ахроматичността на процеса. Както се очаква, във всички останали случаи, включително интуитивната последователност [Фиг. 43 (c)] или структура с четен брой вълноводи [Фиг. 43 (d)], желаното разделяне на светлината не се случва. Уравнение (9) за амплитудите на изхода на адиабатното прехвърляне при нашите условия предсказва, че вълните в съседни осветени вълноводи ще са в противофаза. Фиг. 43 (e) и (f) сравняват интерферограмите при отсъствие на индуцирани помощни вълноводи и при тяхната наличност. Наблюдаваното π фазово изместване на фиг. 43 (f) напълно потвърждава теоретичните очаквания.

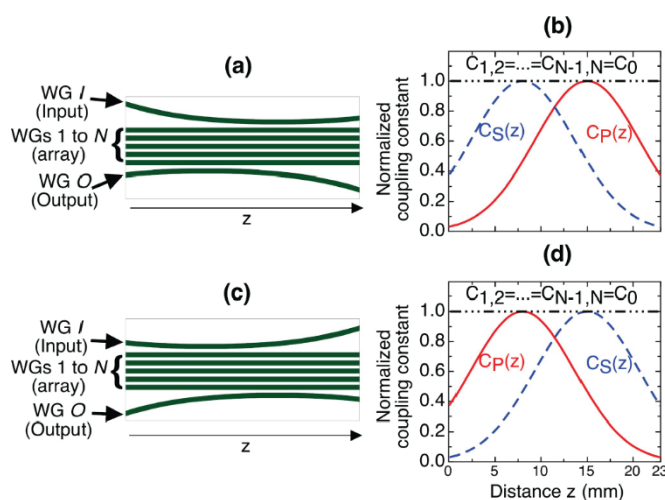


Фигура 43: (a,b) Профил на интензивност на изхода за контраинтуитивна последователност, $N = 5$ при $\lambda = 633 \text{ nm}$ и 850 nm , съответно, показва разделяне на ахроматичен лъч. (c) Интуитивна последователност, $N = 5$ и $\lambda = 633 \text{ nm}$. (d) Контраинтуитивна последователност с четен брой вълноводи, $N = 4$. (e) Интерферограма на изхода, в отсъствие на спомагателни вълноводи. (f) с Индуцирани спомагателни вълноводи, показващи π фазово изместване между изходите.

6.3 Широколентов пренос на светлина в оптично индуцирани вълноводи

В този раздел изследваме експериментално адиабатния и ахроматичния пренос на светлина между множество междинни вълноводи в масив от вълноводи. За да тестваме условията на адиабатичност за различни дължини на вълната, ние разработваме нова експериментална платформа, която позволява пълна гъвкавост и динамична конфигурация на структурата на вълноводите. Нашият оптичен подход е аналогичен на обобщения СРАП от квантовата физика и следователно проявява висока ефективност и устойчивост при пренос. Процесът на пренос на светлина е силно ахроматичен, което се проверява чрез сондиране на едни и същи структури при дължини на вълната от 633 nm и 850 nm. Както ще бъде обсъдено и потвърдено, това е вярно при условие, че броят на междинните състояния не надвишава границата, за която в зависимост от дължината на светлинната, еволюцията губи адиабатичност. Показано е, че експерименталните резултати са в добро съответствие с теоретичните очаквания, базирани на теорията на СРАП.

Оптичната система, която се изследва, е показана на Фигура 44 и се състои от равнинен масив от вълноводи. Първоначално светлината се инжектира във входен вълновод I, който е слабо огънат, за да произведе взаимодействие със съседния масив, което зависи от координата z . Масивът е съставен от N идентични прави вълноводи. Изходният вълновод O е свързан с последния вълновод на масива и също е слабо огънат. В параксиално приближение разпространението на монохроматичен светлинен лъч в този вид структура може да се анализира в рамките на теория, която включва еванесонова връзка между най-близките съседи.



Фигура 44: (а) Структура на вълновод, осигуряваща оптична аналогия на многоканален СРАП процес; (б) Съответстваща надлъжна зависимост на коефициенти на взаимодействие за контраинтуитивен случай. Съответният интуитивен случай е показан в (с) и (d). $C_P(z)$ е коефициент на взаимодействие между входния вълновод I и вълновод 1, $C_S(z)$ е коефициент на взаимодействие между вълновод N и изходния вълновод O.

Еволюцията на системата може да бъде описана чрез набор от $N + 2$ свързани диференциални уравнения (в матрична форма) [110, 112]

$$i \frac{d\mathbf{A}(z)}{dz} = \mathbf{H}(z)\mathbf{A}(z), \quad (10)$$

където $\mathbf{A} = (A_I(z), A_1(z), \dots, A_N, A_O(z))^T$ е амплитудата на електричното поле в отделните вълноводи и:

$$\mathbf{H}(z) = \begin{pmatrix} 0 & C_P(z) & 0 & 0 & \dots & 0 \\ C_P(z) & 0 & C_{1,2} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & C_{1,2} & 0 & \ddots & & \vdots \\ 0 & 0 & \ddots & \ddots & C_{N-1,N} & 0 \\ \vdots & \vdots & & C_{N-1,N} & 0 & C_S(z) \\ 0 & 0 & \dots & 0 & C_S(z) & 0 \end{pmatrix} \quad (11)$$

съдържа коефициенти на взаимодействие. Нулевите диагонални елементи в матрицата $\mathbf{H}(z)$ съответстват на нулева кривина или слабо огъване на вълноводите. Геометрията на структурата осигурява z -зависимост на коефициентите на свързване $C_P(z)$ (между входния вълновод I и вълновод 1) и $C_S(z)$ (между вълновод N и изходния вълновод O). Освен това, поради тяхната пространствена еволюция, [представена на фиг. 44 (b, d)], $C_P(z)$ и $C_S(z)$ са еквивалентни на импулсите на напompващото и Стоксовото поле в процеса на СРАП от квантовата физика [15, 16, 117]. В нашия случай N -те междинни вълноводи са избрани да са еднакви, което води до $C_{1,2} = \dots = C_{N-1,N} = C_0$. Ако прехвърлим надлъжната z зависимост във времева зависимост, уравнение (10) става идентично с времезависимото уравнение на Шрьодингер за модел верижна от N състояния, което е обобщение на ламбда система от три състояния [117].

За нечетно число N вълноводи в масива, матрицата $\mathbf{H}(z)$ има една собствена стойност, която е равна на нула. Собственият вектор, съответстващ на нулевата собствена стойност, е така нареченото тъмно състояние или адиабатно състояние на прехвърляне [16, 42, 117]. Тъмното състояние $a(z)$ се дава от:

$$a(z) = \frac{1}{\mathcal{N}} (A_I(z), 0, A_2(z), \dots, A_{N-2}(z), 0, A_O(z))^T, \quad (12)$$

с

$$A_{2k}(z) = \frac{(-1)^k}{\mathcal{N}} C_P(z) \dots C_{2k-2,2k-1} C_{2k+1,2k+2} \dots C_S(z), \quad (13)$$

където \mathcal{N} е нормировка, $A_I \equiv A_0$ и $A_O \equiv A_{N+1}$. Ако първоначално светлината е във вълновод (0), тогава светлината ще остане в тъмното състояние $a(z)$ през цялата адиабатна еволюция [16, 42] и тогава можем да изведем от уравнение (13) амплитудното съотношение между изходния вълновод O и входния вълновод I :

$$\frac{A_O}{A_I}(z) = (-1)^{N-2} \frac{C_P(z) C_{2,3} C_{4,5} \dots C_{N-1,N}}{C_{1,2} C_{3,4} \dots C_{N-2,N-1} C_S(z)} = (-1)^{N-2} \frac{C_P(z)}{C_S(z)}, \quad (14)$$

както и $A_{2k}(z)/A_I(0) = (-1)^k C_P(z)/C_0$. Ако взаимодействията са подредени контраинтуитивно, $C_S(z)$ преди $C_P(z)$ [фиг. 44 (b)], то от уравнение (14) лесно се вижда, че във вълновод I не остава светлина. Следователно, при такива условия в адиабатния режим светлината, ще се прехвърля адиабатно от вълновод I към вълновод O и почти никаква светлина няма да остане в другите вълноводи.

Условието за адиабатна еволюция в СРАП процеса се дава като [117]

$$|\lambda_p - \lambda_q| \gg |a^{(p)} \cdot \dot{a}^{(q)}| \propto \frac{1}{Z}, \quad (15)$$

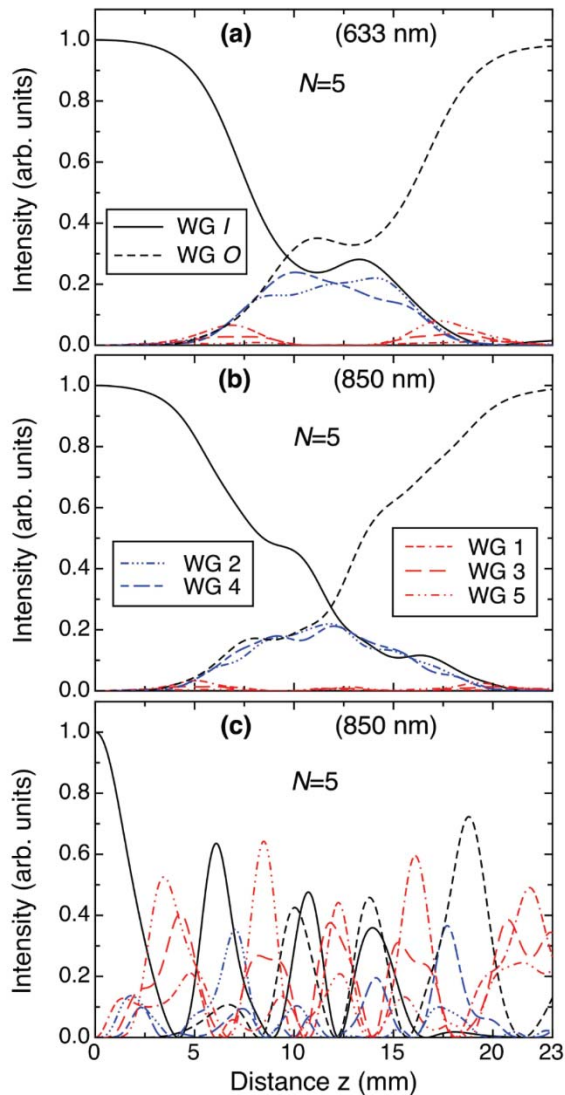
където λ_k са собствените стойности на $\mathbf{H}(z)$, свързани с различни адиабатни състояния, $a^{(k)}$ са съответните собствени вектори, докато Z е интервала на покриване между $C_p(z)$ и $C_s(z)$. Производната $\dot{a}^{(q)}$ на q -тия собствен вектор е спрямо координатата z . Двете най-малки ненулеви собствени стойности са приблизително [117]

$$\lambda_{\pm} \approx \sqrt{\frac{C_{pmax}^2 + C_{smax}^2}{n}}, \quad (16)$$

където n е свързано с броя на вълноводите N чрез $N = 2n - 1$, а C_{pmax} , C_{smax} са максималните стойности на взаимодействията C_p , C_s . Уравнение (16) показва, че $|\lambda_{\pm}|$ намалява с нарастването на броя на междинните състояния, т.е. за по-голям брой вълноводи в масива. Следователно, ако увеличаваме N , най-малката ненулева собствена стойност се доближава до нула и адиабатното условие (15) се нарушава. По този начин може да се зададе минимален адиабатен критерий:

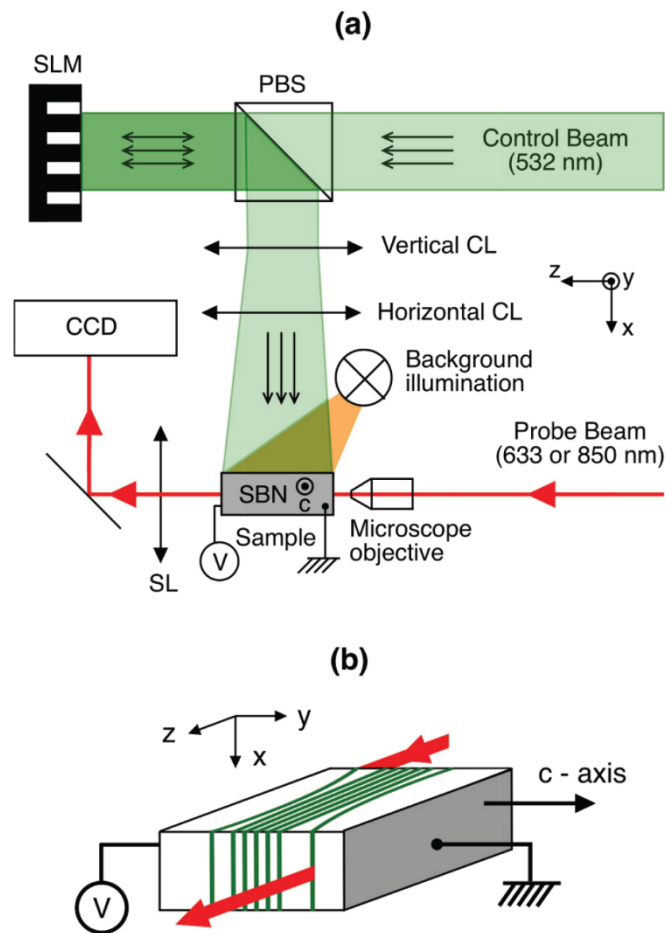
$$R \equiv \sqrt{\frac{C_{pmax}^2 + C_{smax}^2}{n}} Z \gg 1, \quad (17)$$

което трябва да бъде изпълнено, за да има адиабатен пренос на светлина. Следователно, ахроматичен адиабатен пренос може да се очаква само до ограничен брой N_{max} от междинните вълноводи. За по-големи номера от (N_{max}) процесът губи адиабатичност. Поради зависимостта от дължината на вълната на константи на свързване, числото N_{max} зависи също от дължината на вълната на светлината. Очаквано N_{max} ще е по-малък за по-къси дължини на вълната поради по-слабата еванесонова връзка.



Фигура 45: (а, b) Симулация на светлинните интензивности по дължината на кристала z за $N = 5$ в контраинтуитивен случай за светлина съответно 633 nm и 850 nm. (c) Еволюция на светлина в съответното интуитивно подреждане ($N = 5$) за 850 nm.

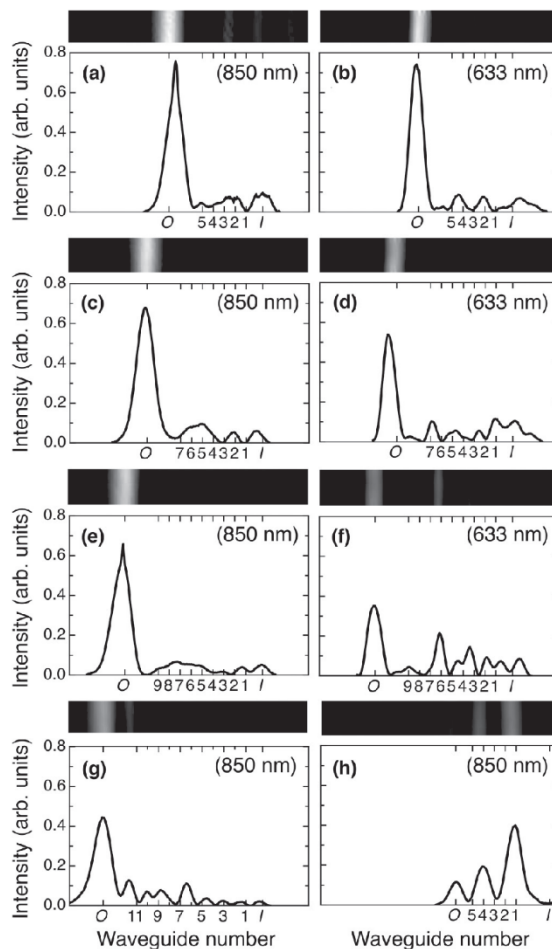
Експерименталната проверка на предложената схема за многокомпонентен СРАП е предложена чрез оптично индуцирани вълноводни структури, както е показано на Фигура 46 [116, 120]. В нашия експеримент изображението на желаната оптична структура се изпраща до пространствен модулатор на светлината (SLM) от течен кристал, работещ чрез отражение. Локалната преориентация на нематичните течнокристални молекули въртят поляризацията за 532 nm контролна осветеност според картината, зададена на SLM. Този модел на поляризация се преобразува в модел на интензитет с помощта на разделителя на поляризиращия лъч и се изпраща към пробата, където се индуцира фоторефрактивната структура. Използваният в нашия експеримент фоторефрактивен кристал е слабо леагиран с Се кристал на $\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6$ (SBN) с дължина 23mm.



Фигура 46: (а) Настройка за оптична индукция на желаните вълноводни структури във фоторефрактивен кристал чрез техника на странично осветяване. SLM: пространствен модулатор на светлината, PBS: поляризиращ разделител на лъча, CL: цилиндрична леща, SL: сферична леща. (b) Увеличен кристал.

В нашия експеримент ширината на вълноводите е $7.2 \mu\text{m}$, а разстоянието между два съседни вълновода е $9.6 \mu\text{m}$. Прилаганото електрическо поле е $E_0 = 3 \text{ kV/cm}$, което води до контраст на коефициента на пречупване $\Delta n \approx 10^{-4}$. Закъснението между двата пика на коефициентите на взаимодействие (8 mm) е равно на половината ширина на пиковете при $1/e^2$, което води до пространствено припокриване (Z) между $C_P(z)$ и $C_S(z)$ също равно на 8 mm .

За коефициентите на взаимодействие експериментално получаваме $C_0(633 \text{ nm}) = 1.1 \pm 0.1 \text{ mm}^{-1}$ и $C_0(850 \text{ nm}) = 1.5 \pm 0.1 \text{ mm}^{-1}$.



Фигура 47: Експериментално разпределение на интензивността на изхода за две различни дължини на вълната (при 633 nm (a, c, e) и 850 nm на (b, d, f)): (a и b) в контраинтуитивен случай за $N = 5$, (c и d) за $N = 7$, (e и f) за $N = 9$ и (g) за $N = 11$ при 850 nm. (h) Пример за интуитивен случай за $N = 5$ при 850 nm.

Първо, експериментално проверихме, че когато ползваме четен брой вълноводи, не можем да постигнем оптимален пренос на светлина към изходния вълновод. Този резултат е в пълно съответствие с теоретичните очаквания, тъй като в този случай не съществува тъмно състояние. По-нататък тествахме експериментално нечетен общ брой вълноводи и резултатът е показан на фиг. 47. Фигури 47 (a-g) са за контраинтуитивен случай и дължини на вълните на разпространение 633 nm и 850 nm, докато фиг. 47 (h) е интуитивният случай за 850 nm. Броят на междинните вълноводи в контраинтуитивния случай нараства от $N = 5$ [фиг. 47 (a-b)], до $N = 7$ [фиг. 47 (c-d)], $N = 9$ [Фиг. 47 (e-f)], и накрая до $N = 11$ на фиг. 47 (g). Абсцисата показва положението на различните вълноводи в края на кристала.

Най-напред може да се сравнят резултатите от фиг. 47, буква (b) в контраинтуитивен ред на коефициентите на свързване с фиг. 47 (h), който се получава при същите условия (850 nm), но за интуитивен ред. Както се очаква, в последния случай, разпределението на изходната светлина е по-сложно и се разпределя между няколко вълновода. Прехвърлянето към крайното състояние (вълновод 0) не се случва. Това доказва експериментално, че контраинтуитивният ред е необходим за ефективен

адиабатен пренос на светлина.

Когато броят на междинните вълноводи се увеличи, се очаква ефективността на прехвърляне да падне. Спадът се получава при по-големи N и при по-малки дължини на вълната, тъй като коефициентите на взаимодействие са по-слаби. В нашия случай трансферът е адиабатен и по същество напълно ахроматичен до $N = 5$ вълноводи в масива [фиг. 47 (a,b)]. Ако увеличим N до седем или девет, ефективността на прехвърляне към последния вълновод O спада леко в случай на по-къса дължина на вълната [633 nm, фиг. 47 (c, e)].

6.4 Широколентов пренос на светлина чрез адиабатно елиминирание

В този раздел предлагаме пренос на светлина във вълноводи по аналогия на адиабатно елиминирание от квантовата физика [131-135]. Подходът води до пълен пренос на светлина, независимо от интуитивната или контраинтуитивната подредба на вълноводите. Тоест, предложената техника запазва симетрията между левите и десните вълноводи в масива. Освен това, за разлика от СРАП, който може да се използва успешно за прехвърляне на светлина между външните вълноводи само ако общият брой вълноводи в масива е нечетен [118, 136-138], настоящият подход работи еднакво добре за нечетен и четен брой вълноводи в масива. Докато повечето по-ранни проучвания на адиабатното елиминирание във вълноводи отчитат само паралелни вълноводи [112, 139, 140], тук ние се възползваме от допълнителната свобода вълноводите да променят геометрията си и разстоянието помежду си [141].

Считаме система от три диелектрични вълновода, показана на фиг. 48 (а), за която външните вълноводи 1 и 3 имат идентичен профил на показател на пречупване, който се различава от този на централния. Нека константата на разпространение на светлината във външните вълноводи е β_0 , а тази на централния вълновод е $\beta_0 + \Delta\beta$. Амплитудите на електрическото поле $a_1(z)$, $a_2(z)$ и $a_3(z)$ на вълните, пътуващи в трите вълновода, се описва чрез система от три диференциални уравнения, записани в матрична форма като [143]:

$$i \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & C_{12}e^{-i\Delta\beta z} & 0 \\ C_{21}e^{i\Delta\beta z} & 0 & C_{23}e^{i\Delta\beta z} \\ 0 & C_{32}e^{-i\Delta\beta z} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix}, \quad (20)$$

където C_{ij} са z -зависимите коефициенти на взаимодействие между вълновод j и вълновод i и като цяло $C_{ij} \neq C_{ji}$. Директното свързване между вълновод 1 и 3 се пренебрегва ($C_{13} = C_{31} = 0$), тъй като се приема, че структурата е равнинна и разстоянието им се предполага да е достатъчно голямо.

Подобно на подхода, даден в [138], горното уравнение (20) може да се приведе в по-симетрична форма, като се извърши простата трансформация $a_{1'} = \sqrt{C_{21}/C_{12}} a_1$, $a_{2'} = \exp(-i\Delta\beta z) a_2$, $a_{3'} = \sqrt{C_{23}/C_{32}} a_3$. Това води до форма от вида [110]

$$i \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} a_1' \\ a_2' \\ a_3' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & C_P & 0 \\ C_P & \Delta\beta & C_S \\ 0 & C_S & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1' \\ a_2' \\ a_3' \end{bmatrix}, \quad (21)$$

където напомнимашото (C_P) и Стоксовото (C_S) взаимодействие са средно геометрични на коефициентите C_{ij} , тоест $C_P \equiv \sqrt{C_{12}C_{21}}$ и $C_S \equiv \sqrt{C_{23}C_{32}}$.

Когато несъответствието $\Delta\beta$ е много голямо, което е изпълнено ако

$$\frac{|\Delta\beta|}{\sqrt{C_P^2 + C_S^2}} \gg 1, \quad (22)$$

тогава производната на $a_2'(z)$ варира бързо и средната стойност на $a_2'(z)$ и $a_2(z)$ за много цикли ще бъде нула, като по този начин средната стойност на производната изчезва. Ако в средния вълновод първоначално не е имало светлина, то през цялото време няма да има светлина. Този ефект е известен в квантовата физика като адиабатно елиминирание [131-135]. Най-лесният математически начин за извършване на адиабатното елиминирание на средния вълновод е да се зададе $d \frac{a_2'(z)}{dz} = 0$:

$$i \frac{d}{dz} a_2' = 0 = C_P a_1' + \Delta\beta a_2' + C_S a_3' \\ \Rightarrow a_2' = -\frac{C_P}{\Delta\beta} a_1' - \frac{C_S}{\Delta\beta} a_3' \quad (23)$$

и да замени получения израз за $a_2'(z)$ в другите две уравнения на (21). Маловажното изместване на фазата на амплитудите на електрическото поле така, че $\tilde{a}_i(z) \equiv \exp[-i(C_P^2 + C_S^2)z/(2\Delta\beta)] a_i(z)$, води до система от само две диференциални уравнения:

$$i \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} \tilde{a}_1 \\ \tilde{a}_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\Delta_{eff} & C_{eff} \\ C_{eff} & \Delta_{eff} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{a}_1 \\ \tilde{a}_3 \end{bmatrix}, \quad (24)$$

където

$$\Delta_{eff} = \frac{C_P^2 - C_S^2}{2\Delta\beta} \quad (25)$$

е ефективен детунинг, а

$$C_{eff} = -\frac{C_P C_S}{\Delta\beta} \quad (26)$$

е ефективно взаимодействие. Сега ще напишем уравнение (24) в така наречения адиабатен базис [16, 42, 135]:

$$i \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} b_1 \\ b_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\sqrt{C_{eff}^2 + \Delta_{eff}^2} & -i \frac{d\vartheta}{dz} \\ i \frac{d\vartheta}{dz} & \sqrt{C_{eff}^2 + \Delta_{eff}^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_1 \\ b_3 \end{bmatrix}, \quad (27)$$

където

$$\tan 2\vartheta = \frac{C_{eff}}{\Delta_{eff}}. \quad (28)$$

Връзката между амплитудите \tilde{a}_1 и \tilde{a}_3 и адиабатните амплитуди b_1 и b_3 е

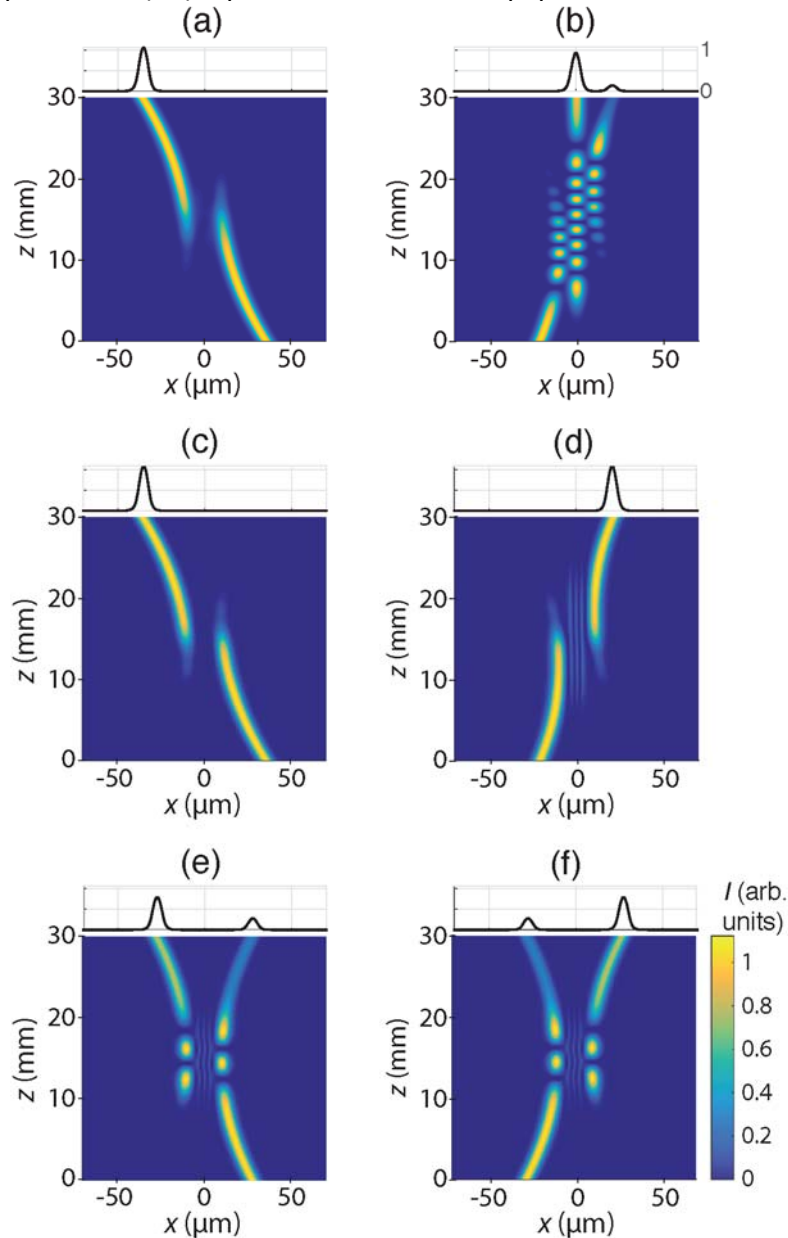
$$b_1 = \tilde{a}_1 \cos\vartheta - \tilde{a}_3 \sin\vartheta, \quad (29)$$

$$b_3 = \tilde{a}_1 \sin\vartheta + \tilde{a}_3 \cos\vartheta. \quad (30)$$

Когато еволюцията на системата е адиабатна, $|b_1|^2$ и $|b_3|^2$ не се променят [16, 42, 135]. Математически, адиабатната еволюция означава, че недиагоналните елементи в уравнение (27) са малки в сравнение с диагоналните елементи, и те могат да бъдат пренебрегнати. Това води до следното адиабатно условие [16, 42, 135]

$$\left| \frac{d}{dz} \vartheta \right| \ll (C_{eff}^2 + \Delta_{eff}^2)^{1/2}, \quad (31)$$

което с помощта на уравнение (28), приема окончателна форма:



Фигура 48: Разпространение на вълната във вълноводна структура, изчислена за $\lambda = 1550$ nm и инжектирана първоначално в десния вълновод (лявата колона) и в левия вълновод (дясната колона). (a) и (b) са за случая $\alpha = 1$, за който всички вълноводи имат един и същ индекс на контраст, и следователно $\Delta\beta = 0$. (c) и (d) са за $\alpha = 6$ (конструкция на индекс на

пречупване, съответстваща на тази на фиг. 44, буква (а)). Това дава превключване на светлината между външните вълноводи. (е) и (ф) са за напълно симетрична структура на вълновод, за които $\Delta_{eff} = 0$ в (24), и за които $\alpha = 6$. Малките горни диаграми представляват профилите на интензивността в края на 30-милиметровият участък от вълновода. Интензивността на цветовата скала е еднаква за всички участъци:

$$\frac{2(C_{eff}^2 + \Delta_{eff}^2)^{3/2}}{|\Delta_{eff} \frac{d}{dz} C_{eff} - C_{eff} \frac{d}{dz} \Delta_{eff}|} \gg 1. \quad (32)$$

Следователно, адиабатната еволюция изисква достатъчно гладка z зависимост на ефективното фазово несъответствие Δ_{eff} и ефективното взаимодействие C_{eff} , достатъчно голяма дължина на вълновода и достатъчно голямо взаимодействие. В адиабатния режим $|b_{1,3}|^2 = \text{const}$, но интензитетът на светлината, съдържащ се във вълновод 1 и вълновод 3 ($\propto |\tilde{a}_{1,3}|^2$), ще варира, ако ъгълът на смесване ϑ варира, поради което адиабатната еволюция може да доведе до пренос на енергия между външните вълноводи. Обърнете внимание, че $C_{eff}^2 + \Delta_{eff}^2$ намалява с увеличаване на $\Delta\beta$, следователно трябва да се намери някакъв компромис за оптимизиране на двата критерия (22) и (32).

В случая с нашите структури и примерите, които ще бъдат разгледани по-късно, ефективното несъответствие на фазите Δ_{eff} преминава от някаква отрицателна към някаква положителна стойност. В този процес ъгълът на смесване ϑ се променя от $\pi/2$ до 0. С първоначалната светлина във вълновод 1 системата ще остане адиабатно в състояние b_3 , така че светлината ще премине към вълновод 3, когато ϑ се приближи до нула. Следователно, ефективната промяна на фазовото несъответствие ще доведе до пълно превключване на светлината. Точно това е механизмът, който работи и в подобната система с два вълновода, която беше докладвана наскоро [142]. Заслужава да се отбележи, че адиабатният трансфер не води до някакво специфично ограничение на формата на несъответствието на ефективната фаза Δ_{eff} , доколкото условието (32) е изпълнено и ъгълът на смесване ϑ се променя от $\pi/2$ до 0 (или обратно).

Ефективното несъответствие на фазата Δ_{eff} може да премине от отрицателни стойности до някои положителни стойности (или обратно), ако Стоксовото взаимодействие е по-силно от взаимодействието на помпата в началото на разпространението, или обратно, в края на разпространението. Следствието е, че интуитивният и контраинтуитивният ред на свързване ще доведат до един и същи краен резултат, до пълно превключване на светлината между външните вълноводи в масива. Това свойство е в контраст, в сравнение с конвенционалния СРАП процес.

Горната адиабатна елиминация ефективно съдържа само двата външни вълновода и елиминира централния вълновод. Този ефект може да се разшири и в случай на масив от N вълноводи, при които $N-2$ вътрешните вълноводи са адиабатно елиминирани, като ефективно се запазват отново само двата външни вълновода. Подолу се ограничаваме до изричното демонстриране на случая $N = 4$, но изводите остават валидни в общия случай на N -състояния, както това беше показано в случаи от квантовата физика [117].

Подобно на уравнение (21), уравнението, описващо еволюцията на нормализираните амплитуди на вълната $a_i(z)$ в масив от 4 вълновода, може да бъде приведено във вид:

$$i \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} a_1' \\ a_2' \\ a_3' \\ a_4' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & C_P & 0 & 0 \\ C_P & \Delta\beta & C_I & 0 \\ 0 & C_I & \Delta\beta & C_S \\ 0 & 0 & C_S & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1' \\ a_2' \\ a_3' \\ a_4' \end{bmatrix}, \quad (33)$$

където $C_P \equiv \sqrt{C_{12}C_{21}}$, $C_S \equiv \sqrt{C_{34}C_{43}}$ са съответно взаимодействия на помпата и Стокс и $C_I = C_{23} = C_{32}$ е коефициентът на свързване между вътрешните вълноводи, за които се приема, че са идентични и се детунати на $\Delta\beta$ по отношение на външните вълноводи. Тук адиабатното елиминирание на междинните вълноводи се извършва чрез задаване на $da_2'/dz = 0$ и $da_3'/dz = 0$ в уравнение (33), определяне на амплитудите a_2' и a_3' по отношение на a_1' and a_4' от получения набор от линейни алгебрични уравнения и замаяната им в уравненията за da_1'/dz и da_4'/dz . Това позволява да се намали задачата с четири състояния до ефективна система от две състояния, която има форма, идентична с уравнение (24),

$$i \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} \tilde{a}_1 \\ \tilde{a}_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\Delta_{eff} & C_{eff} \\ C_{eff} & \Delta_{eff} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{a}_1 \\ \tilde{a}_4 \end{bmatrix}, \quad (34)$$

където отношението между амплитудите \tilde{a}_i и $a_{i'}$ отново е просто фазово изместване

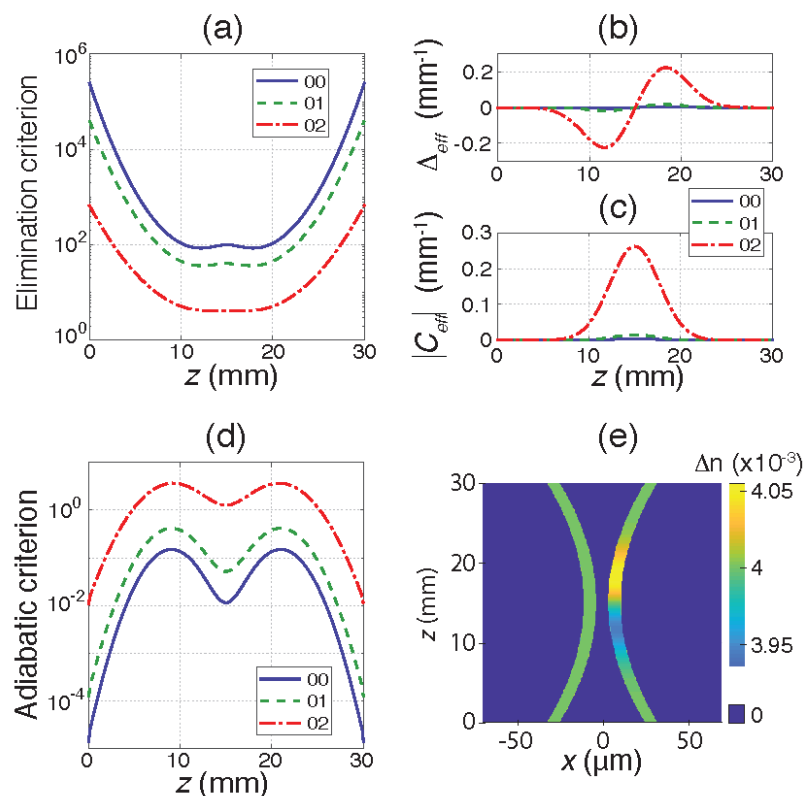
$$\Delta_{eff} = \frac{\Delta\beta(C_P^2 - C_S^2)}{2(\Delta\beta^2 - C_I^2)}, \quad (35)$$

$$C_{eff} = \frac{C_P C_I C_S}{\Delta\beta^2 - C_I^2}. \quad (36)$$

Съответните изрази за $N = 6$ - случай, който ще бъде илюстриран по-долу от симулациите, са:

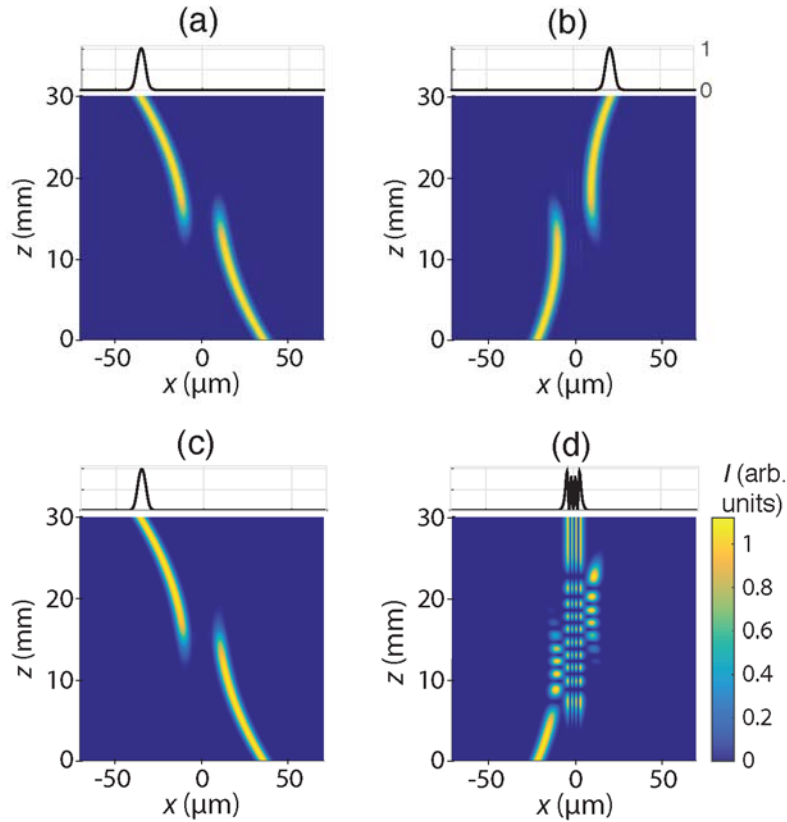
$$\Delta_{eff} = \frac{\Delta\beta(\Delta\beta^2 - 2C_I^2)}{2[(\Delta\beta^2 - C_I^2)^2 - \Delta\beta^2 C_I^2]} (C_P^2 - C_S^2), \quad (37)$$

$$C_{eff} = \frac{C_P C_I^3 C_S}{(\Delta\beta^2 - C_I^2)^2 - \Delta\beta^2 C_I^2}. \quad (38)$$



Фигура 49: Визуализация на адиабатните параметри за случай с три вълновода ($N = 3$) при $\lambda = 1550$ nm, което съответства на симетричния пренос на светлина от фиг. 48 (c) и 48 (d). Различните криви "0i" отчитат свързване между различни вълноводи ($m = 0$) на външните вълноводи (1 или 3) и i -ия режим ($m = i$, $i = 0, 1$ или 2) на централния вълновод 2. Панелите показват: (a) z -зависимостта на критерия за адиабатно елиминирание от уравнение (22); (b) $\Delta_{eff}(z)$ (уравнение (25)); (c) $|C_{eff}(z)|$ (уравнение 26); (d) адиабатния критерий на уравнение (31), (изведено от (b) и (c)); (e) съответната RAP-подобна структура на две вълноводни, лежащи в основата на уравнение (31). Цветната скала илюстрира изменението на контраста на индекса на пречупване на вълновода по отношение на контраста на постоянния коефициент на пречупване $\Delta n_0 = 0.004$ на левия вълновод.

В адиабатния режим настоящата ситуация се очаква да доведе до адиабатен превключвател на амплитудата на вълната между вълноводи 1 и 4, както за контраинтуитивния, така и за интуитивния ред на взаимодействията.



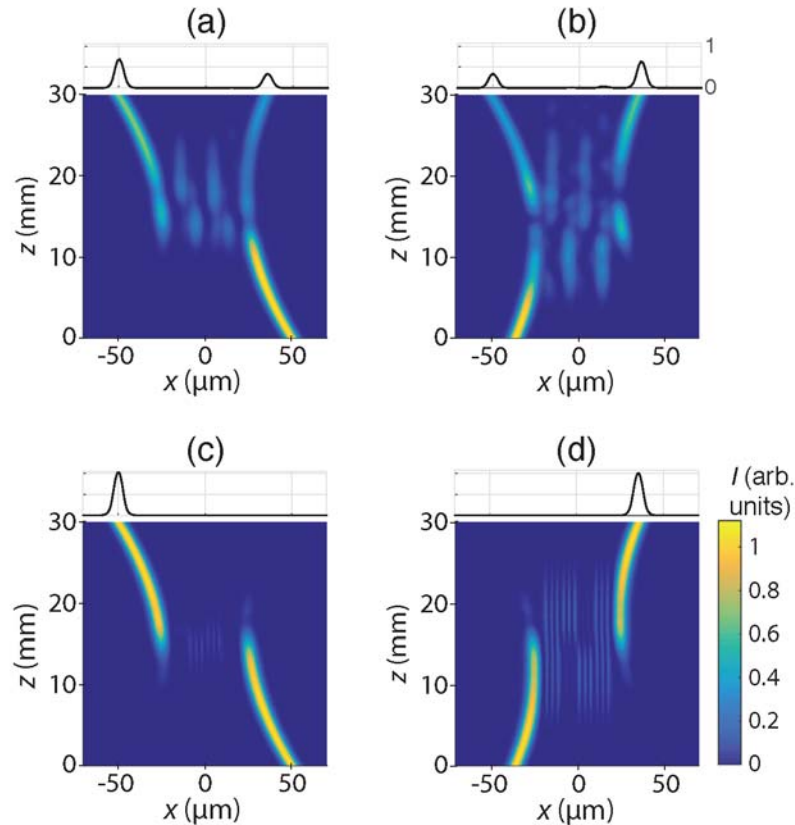
Фигура 50: Разпространение на вълната в три- вълноводна структура, както на фиг. 48 (c) и (d) ($\alpha = 6$), но за различни дължини на вълните (a) и (b) са при $\lambda = 1300$ nm (c) и (d) са при $\lambda = 1137$ nm.

Сега проверяваме горните очаквания, като извършваме числени симулации на разпространението на вълна във вълноводни структури, съдържащи общо три или шест равнинни вълновода. Предполага се, че вълноводите са написани в силициев диоксид, за който индексът на пречупване на облицовката е 1,44440 при 1550 nm [146]. В напречното x-измерение форматът на показателя на пречупващия индекс на всеки вълновод i се приема, че е $\Delta n_i(x) = \alpha_i \Delta n_0 \exp(-(x/d)^8)$, където $\Delta n_i(x)$ е амплитудата на контрастът на коефициента на пречупване за вълновод i и $\Delta n_0 = 0.004$. За простота считаме, че всички вълноводи имат една и съща $1/e$ полуширина $d = 4 \mu m$, но вътрешните вълноводи имат по-голям контраст на коефициент на пречупване (с коефициент $\alpha=6$) по отношение на външните (за които $\alpha=1$). Това създава несъответствие $\Delta\beta$ в константи за разпространение. Докато всички вълноводи от 2 до N-1 са прави, то двата външни вълновода имат параболична геометрична форма:

$$\delta x_1(z) = -72(z/L - 1/2 + 1/10)^2, \quad (39)$$

$$\delta x_N(z) = 72(z/L - 1/2 - 1/10)^2. \quad (40)$$

$\delta x_1(z)$ дава отклонението по x спрямо центъра на вълновод 1, а $\delta x_N(z)$ дава отклонението за вълновод N. Общата дължина на вълновода е $L = 30$ mm. Това дава максимално раздалечаване от $9.6 \mu m$



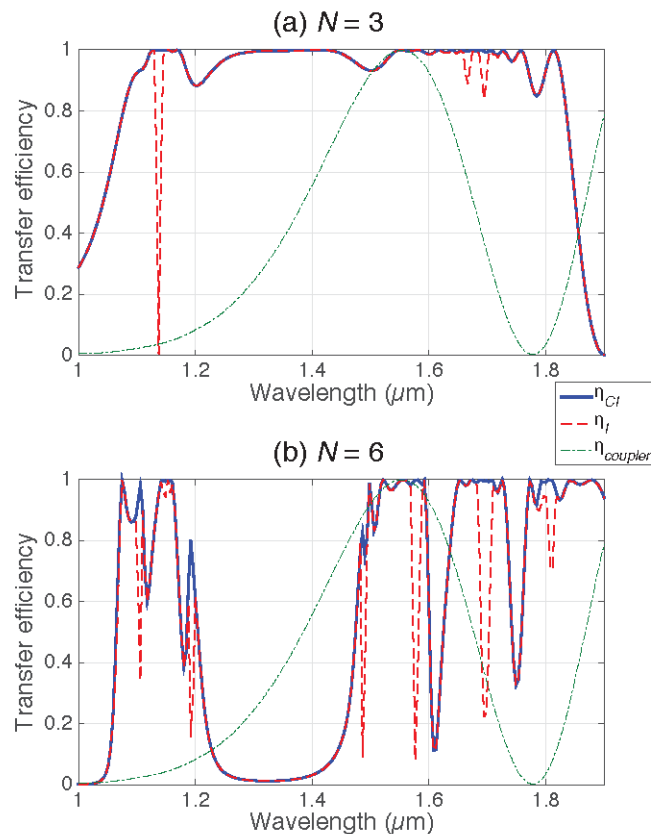
Фигура 51: Разпространение на електромагнитна вълна в равнинна вълноводна структура, от шест вълнова, симулация за инжектиране на светлина в десния вълновод (ляв колона) и в левия вълновод (дясната колона). Дължината на вълната е $\lambda = 1550 \text{ nm}$. (a) и (b) са за случая $\alpha = 1$. (c) и (d) са за $\alpha = 6$ (дизайн на показателя на пречупване, съответстващ на този от фиг. 1, буква (b)).

Първо, разглеждаме случая $N=3$ и ситуацията, при която $\alpha=1$ за всички вълноводи, тоест всички вълноводи имат идентичен индексен профил и по този начин $\Delta\beta = 0$. Очевидно, в този случай адиабатното елиминирание не може да се осъществи, тъй като условието (22) не е изпълнено. Независимо от това, когато светлината се инжектира в десния външен вълновод (в контраинтуитивен ред), се получава пълен пренос на светлина към най-левия вълновод, без възбуждане на средния. Това се вижда на фиг. 48 (a), симулиран за светлинна дължина на вълната от 1550 nm и съответства на стандартния СРАП процес във вълноводна структура от три вълновода [110-112]. За разлика от това, както може да се види на фиг. 48 (b), обратната ситуация, при която светлината се инжектира в левия вълновод (интуитивен ред) е много по-сложна и не води до съответно прехвърляне към противоположния външен вълновод. Това е проява на споменатата асиметрия на процеса СРАП по отношение на замяна ляво - дясно.

Фигури 48 (c) и 48 (d) показват ситуацията като тази от фиг. 48 (a) и 48 (b), но за случая с повишен индекс на контраста за централния вълновод ($\alpha = 6$). В този случай, преносът на светлина се извършва както от ляво на дясно, така и от дясно на ляво по симетричен начин, без почти никакво възбуждане на средния вълновод, както се очаква от теорията. Всъщност, за ситуацията на фиг. 48 (a) (c) и 48 (a) (d) условието за адиабатно елиминирание (22) е изпълнено.

Както се вижда от фиг. 49 (a), минималната стойност на съотношението

$|\Delta\beta|/(C_P^2 + C_S^2)^{1/2}$ е приблизително 4 (получена на местата, където C_P или C_S са максимални).



Фигура 52: Еволюция на ефективността на прехвърляне спрямо дължината на вълната за (a) $N = 3$ и (b) $N = 6$. Профилите на показателя на пречупване съответстват на тези от фиг. 48 η_{CI} (съответно η_I) - ефективност на прехвърляне на контраинтуитивния случай (съответно на интуитивния случай). Спектърът на ефективност се сравнява с този съставен от два прави вълновода ($\eta_{coupler}$) и настроен на дължина на вълната $1,55 \mu\text{m}$.

В случай на симетричен пренос на фиг. 48 (c) и 48 (d) е интересно да се визуализира развитието на ефективния детунинг $\Delta_{eff}(z)$ (фиг. 49 (b)) и на ефективното взаимодействие $C_{eff}(z)$ (фиг. 49 (c)), както и съответната ефективна RAP-подобна структура на вълноводи, което е показано на фиг. 49 (e). Както се вижда от фиг. 49 (b) и 49 (c), само комбинацията от основните режими във външните вълноводи и режим $m = 2$ в централния вълновод води до значителни стойности за Δ_{eff} и C_{eff} , което потвърждава отново горните разсъждения. Също така си струва да се отбележи, че както се вижда от фиг. 49(e), относителният контраст на индекса, който би бил необходим за предизвикване на горния ефективен детунинг $\Delta_{eff}(z)$, е доста малък. Независимо от това, това е достатъчно, за да предизвика адиабатен светлинен пренос, подобен на случаите, третиран изрично в Реф. [142].

Очевидно, освен адиабатното елиминирание, също е нужно и достатъчно голямо ефективно детуниране Δ_{eff} за да имаме симетричен трансфер, наблюдаван на фиг. 48 (c) и 48 (d). За да покажем това, ще разгледаме и контра примера на напълно симетричната структура, при която разстоянията между двата външни вълновода и централния са идентични за всички z , т.е. $\delta x_1(z) = -\delta x_2(z) = -72(\frac{z}{L} - \frac{1}{2})^2$, вместо

уравнения 50 (a) и (b). В този случай, константите на свързване на помпата и Стокс са същите, а ефективният детунинг Δ_{eff} в уравнение (25) изчезва навсякъде. Следователно, системата не може да премине през RAP процес, въпреки че адиабатното елиминирание на средния вълновод все още работи. Това се вижда от фиг. 48 (e) и 48 (f), което показва как светлината се разпределя между двата външни вълновода.

Фигури 50 (a) и 50 (b) представляват същите ситуации като фиг. 48 (c) и 48 (d), но за разпространяваща се дължина на вълната от 1300 nm вместо 1550 nm. Също така, тук се постига симетричен трансфер. Резултатите са още по-добри за набор от параметри с по-малко преходна светлина в централния вълновод в интуитивния случай (фиг. 50 (b)). Това се очаква, тъй като минималната стойност на коефициента на адиабатно елиминирание в уравнение (22) сега е приблизително 22, отново за свързване на режимите $m = 0$ и $m = 2$. Обърнете внимание, че прехвърлянето е ефективно, въпреки факта, че съотношението на уравнение (22) в този случай не е толкова голям ($\lesssim 1$). Поведението, наблюдавано на фиг. 48 (c) и 48 (d) и Фиг. 50 (a) и 50 (b) доказват стабилността на процеса, което води до поведение на ширококолентов преход. Тази устойчивост е свързана с адиабатното развитие на параметрите в RAP-подобен пренос на светлина между външните вълноводи.

Сега разглеждаме случай, при който има повече от три вълновода. Добре е да се помни, че многостъпален СРАП позволява да се постигне стабилно прехвърляне от първоначалното към крайно състояние чрез така нареченото адиабатно тъмно състояние, само ако общият брой състояния е нечетен и взаимодействието на Стокс предхожда взаимодействието на помпата (контраинтуитивен ред) [117, 138]. За нашите изчисления ние избираме четен общ брой вълноводи ($N = 6$), за да докажем, че за настоящия подход няма ограничение за четност или нечетност на вълновода. Фигури 51 (a) и 51 (b) показват отново случая, в който няма адиабатно елиминирание, тъй като всички вълноводи имат един и същ индекс на контраста ($\alpha = 1$) и по този начин $\Delta\beta = 0$. В този случай, поведението на разпространение е много чувствително към геометриите на вълновода и като цяло се получава доста сложно разпределение на светлината между различните изходи. За разлика от това, чрез увеличаване на несъответствието на постоянното разпространение с коефициент $\alpha = 6$, се наблюдава превключването на вълната между външните вълноводи, очаквани от RAP-подобен процес. Това се вижда от фиг. 51 (c) и 51 (d) за $\lambda = 1550$ nm.

Както вече беше споменато, важен момент е, че за нашите симулирани случаи външните вълноводи са по същество едномодови, но вътрешните вълноводи вече не са едномодови, веднага след като $\alpha > 1$. Това може да се види например на фиг. 48(d), когато преходната светлина в централния вълновод за интуитивния случай (дясна колона) се разпространява в режим на трети ред (с константа на разпространение β_2). Това е по-високо поддържащият режим на вълновод 2 и затова този режим има най-малкия $\Delta\beta$ с константата на разпространение β_0 на вълноводи 1 и 3. По принцип, основният режим във входния вълновод може да се свърже с всеки от режимите на вътрешните. Подобно на RAP поведение, превключване може да бъде получено при условие, че критерият (22) е изпълнен за всеки от режимите. С други думи, цялата константа на разпространение трябва да е достатъчно далеч от константата на разпространение на основния режим във външните вълноводи. Ако това не е удовлетворено, прехвърлянето между външните вълноводи вече не е ефективно. Следователно, влиянието на конкуренцията между режимите влияе върху стабилността на трансферната ефективност. Те се определят от $\eta_{CI} = P_1(z = L)/P_N(z = 0)$ за

контраинтуитивния случай и $\eta_I = P_N(z=L)/P_1(z=0)$ за интуитивния случай, където $P_i(z)$ е мощността на електричното поле във вълновода i на разстояние z . Това е илюстрирано на фиг. 52, представящо ефективността на прехвърляне η_{CI} и η_I за $N=3$ и $N=6$ като функция на дължината на вълната. Дисперсията на показателя на пречупване се дава чрез [146], но пренебрегваме вариацията на дължината на вълната, $\Delta n_0 = 0.004$ за всички дължини на вълната.

Устойчивостта на прехвърлянето чрез адиабатно елиминиране ясно се вижда за 3-вълноводният случай, където се получава доста плосък профил над 600 nm (фиг. 52(a)). Спадът на ефективността при къси дължини на вълната (≤ 1150 nm) се дължи на комбинация от два фактора. Първият е намаляването на константите на свързване с намаляване дължината на вълната, вторият е появата на нов мод в централния вълновод. За интуитивния случай, ефективността дори спада до нула за определена дължина на вълната около 1,14 μm , поради изключително малък детунинг в тази област. За контраинтуитивния случай, ефективността η_{CI} все още е 1, както е показано на фиг. 50 (c), тъй като във вълновод 2 за контраинтуитивния случай никога няма светлина (както за СРАП). Следователно, за специфични дължини на вълната и/или специфични стойности на α , структурата може да действа като преобразувател на режима или филтър на режима. При по-големи дължини на вълната ефективността отново спада, тъй като дължината на вълната се приближава до честотата на прекъсване за този мод и $\beta_2 \rightarrow \beta_0$. За $\lambda > 1,8 \mu\text{m}$, за контраинтуитивния случай (респ. интуитивния случай), светлината се прехвърля изцяло от вълновод 1 (съответно вълновод 3) към вълновод 3 (респ. вълновод 1) по време на разпространението, но се връща обратно до вълновод 1, като по този начин намалява η .

6.5 Аналог на електромагнитна индуцирана прозрачност и ефект на Аутлет-Таун

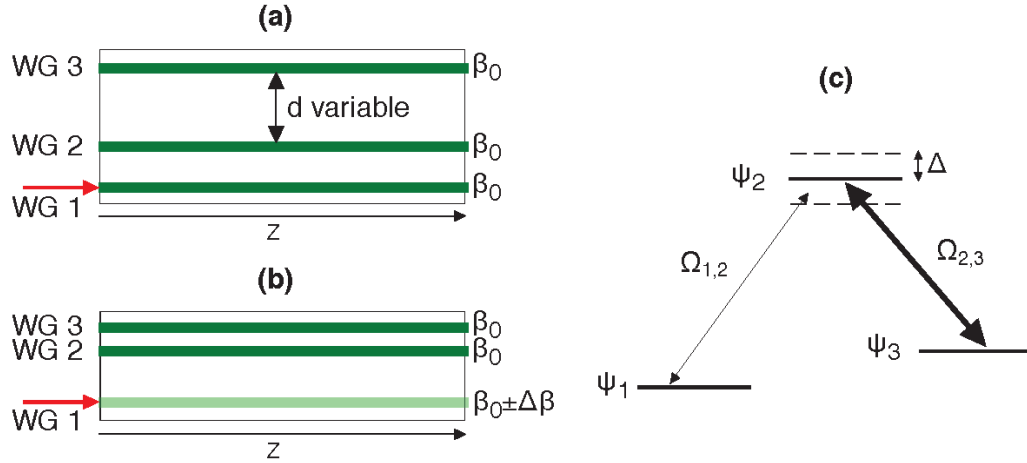
Друг важен квантов ефект, който има пряка аналогия с класическите оптични системи, е електромагнитно индуцираната прозрачност (ЕИП) [147-149]. Различни ЕИП-подобни оптични системи са демонстрирани или предложени на базата на резонаторни кухни [150-152], на електрически контролиран периодично осветен литиев ниобат [153], или на други фоторефрактивни материали [154]. Предложени са също възможни приложения за фотонни превключватели [155] или фотонни логики [156], вдъхновени от ЕИП.

В настоящия раздел ние демонстрираме теоретично и експериментално, че дори много по-опростена оптична система, съставена от три еванесово свързани вълноводи, може да се държи по начин, аналогичен на ЕИП. Освен това, чрез правилното взаимно детуниране на константите на разпространение във вълноводните, ние демонстрираме, че вълнообразен масив може да показва функционалности, аналогични на Аутлет-Таун ефект [157].

Оптичната система, използвана за демонстриране на еквивалентността с ЕИП и ефекта на Аутлет-Таун, е показана на фиг. 53 и се състои от три плътно разположени планарни оптични вълноводи. Първоначално, светлина се инжектира във входния вълновод 1 (WG 1). Предполагаме, че при желание контрастът на показателя на пречупване на този вълновод може да бъде променен по отношение на един от другите два вълновода, което води до промяна на надлъжната константа на разпространение във вълновода с $\Delta\beta$, по отношение на обща константа на разпространение β_0 , спрямо

вълноводи 2 и 3 (фиг. 53 (b)).

В параксиалното приближение разпространението на монохроматичен светлинен лъч в този вид структура може да бъде описано в рамките на теорията на свързания режим, за която проблемът се третира по дискретен начин чрез отчитане връзка само между най-близките съседи [143 , 158].



Фигура 53: Конфигурация на вълновод, аналогичен на ЕИП, където разстоянието d между WGs2 и 3 е променливо (a) и ефектът на Аутлет-Таун (b). В (a) трите вълновода са идентични, докато в (b) контраста на WG1 се различава от този на WG2 и WG3, което води до различна надлъжна константа на разпространение. (c) показва еквивалентната дискретна тристепенна квантова система, съчетана с кохерентни полета при, или близо до резонанса. $\Omega_{1,2}$ и $\Omega_{2,3}$ са съответните честоти на Раби.

Съответната еволюция на амплитудите на вълните може да бъде описана чрез набор от три свързани диференциални уравнения (в матрична форма) [159]

$$i \frac{d\mathbf{A}(z)}{dz} = \mathbf{H}(z)\mathbf{A}(z), \quad (41)$$

която има формата на уравнение на Шрьодингер, и където вектора $\mathbf{A} = (A_1(z), A_2(z), A_3(z))^T$ съдържа амплитудите на основния мод в отделните вълноводи.

Матрицата \mathbf{H} описва взаимодействието между вълноводите. За случая, когато WG2 и WG3 са идентични (с константи на разпространение $\beta_2 = \beta_3 \equiv \beta_0$) и се различават от WG1 (константа на разпространение $\beta_1 = \beta_0 + \Delta\beta$), имаме [143, 158]:

$$\mathbf{H}(z) = \begin{pmatrix} 0 & C_{1,2}e^{i\Delta\beta z} & 0 \\ C_{2,1}e^{-i\Delta\beta z} & 0 & C_{2,3} \\ 0 & C_{2,3} & 0 \end{pmatrix}. \quad (42)$$

Обърнете внимание, че като цяло константите на свързване за двата различни вълновода не са равни ($C_{1,2} \neq C_{2,1}$) [158], докато при нас, в уравнение (42) имаме $C_{2,3} = C_{3,2}$. Терминът $\Delta\beta$ отразява несъответствието между скоростта на разпространение на вълните във вълноводи 1 и 2 и играе ролята на детунинг за квантова система.

Уравненията (41) и (42) могат да бъдат приведени в по-удобна симетрична и z -независима форма, като се извърши неунитарна трансформация $A_{1'}(z) = \sqrt{C_{2,1}/C_{1,2}} \exp(-i\Delta\beta z)A_1(z)$, $A_{2'}(z) = A_2(z)$, $A_{3'}(z) = A_3(z)$, което води до:

$$i \frac{d}{dz} \begin{pmatrix} A_{1'}(z) \\ A_{2'}(z) \\ A_{3'}(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta\beta & C_s & 0 \\ C_s & 0 & C_p \\ 0 & C_p & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{1'}(z) \\ A_{2'}(z) \\ A_{3'}(z) \end{pmatrix}. \quad (43)$$

Тук $C_s \equiv \sqrt{C_{1,2}C_{2,1}}$ е средната геометрична стойност на константи на свързване между вълноводи 1 и 2 на (фиг. 53), а $C_p \equiv C_{2,3} = C_{3,2}$ е константата на свързване между вълноводи 2 и 3. Ако прехвърлим надлъжната z зависимост, в зависимост от времето, уравнение (43) става идентично с уравнението на Шрьодингер за трите състояния на ламбда система, изобразена на фиг. 53 (с) [4], като ролята на $\Delta\beta$ се поема от детунинга Δ . В тази аналогия, константата на свързване C_s е аналог на честотата на Раби $\Omega_s \equiv \Omega_{1,2}$ за полето на сигнала, което свързва състоянията Ψ_1 и Ψ_2 , докато C_p е свързано с честотата на Раби $\Omega_p \equiv \Omega_{2,3}$ за полето на помпата, което свързва състояния Ψ_2 и Ψ_3 .

В случая, когато константата на свързване C_p (между вълноводи 2 и 3) е много по-силна от средната константа на свързване C_s (между вълноводи 1 и 2), естествено е диагонализирането на силната връзка на матрицата в (43), което води до ефективна двувълноводна система. Чрез дефиниране на нов базис:

$$\mathbf{B} = \left(A_{1'}, \frac{A_{2'}+A_{3'}}{\sqrt{2}}, \frac{A_{2'}-A_{3'}}{\sqrt{2}} \right)^T, \quad (44)$$

уравнение (43) се пренаписва като:

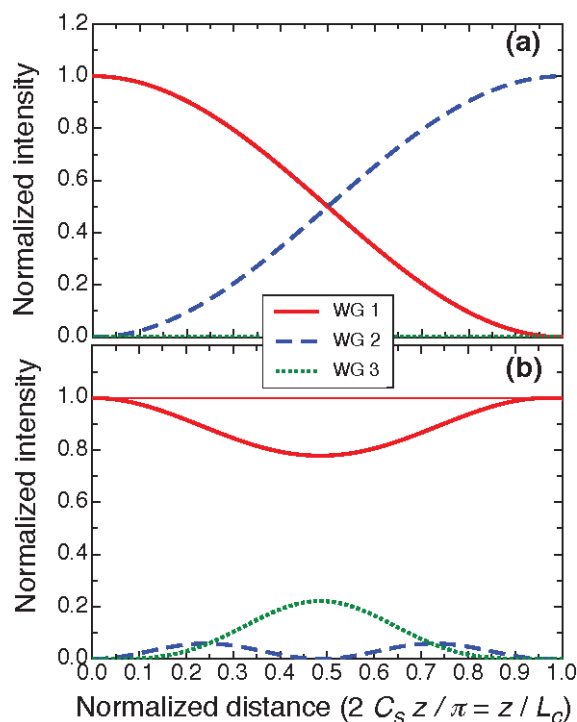
$$i \frac{d}{dz} \begin{pmatrix} B_1(z) \\ B_2(z) \\ B_3(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta\beta & C_s/\sqrt{2} & C_s/\sqrt{2} \\ C_s/\sqrt{2} & C_p & 0 \\ C_s/\sqrt{2} & 0 & -C_p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_1(z) \\ B_2(z) \\ B_3(z) \end{pmatrix}. \quad (45)$$

Тъй като, както беше споменато по-горе, системата с три вълновода е формално аналогична на ламбда система с три състояния, тя трябва да може да показва явления, еквивалентни на Електромагнитна Индуцирана Прозрачност (ЕИП) [147-149, 160] и ефекта на Аутлет-Таун (АТ) [157], както обсъдените по-нататък с помощта на уравнения (43) и (45).

Нека първо разгледаме случая с три резонансни вълновода, показани на фиг. 53 (а), за които $\Delta\beta = 0$. Ако третият вълновод (WG3) е далеч от WG2, константата на свързване C_p е слаба ($C_p \ll C_s$) и проблемът се свежда до два вълновода, за които амплитудата на светлината се колебае синусоидално между вълноводи 1 и 2. Ако разстоянието между вълноводи 1 и 2 и контраста на индекса на пречупване са избрани така, че дължината L на вълноводите да съответства на една дължина на свързване, $L = L_c = \pi/(2C_s)$, цялата светлина, инжектирана в WG1 излиза от WG2, така че WG1 може да се счита за напълно непрозрачна за радиацията. Това е еквивалентно на прилагане на π -импулс към квантова система с две нива, свързана с кохерентно резонансно поле. Ситуацията се променя напълно, ако взаимодействието C_p се увеличи чрез приближаване на WG3 до WG2 (като разстоянието между WG1 и WG2 е непроменено). В граничния случай, когато $C_p \gg C_s$, WGs 2 и 3 образуват облечено състояние, което предотвратява прехвърлянето на светлина от входния вълновод WG1 към вълновод WG2 и WG1, става напълно прозрачен. Можем да разберем улавянето на светлината във вълновод 1 със следните аргументи: светлината има два начина за достигане до втория

вълновод - или директно от WG1, или чрез пътя WG1 - WG2 - WG3 - WG2. Последният канал има сравнима вероятност с първия, тъй като C_p е голям. Следователно, тъй като всяко прехвърляне от един вълновод към друг е свързано с фазово изместване $\pi/2$, амплитудите за тези пътища показват силна деструктивна интерференция и светлината остава затворена в WG1. Това е вярно, въпреки факта, че дължината на вълновода все още съответства на една дължина на свързване между WGs 1 и 2. Това явление става аналогично на квантовия ефект на ЕИП, който може да се наблюдава в атомна система от три състояния на фиг. 53 (c), когато състоянията Ψ_2 и Ψ_3 са свързани със силно резонансно поле.

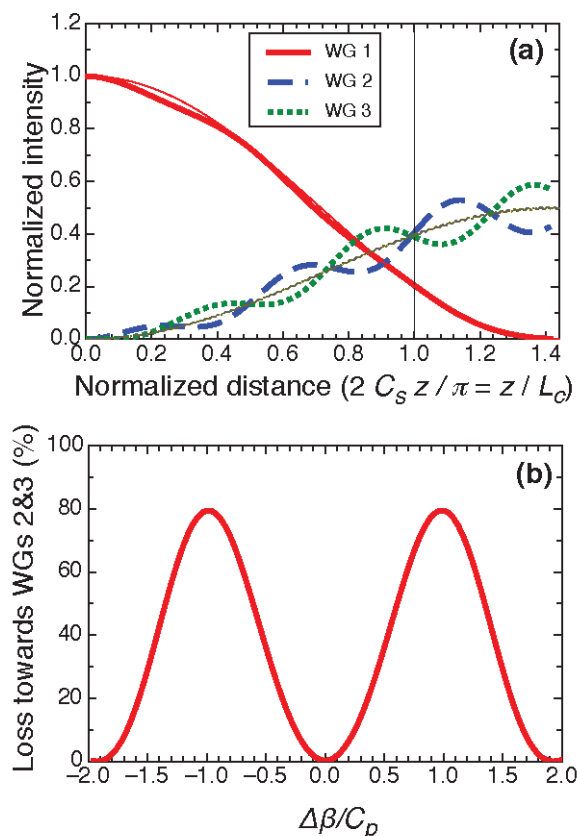
Горните аргументи са илюстрирани на фиг. 54, която показва квадрата на амплитудите $|A_j(z)|^2$ (пропорционални на пиковите интензитети в центъра на вълновод j) за случая $C_p \ll C_s$ (фиг. 54 (a)), и за случая $C_p = 5C_s$ (фиг. 54 (b)). Последният случай съответства приблизително на условията, използвани за експериментална демонстрация в режима на ЕИП, обсъден по-нататък.



Фигура 54: Нормализирани интензитети $|A_j(z)|^2$ като функция от разстоянието z , нормализирано към дължината на взаимодействието, получена чрез интегриране на уравнение (43) за $\Delta\beta = 0$. Случаят (a) е за голямо разстояние между WGs 2 и 3, така че $C_p \ll C_s$ съответства на ефективна система от два вълновода WGs 1 и 2. За случай (b), разстоянието между WGs 2 и 3 е намалено, така че $C_p = 5C_s$ (дебели линии) и WG 1 става прозрачен, по аналогия с ефекта на ЕИП. Тънката пълна линия в (b) е за границата на по-силно свързване между WGs 2 и 3, $C_p = 100C_s$.

В случая, когато преносът на светлина от вълновод 1 е подтиснат поради силно взаимодействие на вълноводи 2 и 3, този трансфер може да бъде активиран отново чрез промяна на константата на разпространение във вълновод 1 с подходящо изменение $\Delta\beta$ (Фиг. 53 b). Всъщност, има две специфични стойности на $\Delta\beta$, за които два от трите диагонални елемента в хамилтоновата матрица на уравнение (45) стават равни. За тези стойности, $\Delta\beta = \pm C_p$, разпространението във вълновод 1 става резонансно или със

смесеното състояние B_2 , или със състоянието B_3 , които са свързани с основните симетрични и антисиметрични супермодове на вълноводи 2 и 3, съответно. По същество, това резонансно свързване е проявата на разделянето на Аутлет-Таун [157] в нашата система за свързване на вълноводи. Фигура 55 (a) илюстрира изчисленото развитие на нормализираните интензитети в трите вълноводи при условията на фиг. 54 (b) ($C_p = 5C_s$, дебели линии), но за $\Delta\beta = C_p$. Очевидно, WG 1 вече не е прозрачен и трансферът на светлина към WG 2 и 3 отново е ефективен. Както в предишния случай, малките трептения в еволюцията изчезват, ако връзката между състоянията 2 и 3 се увеличи допълнително (тънки линии). Заслужава да се отбележи, че както се вижда на фиг. 55 (a), за разстояние $z = L_c$, прехвърлянето не е завършено. Теорията обаче предвижда пълен трансфер за разстояние на разпространение с фактор $\sqrt{2}$ по-дълъг. Това може да се обясни, като се разгледа коефициентът $1/\sqrt{2}$, наложен върху константата на свързване C_s чрез диагонализацията на силната част на свързване на хамилтоновата матрица в уравнение (45). Накрая, представяме на фиг. 55 (b) спектъра на съотношението на светлинния трансфер от WG1 към другите два вълновода като функция на $\Delta\beta$. Точката при $\Delta\beta = 0$ съответства на случая на ЕИП, обсъден по-горе, докато двата пика дават двата резонанса на Аутлет-Таун при $\Delta\beta = \pm C_p$. Отново, двете изчислени пикови стойности за светлинния пренос при двата резонанса, достигат само приблизително 80%, тъй като са взети на разстояние $z = L_c$, а не при $z = \sqrt{2}L_c$.



Фигура 55: (a) Нормализирани интензитети $|A_j(z)|^2$ като функция от разстоянието z , обезмерени спрямо дължината на взаимодействието. Резултатът е получен чрез интегриране на уравнение (43) или (45) за $\Delta\beta = C_p$. Дебелите линии са за $C_p = 5C_s$, тънките линии са за $C_p = 100C_s$. (b) Зависимост на загубата за WG1, поради свързване

към WGs 2 и 3 като функция от $\Delta\beta$ за $C_p = 5C_s$ и $z = L_c = \pi/(2C_s)$. Точките при $\Delta\beta = \pm C_p$ дават двата резонанса на Аутлет-Таун.

6.6 Аналог на стимулиран Раманов адиабатен преход между две състояния

Разглеждаме два съседни вълновода с различни константи на надлъжно разпространение $\beta_1(z)$ и $\beta_2(z)$ за фундаменталния мод. В параксиално приближение разпространението на монохроматична светлинна вълна в такава структура може да бъде анализирано, като се включва еванесонова връзка между вълноводите. Съответната еволюция на амплитудите на вълните може да бъде описана от две свързани диференциални уравнения, както в [110, 161, 162]:

$$i \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} a_1(z) \\ a_2(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\Delta\beta(z)/2 & C(z) \\ C(z) & \Delta\beta(z)/2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1(z) \\ a_2(z) \end{bmatrix}. \quad (46)$$

Тук компонентите на $A(z) = [a_1(z), a_2(z)]^T$ са пропорционални на амплитудите на основните модове в двата вълновода. А матрицата $H(z)$ е аналог на Хамилтониан и описва взаимодействието между модовете на вълновода. $H(z)$ включва детунинг $\Delta\beta(z) = \beta_2(z) - \beta_1(z)$ и константа на свързване между двата вълновода $C(z)$. Замествайки пространствената координата z с времевата координата t в уравнението на Шрьодингер (46), тя е напълно еквивалентна на свързана квантова система с две нива, чиято динамика се описва от същото уравнение, в приближение на въртяща се вълна [3, 42]. Ролята на свързващата константа $C(z)$ е аналог на честотата на Раби $\Omega(t)$, а детунинга е аналог на $\Delta\beta(z)$.

Уравнение (46) е записано в адиабатен базис, но ние можем да го пренапишем за адиабатен базис, в който базисните вектори са локалните (мигновени) собствени вектори на променящия се в пространството Хамилтониан. Това води до

$$i \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} b_1(z) \\ b_2(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\epsilon(z) & -i d\theta/dz \\ i d\theta/dz & \epsilon(z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_1(z) \\ b_2(z) \end{bmatrix}, \quad (47)$$

където ϵ и θ се задават

$$\epsilon(z) = (C^2(z) + (\Delta\beta/2)^2)^{1/2}, \quad (48)$$

и

$$\theta(z) = \frac{1}{2} \arctan(2C(z)/\Delta\beta(z)). \quad (49)$$

Векторът $B(z) = [b_1(z), b_2(z)]^T$ съдържа амплитудите в адиабатния базис. Връзката между амплитудите в двата базиса е $A(z) = R(\theta(z))B(z)$, с матрица на свързване:

$$R(\theta(z)) = \begin{bmatrix} \cos\theta(z) & \sin\theta(z) \\ -\sin\theta(z) & \cos\theta(z) \end{bmatrix}. \quad (50)$$

При адиабатна еволюция $C(z)$ и $\Delta\beta(z)$ се променят плавно, така че и $\theta(z)$ се променя плавно. За да имаме адиабатна еволюция, трябва да изпълним следното условие:

$$\frac{1}{2} \left| \frac{\partial C}{\partial z} \Delta\beta - C \frac{\partial \Delta\beta}{\partial z} \right| \ll \left(C^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2} \right)^2 \right)^{3/2}. \quad (51)$$

При адиабатна еволюция, векторът на състоянието $V(z)$ остава фиксиран в адиабатния базис. По-специално, ако състоянието $V(z)$ съвпада с единично адиабатно състояние на известно разстояние z , тогава то ще остане в това адиабатно състояние, докато еволюцията е адиабатна, векторът на състоянието $V(z)$ ще последва адиабатично това състояние.

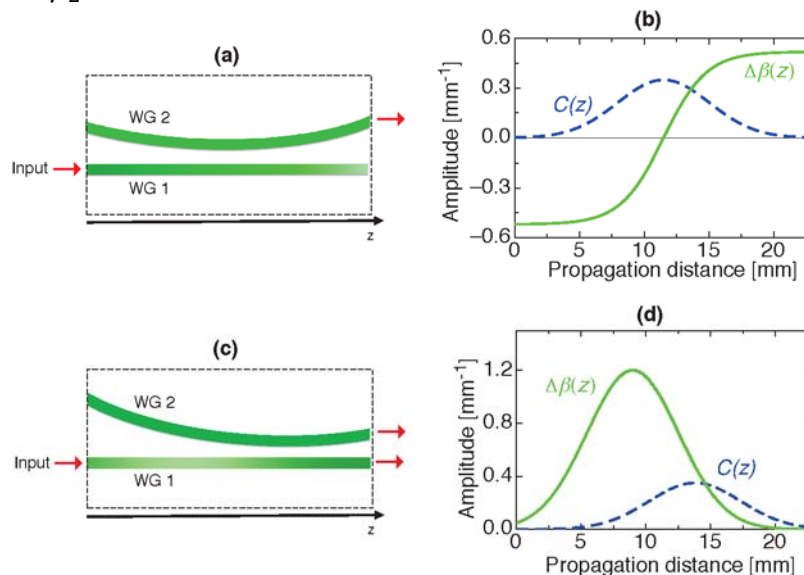
Двете собствени състояния на матрицата на въртене (50) са:

$$B_-(z) = a_1 \cos\theta(z) - a_2 \sin\theta(z), \quad (52)$$

$$B_+(z) = a_1 \sin\theta(z) + a_2 \cos\theta(z), \quad (53)$$

където a_1 и a_2 са двете адиабатни състояния на системата. Като цяло, векторът на състоянието $V(z)$ е подравнен с първоначалното състояние в началото на еволюцията и в края на разпространението достига определеното целево състояние. При подходящи условия, това подравняване може да бъде с единично адиабатно състояние или със суперпозиция на адиабатните състояния. В първата ситуация това състояние се нарича състояние на адиабатен трансфер.

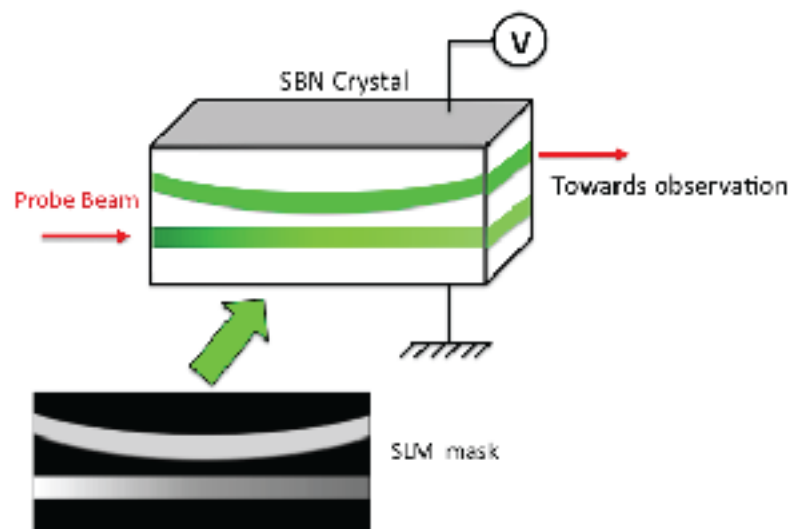
В следващите раздели ще приложим и проверим горепосоченото общо поведение към специфичните случаи на СРАП-подобен пренос на светлина. Вълноводните структури, които се изследват, са показани схематично на фиг. 56. Те са съставени от два равнинни вълновода, където светлината е ограничена само в равнината на чертежа. Единият вълновод е прав (WG1), докато другият е слабо извит (WG2) така, че разстоянието, което ги разделя, и константата на свързване C се променят по z . Константата на разпространение β_1 на WG1 се променя със z , което в нашия случай се постига чрез изменение на контраста на нейния рефракционен индекс. Константата на разпространение β_2 остава постоянна.



Фигура 56: (а) Схема на вълнообразната структура, осигуряваща оптична аналогия на адиабатен процес, и (b), съответстваща на надлъжна еволюция на константата на свързване $C(z)$ и на детунинг $\Delta\beta(z)$. (с) Схеми на вълнообразната структура, осигуряваща оптична аналогия на двустепенния СРАП процес и (d), съответстваща

еволюция на $C(z)$ и $\Delta\beta(z)$ (случай А). Обърнете внимание, че на схемите (а) и (с) надлъжните и напречните размери не са в един мащаб.

Структурата на вълновода, използвана за симулиране на адиабатният процес, е показана схематично на фиг. 56 (а). Съответно, промяната на параметрите $C(z)$ и $\Delta\beta(z)$ са показани на фиг. 56(b). Тези параметри имитират експерименталната ситуация, обсъдена по-долу. За да се осъществи адиабатният процес, от съществено значение е детунинга да пресича нулата по време на еволюцията, какъвто е случаят с функцията $\Delta\beta(z)$ на фиг. 56(b), която следва \tanh функция с нейната нула, съответстваща на максимум на параметъра $C(z)$ (най-близкото разстояние между вълноводите). На начални и късни разстояния, величината $|\Delta\beta(z)|$ е много по-голяма от $C(z)$, докато обратното е вярно близо до точката на пресичане. Тъй като ъгълът на смесване $\theta(z)$ зависи силно от съотношението $C/\Delta\beta$ (виж уравнение (49)), $\theta(z)$ ще се променя по време на разпространението. Първоначално, ($z = 0$) това съотношение клони към 0 и 2θ е почти равно на π , така че $\theta \approx \pi/2$. С увеличаване на z , $C(z)$ и $\Delta\beta(z)$ се увеличават, а $\Delta\beta(z)$ се приближава до нула от отрицателната страна), което води до намаляване на $\theta(z)$. На половин разстояние $\Delta\beta(z)$ изчезва и $C(z)$ достига своя максимум, така че там $2\theta = \pi/2$ и $\theta = \pi/4$. По-нататък, $\Delta\beta(z)$ продължава да се увеличава и отново става много по-голям от $C(z)$, така че θ клони към нула на големи разстояния. Следователно, започвайки първоначално от състояние A_1 (цялата светлина в WG1), системата следва адиабатното състояние $B_+(z)$ от уравнение (53), и в крайна сметка се оказва в състояние A_2 (цялата светлина в WG2). Това предполага, че трябва да се осъществи пълен трансфер на светлина. Този адиабатен процес е устойчив и се очаква да се осъществи в широк диапазон от всички параметри и на дължините на разпространението на вълната за даден дизайн, което означава, че поведението трябва да бъде силно ахроматично.

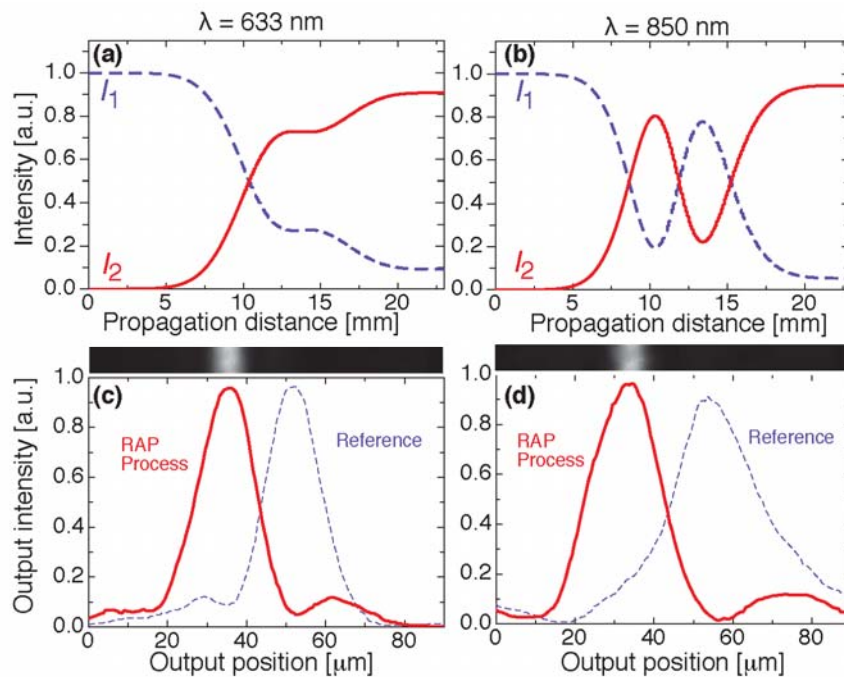


Фигура 57: Схеми на техниката за създаване на реконфигурируеми вълноводни структури. Контролен лъч с дължина на вълната $\lambda = 532 \text{ nm}$ носи структурата на вълноводите. Последният е оформен от пространствен модулатор на светлината (SLM) и е изобразен на повърхността на кристала SBN, към който е приложено електрическо поле по неговата полярна ос. Пробният лъч (алтернативно при $\lambda = 633 \text{ nm}$ или $\lambda = 850 \text{ nm}$) се разпространява през получените вълноводни структури.

Проверихме горните очаквания с помощта на фотоиндуцирани динамични

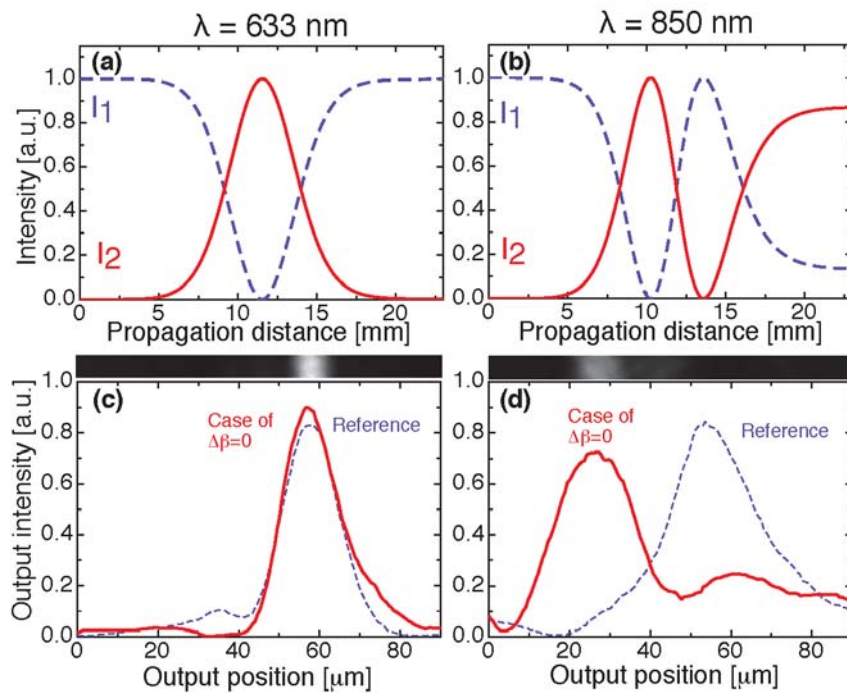
вълноводи, записани чрез странично осветление за управление на $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ (SBN) кристал с $x = 0.61$. Силно опростена концептуална схема на този метод е показана на фиг. 57. По същество, комбинацията от локално осветление от контролния лъч и от електрическото поле, приложено към фоторефрактивния кристал SBN, води до локална модификация на индекса на пречупване за кристала. Тази модификация е такава, че максимумите на показателя на пречупване се намират в позициите на максимално осветяване, което води до вълноводни структури. Вариации на индексния контраст (и на константата на разпространение) могат да бъдат постигнати чрез локално променяне на интензитета на управляващата светлина, насочена от модулатора на пространствената светлина (SLM) към кристала. Тъй като записът и изтриването на структурите отнема само няколко десетки от секундата за SBN, техниката осигурява предимството да може да се произвеждат реконфигурируеми структури в кристал. Освен това, динамиката на процеса на запис на вълновод може да бъде използвана, за да характеризира индексния контраст интерферометрично. Тъй като техниката е била използвана по-рано [116, 120, 138], ние се позоваваме на съответните произведения за допълнителни подробности.

Дизайнът на конфигурацията на вълновода, използван за демонстриране на адиабатен ефект е такъв, че както $C(z)$, така и $\Delta\beta(z)$ имат плавна еволюция, за да задоволят критерия за адиабатност в границите, разрешени в нашия експериментален подход. Номиналните z -зависимости, съответстващи на фиг. 56(b), са $C(z) = C_{max} \exp[-((z - z_0)/\sigma_0)^2]$ и $\Delta\beta(z) = \Delta\beta_{max} \tanh[2\pi(z - z_0)/L]$, където C_{max} е максимумът на константата на свързване, достигната при половината от разстоянието на разпространение $z_0 = 11.5 \text{ mm}$, $\sigma_0 = 5 \text{ mm}$ е $1/e$ полуширината за гауссов импулс, $\Delta\beta_{max}$ е максимумът на разстройката и $L = 23 \text{ mm}$ е пълната дължина на кристала. Параметрите C_{max} и $\Delta\beta_{max}$ зависят не само от конструкцията на вълновода, но и от дължината на вълната на ползваната светлина. Стойностите C_{max} и $\Delta\beta_{max}$ бяха оценени чрез провеждане на предварителни експерименти в немодулирани вълноводи. Докато наблюдението на свързването на вълните в паралелни вълноводи води до оценка на константата на свързване, оценката на $\Delta\beta$ изисква да се извърши интерферометрично измерване по време на процеса на формиране на вълноводите. За нашите експериментални условия ние оценяваме параметрите с точност 15%, $C_{max} = 0.35 \pm 0.05 \cdot \text{mm}^{-1}$ и $\Delta\beta_{max} = 0.52 \pm 0.08 \cdot \text{mm}^{-1}$ за 633 nm, както и $C_{max} = 0.49 \pm 0.07 \cdot \text{mm}^{-1}$ и $\Delta\beta_{max} = 0.32 \pm 0.05 \cdot \text{mm}^{-1}$ за 850 nm. С горните параметри очакваното развитие на интензитета на светлината в двувълноводната структура на фиг. 56 (a) + (b) може да бъде получено от уравнение (46) и е показано на фиг. 58 (a) и 58 (b), за дължините на вълните 633 и 850 nm, съответно. И в двата случая, на изхода на структурата се очаква по същество превключване от WG1 към WG2. Съответните експериментални резултати са показани на фиг. 58 (c) и 58 (d), които изобразяват профила на интензитета на изхода на кристала. Прекъснатите сини линии дават изхода на еталонния вълновод, т.е. WG1 при липса на WG2. А когато имаме адиабатна еволюция с два вълновода, светлината се прехвърля към WG2 и за двете дължини на вълните (плътни червени линии).



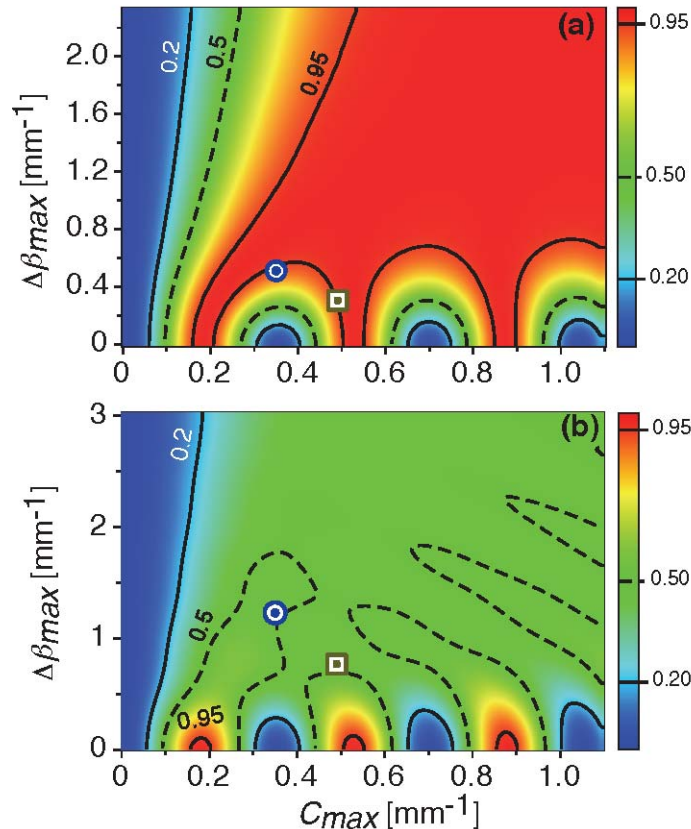
Фигура 58: Теоретични очаквания и експериментална проверка на адиабатният пренос на светлина за параметрите, дадени в текста. (а) Числена симулация на пространствено развитие на интензитета във вълновод 1 (синя пунктирана крива) и вълновод 2 (плътна червена крива) за $\lambda = 633 \text{ nm}$. (b) Същото за $\lambda = 850 \text{ nm}$. (c) Измерено разпределение на изходния интензитет от вълновод 1, но при липса на вълновод 2 (еталон, синя пунктирана линия) и с присъствието на двата вълновода (плътна червена линия). (d) Същото за $\lambda = 850 \text{ nm}$ и същата структура.

Струва си да се провери, че разстройката е от съществено значение за възникването на горепосочения адиабатен пренос на светлина. Фигура 59 показва очакваното и измерено поведение за същата вълнова структура, водеща до резултатите от фиг. 58, но при липса на разстройка ($\Delta\beta(z) = 0$). Както се вижда на фиг. 59, в този случай адиабатният процес не се осъществява, и резултатите не са стабилни. По същество, пълно връщане на светлината към правия вълновод се очаква за $\lambda = 633 \text{ nm}$, докато силно прехвърляне към извития вълновод се очаква за $\lambda = 850 \text{ nm}$ (вж. Фиг. 59 (a) и (b)). Това се потвърждава и от експерименталните резултати на фиг. 59 (c) и 59 (d), съответно. Следователно, такава структура по същество не е адиабатна, а светлината се прехвърля от единия до другия вълновод посредством Раби осцилации, с много различни разпределения на изхода за двете входни дължини на вълната.



Фигура 59: Пример за адиабатен процес при отсъствие на детунинг ($\Delta\beta(z) = 0$). (a) Очаквано развитие на интензитета в първи вълновод (синя пунктирна крива) и втори вълновод (плътна червена крива), съгласно уравнение (46) за $\lambda = 633$ nm. (b) Същото за $\lambda = 850$ nm. (c) Измерено разпределение на изходния интензитет на вълновод едно, но при липса на вълновод две (еталон, синя пунктирна линия) и с присъствието на двата вълновода (плътна червена линия). (d) Същото за $\lambda = 850$ nm и същата структура.

Въпреки че експериментите с адиабатен пренос на светлина от фиг. 58 дават задоволителни резултати, съответните експериментални параметри все още са на ръба на зоната, за която адиабатното условие е изпълнено ($C_{max}, \Delta\beta_{max}$). За да илюстрираме това, ние изучаваме устойчивостта по отношение на тези два параметъра, като начертаваме очаквания интензитет на прехвърлен към WG2 като функция на C_{max} и $\Delta\beta_{max}$. Фигура 60 (a) дава контурна фигура на теоретично очакваната стойност на прехвърления интензитет като функция от тези два параметъра ($C_{max}, \Delta\beta_{max}$). Очевидно, експерименталните параметри (син кръг за 633 nm и зелен квадрат за 850 nm) са на границата на червената област с максимална адиабатност. При липса на разстройка, съответстват на точки от абсцисата на диаграмата на фиг. 60 (a). Също така си струва да се отбележи, че при увеличаване на дължината на вълната, се получава по-висока константа на свързване, но по-ниска разстройка. Това означава, че увеличаването на дължината на вълната съответства на движението, напречно по отношение на посоката, водеща до максимално изпълнение на адиабатното условие. Намаляването на разстройката се дължи от една страна на пропорционалността на β от $\frac{1}{\lambda}$, и от друга страна, на леко намаляване на електрооптичната реакция и на индексния контраст в материала SBN за по-дълги дължини на вълните.



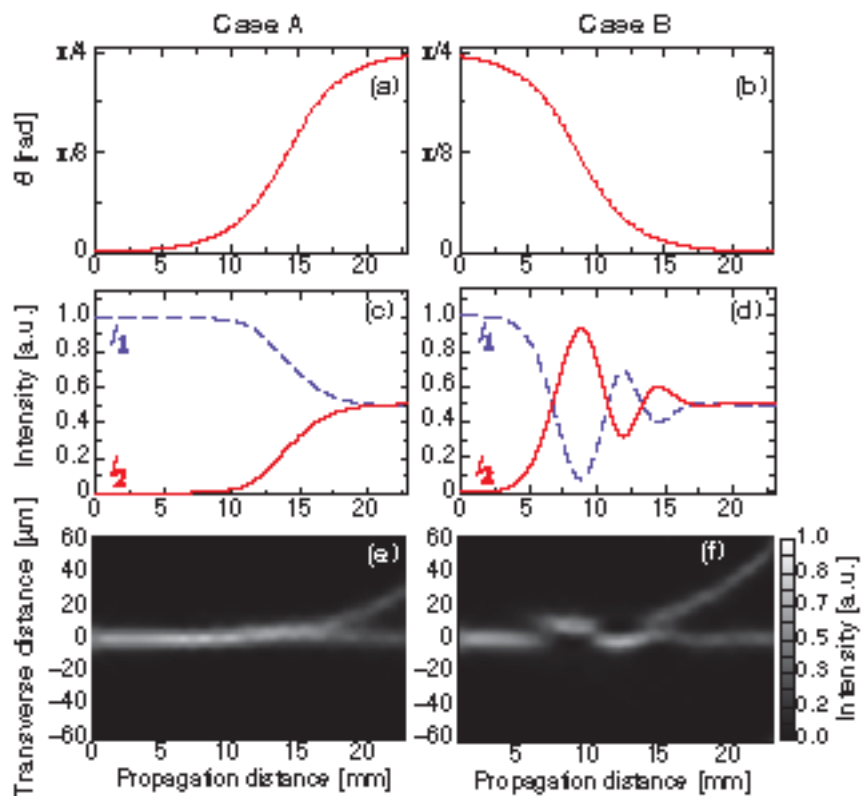
Фигура 60: (а) Контур плот на очаквания изходен интензитет на вълновод две за адиабатния процес, изчислен при промяна на параметрите C_{max} и $\Delta\beta_{max}$. Червената област съответства на региона, където адиабатното условие е изпълнено най-добре и светлинният трансфер е завършен. Синият кръг и зеленият квадрат отговарят на експерименталните условия от фиг. 58 за пробно лазерно поле при 633 nm и 850 nm, съответно. (б) Контур плот за двустепенния CRAF процес (случай А), показващ относителната интензивност, прехвърлена от WG1 към WG2. Зелената зона дава района, където адиабатното условие е най-добре изпълнено, а структурата на вълноводните води до равно разделяне на лъча (50:50). Синият кръг и зеленият квадрат съответстват на експерименталните условия от фиг. 58 за пробно лазерно поле при 633 nm и 850 nm, съответно.

Концепцията за CRAF с две състояния [68] разчита на математическа аналогия между уравненията, управляващи динамиката на заселеностите на квантова система с две нива в променливо във времето електрично поле и резонансно свързана верижка в система с три състояния. Както беше обсъдено по-горе, двустепенната система е описана от зависимото от времето уравнение на Шрьодингер на две комплексни променливи. Последните могат да бъдат преработени като три свързани уравнения на три реални променливи [3, 163] под формата на оптично уравнение на Блох. Това от своя страна, може да бъде представено във форма, еквивалентна на уравнението на Шрьодингер, приложимо към стандартния процес CRAF в система от три нива. По този начин, знанията за процеса CRAF могат да бъдат директно наследени за квантова система от две състояния [4, 68].

За аналогията между двустепенния CRAF процес и свързана двойка вълноводи, можем да разгледаме два отделни случая. Първият - случай А, е този, при който $\Delta\beta(z)$,

е пространствено предшествващ импулса спрямо константата на свързване $C(z)$. Този случай е еквивалентен на контраинтуитивната последователност в стандартния тристепенен СРАП процес [4, 5]. Това съответства на ситуацията, показана на фиг. 56 (c) и фиг. 56 (d). Вторият случай, случай В, има $C(z)$ предшествващ $\Delta\beta(z)$ и би съответствал на интуитивен ред на импулсите за атомна система с три нива.

Започваме с обсъждане на случай А, с помощта на общите връзки, дадени в предходният раздел. Първоначално имаме само $\Delta\beta(z)$ (виж фиг. 56 (d)) и $\Delta\beta(z)$ се увеличава непрекъснато, докато $C(z)$ е пренебрежимо малко. Следователно, съотношението $\Delta\beta(z)/C(z) \rightarrow +\infty$ и ъгълът на смесване $\theta(z)$ от (49) първоначално е равно на нула, както е показано на фиг. 61 (a). Отчитайки (6a) това, означава че състоянието B_- първоначално е подравнено с A_1 . Впоследствие $\Delta\beta(z)$ се увеличава към максималната си стойност, докато $C(z)$ все още има малка стойност, тоест B_- се отклонява незначително от състоянието A_1 . Когато $\Delta\beta(z)$ мине своя максимум и $C(z)$ достигне сравними стойности, ъгълът θ се повишава и адиабатното състояние B_- - вече не съвпада с A_1 , а се превръща в суперпозиция на A_1 и A_2 . В последния етап $\Delta\beta(L)$ клони към нула както и $\Delta\beta(L)/C(L) \rightarrow 0$, така че $\theta(L)$ клони към $\pi/4$. Следователно, системата трябва да се стреми към състояние $B_-(L) = (A_1 - A_2)/\sqrt{2}$, което води до еднакъв интензитет на светлината в двата вълновода, както е показано на фиг. 61 (c).



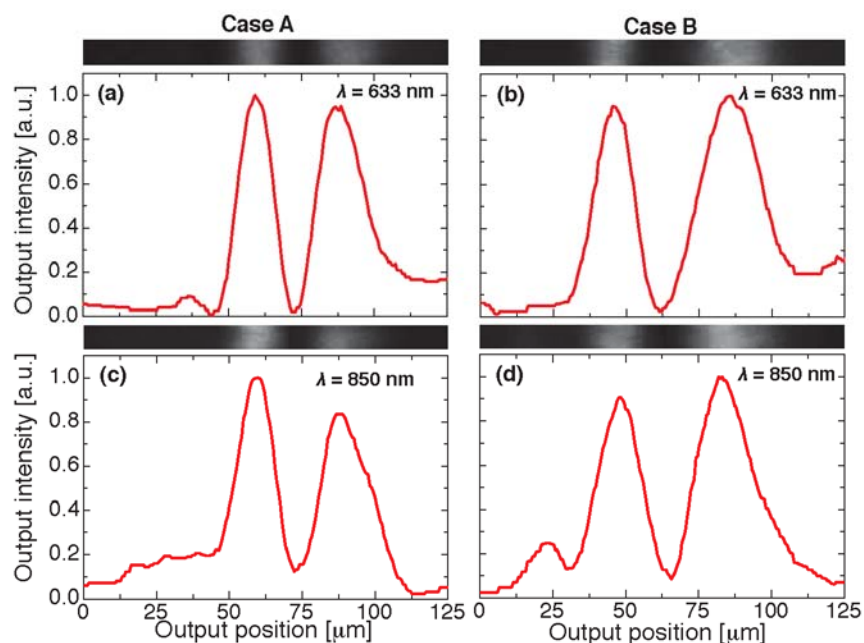
Фигура 61: Теоретични очаквания за СРАП с два вълновода, моделирана за разпространение на светлина при дължина на вълната 633 nm. Панелите (a), (c) и (e) съответстват на случай А, панели (b), (d) и (f) на случай В. (a) и (b) показват развитието на ъгъла на смесване $\theta(z)$ с разстоянието на разпространение z . (c) и (d) показват развитието на интензивността във WG1 (пунктирана синя линия) и WG2 (плътна червена линия), получена от теорията на свързания режим. Панелите (e) и (f) показват съответното развитие на разпределението на светлината, получено с алтернативния

метод за разпространение на лъча (BPM). И в двата случая, системата води до еднакво разделяне на интензитета на входа между двата вълновода.

Случаят В съответства на ситуацията, когато светлината се инжектира в WG1 от дясната страна на конструкцията на фиг. 56 (с). В този случай, съотношението $\Delta\beta(z)/C(z)$ преминава от 0 до $+\infty$ и $\theta(z)$ (виж фигура 61 (b)) от $\pi/4$ до 0. Важно е, че в тази ситуация първоначалното състояние A_1 (инжекция на светлината във WG1) не съответства на едно от адиабатните състояния B_- или B_+ , а на суперпозиция B^* от тях, дадена като

$$B^*(z) = \frac{1}{\sqrt{2}}(B_-(z) + B_+(z)) . \quad (54)$$

Следователно, за разлика от случай А, в който участва само едно адиабатно състояние, тук се очаква системата да остане в състояние на суперпозиция B^* , докато системата еволюира адиабатно. В края на структурата $\theta(L) = 0$, системата трябва да се сближи към $B^*(L) = (A_1 + A_2)/\sqrt{2}$, което отново е равно разпределение на интензитета на светлината в двата вълновода, както е показано на фиг. 61 (d). Въпреки това, за разлика от случай А, еволюцията към това разделяне 50:50 внася тук някои преходни трептения.



Фигура 62: Експериментално разпределение на интензивността на изхода за случая на СРАП от два вълновода, изследвано за случаи А и В при две различни дължини на вълните. (a) и (b): сондиране при $\lambda = 633$ nm, (c) и (d): сондиране при $\lambda = 850$ nm. Панелите (a) и (b) съответстват на случай А, докато панелите (c) и (d) съответстват на случай В (виж текста).

Кривите, показани на фиг. 61 (a)-(d), се моделират според параметрите, използвани за експериментите, дадени по-долу, и следните функции, $\Delta\beta(z) = \Delta\beta_{max}\exp[-((z - z_1)/\sigma_0)^2]$ и $C(z) = C_{max}\exp[-((z - z_2)/\sigma_0)^2]$, където $z_1 = 9$ mm и $z_2 = 13.8$ mm за случай А, и $z_1 = 13.8$ mm и $z_2 = 9$ mm за случай В. Използва се обща $1/e^2$ полуширина $\sigma_0 = 5$ mm. Стойностите на $\Delta\beta_{max}$ и C_{max} са тези за дължина на вълната 633 nm, които са показани като синя точка върху пейзажа на фиг. 60 (b). Те са $\Delta\beta_{max} = 1.2 \pm 0.18$ mm⁻¹ и $C_{max} = 0.35 \pm 0.05$ · mm⁻¹. Съответните стойности са за същата структура, но за дължината на вълната от 850 nm (зелен квадрат на фиг. 60 (b))

са $\Delta\beta_{max} = 0.73 \pm 0.11 \text{ mm}^{-1}$ и $C_{max} = 0.52 \pm 0.08 \cdot \text{mm}^{-1}$. Фигура 61, също така, съдържа числени изчисления на разпространението на лъча във вълноводни структури, съответстващи на случай А и случай В, използвайки метода за разпространение на лъча (BPM) [144, 145]. Този втори метод е широко използван за проектиране на оптични вълноводи и прогнозиране на еволюцията на светлината в такива структури. Структурата на дизайна приема като вход само формата и профила на индекса на вълноводите и не приема нищо по отношение на теорията на свързаните вълни. Както може да се види на фиг. 61 (e) и 61 (f), изчисленията на BPM също правилно предсказват плавното развитие за случай А и началните трептения за случай В, в съгласие с кривите на фиг. 61 (c) и 61 (d), получени от теорията на свързаните вълни.

Следователно, теорията предвижда, че на изхода на вълноводните структури, които имитират СРАП с две състояния, трябва да се получи подобно разделяне, независимо от случая А или В, и независимо от дължината на вълната (вж. Фиг. 60 (b)), при условие че системата изпълнява достатъчно добре адиабатното състояние. Фигура 62 дава експерименталните изходни разпределения за разпространение във фотоиндуцирани вълноводни структури, съответстващи на случаи А и В при дължини на вълната на пробата 633 и 850 nm. Вижда се, че разделянето на лъча е получено задоволително и за двата случая при двете дължини на вълната, като по този начин се потвърждава стабилността на процеса. В отсъствие на разстройка, поведението се очаква да бъде силно зависимо от дължината на вълната, подобно на случая от фиг. 59. Следователно, наблюдаваното широколентово поведение е пряка последица от разстройката на вълновода, което позволява да се поставят експериментите извън района близо до абсцисата на фиг. 60 (b), за които имаме Раби-подобни трептения, силно зависими от дължината на вълната.

Научни приноси

В дисертацията са описани резултати от теоретични и експериментални изследвания на композитни импулси и адиабатна еволюция от областта на кохерентния квантов контрол, за демонстриране на:

- (1) нови широколентови устройства за промяна на оптичната поляризация;
- (2) ефективни и широколентови схеми за преобразуване на честоти;
- (3) няколко нови оптични изолатора;
- (4) няколко схеми за манипулиране на светлина във вълноводи.

Цялото това изследване е на базата на аналогия между квантовата механика и класическата оптика. В почти всички теоретични изследвания авторът е с водещ принос, а там, където изследванията са и експериментални, авторът е разработвал само теоретичната част. По-значимите резултати могат да се резюмират кратко, както следва (хронологично):

- **Теоретично предлагане и експериментално демонстриране на произволно точни широколентови вълнови пластини.** Традиционните вълнови пластини не са широколентови, а работят само в тесен диапазон от дължини на вълните. С цел създаване на широколентови вълнови пластини, използвахме композитни вълнови пластини, които са комбинация от няколко стандартни вълнови пластини, завъртени на точно определени ъгли;
- **Теоретично предлагане и експериментално демонстриране на композитен и широколентов поляризационен ротатор.** Показахме как да бъде конструиран

широколенгов поляризационен ротатор като последователност от две широколенгови вълнови плочи на половин дължина, с допълнително въртене между плочите;

- **Поляризационно преобразуване с аналог на стимулиран Раманов адиабатен преход.** Предложихме техника за контролирано и устойчиво преобразуване на поляризацията чрез оптично анизотропна среда. Техниката е аналогична на стимулирания Раманов адиабатен преход (СРАП) в квантовата оптика [5, 15, 16] и се радва на същите предимства като СРАП, по отношение на ефективност и устойчивост;
- **Честотно преобразуване в широка честотна област.** Въведохме нови подходи за стабилно, ефективно и широколенгово преобразуване на честоти, които комбинират елементите и предимствата на фазов синхронизъм, чрез двойно лъчепречупване и квази фазов синхронизъм. Ефективното генериране на честоти може да бъде постигнато чрез използване на композитни нелинейни кристали, конструирани по подобен начин като композитни поляризационни ротатори и композитни вълнови плочи. Тази техника е алтернатива на адиабатните подходи, тъй като изисква много по-ниска интензивност на входа и по-къси нелинейни кристали, като същевременно осигурява висока ефективност при преобразуването и широк честотен диапазон;
- **Теоретично разработване и експериментално демонстриране на широколенгови оптични изолатори.** Предложихме няколко варианта за нови широколенгови оптични изолатори. Два от предложените изолатори са реализирани в поляризационната оптика, докато един е реализиран в нелинейната оптика.
- **Широколенгов разделител на лъчи и пренос на светлина в оптични вълноводи.** Теоретично предложихме и демонстрирахме експериментално няколко схеми за ахроматично разделяне на светлина, както и пренос на светлина между вълноводи.

Цитирана литература

- [1] D. Gloge and D. Marcuse, *J. Opt. Soc. Am.* **59**, 1629 (1969).
- [2] D. Dragoman and M. Dragoman, *Quantum-classical analogies* (Springer, Berlin, 2004).
- [3] B. W. Shore, *The Theory of Coherent Atomic Excitation* (Wiley, New York, 1990).
- [4] N. V. Vitanov, A. A. Rangelov, B. W. Shore, and K. Bergmann, *Rev. Mod. Phys.* **89**, 015006 (2017).
- [5] U. Gaubatz, P. Rudecki, S. Schieman, and K. Bergmann, *J. Chem. Phys.* **92**, 5363 (1990).
- [6] M. H. Levitt, *Prog. Nucl. Magn. Reson. Spectrosc.* **18**, 61 (1986).
- [7] R. Freeman, *Spin Choreography* (Spektrum, Oxford, 1997).
- [8] H. Hurlvitz and R. C. Jones, *J. Opt. Soc. Am.* **31**, 493 (1941).
- [9] S. Wimperis, *J. Magn. Reson.* **109**, 221 (1994).
- [10] A. Ardavan, *New J. Phys.* **9**, 24 (2007).

- [11] G. Ghosh, *Opt. Commun.* **163**, 95(1999).
- [12] B. T. Torosov and N. V. Vitanov, *Phys. Rev. A* **83**, 053420 (2011).
- [13] A. A. Rangelov and E. Kyoseva, *Opt. Commun.* **338**, 574 (2015).
- [14] E. Dimova, A. Rangelov, and E. Kyoseva, *Photonics Res.* **3**, 177 (2015).
- [15] K. Bergmann, H. Theuer, and B. W. Shore, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1003 (1998).
- [16] N. V. Vitanov, M. Fleischhauer, B. W. Shore, and K. Bergmann, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **46**, 55 (2001).
- [17] H. Kubo and R. Nagata, *Opt. Commun.* **34**, 306 (1980).
- [18] H. Kubo, R. Nagata, *J. Opt. Soc. Am.* **71**, 327 (1981).
- [19] H. Kubo, R. Nagata, *J. Opt. Soc. Am.* **73**, 1719 (1983).
- [20] K. L. Sala, *Phys. Rev. A* **29**, 1944 (1984).
- [21] G. Gregori, S. Wabnitz, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 600 (1986).
- [22] M. V. Tratnik, J.E. Sipe, *Phys. Rev. A* **35**, 2975 (1987).
- [23] H. Kuratsuji and S. Kakigi, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1888 (1998).
- [24] R. Seto, H. Kuratsuji, and R. Botet, *Europhys. Lett.* **71**, 751 (2005).
- [25] H. Kuratsuji, R. Botet, and R. Seto, *Prog. Theor. Phys.* **117**, 195 (2007).
- [26] H. Suchowski, D. Oron, A. Arie, and Y. Silberberg, *Phys. Rev. A* **78**, 063821 (2008).
- [27] H. Suchowski, V. Prabhudesai, D. Oron, A. Arie, Y. Silberberg, *Opt. Express* **17**, 12731 (2009).
- [28] A.A. Rangelov, N.V. Vitanov, B.W. Shore, *J. Phys. B* **42**, 055504 (2009).
- [29] N. V. Vitanov, K.-A. Suominen, and B. W. Shore, *J. Phys. B* **32**, 4535 (1999).
- [30] Shore B W, Rangelov A A, Vitanov N V and Bergmann K *to be published*
- [31] E. A. Shapiro, V. Milner, C. Menzel-Jones, and M. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 033002 (2007).
- [32] E. A. Shapiro, A. Pe'er, J. Ye, and M. Shapiro *Phys. Rev. Lett.* **101**, 023601 (2008).
- [33] S. Zhdanovich, E. A. Shapiro, M. Shapiro, J. W. Hepburn, and V. Milner *Phys. Rev. Lett.* **100**, 103004 (2008).
- [34] D. Goldstein and E. Collett, *Polarized Light* (Marcel Dekker, New York, 2003).
- [35] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics* (John Wiley & Sons, New Jersey, 2007).
- [36] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* 3rd. ed. (Academic, New York, 2007).
- [37] R. C. Jones, *J. Opt. Soc. Am* **31**, 500 (1941).
- [38] L. Allen, J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms* (Dover, New York, 1987).
- [39] H. Suchowski, G. Porat and A. Arie, *Laser Photon. Rev.* **8**, 333 (2014).
- [40] Genov G T, Scraft D, Vitanov N V and Halfmann T 2014 arXiv:1403.1201 [quant-ph]

- [41] A. Yariv and P. Yeh, *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications*, 6th ed. (Oxford University Press, New York, 2007).
- [42] N. V. Vitanov, T. Halfmann, B. W. Shore, and K. Bergmann, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **52**, 763 (2001).
- [43] D. N. Nikogosyan, *Nonlinear Optical Crystals* (Springer, New York, 2005).
- [44] S. Emanuelli and A. Arie, *Appl. Opt.* **42**, 6661 (2003).
- [45] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer Series in Optical Sciences, 2006).
- [46] M. H. Levitt and R. Freeman, *J. Magn. Reson.* **33**, 473 (1979).
- [47] R. Freeman, S.P. Kempell, and M.H. Levitt, *J. Magn. Reson.* **38**, 453 (1980).
- [48] F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, M. Riebe, S. Gulde, G. P. T. Lancaster, T. Deuschle, C. Becher, C. F. Roos, J. Eschner, and R. Blatt, *Nature (London)* **422**, 408 (2003).
- [49] N. Timoney, V. Elman, S. Glaser, C. Weiss, M. Johanning, W. Neuhauser, and C. Wunderlich, *Phys. Rev. A* **77**, 052334 (2008).
- [50] D. Schraft, T. Halfmann, G. T. Genov, and N. V. Vitanov, *Phys. Rev. A* **88**, 063406 (2013).
- [51] A. J. Shaka, *Chem. Phys. Lett.* **120**, 201 (1985).
- [52] A. J. Shaka and A. Pines, *J. Magn. Reson.* **71**, 495 (1987).
- [53] H. Suchowski, B. D. Bruner, A. Ganany-Padowicz, I. Juwiler, A. Arie, and Y. Silberberg, *Appl. Phys. B* **105**, 697 (2011).
- [54] H. Suchowski, P. R. Krogen, S. Huang, F. X. Kärtner, and J. Moses, *Opt. Express* **21**, 28892 (2013).
- [55] D. E. Zelmon, D. L. Small, and D. Jundt, *J. Opt. Soc.* **12**, 3319 (1997).
- [56] J.-Q. Yao, Y.-Z. Yu, P. Wang, T. Wang, B.-G. Zhang, X. Ding, J. Chen, H.J. Peng, H.S. Kwok, *Chin. Phys. Lett.* **18**, 1214 (2001).
- [57] A. Dahan, A. Levanon, M. Katz, and H. Suchowski, *J. Phys. Condens. Matter* **29**, 084004 (2017).
- [58] A. Levanon, A. Dahan, A. Nagler, E. Lifshitz, E. Bahar, M. Mrejen, and H. Suchowski, *Opt. Lett.* **42**, 2992 (2017).
- [59] I. Shoji, T. Kondo, A. Kitamoto, M. Shirane, and R. Ito, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2268 (1997).
- [60] A. Rangelov, N. Vitanov, and G. Montemezzani, *Opt. Lett.* **39**, 2959 (2014).
- [61] N. V. Vitanov, *New J. Phys.* **9**, 58 (2007).
- [62] B. Torosov, N. Vitanov, *Phys. Rev. A* **76**, 053404 (2007).
- [63] M. Wollenhaupt, T. Bayer, N. V. Vitanov, and T. Baumert, *Phys. Rev. A* **81**, 053422 (2010).
- [64] J. Moses, H. Suchowski, F. X. Kärtner, *Opt. Lett.* **37**, 1589 (2012).
- [65] H. Cankaya, A. L. Calendron, H. Suchowski, F. X. Kärtner, *Opt. Lett.* **39**, 2912 (2014).
- [66] A. Abragam, *The Principles of Nuclear Magnetism* (Oxford University Press, Oxford,

1961).

- [67] C. P. Slichter, *Principles of Magnetic Resonance* (Springer, Berlin, 1990).
- [68] N. V. Vitanov and B. W. Shore, *Phys. Rev. A* **73**, 053402 (2006).
- [69] M. Charbonneau-Lefort, B. Afeyan, and M. M. Fejer, *J. Opt. Soc. Am. B* **25**, 463 (2008).
- [70] M. Charbonneau-Lefort, M. M. Fejer, and B. Afeyan, *Opt. Lett.* **30**, 634 (2005).
- [71] M. A. Arbore, O. Marco, and M. M. Fejer, *Opt. Lett.* **22**, 865 (1997).
- [72] B. Broers, L. D. Noordam, and H. B. van Linden van den Heuvell, *Phys. Rev. A* **46**, 2749 (1992).
- [73] R. G. Unanyan, N.V. Vitanov, and K. Bergmann, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 137902 (2001).
- [74] S. S. Ivanov, A. A. Rangelov, N. V. Vitanov, T. Peters, and T. Halfmann, *J. Opt. Soc. Am. A* **29**, 265 (2012).
- [75] S. M. Saltiel, A. A. Sukhorukov, and Y. S. Kivshar, *Prog. Opt.* **47**, 1 (2005).
- [76] A. Arie and N. Voloch, *Laser Photon. Rev.* **4**, 355 (2010).
- [77] L. D. Landau, *Physik Z. Sowjetunion* **2**, 46 (1932).
- [78] C. Zener, *Proc. R. Soc. Lond. Ser. A* **137**, 696 (1932).
- [79] E. Majorana, *Nuovo Cimento* **9**, 43 (1932).
- [80] W. H. MacMaster, *Rev. Mod. Phys.* **33**, 8 (1961).
- [81] R. W. Schmieder, *J. Opt. Soc. Am* **59**, 297 (1969).
- [82] Kubo H and Nagata R 1985 *J. Opt. Soc. Am* **2**, 30 (1985).
- [83] H. C. Huang, *Appl. Opt.* **36**, 6968 (1997).
- [84] H. C. Huang, *Appl. Opt.* **36**, 4241 (1997).
- [85] M. Y. Darsht, B. Y. Zeldovich and N. D. Kundikova, *Rus. Phys. J.* **40**, 71 (1997).
- [86] L. A. Fernandes, J. R. Grenier, P. R. Herman, J. S. Aitchison and P. V. S. Marques, *Opt. Express* **20**, 24103 (2012).
- [87] J. L. Cruz, M. V. Andres and M. A. Hernandez, *Appl. Opt.* **35**, 922 (1996).
- [88] J. Ballato and E. Snitzer, *Appl. Opt.* **34**, 6848 (1995).
- [89] L. Sun, *All-fiber Faraday Devices Based on Terbium-doped Fiber* (Rochester, New York: University of Rochester, 2010)
- [90] L. Sun, S. Jiang, J. D. Zuegel and J. R. Marcianite, *Opt. Lett.* **35**, 706 (2010).
- [91] Northrop Grumman Aerospace Systems,
http://www.as.northropgrumman.com/products/synoptics_tgg/index.html
- [92] T. Hayakawa, M. Nogami, N. Nishi and N. Sawanobori, *Chem. Mater.* **14**, 3223 (2002).
- [93] E. G. Villora, P. Molina, M. Nakamura, K. Shimamura, T. Hatanaka, A. Funaki and K. Naoe, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 011111 (2011).
- [94] M. Berent M, A. A. Rangelov and N. V. Vitanov, *J. Opt. Soc. Am. A* **30**, 149 (2013).

- [95] L. Weller, K. S. Kleinbach, M. A. Zantile, S. Knappe, I. G. Hughes and C. S. Adams, *Opt. Lett.* **37**, 3405 (2012).
- [96] ThorLabs fibre isolators for broadband SLDs,
http://thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=4376
- [97] H. Yoshida, *Opt. Express* **19**, 15181 (2011).
- [98] V. M. Akulin and W. P. Schleich, *Phys. Rev. A* **46**, 4110 (1992).
- [99] N. V. Vitanov and S. Stenholm, *Phys. Rev. A* **55**, 2982 (1997).
- [100] M. L. Sundheimer, Ch. Bosshard, E. W. Van Stryland, G. I. Stegeman, and J. D. Bierlein, *Opt. Lett.* **18**, 1397 (1993).
- [101] M. Rusu, E. U. Rafailov, R. Herda, O.G. Okhotnikov, S.M. Saltiel, P. Battle, S. McNeil, A. B. Grudinin, and W. Sibbett, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 121105 (2006).
- [102] A. Dudelzak, P. P. Proulx, V. Denks, V. Mürk, and V. Nagirnyi, *J. Appl. Phys.* **87**, 2110 (2000).
- [103] P.K. Mukhopadhyay, S.K. Sharma, K. Ranganathan, P.K. Gupta, T.P.S. Nathan, *Opt. Commun.* **259**, 805 (2006).
- [104] A. Zukauskas, G. Strömqvist, V. Pasiskevicius, F. Laurell, M. Fokine, and C. Canalias, *Opt. Mater. Express* **1**, 1319 (2011).
- [105] H. Theuer, R.G. Unanyan, C. Habscheid, K. Klein and K. Bergmann, *Opt. Express.* **4**, 77 (1999).
- [106] R. G. Unanyan, B. W. Shore, and K. Bergmann, *Phys. Rev. A* **63**, 043401 (2001).
- [107] F. Vewinger, M. Heinz, R. G. Fernandez, N. V. Vitanov, and K. Bergmann, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 213001 (2003).
- [108] F. Dreisow, A. Szameit, M. Heinrich, S. Nolte, A. Tünnermann, M. Ornigotti and S. Longhi, *Phys. Rev. A* **79**, 055802 (2009).
- [109] S. Longhi, *J. Opt. B, Quantum Semiclassical Opt.* **7**, L9 (2005).
- [110] E. Paspalakis, *Opt. Commun.* **258**, 31 (2006).
- [111] S. Longhi, *Phys. Rev. E* **73**, 026607 (2006).
- [112] S. Longhi, G. Della Valle, M. Ornigotti, and P. Laporta, *Phys. Rev. B* **76**, 201101(R) (2007).
- [113] J. R. Morris and B. W. Shore, *Phys. Rev. A* **27**, 906 (1983); A. A. Rangelov, N. V. Vitanov, and B. W. Shore, *Phys. Rev. A* **74**, 053402 (2006); erratum *Phys. Rev. A* **76**, 039901 (2007).
- [114] E. S. Kyoseva and N. V. Vitanov, *Phys. Rev. A* **73**, 023420 (2006).
- [115] I. Thanopoulos, P. Kral, and M. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 113003 (2004).
- [116] Ph. Dittrich, G. Montemezzani, P. Bernasconi and P. Günter, *Opt. Lett.* **24**, 1508 (1999).
- [117] N. V. Vitanov, *Phys. Rev. A* **58**, 2295 (1998).
- [118] G. Della Valle, M. Ornigotti, T. Toney Fernandez, P. Laporta, S. Longhi, A. Coppa, and

- V. Foglietti, Appl. Phys. Lett. **92**, 011106 (2008).
- [119] F. Dreisow, M. Ornigotti, A. Szameit, M. Heinrich, R. Keil, S. Nolte, A. Tü nnermann, and S. Longhi, Appl. Phys. Lett. **95**, 261102 (2009).
- [120] M. Gorram, V. Coda, P. Thévenin and G. Montemezzani, Appl. Phys. B **95**, 565 (2009).
- [121] F. Lederer, G. I. Stegeman, D. N. Christodoulides, G. Assanto, M. Segev and Y. Silberberg, Phys. Rep. **463**, 1 (2008).
- [122] N. Belabas, C. Minot, J. A. Levenson, and J. M. Moison, J. Lightwave Technol. **29**, 3009 (2011).
- [123] N. K. Efremidis, S. Sears, D. Christodoulides, J. W. Fleischer, and M. Segev, Phys. Rev. E **66**, 046602 (2002).
- [124] C. R. Rosberg, I. L. Garanovich, A. A. S. D. N. Neshev, W. Krolikowski, and Y. S. Kivshar, Opt. Lett. **31**, 1498 (2006).
- [125] J. Xavier, S. Vyas, P. Senthilkumaran, CorneliaDenz, and J. Joseph, Opt. Lett. **36**, 3512 (2011).
- [126] N. Malkova, I. Hromada, X. Wang, and G. B. Z. Chen, Opt. Lett. **34**, 1633 (2009).
- [127] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii, Ferroelectrics **22**, 949 (1978).
- [128] R. Ryf, M. Wiki, G. Montemezzani, P. Günter, and A. A. Zozulya, Opt. Commun. **159**, 339 (1999).
- [129] C. Minot, N. Belabas, J. A. Levenson, and J.-Mean-MarieMoison, Opt. Express **18**, 7157 (2010).
- [130] D. N. Christodoulides, F. Lederer, and Y. Silberberg, Nature **242**, 817 (2003).
- [131] L. A. Lugiato, P. Mandel, and L. M. Narducci, Phys. Rev. A **29**, 1438 (1984).
- [132] A. Sinatra, F. Castelli, L. A. Lugiato, P. Grangier, and J. P. Poizat, Quantum Semiclass. Opt. **7**, 405 (1995).
- [133] M. P. Fewell, Opt. Commun. **253**, 125 (2005).
- [134] E. Brion, L. H. Pedersen, and K. Mø lmer, J. Phys. A: Math. Theor. **40**, 1033 (2007).
- [135] B. W. Shore, Acta Phys. Slovaca **58**, 243 (2008).
- [136] A. A. Rangelov and N. V. Vitanov, Phys. Rev. A **85**, 055803 (2012).
- [137] C. Ciret, V. Coda, A. A. Rangelov, D. N. Neshev, and G. Montemezzani, Opt. Lett. **37**, 3789 (2012).
- [138] C. Ciret, V. Coda, A. A. Rangelov, D. N. Neshev, and G. Montemezzani, Phys. Rev. A **87**, 013806 (2013).
- [139] M. Mrejen, H. Suchowski, T. Hatakeyama, Y. Wang, X. Zhang, Nano Lett. **15**, 7383 (2015).
- [140] M. Mrejen, H. Suchowski, T. Hatakeyama, C. Wu, L. Feng, K. OBrien, Y. Wang, X. Zhang, Nat. Comm. **6**, 7565 (2015).
- [141] T. Liu, A. S. Solntsev, A. Boes, T. Nguyen, C. Will, A.Mitchell, D. N. Neshev, and A. A.

- Sukhorukov, Opt. Lett., **41**, 5278 (2016).
- [142] H. Oukraou, L. Vittadello, V. Coda, C. Ciret, M. Alonzo, A. A. Rangelov, N. V. Vitanov, and G. Montemezzani, Phys. Rev. A **95**, 023811 (2017).
- [143] A. Yariv, IEEE J. Quantum Electron. **9**, 919 (1973).
- [144] J. Van Roey, J. Van der Donk, and P. E. Lagasse, J. Opt. Soc. Am. **71**, 803 (1981).
- [145] K. Kawano, T. Kitoh, *Introduction to optical waveguide analysis solving Maxwell's equations and the Schrödinger equation*, (John Wiley & Sons, New York, 2001).
- [146] I. H. Malitson, J. Opt. Soc. Am., **55**, 1205 (1965).
- [147] S. E. Harris, J. E. Field, and A. Imamoglu, Phys. Rev. Lett. **64**, 1107 (1990).
- [148] K. J. Boller, A. Imamoglu, and S. E. Harris, Phys. Rev. Lett. **66** 2593, (1991).
- [149] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, Rev. Mod. Phys. **77**, 633 (2005).
- [150] D. D. Smith, H. Chang, K. A. Fuller, A. Rosenberger, and R. W. Boyd, Phys. Rev. A **69**, 063804 (2004).
- [151] Q. Xu, S. Sandhu, M. L. Povinelli, J. Shakya, S. Fan, and M. Lipson, Phys. Rev. Lett. **96**, 123901 (2006).
- [152] Y.F. Xiao, X.-B. Zou, W. Jiang, Y.-L. Chen, and G.-C. Guo, Phys. Rev. A **75**, 063833 (2007).
- [153] X. S. Song, F. Xu, and Y.-Q. Lu, Opt. Lett. **36**, 4434 (2011).
- [154] S. Y. Chiam, R. Singh, C. Rockstuhl, F. Lederer, W. Zhang, and A. A. Bettiol, Phys. Rev. B **80** 153103, (2009).
- [155] P. Ginzburg and M. Orenstein, Opt. Express **14**, 11312 (2006).
- [156] P. Ginzburg, A. Hayat, V. Vishnyakov, and M. Orenstein, Opt. Express **17**, 4251 (2009).
- [157] S. H. Autler and C. H. Townes, Phys. Rev. **100**, 703 (1955).
- [158] W. P. Huang, J. Opt. Soc. Am. A **11**, 963 (1994).
- [159] S. Longhi, Laser Photonics Rev. **3**, 243 (2009).
- [160] S. E. Harris, Physics Today **50**, 36 (1997).
- [161] H. S. Hristova, A. A. Rangelov, G. Montemezzani, and N. V. Vitanov, Phys. Rev. A **93**, 033802 (2016).
- [162] C. Ciret, M. Alonzo, V. Coda, A. A. Rangelov, and G. Montemezzani, Phys. Rev. A **88**, 013840 (2013).
- [163] R. Feynman, F. Venon, R. Hellwarth, J. Appl. Phys. **28**, 49 (1957).

Публикации, използвани в тази дисертация

Общ брой статии на Андон Ангелов Рангелов 51, от които 32 статии включени в дисертационния труд.

Индекс на Хирш 12

Брой на цитиранията (без автоцитирания) 575

Пълен списък с публикации и цитати може да бъде намерен в идентификаторите на изследователя: ISI:A-9558-2009; ORCID 0000-0002-4369-9910; Scopus ID: 9838861700

Тази дисертация се основава на 32 публикации в рецензирани международни списания, както следва:

| № | Публикации включени в дисертационния труд за придобиване на научна степен "Доктор на науките" | Съществен принос | Група |
|----|---|------------------|-------|
| 1 | Rangelov A A , Gaubatz U, and Vitanov N V, "Broadband adiabatic conversion of light polarization", Opt. Commun. 283, 3891-3894 (2010). | ДА | I(Q2) |
| 2 | Genov G T, Rangelov A A , and Vitanov N V, "Propagation of light polarization in a birefringent medium: Exact analytic models", Opt. Commun. 284, 2642-2647 (2011). | ДА | I(Q2) |
| 3 | Rangelov A A , "Achromatic polarization retarder realized with slowly varying linear and circular birefringence", Opt. Lett. 36, 2716-2718 (2011). | ДА | I(Q1) |
| 4 | Ivanov S S, Rangelov A A , Vitanov N V, Peters T, and Halfmann T, "Highly efficient broadband conversion of light polarization by composite retarders", J. Opt. Soc. Am. A 29, 265-269 (2012). | НЕ | I(Q1) |
| 5 | Rangelov A A and Vitanov N V, "Broadband sum-frequency generation using cascaded processes via chirped quasi-phase-matching", Phys. Rev. A 85, 045804 (2012). | ДА | I(Q1) |
| 6 | Rangelov A A and Vitanov N V, "Achromatic multiple beam splitting by adiabatic passage in optical waveguides", Phys. Rev. A 85, 055803 (2012). | ДА | I(Q1) |
| 7 | Rangelov A A , "Achromatic change of circular polarization handedness", Opt. Commun. 285, 4157-4160 (2012). | ДА | I(Q2) |
| 8 | Ciret C, Coda V, Rangelov A A , Neshev D N, and Montemezzani G, "Planar achromatic multiple beam splitter by adiabatic light transfer", Opt. Lett. 37, 3789-3791 (2012). | НЕ | I(Q1) |
| 9 | Peters T, Ivanov S S, Englisch D, Rangelov A A , Vitanov N V, and Halfmann T, "Variable ultrabroadband and narrowband composite polarization retarders", Appl. Opt. 51, 7466-7474 (2012). | НЕ | I(Q1) |
| 10 | Berent M, Rangelov A A , and Vitanov N V, "Broadband Faraday isolator", J. Opt. Soc. Am. A 30, 149-153 (2013). | ДА | I(Q1) |
| 11 | Ciret C, Coda V, Rangelov A A , Neshev D N, and Montemezzani G, "Broadband adiabatic light transfer in optically induced waveguide arrays", Phys. Rev. A 87, 013806 (2013). | НЕ | I(Q1) |
| 12 | Ciret C, Alonzo M, Coda V, Rangelov A A , and Montemezzani G, "Analog to electromagnetically induced transparency and Autler-Townes effect demonstrated with photoinduced coupled waveguides", Phys. Rev. A 88, 013840 (2013). | НЕ | I(Q1) |
| 13 | Berent M, Rangelov A A , and Vitanov N V, "Broadband optical isolator in | ДА | I(Q1) |

| | | | |
|----|--|----|-------|
| | fibre optics", J. Opt. 15, 085401 (2013). | | |
| 14 | Dimova E, Comparat D, Popkirov G, Rangelov A A , and Vitanov N V, "Efficient broadband composite optical isolator", Appl. Opt. 52, 8528-8531 (2013). | HE | I(Q1) |
| 15 | Rangelov A A , Vitanov N V, and Montemezzani G, "Robust and broadband frequency conversion in composite crystals with tailored segment widths and $\chi^{(2)}$ nonlinearities of alternating signs", Opt. Lett. 39, 2959-2962 (2014). | ДА | I(Q1) |
| 16 | Genov G T, Rangelov A A , and Vitanov N V, "Efficient broadband frequency generation in composite crystals", J. Opt. 16, 62001-62001 (2014). | ДА | I(Q1) |
| 17 | Huang W, Rangelov A A , and Kyoseva E, "Complete achromatic optical switching between two waveguides with a sign flip of the phase mismatch", Phys. Rev. A 90, 053837 (2014). | ДА | I(Q1) |
| 18 | Rangelov A A and Kyoseva E, "Broadband composite polarization rotator", Opt. Commun. 338 Pages: 574-577 (2015). | ДА | I(Q2) |
| 19 | Dimova E, Rangelov A , and Kyoseva E, "Tunable bandwidth optical rotator", Photonics Res. 3, 177-179 (2015). | ДА | I(Q1) |
| 20 | Dimova E, Rangelov A , and Kyoseva E, "Broadband and ultra-broadband polarization rotators with adiabatic modular design", J. Opt. 17, 075605 (2015). | ДА | I(Q1) |
| 21 | Dimova E, Huang W, Popkirov G, Rangelov A , and Kyoseva E, "Broadband and ultrabroadband modular half-wave plates", Opt. Commun. 366, 382-385 (2016). | HE | I(Q2) |
| 22 | Hristova H S, Rangelov A A , Montemezzani G, and Vitanov N V, "Adiabatic threewaveguide coupler", Phys. Rev. A 93, 033802 (2016). | ДА | I(Q1) |
| 23 | Shore B W, Rangelov A A , Vitanov N V, and Bergmann K, "Piecewise Adiabatic Passage in Polarization Optics: an Achromatic Polarization Rotator", Adv. Chem. Phys. 159, 16 (2016). | HE | I(Q2) |
| 24 | Hristova H S, Rangelov A A , Montemezzani G, and Vitanov N V, "Adiabatic frequency conversion with a sign flip in the coupling", Phys. Rev. A 94, 033849 (2016). | ДА | I(Q1) |
| 25 | Oukraou H, Vittadello L, Coda V, Ciret C, Alonzo M, Rangelov A A , Vitanov N V, and Montemezzani G, "Control of adiabatic light transfer in coupled waveguides with longitudinally varying detuning", Phys. Rev. A 95, 023811 (2017). | HE | I(Q1) |
| 26 | Rangelov A and Longhi S, "Nonlinear adiabatic optical isolator", Appl. Opt. 56, 2991-2994 (2017). | ДА | I(Q1) |
| 27 | Vitanov N V, Rangelov A A , Shore B W, and Bergmann K, "Stimulated Raman adiabatic passage in physics, chemistry, and beyond", Rev. Mod. Phys. 89, 015006 (2017). | HE | I(Q1) |
| 28 | Oukraou H, Coda V, Rangelov A A , and Montemezzani G, "Broadband photonic transport between waveguides by adiabatic elimination", Phys. Rev. A 97, 023811 (2018). | HE | I(Q1) |
| 29 | Erlich Y, Rangelov A , Montemezzani G, and Suchowski H, "Robust, efficient, and broadband SHG of ultrashort pulses in composite crystals", Opt. Lett. 44, 3837-3840 (2019). | HE | I(Q1) |

| | | | |
|----|--|----|-------|
| 30 | Alrifai R, Coda V, Rangelov A , and Montemezzani G, "Broadband integrated polarization beam splitting based on anisotropic adiabatic transfer of light", Phys. Rev. A 100, 063841 (2019). | HE | I(Q1) |
| 31 | Oukraou H, Vittadello L, Coda V, Ciret C, Alonzo M, Rangelov A A , Vitanov N V, and Montemezzani G, "Quantum-like adiabatic light transfer in photo-induced waveguides with longitudinally varying detuning", J. Phys. Conf. Ser. 867, 012024 (2017). | HE | III |
| 32 | Hristova H, Ognianski S, Rangelov A , and Dimova E, "A different optical composition for a broadband linear polarization rotator", J. Phys. Conf. Ser.1186, 012018 (2019). | HE | III |

Справка от НАЦИД за изпълнение на минималните национални изисквания по ЗРАСРБ на Андон Ангелов Рангелов към дата 20 Ноември 2020г.

| Група | Наукометричен показател | Брой точки |
|-------|--|------------|
| А | 1. Дисертационен труд за присъждане на образователна и научна степен "доктор" | 50.00 |
| В | 4. Хабилизационен труд – научни публикации в издания, които са реферирани и индексирани в световноизвестни бази данни с научна информация (Web of Science и Scopus)* | 125.00 |
| Г | 7. Научна публикация в издания, които са реферирани и индексирани в световноизвестни бази данни с научна информация (Web of Science и Scopus), извън хабилизационния труд | 515.00 |
| Д | 11. Цитирания в научни издания, монографии, колективни томове и патенти, реферирани и индексирани в световноизвестни бази данни с научна информация (Web of Science и Scopus)* | 216.00 |
| | Общ брой точки (пресмята се автоматично) | 906 |

| № | Публикации използвани в дисертация за придобиване на образователна и научна степен "Доктор" | Съществен принос | Група |
|---|---|------------------|-------|
| 1 | Counterintuitive transitions between crossing energy levels Author(s): Rangelov AA , Piilo J and Vitanov NV Source: PHYSICAL REVIEW A Volume: 72 Issue: 5 Article Number: 053404 Number of Pages: 9 Published: NOV 2005. | ДА | I(Q1) |
| 2 | Stark-shift-chirped rapid-adiabatic-passage technique among three states Author(s): Rangelov AA , Vitanov NV, Yatsenko LP, Shore BW, Halfmann T, and Bergmann K Source: PHYSICAL REVIEW A Volume: 72 Issue: 5 Article Number: 053403 Number of Pages: 12 Published: NOV 2005. | ДА | I(Q1) |
| 3 | Steering population flow in coherently driven lossy quantum ladders Author(s): Yatsenko LP, Rangelov AA , Vitanov NV, and Shore BW Source: JOURNAL OF CHEMICAL PHYSICS Volume: 125 Issue: 1 Article Number: 014302 Number of Pages: 7 Published: JUL 1 2006. | НЕ | I(Q1) |
| 4 | Extension of the Morris-Shore transformation to multilevel ladders Author(s): Rangelov AA , Vitanov NV and Shore BW Source: PHYSICAL REVIEW A Volume: 74 Issue: 5 Article Number: 053402 Number of Pages: 9 Published: NOV 2006. | ДА | I(Q1) |
| 5 | Stimulated Raman adiabatic passage into continuum Author(s): Rangelov AA , Vitanov NV and Arimondo E Source: PHYSICAL REVIEW A Volume: 76 Issue: 4 Article Number: 043414 Number of Pages: 8 Published: OCT 2007. | ДА | I(Q1) |