

Софийски Университет "Св. Климент Охридски"



Квантови аналогии в класическата физика

Автор:
Елена Стоянова

Научен ръководител:
Проф. дфзн. Николай Витанов,
Доц. дфзн Андон Рангелов

АВТОРЕФЕРАТ

на дисертация за присъждане на образователна и научна степен Доктор

Професионално направление: 4.1 Физически науки

Програма: Физика на Атомите и Молекулите

Юли , 2021

Докторантът е зачислен към катедра Теоретична физика при Физически факултет на СУ "Св. Климент Охридски" редовна форма на обучение със заповед №РД 20 – 907/27.06.2017 г. в редовна форма на обучение по професионално направление 4.1.Физически науки, докторска програма "Физика на Атомите и Молекулите".

Резултатите от проведените теоретични изчисления и експериментално изследване са разгледани в 3 публикации. Експериментът, свързан с научните изследвания в трета глава от дисертационния труд, е проведен в Института по физика на твърдото тяло към БАН.

Дисертационният труд е съставен от **83** страници, разделени в **6** глави. Съдържа **10** фигури и **2** таблици, а библиографията обхваща **61** заглавия.

Дисертационният труд е обсъден на заседание на катедрен съвет в катедра Теоретична физика при Физически Факултет на Софийски Университет "Св. Климент Охридски", проведено на 30.06.2021 г. и е насочен за обсъждане от Факултетен съвет за защита пред научно жури в състав:

1. проф. д-р Цветанка Крумова Бабева
2. проф. дфзн Кирил Борисов Благоев
3. проф. д-р Георги Лалев Дянков
4. доц. д-р Боян Тонев Торосов - резервен член
5. проф. дфзн Асен Енев Пашов
6. доц. дфзн Андон Ангелов Рангелов
7. доц. дфзн Андон Ангелов Рангелов

Съдържание

| | | |
|-------|--|----|
| 1 | Увод | 1 |
| 2 | Адиабатно движение на заредена частица в пространствено хомогенно и нехомогенно статични магнитни полета | 5 |
| 2.1 | Класическо описание на движение на заредена частица в магнитно поле | 5 |
| 2.1.1 | Движение само в магнитно поле | 5 |
| 2.2 | Дефиниция на проблема | 7 |
| 2.3 | Адиабатно решение | 8 |
| 2.3.1 | Общо адиабатно решение | 8 |
| 2.4 | Частен случай на статично пространствено еднородно магнитно поле | 10 |
| 2.5 | Частен случай за началното състояние на статично пространствено нехомогенно магнитно поле | 11 |
| 2.6 | Практическо изпълнение | 12 |
| 3 | Композитен ширококолов поляризационен ротатор | 15 |
| 3.1 | Теория на композитен ширококолов поляризационен ротатор | 15 |
| 3.2 | Експеримент | 18 |
| 3.2.1 | Експериментална установка | 18 |
| 3.2.2 | Процедура за измерване | 20 |
| 3.2.3 | Експериментални резултати | 20 |
| 4 | Схеми за контрол на поляризацията с Фарадеев ротатор | 22 |
| 4.1 | Уводни бележки | 22 |
| 4.2 | Модифициран поляризационен контролер на Simon–Mukunda | 22 |
| 4.3 | Частен случай на поляризационния контролер на Simon–Mukunda | 23 |
| 4.4 | Поляризационен преобразувател на произволна към произволна поляризация | 24 |
| | Основни научни приноси | 27 |
| | Списък с публикации, върху които е изграден дисертационният труд | 28 |
| | Благодарности | 28 |
| | Библиография | 29 |

Глава 1

Увод

В дисертацията е разгледана тематиката за аналозиите между класическата и квантовата физика. Аналозиите доказват универсалността на физиката, а също и хомогенността и изотропността на пространство-времето. Те са основна концепция за по-добро разбиране на света, който ни заобикаля (чрез съответствие или частично сходство), тъй като сравняват два обекта, обикновено с цел обяснение или изясняване, за да покажат техните прилики. Понякога нещата, които се сравняват са доста сходни, но друг път могат да бъдат много различни. Въпреки това, една аналогия обяснява едно нещо по отношение на друго, за да подчертае начините, по които те си приличат. Ролята на математиката е съществена, тъй като принципът на аналогията съществува във факта, че напълно различни системи могат да бъдат моделирани от подобни математически уравнения. Интересът към квантово-класическите аналогии се увеличи след цялостното развитие на квантовата теория, което доведе до разработването на нови схеми за квантов контрол за прехвърляне на заселеността между състоянията в квантовите системи. Такива схеми са възбуждане чрез бърз адиабатен преход [1], стимулиран Раманов адиабатен преход [2, 3] и композитни импулси [4, 5].

Прехвърлянето на идеи и концепции от квантовата към класическата физика започва след цялостното развитие на квантовата физика [6, 7]. Вълновите явления като интерференция и дифракция, които са присъщи за светлинните вълни, са взаимствани от оптиката и са успешно приложени за демонстриране на вълновото поведение на електроните. Всъщност много квантово-физични хипотези водят началото си от класическите представи. Например уравнението на Шрьодингер има същата математична форма като уравнението на Хелмхолц и може да бъде изведено с помощта само на класически оптични методи като геометрична оптика и аналитична механика.

Проблемът с разглеждането на квантови системи с две и три състояния играе централна роля в квантовата физика, защото квантовите системи с две и три състояния са най-простите нетривиални системи с дискретни енергийни състояния в квантовата механика. Много клонове на съвременната физика изискват атомите или молекулите да се намират в определени квантови състояния - не само за традиционните изследвания на динамика на сблъсъци между състоянията, разделяне на изотопи или контролирани с лазер химически реакции, но също така и в по-съвременните области на изследване като атомната оптика и квантовата информация.

В класическата физика уравненията на движението представляват система уравнения, които обясняват действието на физичната системата по отношение на нейното движение като функция от времето. Тя може да бъде описана под формата на уравнение на въртящия момент. Такова уравнение на въртящия момент се среща в квантовата оптика като добре познатото представяне в термини на Блох-вектор на поведението

на кохерентно управлявана квантова система. Сравняваме класическата и квантовата теория по техните общи свойства или подобно поведение. Нашият подход на изследване се възползва от области като ядрено-магнитен резонанс (ЯМР) [4, 8], квантова оптика и атомна физика, [9, 10], където се решава подобен математически проблем. Няколко автори са обсъждали квантовите класически аналогии, където такива математически паралели са довели до нови резултати в различни класически системи. Например в [7], където аналогията се основава на използването на фотонни структури. В [11] се използва адиабатен процес за демонстриране на преобразуване на честотата на електромагнитните вълни. Аналогия се намира и в Магнетизма и ефекта на Кориолис [12] в режим преобразуване на светлинните модове и тяхното разделяне в многомодови вълноводи [13] и при пренос на светлина в масив от оптични вълноводи [14].

В много практически приложения способността за наблюдение и контрол на поляризацията е от решаващо значение, тъй като поляризацията е една от основните характеристики на напречните светлинни вълни [15, 16]. Две известни оптични устройства за управление на състоянието на поляризация на светлината, са оптичният поляризационен ротатор и вълновата пластина (наречена още фазова пластина или ретардер). Поляризационният ротатор завърта равнината на линейна поляризация на светлината под определен ъгъл [17], докато вълновата пластина въвежда фазова разлика между две ортогонални компоненти на поляризацията на светлинната вълна. Вълновите пластини обикновено се правят от двойно лъчепречупващи материали. Широко използван е и Ромб на Френел [18, 19] въз основа на явлението пълно вътрешно отражение, за постигане забавяне при по-широк диапазон от дължини на вълните.

Най-широко използваните видове фазови пластини са полу вълновата и четвърт вълновата пластина. Чрез въвеждане на фазова разлика π между две ортогонални компоненти на поляризацията, за конкретна дължина на вълната, полу вълновата пластина ефективно върти вектора на поляризация на точно определен ъгъл. Четвърт вълновата пластина въвежда фазова разлика $\pi/2$, и в следствие на това превръща линейно поляризираната светлина в кръгово поляризирана и обратно. Въпреки, че полу вълновите и четвърт вълновите пластини доминират в практиката, може да се създадат и да се приложат пластини, въвеждащи всякаква фазова разлика. Може да се създаде пренастройваема вълнова пластина чрез използване на течни кристали [20, 21].

Темата за ширококоленовото преобразуване на поляризацията има голям интерес в последните години [22, 23, 24, 25, 26, 27, 28]. Първите ахроматични вълнови пластини са били създадени чрез комбинация от пластини, имащи различна дисперсия на двулъчепречупване [22], след това са били демонстрирани ахроматични вълнови пластини, съставени от две и три вълнови пластини от един и същ материал, но с различна дебелина [23, 24, 25]. След това са изложени експериментално, ахроматични вълнови пластини с шест, десет и произволен брой пластини [26]. За разлика от ахроматичните вълнови пластини, които имат дълга история, ахроматичните ротатори са били предложени [27] и реализирани експериментално [28] съвсем наскоро. Всички досега демонстрирани ширококоленови поляризационни ротаторни схеми използват две ахроматични полу вълнови пластини, като ъгълът на завъртане е равен на два пъти ъгълът между бързата оптична ос на двете полу вълнови пластини. Този подход използва универсалния принцип, че две кръстосани полу вълнови пластини служат като поляризационен ротатор и следователно всяка комбинация от две ахроматични полу вълнови пластини служи като ширококоленов поляризационен ротатор.

Тези изследвания използват за описание на състоянието на поляризация описание

в термини на матрица на Джонс. Уравнението за движение на вектора на Джонс, описващо промяната на поляризация в оптична среда, е идентично с уравнението на Шрьодингер [29]. Тази аналогия е използвана за да свърже динамиката на светлинната поляризация с тази на системите с две нива в квантовата физика.

По аналогията с техниката на композитните импулси в квантовата физика, могат да се постигнат високоефективни ширококоловни поляризационни преобразуватели, съставени от последователности от вълнови пластини, завъртени под специфични ъгли спрямо техните бързи оси. [26, 30]

Структура и обем на дисертацията

Тази дисертация е организирана по следния начин:

Глава 1 дава кратък преглед на използваните квантово-класически аналогии.

Глава 2 представя аналогията между квантовата физика и класическия електромагнетизъм. Използваме математическия еквивалент между втория закон за движение на Нютон за силата на Лоренц и времезависещото уравнение на Шрьодингер, описващо еволюцията на една квантова система под действие на електромагнитно поле. Изведено е адиабатно решение на уравнението на класическа заредена частица в статично и пространствено хомогенно и нехомогенно магнитни полета.

Глава 3 и глава 4 представят аналогията между квантовата физика и класическата оптика. Използваме аналогията между поляризационния вектор на Джонс и вектора на квантовото състояние и концепциите за композитни импулси, за да демонстрираме нови устройства.

В глава 3 ние предлагаме и експериментално демонстрираме ново устройство - ширококолов и ахроматичен композитен оптичен ротатор, който е способен да върти равнината на поляризация на линейно поляризирана светлина под всякакъв избран ъгъл. Устройството е съставено от четен брой (две, четири, шест, осем и десет) полувълнови пластини, завъртяни под специфични ъгли по отношение на техните бързи оси. Честотната лента на поляризационния ротатор се увеличава с броя на полувълновите пластини.

В глава 4 теоретично предлагаме две полезни устройства за преобразуване на поляризацията. Първото устройство е модифициран поляризационен контролер на Simon-Mukunda, а второто устройство, използвано за произволна към произволна поляризационна трансформация, е съставено от два ротатора на Фарадей и две четвъртвълнови пластини, където забавянето и въртенето могат да бъдат непрекъснато модифицирани само чрез промяна магнитните полета на двата ротатора на Фарадей.

Аналог между квантовата физика и
електромагнетизма

Глава 2

Адиабатно движение на заредена частица в пространствено хомогенно и нехомогенно статични магнитни полета

2.1 Класическо описание на движение на заредена частица в магнитно поле

Движението на класическа заредена частица в магнитно поле е известна задача от класическата физика, датираща още от създаването на електродинамиката с първите трудове на Хевисайд, Максвел и Лоренц [31],[32]. Движението на заредените частици спрямо силовите линии на полето варира в зависимост дали те се намират в магнитно или електрично поле.

Известно е, че движещи се частици със заряд q в електрично \mathbf{E} и магнитно \mathbf{B} поле създават електрични и магнитни сили. Сумата от електричните и магнитни сили, действащи на частиците, при движение в такова поле е известна като Лоренцова сила и се дава със следната формула:

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (2.1)$$

Електричните и магнитните сили оказват влияние върху траекторията на заредените частици, но по качествено различен начин.

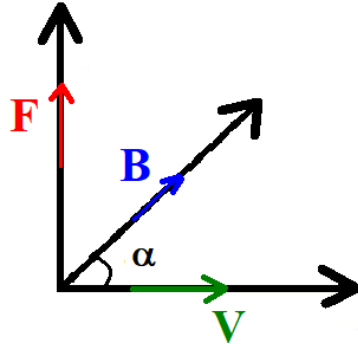
2.1.1 Движение само в магнитно поле

От формулата за силата на Лоренц (уравнение 2.1) се вижда, че посоката на магнитната сила е перпендикулярна на магнитното поле и следва правилото на дясната ръка в електромагнетизма, което е показано на фигура 2.1. Големината на силата е пропорционална на заряда на частицата q нейната скорост v и синуса на ъгъла α между векторите на магнитното поле и скоростта:

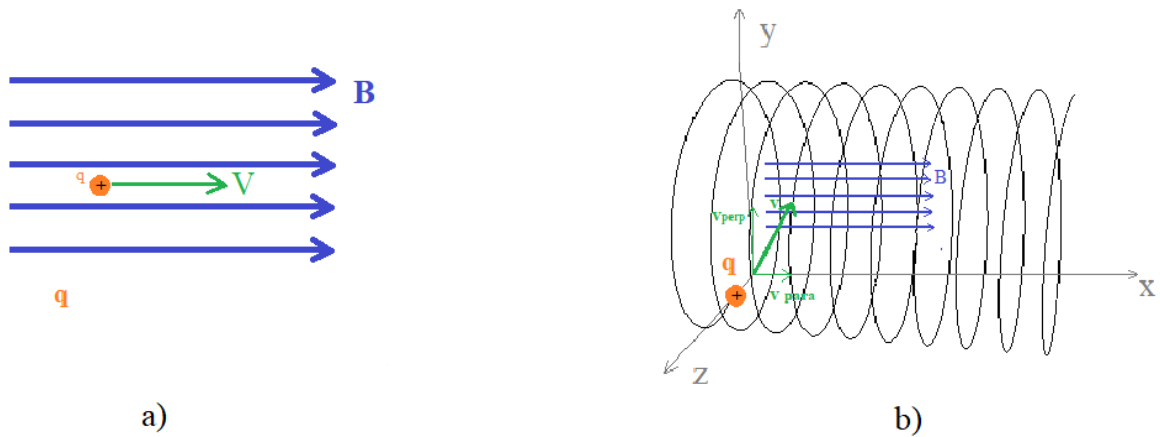
$$\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = qvB\sin\alpha \quad (2.2)$$

Ще разгледаме няколко случая:

- Ако вектора на магнитното поле и този на скоростта са успоредни в една и съща или в обратна посока, тогава ъгълът между вектора на скоростта и магнитното



Фигура 2.1: Правило на дясната ръка. Векторът на магнитната сила \mathbf{F} е перпендикулярен на равнината, образувана от векторите на скоростта \mathbf{v} и магнитното поле \mathbf{B}



Фигура 2.2: Движение на заредена частица в статично и хомогенно поле. Случай а) Частицата се движи успоредно на магнитното поле. Случай б) Частицата се движи под ъгъл спрямо магнитното поле.

поле α в равен на нула и съответно Лоренцовата сила ще е нула, както е показано на фигура 2.2 (а). Когато обект не изпитва резултантна сила, скоростта му остава постоянна. В този случай, когато скоростта е ненулева, заредената частица ще се движи праволинейно дори в силно магнитно поле, а ако скоростта е нула, частицата ще бъде в покой.

- Ако векторът на магнитната сила е перпендикулярен на вектора на скоростта (т.е. ъгълът α е 90 градуса), частицата ще се движи по кръгова траектория в равнина перпендикулярна на магнитното поле. Радиусът r на кръговото движение на тази частица с маса m и заряд q , движеща се със скорост v ще бъде:

$$r = \frac{mv}{qB} \quad (2.3)$$

- В случая, когато магнитното поле и векторът на скоростта не са подравнени (т.е. ъгълът α е между 0 и 90 градуса), както е показано на фигура 2.2 b), векторът на скоростта се разлага на две компоненти - успоредна и перпендикулярна [31, 32]. Такова движение се нарича движение по спирала, комбиниращо кръгово движение в равнината, перпендикулярна на магнитното поле, заедно с равномерно движение по посоката на полето. Това е най-простият и популярен тип движение.

Ако обаче магнитното поле се промени във времето и/или не е пространствено-но еднородно, динамиката става много по-сложна.

2.2 Дефиниция на проблема

Нека имаме частица със заряд q и маса m , която се движи със скорост v под действието на магнитно поле \mathbf{B} и отсъствие на електрично поле. Нека предположим, е магнитното поле е постоянно във времето и бавно променящо се в пространството, така че в Декартова координатна система магнитното поле ще има следният вид: $\mathbf{B} = [B_x, B_y, B_z]^T$. Уравнението, което описва движението на движещ се обект е вторият закон на Нютон от електродинамиката:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (2.4)$$

където: $\mathbf{v} = [v_x, v_y, v_z]^T$ е вектора на скоростта на частицата и движението се задава от магнитната част на силата на Лоренц. Тъй като магнитната сила, действаща върху частицата, е винаги перпендикулярна на нейната скорост \mathbf{v} , тя не извършва работа и следователно амплитудата на скоростта е постоянна: $v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = v_0^2 = \text{const}$. Освен това, можем лесно да заменим времевата променлива с променлива на пътя $s = v_0 t$. Така уравнението за движение става:

$$mv_0 \frac{d\mathbf{v}}{ds} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (2.5)$$

Също така, вместо \mathbf{v} можем да въведем нормирана скорост $\mathbf{u} = \mathbf{v}/v_0$. След всичките тези субституции можем да пренапишем уравнението (2.5) в матричен вид, вместо векторно произведение:

$$\frac{d\mathbf{u}}{ds} = \mathbf{H}\mathbf{u}, \quad (2.6)$$

където

$$\mathbf{H}(s) = \frac{q}{mv_0} \begin{bmatrix} 0 & -B_z(s) & B_y(s) \\ B_z(s) & 0 & -B_x(s) \\ -B_y(s) & B_x(s) & 0 \end{bmatrix}. \quad (2.7)$$

Уравнение (2.6) сега приема същата форма като оптичното уравнение на Блох от областта на Ядрено Магнитния Резонанс, квантовата оптика и атомната физика. Този математически аналог ни позволява да използваме всички известни решения за динамиката на квантовите системи с две състояния, за да изследваме движението на заредена частица в нееднородно магнитно поле.

2.3 Адиабатно решение

2.3.1 Общо адиабатно решение

Следваща стъпка е да изведем адиабатното решение на уравнение (2.6). За тази цел трябва да променим базиса с такъв, съставен от собствените стойности и собствените вектори на матрицата $\mathbf{H}(s)$, който ние наричаме адиабатен базис. Собствените вектори имат следният вид:

$$\lambda_-(s) = -i\Lambda(s), \quad \lambda_0(s) = 0, \quad \lambda_+(s) = i\Lambda(s), \quad (2.8)$$

където:

$$\Lambda(s) = \frac{q}{mv_0} \sqrt{B_x^2(s) + B_y^2(s) + B_z^2(s)}. \quad (2.9)$$

Моментните нормализирани собствени вектори на матрицата $\mathbf{H}(s)$ съставят колоните на трансформационната матрица,

$$\mathbf{R}(s) = \begin{bmatrix} \frac{-\cos\theta}{\sqrt{2}} & \sin\theta & \frac{\cos\theta}{\sqrt{2}} \\ \frac{-i\cos\phi + \sin\theta\sin\phi}{\sqrt{2}} & \cos\theta\sin\phi & \frac{-i\cos\phi - \sin\theta\sin\phi}{\sqrt{2}} \\ \frac{\cos\phi\sin\theta + i\sin\phi}{\sqrt{2}} & \cos\theta\cos\phi & \frac{-\cos\phi\sin\theta + i\sin\phi}{\sqrt{2}} \end{bmatrix}, \quad (2.10)$$

която диагонализира $\mathbf{H}(s)$. Тук времезависещите ъгли на смесване θ и ϕ се дефинират като:

$$\tan\phi(s) = \frac{B_y(s)}{B_z(s)}, \quad (2.11)$$

$$\tan\theta(s) = \frac{B_x(s)}{\sqrt{B_y^2(s) + B_z^2(s)}}. \quad (2.12)$$

Ние въвеждаме адиабатен вектор на скоростта $\mathbf{a}(s)$, който е свързан с оригиналният нормиран вектор на скоростта $\mathbf{u}(s)$ чрез:

$$\mathbf{u}(s) = \mathbf{R}(s) \mathbf{a}(s). \quad (2.13)$$

Като резултат получаваме израз за уравнението на Блох в адиабатно приближение:

$$\frac{d\mathbf{a}(s)}{ds} = \mathbf{H}^{\text{ad}}(s) \mathbf{a}(s), \quad (2.14)$$

където $\mathbf{H}^{\text{ad}}(s) = \mathbf{R}^{-1}(s) \mathbf{H}(s) \mathbf{R}(s) - \mathbf{R}^{-1}(s) \frac{d}{ds} \mathbf{R}(s)$, или по-точно,

$$\mathbf{H}^{\text{ad}}(s) = \begin{bmatrix} -i\Lambda(s) + i\sin\theta(s)\dot{\phi}(s) & -\frac{\dot{\theta}(s) - i\cos\theta(s)\dot{\phi}(s)}{\sqrt{2}} & 0 \\ \frac{\dot{\theta}(s) + i\cos\theta(s)\dot{\phi}(s)}{\sqrt{2}} & 0 & -\frac{\dot{\theta}(s) - i\cos\theta(s)\dot{\phi}(s)}{\sqrt{2}} \\ 0 & \frac{\dot{\theta}(s) + i\cos\theta(s)\dot{\phi}(s)}{\sqrt{2}} & i\Lambda(s) - i\sin\theta(s)\dot{\phi}(s) \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

С точка над символа за ъглите е обозначена първата производна по $s - \frac{d}{ds}$. Вижда се, че уравнение (2.15) в матрична форма съдържа два члена. Левият член - $\mathbf{R}^{-1}(s) \mathbf{H}(s) \mathbf{R}(s)$ съдържа само диагонални елементи. Докато десният член - $\mathbf{R}^{-1}(s) \frac{d}{ds} \mathbf{R}(s)$ съдържа само недиагонални елементи. В този момент ще бъде много показателно да се покаже какво означава адиабатно приближение в този случай: Магнитното поле се променя бавно по отношение на променливата на пътя s . Математически това означава, че всички недиагонални елементи на матрицата $\mathbf{H}^{\text{ad}}(s)$ могат да бъдат пренебрегнати по отношение на диагоналните. Или с други думи, всички членове с $\dot{\phi}$ и $\dot{\theta}$ се пренебрегват, което е оправдано, в случай, че:

$$\left(\dot{\theta}^2(s) + \cos^2\theta(s) \dot{\phi}^2(s) \right)^{1/2} \ll \Lambda(s) - \sin\theta(s) \dot{\phi}(s). \quad (2.16)$$

Тогава Хамилтониана става диагонална и решението на уравнение (2.14) се получава много лесно,

$$\mathbf{a}(s_f) = \mathbf{U}^{\text{ad}}(s_f, s_i) \mathbf{a}(s_i), \quad (2.17)$$

където адиабатната матрица $\mathbf{U}^{\text{ad}}(s_f, s_i)$ е диагонална и съдържа само фазови фактори,

$$\mathbf{U}^{\text{ad}}(s_f, s_i) = \begin{bmatrix} \exp(i\eta) & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \exp(-i\eta) \end{bmatrix}, \quad (2.18)$$

с:

$$\eta = \int_{s_i}^{s_f} \Lambda(s) ds. \quad (2.19)$$

Уравнение (2.17) представлява общото адиабатно решение и то съдържа само начални и крайни състояния. Можем да се върнем към оригиналния адиабатен базис, където еволюционната матрица има следният вид:

$$\mathbf{U}(s_f, s_i) = \mathbf{R}(s_f) \mathbf{U}^{\text{ad}}(s_f, s_i) \mathbf{R}^{-1}(s_i) \quad (2.20)$$

Нейната точна форма се задава по следният начин:

$$U_{11} = \cos \eta \cos \theta_f \cos \theta_i + \sin \theta_f \sin \theta_i, \quad (2.21a)$$

$$U_{12} = \cos \theta_i \sin \theta_f \sin \phi_i + \cos \theta_f (\cos \phi_i \sin \eta - \cos \eta \sin \theta_i \sin \phi_i), \quad (2.21b)$$

$$U_{13} = \cos \theta_i \sin \theta_f \cos \phi_i - \cos \theta_f (\sin \phi_i \sin \eta + \cos \eta \sin \theta_i \cos \phi_i), \quad (2.21c)$$

$$U_{21} = \cos \theta_f \sin \theta_i \sin \phi_f - \cos \theta_i (\cos \phi_f \sin \eta + \cos \eta \sin \theta_f \sin \phi_f), \quad (2.21d)$$

$$U_{22} = \cos \phi_i (\cos \phi_f \cos \eta - \sin \phi_f \sin \eta \sin \theta_f) + \sin \phi_i (\sin \phi_f (\cos \theta_i \cos \theta_f + \sin \theta_i \cos \eta \sin \theta_f) + \cos \phi_f \sin \eta \sin \theta_i), \quad (2.21e)$$

$$U_{23} = \cos \phi_f (\cos \phi_i \sin \eta \sin \theta_i - \cos \eta \sin \phi_i) + \sin \phi_f (\cos \theta_f \cos \theta_i \cos \phi_i + \sin \theta_f (\cos \eta \cos \phi_i \sin \theta_i + \sin \eta \sin \phi_i)), \quad (2.21f)$$

$$U_{31} = \cos \theta_f \sin \theta_i \cos \phi_f + \cos \theta_i (\sin \phi_f \sin \eta - \cos \eta \sin \theta_f \cos \phi_f), \quad (2.21g)$$

$$U_{32} = -\sin \phi_f (\cos \eta \cos \phi_i + \sin \eta \sin \theta_i \sin \phi_i) + \cos \phi_f (-\cos \phi_i \sin \eta \sin \theta_f + \sin \phi_i (\cos \theta_f \cos \theta_i + \cos \eta \sin \theta_f \sin \theta_i)), \quad (2.21h)$$

$$U_{33} = \sin \phi_i (\sin \phi_f \cos \eta + \cos \phi_f \sin \eta \sin \theta_f) + \cos \phi_i (\cos \phi_f (\cos \theta_i \cos \theta_f + \sin \theta_i \cos \eta \sin \theta_f) - \sin \phi_f \sin \eta \sin \theta_i). \quad (2.21i)$$

Тук, с цел опростяване на изразите, сме използвали следните съкращения i и f обозначаващи началната и крайната променлива на пътя s_i and s_f , съответно.

В общото решение заредената частица се приближава от произволна посока. Може да се конструират различни частни случаи с различни вектори на началната скорост. Адиабатното решение за нормализирания вектор на скоростта е:

$$\mathbf{u}(f) = \mathbf{U}(f, i) \mathbf{u}(i). \quad (2.22)$$

2.4 Частен случай на статично пространствено еднородно магнитно поле

Случаят на статично пространствено еднородно магнитно поле, което представлява частен случай на статично пространствено нееднородно магнитно поле за адиабатните

условия $\dot{\phi} = 0$ и $\dot{\theta} = 0$. Еволюционната матрица (уравнение (2.21)), в този случай приема по-проста форма:

$$U_{11} = \cos \eta \cos^2 \theta + \sin^2 \theta, \quad (2.23a)$$

$$U_{12} = \sin \phi \sin^2 \frac{\eta}{2} \sin 2\theta + \cos \theta \sin \eta \cos \phi, \quad (2.23b)$$

$$U_{13} = \cos \phi \sin^2 \frac{\eta}{2} \sin 2\theta - \cos \theta \sin \eta \sin \phi, \quad (2.23c)$$

$$U_{21} = \sin \phi \sin^2 \frac{\eta}{2} \sin 2\theta - \cos \theta \sin \eta \cos \phi, \quad (2.23d)$$

$$U_{22} = (\cos^2 \theta + \cos \eta \sin^2 \theta) \sin^2 \phi + \cos \eta \cos^2 \phi, \quad (2.23e)$$

$$U_{23} = \cos^2 \theta \sin^2 \frac{\eta}{2} \sin 2\phi + \sin \eta \sin \theta, \quad (2.23f)$$

$$U_{31} = \cos \phi \sin^2 \frac{\eta}{2} \sin 2\theta + \cos \theta \sin \eta \sin \phi, \quad (2.23g)$$

$$U_{32} = \cos^2 \theta \sin^2 \frac{\eta}{2} \sin 2\phi - \sin \eta \sin \theta, \quad (2.23h)$$

$$U_{33} = (\cos^2 \theta + \cos \eta \sin^2 \theta) \cos^2 \phi + \cos \eta \sin^2 \phi. \quad (2.23i)$$

Ако, например, началната скорост е $\mathbf{u}(i) = [1, 1, 1]$ с $\phi = \theta = 0$, тогава от уравнения (2.20) и (2.22) следва, че векторът на крайната скорост има следната форма:

$$\mathbf{u}(f) = \begin{bmatrix} \cos \eta + \sin \eta \\ \cos \eta - \sin \eta \\ 1 \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

Следователно траекторията на движещата се частица, която се наблюдава, е спираловидно движение в xy равнина и равномерно движение в посока z . Това може да се третира като адиабатно решение на уравнението (2.14). Когато частица със заряд q се движи под действие на сила на Лоренц $q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ започва ларморова прецесия. В рамките на характерна дължина L , условието на адиабатна еволюция (2.16) задава горна граница на скоростта на заредените частици \mathbf{v} , или долна граница на амплитудата на магнитното поле \mathbf{B}_0 и дължината L :

$$mv \ll qB_0L. \quad (2.25)$$

Трябва да се има предвид, че отношението $\frac{mv}{qB_0}$ представлява радиус на Лармор. Следователно, за този конкретен случай условието (2.25) предполага $r_L \ll L$.

2.5 Частен случай за началното състояние на статично пространствено нехомогенно магнитно поле

Един особено интересен случай е, когато векторът на първоначалната скорост на заредената частица е колинеарен с вектора на магнитното поле. Например, ако началната скорост и магнитното поле са колинеарни с отрицателната посока на z ,

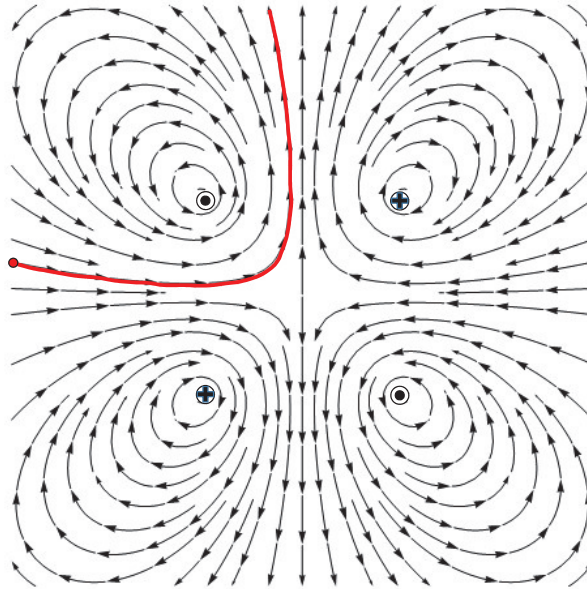
$\mathbf{u}(i) = [0, 0, -1]^T$ и $\mathbf{B}(i) = [0, 0, B_0]^T$ with $\phi(i) = \theta(i) = 0$, тогава, от уравнения (2.20) и (2.22) следва, че:

$$\mathbf{u}_f = \begin{bmatrix} \sin\theta_f \\ \cos\theta_f \sin\phi_f \\ \cos\theta_f \cos\phi_f \end{bmatrix}. \quad (2.26)$$

По този начин чрез бавно насочване на магнитното поле в x посока ($\mathbf{B}(f) = [B_0, 0, 0]^T$, $\theta(f) = \pi/2$) можем да променим скоростта в x направление. Както може да се види от последното уравнение, промяната на посоката на движеща се частица се извършва по такъв начин, че да не зависи от първоначалната и скорост, маса и заряд.

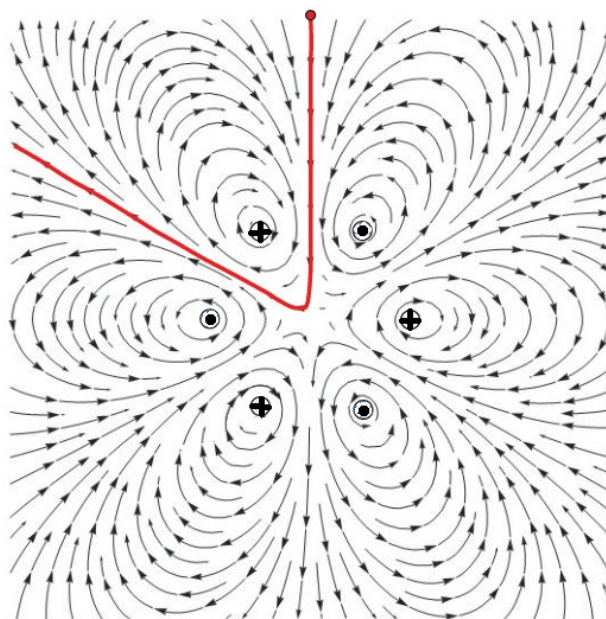
Решението на уравнение (2.22) е общо адиабатно решение, но за дадения пример, когато първоначално заредената частица се движи по посока на магнитното поле, има ясна геометрична интерпретация. Такова тълкуване е дадено в квантовата физика за уравнението на Блох [1]. Ако първоначално векторът на магнитното поле е колинеарен с нормализираната скорост \mathbf{u} (виж уравнение (2.6)), бидейки паралелни или антипаралелни, тогава магнитното поле не предизвиква промяна в скоростта \mathbf{u} и докогато е изпълнено адиабатното условие (2.16), частицата следва силовата линия на магнитното поле или в посоката му или в обратната посока. Това може да изглежда контраинтуитивно, защото когато векторът на скоростта е успореден на вектора на магнитното поле, силата на Лоренц, действаща върху частицата, е нула.

2.6 Практическо изпълнение



Фигура 2.3: Адиабатна траектория (в червено) на заредена частица, движеща се по силовата линия на магнитното поле за система от четири прави проводника, по които тече променлив статичен ток в редуваща се посока, разположени в ъглите на квадрат, обозначени с кръг и точка или кръг и кръст.

На фигура 2.3 е показан един пример за пространствено геометрично представяне на магнитното поле, в което адиабатното движение на частицата следва силовата линия на полето. На фигурата магнитното поле се създава от четири дълги прави проводника, през които текат променливи статични токове, където проводниците са разположени в ъглите на квадрат. Подобни схеми могат да бъдат създадени с помощта на симетрични многоъгълници като шестоъгълник, осмоъгълник, десетоъгълник и др. Тази задача намира приложение в създаване на магнитни лещи и магнитен щит. За квадрат е необходимо да се подравни магнитното поле с посоката на приближаващата заредена частица, докато за правилен многоъгълник с множество върхове екранирането ще да работи за произволни посоки на скоростта на приближаване на заредените частици - фигура 2.4.



Фигура 2.4: Адиабатна траектория (в червено) на заредена частица, движеща се по силовата линия на магнитното поле за система от шест прави проводника, по които тече променлив статичен ток в редуваща се посока, разположени в ъглите на шестоъгълник, обозначени с кръг и точка или кръг и кръст.

Аналогии между квантовата физика и
класическата оптика

Глава 3

Композитен ширококолентов поляризационен ротатор

3.1 Теория на композитен ширококолентов поляризационен ротатор

Оптичните поляризационни ротатори са устройства, които имат решаващо значение за манипулиране на състоянието на поляризация, като те могат да завъртят равнината на поляризация под всеки желан ъгъл. Те обикновено използват ефекта на кръгово лъчепречупване и имат голямо предимство, че ъгъла на завъртане на поляризация на светлинната вълна е независим от въртенето на ротатора около собствената му оптична ос.

Вълновите пластини и ротаторите са два от основните елементи на поляризационната оптика [33]. Всяка поляризационна система може да се разгледа като съставена от вълнова пластина и ротатор, така че всяка обратима поляризационна трансформация може да бъде представена от такъв състав. Един от начините да се опише състоянието на поляризация е с формализма на матрицата на Джонс [16]. В хоризонтално-вертикален (ХВ) базис завъртане на произволен ъгъл θ се описва от следната матрица на Джонс:

$$R(\theta) = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}. \quad (3.1)$$

Ширококолентов поляризационен ротатор може да се постигне чрез използване на композитен подход, където имаме композитни полувълнови пластини, които се състоят от множество отделни вълнови пластини, подредени под специфични ъгли по отношение на техните бързи оси. Може лесно да се докаже, че комбинация от два ротатора образува също ротатор:

$$R(\theta_2)R(\theta_1) = R(\theta_1)R(\theta_2) = R(\theta_1 + \theta_2) = \begin{bmatrix} \cos(\theta_1 + \theta_2) & \sin(\theta_1 + \theta_2) \\ -\sin(\theta_1 + \theta_2) & \cos(\theta_1 + \theta_2) \end{bmatrix}. \quad (3.2)$$

В хоризонтално-вертикален (ХВ) матрицата на Джоунс за вълнова пластина, когато оптичните оси са подравнени с хоризонталната и вертикалната посока, се дава от:

$$J(\varphi) = \begin{bmatrix} e^{i\varphi/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi/2} \end{bmatrix}, \quad (3.3)$$

където $\varphi = 2\pi L(n_f - n_s)/\lambda$ е фазовото отместване, с λ представляваща дължината на вълната във вакуум, n_f и n_s са показателите на пречупване на бързата и бавната оси съответно и L е дебелината на вълновата пластина. Действието на вълновата пластина е, че увеличава фазата на електрическото поле с $\varphi/2$ направление на бързата ос и я забавя с $-\varphi/2$ в направление на бавната ос. Най-често използваните вълнови пластини са полувълновите пластини и четвъртвълновите пластини, които имат точно определени фазови отмествания - ($\varphi = \pi$) и ($\varphi = \pi/2$) съответно.

Нека сега разгледаме една вълнова пластина с фазово отместване φ и нека бързата и бавната оптични оси за завъртени на ъгъл θ спрямо координатите на ХВ базиса, тогава матрицата на Джонс J се дава със следният израз:

$$J_\theta(\varphi) = R(-\theta)J(\varphi)R(\theta). \quad (3.4)$$

Сега нека разгледаме последователност от две полувълнови пластини, завъртени под ъгли θ_1 и θ_2 по отношение на ХВ базис. Умножаваме матриците на Джоунс на двете полувълнови пластини ($\varphi = \pi$) дадени в уравнение (3.4), за да получим пълния израз за матрицата на Джонс:

$$J_{\theta_1}(\pi)J_{\theta_2}(\pi) = - \begin{bmatrix} \cos(2(\theta_2 - \theta_1)) & \sin(2(\theta_2 - \theta_1)) \\ -\sin(2(\theta_2 - \theta_1)) & \cos(2(\theta_2 - \theta_1)) \end{bmatrix}, \quad (3.5)$$

което представлява матрица на Джоунс за ротатор с точност до несъществена фаза. Виждаме, че ъгълът на въртене на поляризацията е равен на два пъти ъгъла между бързите оси на двете пластини. Обаче ротатор, конструиран от две обикновени полувълнови пластини, не е ширококолентов. Преодоляваме това ограничение, като заместваем двете обикновени полувълнови пластини с последователност от N такива двойки. Пълната матрица на Джонс има следният вид:

$$\mathbf{J}_\alpha(\pi) = [J_{\theta_1}(\pi)J_{\theta_2}(\pi)][J_{\theta_3}(\pi)J_{\theta_4}(\pi)] \cdots [J_{\theta_{2N-1}}(\pi)J_{\theta_{2N}}(\pi)]. \quad (3.6)$$

Използвайки свойството от уравнение (3.2) ние получаваме:

$$\mathbf{J}_\alpha(\pi) = \begin{bmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{bmatrix}, \quad (3.7)$$

което е ротатор с ъгъл на въртене α , който се дава със следната формула:

$$\alpha = 2 \sum_{k=1}^{2N} (-1)^k \theta_k. \quad (3.8)$$

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

$$\mathbf{J}_\alpha(\pi) = [J_{\theta_1+\delta_1}(\pi)J_{\theta_2+\delta_1}(\pi)][J_{\theta_3+\delta_2}(\pi)J_{\theta_4+\delta_2}(\pi)] \cdots \cdots [J_{\theta_{2N-1}+\delta_N}(\pi)J_{\theta_{2N}+\delta_N}(\pi)]. \quad (3.9)$$

Тоест, може да използваме допълнителните ъгли $\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_N$ като свободни параметри, за да оптимизираме ефективността на честотната лента на нашия ротатор.

За да изчислим ефективността на нашия композитен поляризационен ротатор, ние въвеждаме величината прецизност \mathcal{F} [34]:

$$\mathcal{F}(\varepsilon) = \frac{1}{2} \left| \text{Tr} \left(\mathbf{R}^{-1}(\alpha) \mathbf{J}_\alpha(\pi + \varepsilon) \right) \right|. \quad (3.10)$$

Ако двата оператора $\mathbf{R}(\alpha)$ и $\mathbf{J}_\alpha(\pi + \varepsilon)$ са еднакви, то $\mathcal{F} = 1$, но ако двете матрици се различават една от друга, тогава прецизността спада. Тук ε представлява системното отклонение от полувълновата пластина. Очевидно е, че за централната дължина на вълната, при която вълновите пластини действат като полувълнови пластини, имаме $\varepsilon = 0$ и $\varphi(0) = 1$.

Таблица 3.1: Пресметнати ъгли на въртене θ_N (в градуси) за различен брой N съставни вълнови пластини и различни ъгли на ротатора.

| Ротатор на 15 градуса | |
|-----------------------|--|
| N | Ъгли на въртене $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_N$ |
| 2 | (-3.75; 3.75) |
| 4 | (40.6; 119.3; 116.4; 22.7) |
| 6 | (64.7; 112.9; 58.6; 43.0; 99.6; 52.1) |
| 8 | (-33.9; 165.7; 175.6; 73.5; 169.5; 89.1; 65.5; 33.5) |
| 10 | (75.4; 4.9; 57.4; 56.9; 6.0; 124.4; 156.6; 73.1; 35.3; 56.4) |
| Ротатор на 30 градуса | |
| N | Ъгли на въртене $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_N$ |
| 2 | (-7.5; 7.5) |
| 4 | (183.0; 176.4; 78.8; 70.4) |
| 6 | (119.2; 110.8; 55.4; 103; 83.14; 29.0) |
| 8 | (129.4; 166.3; 51.4; 4.7; 79.5; 128.2; 63.1; 9.2) |
| 10 | (43.4; 125.7; 114.6; 172.2; 112.2; 99.4; 156.0; 55.6; 141.3; 99.4) |
| Ротатор на 45 градуса | |
| N | Ъгли на въртене $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_N$ |
| 2 | (-11.25; 11.25) |
| 4 | (106.90; 92.68; 170.96; 162.68) |
| 6 | (46.9; 173.2; 47.2; 22.4; 148.8; 24.9) |
| 8 | (-117.7; 16.3; 97.2; 115.5; 173.2; 109.1; 175.4; 64.8) |
| 10 | (123.4; 50.8; 80.6; 175.1; 49.6; 61.7; 172.1; 22.6; 48.7; 161.3) |

За да намерим оптимизираните ъгли на въртене на всяка вълнова пластина, използваме метода на Монте Карло и за всеки брой вълнови пластини и всеки ъгъл на ротатора и генерираме набор от 10^4 произволни ъгли $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_{2N}$. Избираме решения,

Таблица 3.2: Пресметнати ъгли на въртене θ_N (в градуси) за различен брой N съставни вълнови пластини и различни ъгли на ротатора.

| Ротатор на 60 градуса | |
|-----------------------|---|
| N | Ъгли на въртене $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_N$ |
| 2 | (-15; 15) |
| 4 | (138.2; 29.3; 9.9; 88.9) |
| 6 | (14.5; 138.2; 14.3; 172.2; 113.9; 162.3) |
| 8 | (-43.4; 23.5; 121.0 179.7; 122; 12.6; 56.6 10.4) |
| 10 | (129.0; 88.2; 154.4; 24.9; 105.9; 131.6; 63.0; 110.5; 54.6; 121.7) |
| Ротатор на 75 градуса | |
| N | Ъгли на въртене $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_N$ |
| 2 | (-18.75; 18.75) |
| 4 | (61.9; 133.8; 117.4; 8.1) |
| 6 | (164.0; 119.1; 179.8; 132.0; 75.5; 130.7) |
| 8 | (111.4; 60.0; 56.1; 133.2; 128.3; 51.7; 126.9; 140.2) |
| 10 | (255.8; 170.3; 54.3; 67.3; 64.3; 98.6; 17.3; 3.9; 37.9; 51.9) |
| Ротатор на 90 градуса | |
| N | Ъгли на въртене $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_N$ |
| 2 | (-22.5; 22.5) |
| 4 | (188.7; 77.5; 57.9; 124.2) |
| 6 | (126.3; 116.0; 164.8; 90.1; 63.1; 103.0) |
| 8 | (264.9; 84.7; 22.3; 87.5; 125.8; 131.3; 65.4; 129.9) |
| 10 | (31.1; 38.9; 142.9; 3.4; 72.0; 2.7; 6.9; 116.2; 146.4; 193.2; 31.1) |

които в интервала от $\varepsilon \in [-\pi, \pi]$ предоставят най-голямата площ на величината прецизност $\mathcal{F}(\uparrow)$. Ъглите са представени в таблици 3.1 и 3.2.

Отбелязваме, че с помощта на численото решение за много оптимизирани ъгли на въртене, успяхме да получим точни аналитични формули за ъглите на въртене за случай на четири вълнови пластини Матрицата на Джонс за ширококоловтов ротатор, въртящ на ъгъл α съставен четири полу вълнови пластини се задава като:

$$\mathbf{J}_\alpha(\pi) = J_{\theta_1}(\pi)J_{\theta_2}(\pi)J_{\theta_3}(\pi)J_{\theta_4}(\pi), \quad (3.11)$$

$$\theta_1 = \alpha/8, \quad (3.12a)$$

$$\theta_2 = \pi/2 - \alpha/8, \quad (3.12b)$$

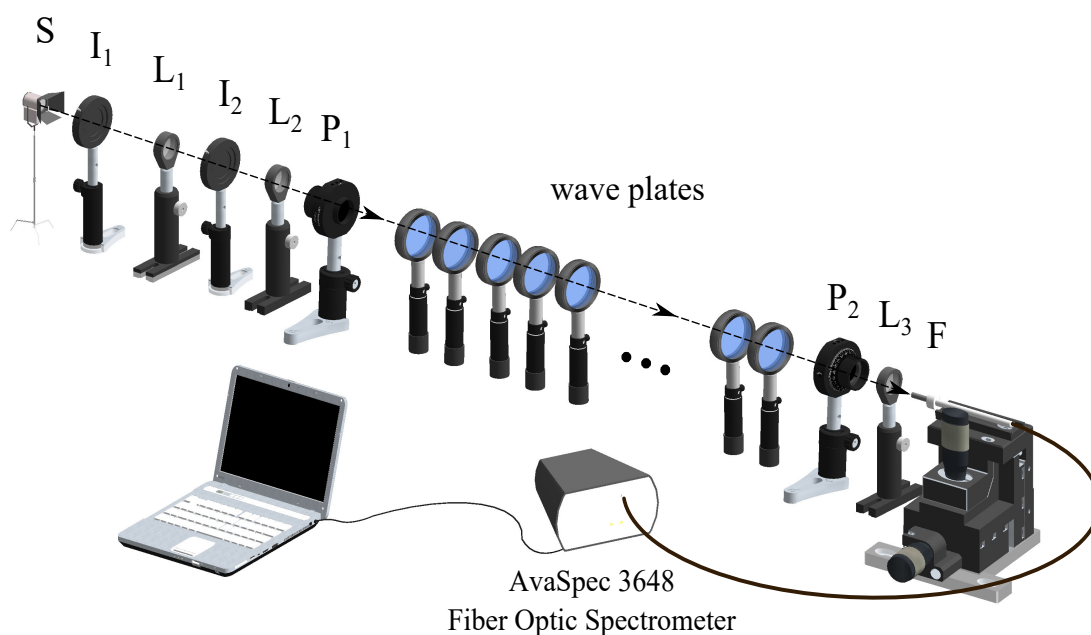
$$\theta_3 = 3\pi/2 - 3\alpha/8, \quad (3.12c)$$

$$\theta_4 = \pi - 5\alpha/8. \quad (3.12d)$$

3.2 Експеримент

3.2.1 Експериментална установка

Експерименталното изследване на свойствата на композитния линеен поляризационен ротатор, описан по-горе, е извършено чрез анализ на поляризацията на преминалата



Фигура 3.1: Експериментална установка. Колимиран лъч бяла светлина се образува от източник на светлина S диафрагми I_1 и I_2 , лещи L_1 и L_2 . Минавайки през поляризатора P_1 светлината се поляризира линейно във вертикална посока и преминава през ширококоловия оптичен ротатор, изграден от вълнови пластини. Вторият поляризатор P_2 е използван като анализатор. С помощта на леща L_3 снопът се фокусира към оптично влакно F , който е свързан със спектрометър и компютър.

светлина. Експерименталната установка, показана на фигура 3.1 се състои от три основни части: източник на поляризирана светлина, композитен полярizationsен ротатор и трета част за анализиране светлината. Колимиран лъч на поляризирана светлина с непрекъснат спектър е получен с помощта на 10 W халогенна лампа TUNGSRAM, захранвана от 6V DC захранване, две диафрагми, две лещи и поляризатор. Източникът на светлина покрива широка непрекъсната спектрална област от 400 nm до 1100 nm. Първата диафрагма I_1 имитира точков източник на бяла неполяризирана светлина, който е поставен във фокуса на първата леща $L_1, f_1 = 20 \text{ mm}$. Втора диафрагма I_2 , поставена във фокуса на втора леща $f_2 = 150 \text{ mm}$ е използвана за допълнително колимиране на снопа. Диаметърът на светлинния лъч, измерен на разстояние 2 м, е около 3 мм. Светлината се поляризира линейно във вертикалната равнина от поляризатор P_1 , като след това се насочва през изследвания композитен ротатор. Анализът на въртящия ефект на композитния полярizationsен ротатор е направен от система, изградена от анализатор (втори поляризатор) P_2 , и трета леща $L_3, f_3 = 15 \text{ mm}$, които са използвани за да фокусират светлинния сноп във входа на оптично влакно F , който е свързан към спектрометър и компютър.

Ротаторите са изградени като последователност от четен брой многомодови четвърт-вълнови пластини (WPMQ10M-780, Thorlabs Inc.), чиито бързи оси са завъртени на предварително теоретично изчислени ъгли, представени в таблици 3.1 и 3.2. Многомодовите вълнови пластини служат като полувълнови пластини при дължина на вълната 763 nm.

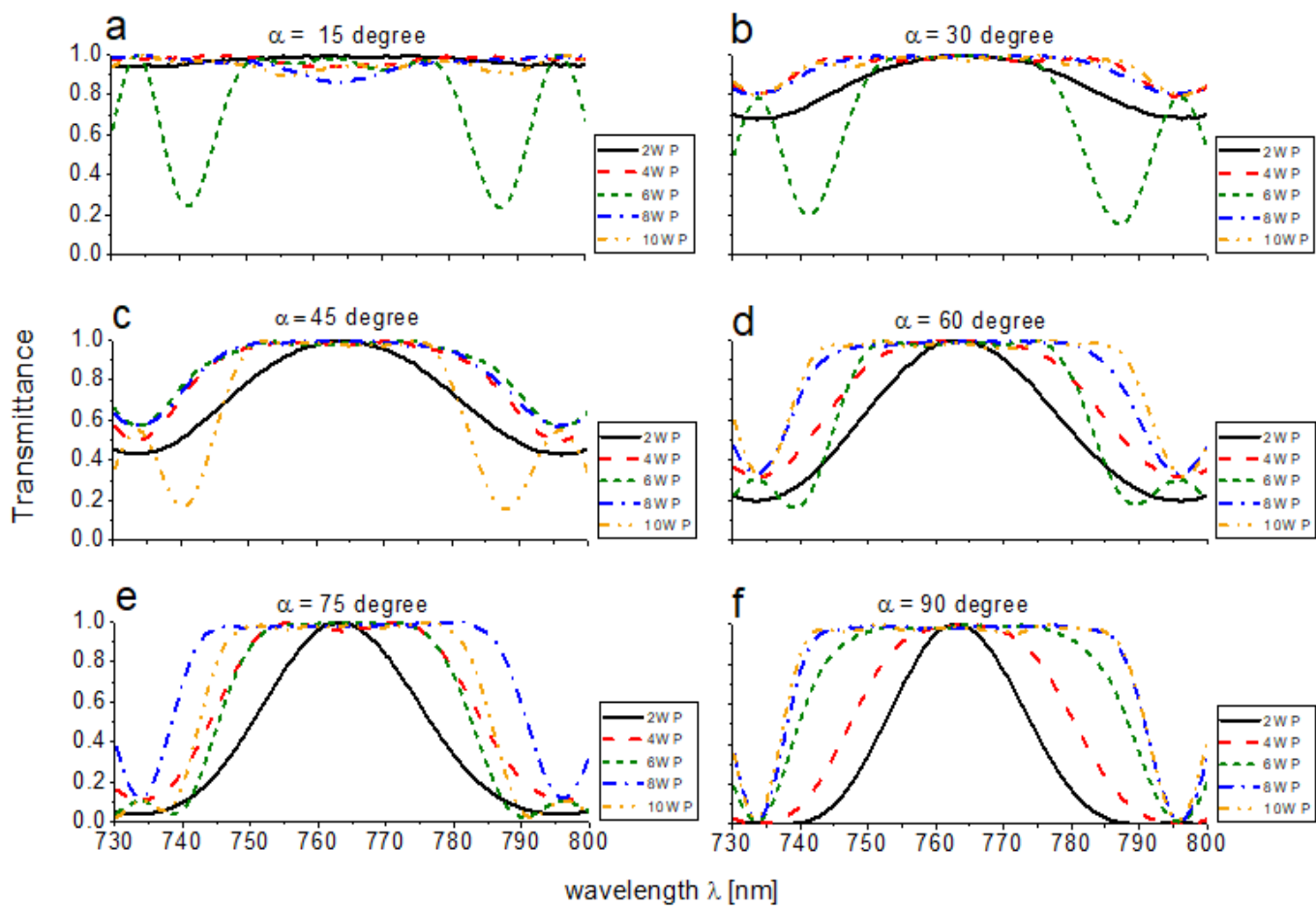
3.2.2 Процедура за измерване

Измерването започва с вземане на опорен сигнал преди прилагане на процедурата на въртене. Работиме при режим на пропускане на спектрометъра, където за референтния сигнал пропускането е 100%. За всеки изследван набор от N вълнови пластини, където N е 2, 4, 6, 8, 10 измерихме съответния референтен сигнал. Референтният сигнал представлява нулево въртене на линейно поляризираната светлина. Следващата стъпка беше да се реализира линеен поляризиращ ротатор чрез завъртане на бързата ос на всяка вълнова пластина под съответния ъгъл θ_n . Измерванията бяха извършени при шест различни ъгли на въртене на поляризацията $\alpha \in \{15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ, 90^\circ\}$ за всеки набор от пластини. Анализът беше направен чрез завъртане на поляризатора P_2 на желания ъгъл α .

3.2.3 Експериментални резултати

Експериментално бяха демонстрирани ъглово регулируеми широколентови поляризиращи ротатори, съдържащи 2, 4, 6, 8 и 10 вълнови пластини и резултатите отговарят много точно с теоретично предвидените такива. На фигура 3.2 са представени експериментално измерените спектри за всеки набор от вълнови пластини при ъгли на завъртане на поляризацията α , $\alpha \in \{15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ, 90^\circ\}$. Ефектът на разширяването на честотната лента се доказва чрез сравнение с набора от две вълнови пластини. Експерименталните резултати показват плоски максимуми в голям спектрален интервал, които се поддържат за различните ъгли на ротатора. Ясно може да се види, че силното разширяване на честотната лента се увеличава с броя на полувълновите пластини.

От фигура 3.2, можем да видим, че най-добри резултати имаме, когато поляризиращите ротатори се състоят от четири и осем пластини, поради което имаме основания да вярваме, че комбинация от кратни на четири пластини дава оптимална работа. Вижда се също, че ротаторът е по-устойчив в случай на малки ъгли на въртене. Устройството ни е относително просто, гъвкаво и евтино. Лесно се настройва на различни ъгли на въртене и осигурява работа в широколентов диапазон.



Фигура 3.2: Измерен коефициент на пропускане спрямо дължина на вълната за широколентов поляризиционен ротатор, състоящ се от различен брой полувълнови пластини N (2,4,6,8 и 10). Различните ъгли на въртене на ротатора α са обозначени на всяка графика.

Глава 4

Схеми за контрол на поляризацията с Фарадеев ротатор

4.1 Уводни бележки

Поляризационен ротатор е устройство, което върти равнината на линейна поляризация на светлината под определен ъгъл. Освен двулъчепречупване, показано в предната глава, той може да използва ефект на Фарадей. Ротаторът на Фарадей се състои от магнитоактивен материал, който се поставя вътре в мощен магнит [15, 16]. Магнитното поле причинява кръгова анизотропия (ефект на Фарадей), което кара ляво-кръговите и дясно-кръговите поляризиращи вълни да "усещат" различни показатели на пречупване. В резултат на това равнината на линейната поляризация се завърта. Вълновите пластини и ротаторите са основни градивни елементи за преобразуване на поляризацията. В действителност, всяка обратима поляризационна трансформация (обратима промяна на вектора на поляризация от всяко начално състояние до всяко крайно състояние) може да бъде постигната, използвайки комбинация от вълнова пластина и ротатор. За произволна трансформация са необходими една полувълнова пластина и две четвъртвълнови пластини [35] или само две четвъртвълнови пластини [36, 37], като отделните пластини трябва да се завъртят механично на определени ъгли. Това може да се окаже много непрактично в конкретни приложения, където трябва да се променят ъглите с определена честота и скорост. С нашето изследване се опитваме да разрешим този проблем, като заместим механичните въртения на пластините с изменение на магнитно поле. Устройството, което ние предлагаме, е модифицирана версия на поляризационния контролер на Simon-Mukunda's и се състои от две четвъртвълнови пластини и два ротатора.

4.2 Модифициран поляризационен контролер на Simon–Mukunda

Основна схема на устройство, което преобразува произволна поляризация е поляризационния контролер на Simon–Mukunda [35]. Той се състои от две четвъртвълнови и една полувълнова пластина, показани на фигура 4.1 а). Той има следното действие преобразува произволна входна поляризация в произволна изходна поляризация. Неговата матрица на Джонс се дава със следният израз:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_{\theta_3}(\pi/2)\mathbf{J}_{\theta_2}(\pi)\mathbf{J}_{\theta_1}(\pi/2). \quad (4.1)$$

Извършвайки следните математични преобразувания, а именно, че единичната матрица може да се представи във следният вид:

$$\hat{\mathbf{I}} = \mathbf{J}_{\theta_1}(\pi/2)\mathbf{J}_{\theta_1}(-\pi/2), \quad (4.2)$$

и това, че две четвъртвълнови пластини, могат да се заменят от една полувълнова:

$$\mathbf{J}_{\theta_1}(\pi) = \mathbf{J}_{\theta_1}(\pi/2)\mathbf{J}_{\theta_1}(\pi/2) \quad (4.3)$$

и замествайки в уравнение (4.1), получаваме:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_{\theta_3}(\pi/2)\mathbf{J}_{\theta_2}(\pi)\mathbf{J}_{\theta_1}(\pi)\mathbf{J}_{\theta_1}(-\pi/2). \quad (4.4)$$

След това, използвайки уравнение (3.5) за комбинация от две полувълнови пластини:

$$\mathbf{R}(2(\theta_1 - \theta_2)) = -\mathbf{J}_{\theta_2}(\pi)\mathbf{J}_{\theta_1}(\pi), \quad (4.5)$$

Финалният израз за матрицата на Джонс е:

$$\mathbf{J} = -\mathbf{J}_{\theta_3}(\pi/2)\mathbf{R}(\alpha)\mathbf{J}_{\theta_1}(-\pi/2), \quad (4.6)$$

където ъгълът на завъртане е $\alpha = 2(\theta_1 - \theta_2)$. Следователно поляризационният контролер на Simon - Mukunda може да бъде конструиран като комбинация от две четвъртвълнови пластини заедно с ротатор между тях. Това устройство ще работи следният начин: първата четвъртвълнова пластина преобразува въведената елиптична поляризация в линейна поляризация, след това ротатора завърта равнината на поляризация и накрая втората четвъртвълнова пластина преобразува линейната поляризация отново в елиптична.

4.3 Частен случай на поляризационния контролер на Simon–Mukunda

В частния случай, когато двете четвъртвълнови пластини са ориентирани така, че техните бързи оптични оси са перпендикулярни една на друга (уравнение 4.6) (това става при ъгъл $\theta_1 = \theta_3 = \pi/4$) получаваме вълнова пластина внасяща фазова разлика 2α [28]:

$$\mathbf{J}_0(2\alpha) = \mathbf{J}_{\pi/4}(\pi/2)\mathbf{R}(\alpha)\mathbf{J}_{\pi/4}(-\pi/2) = - \begin{bmatrix} e^{i\alpha} & 0 \\ 0 & e^{-i\alpha} \end{bmatrix}. \quad (4.7)$$

Такова устройство има следното предимство. Не се налага механично въртене на вълновите пластини, а се използва промяна на магнитното поле в двата Фарадееви ротатора. Предлагащата пренастройваема вълнова пластина може да се използва като бърз превключвател, където е времето за включване/изключване на оптичната активност е от порядъка на микросекунди.

4.4 Поляризационен преобразувател на произволна към произволна поляризация

Въз основа на факта, че комбинирането на произволен ротатор с произволна вълнова пластина позволява да се постигне всяка поляризационна трансформация, можем да комбинираме пренастройваемото устройство от уравнение (4.7) с допълнителен ротатор за получаване на ново устройство за манипулация на произволна към произволна поляризация. Неговата матрица на Джонс има следният вид:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_0(2\alpha)\mathbf{R}(\beta), \quad (4.8)$$

или

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_{\pi/4}(\pi/2)\mathbf{R}(\alpha)\mathbf{J}_{\pi/4}(-\pi/2)\mathbf{R}(\beta). \quad (4.9)$$

Предложеното оптично устройство (4.9), показано схематично на фигура 4.1 b, има предимството, че е по-удобно за използване, като ъгълът на въртене и фазовото отместване се получават чрез промяна на магнитното поле на първия и втория ротатор на Фарадей, съответно.

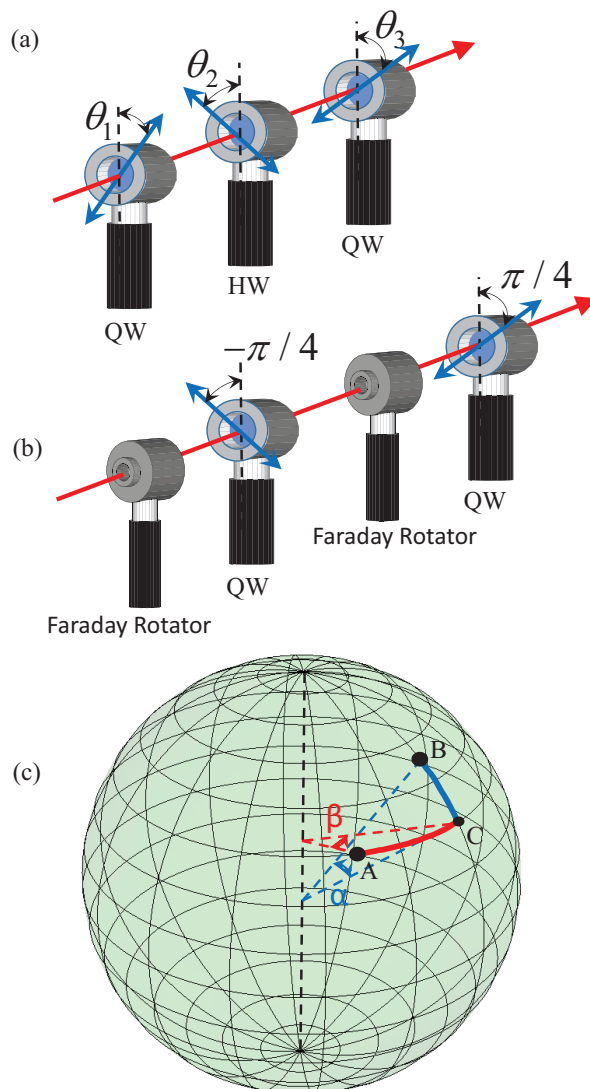
Накрая, ние ще оценим възможността за постигане на ъглите на въртене α и β от уравнение (4.9) за предложеното устройство. Ъгълът на въртене за ротатора на Фарадей е равен на

$$\theta(\lambda) = V(\lambda)BL,$$

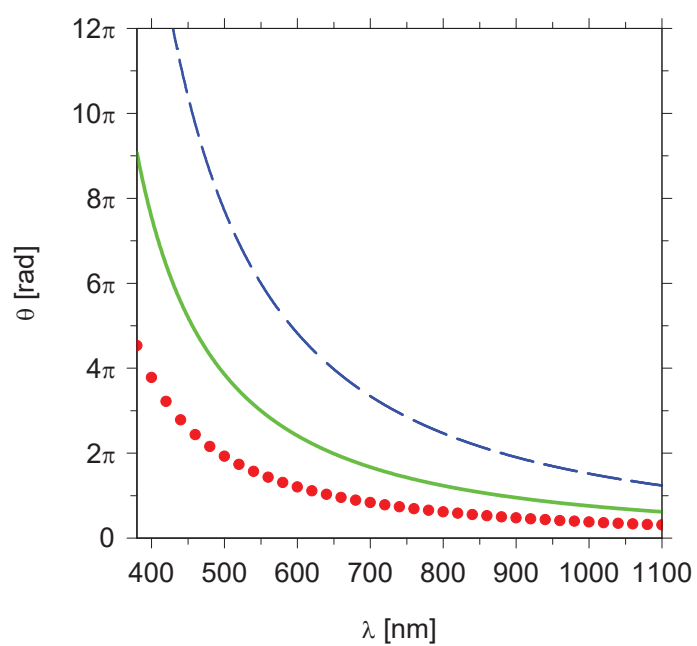
където B е външното магнитно поле, L е дължината на магнитнооптичният кристал, и $V(\lambda)$ константата на Верде. Нашите разсъждения са направени, като използваме кристал Тербий-Галий-Гранат (ТГГ), тъй като има най-добри свойства - висока константа а Верде, широка област на пропускане и висок праг на разрушение. Зависимостта на неговата константа на Верде от дължината на вълната се дава със следната формула:

$$V(\lambda) = \frac{E}{\lambda_0^2 - \lambda^2}, \quad (4.10)$$

където $E = 4.45 \cdot 10^7 \frac{\text{rad} \cdot \text{nm}^2}{\text{T} \cdot \text{m}}$ и $\lambda_0 = 257.5 \text{ nm}$ е дължината на вълната, която се избира да е близо до прехода от 4f състояние до 5d състояние на тербиевите йони. В диапазона от дължини на вълните между 400 – 1100 nm, ТГГ кристалът има оптимални свойства за ротатор на Фарадей. На фигура 4.2 са показани симулации на зависимостта на ъгъла на въртене на ротатора като функция на дължината на светлинната вълна за три стойности на магнитното поле $B_1 = 0.5T$, $B_2 = 1T$ и $B_3 = 2T$ при фиксирана дължина на кристала $L = 0.05m$. Както се вижда всякакви ротационни ъгли α и β в интервала $[0, 2\pi]$ могат да бъдат реализирани при стойност на магнитното поле, по-малко от 1T за видимия спектър.



Фигура 4.1: (а) Поляризационен контрол на Simon–Mukunda в конфигурация четвъртвълнова (QW), полувълнова (HW) и още една четвъртвълнова пластина. (б) Схема на устройство за произволна към произволна поляризационна трансформация, съставено от две четвъртвълнови пластини и два Фарадееви ротатора. Ориентацията на четвъртвълновите пластини е фиксирана. (в) Поляризационна еволюция върху сфера на Поанкаре. Началната поляризация е в точка А, а крайната е в точка В. Първата част на еволюцията е завъртане на ъгъл β между точки А и С, последвано от фазово отместване на ъгъл α от точка С до точка В.



Фигура 4.2: Ъгъл на въртене на фарадеевия ротатор θ като функция на дължината на светлинната вълна λ , за три различни стойности на магнитното поле $B_1 = 0.5T$ (в червено), $B_2 = 1T$ (в зелено) и $B_3 = 2T$ (синьо).

Основни научни приноси

- Използван е математическия аналог между втория закон на движение на Нютон за силата на Лоренц и времезависещото уравнение на Шрьодингер, описващо еволюцията на една квантова система под действие на електромагнитно поле, за да се представи аналогията между квантовата физика и класическия електромагнетизъм.
- Изведено е адиабатното решение за адиабатното движение на класическа заредена частица в статично пространствено еднородно и нееднородно магнитно поле.
- Изведени са точните формули за еволюционната матрица (както в адиабатен, така и в диабатен базис) и за адиабатно състояние, за конкретния случай на движение на заредена частица в магнитно поле.
- Направени са симулации на адиабатно движение на заредена частица, която следва силовата линия на магнитно поле, за два различни начина на създаване на магнитно поле.
- Използвана е аналогията на композитни импулси в квантовата физика и е предложено е и експериментално демонстрирано ново устройство - ахроматичен композитен оптичен ротатор, който е способен да върти равнината на поляризация на линейно поляризирана светлина под всякакъв избран ъгъл. Устройството е съставено от четен брой полувълнови пластини, завъртени под специфични ъгли по отношение на техните бързи оси.
- Показано е, че честотната лента на поляризационния ротатор се увеличава с броя на полувълновите пластини.
- Предложени са две устройства за преобразуване на поляризацията.
- Първото устройство е модифициран контролер на поляризация на Simon-Mukunda, който е конструиран като комбинация от две четвъртвълнови пластини и фарадеев ротатор между тях.
- Второто устройство е съставено от два ротатора на Фарадей и две четвърт-вълнови пластини, където фазовата разлика и въртенето могат да бъдат непрекъснато модифицирани само чрез промяна на магнитните полета на двата ротатора на Фарадей.
- Намерени са техните матрици на Джоунс и е показано, че тяхното действие е да преобразуват произволна към произволна промяна на поляризацията.
- Показано е, че двете устройства имат огромно предимство: заместени са механичните въртения на пластините с промяна на магнитните полета в ротаторите на Фарадей.
- Направени са числени симулации, за да се изследва диапазона на работа на второто устройство.

Списък с публикации, върху които е изграден дисертационният труд

- **Elena Stoyanova**, Svetoslav S. Ivanov, Andon A. Rangelov and Nikolay V. Vitanov, Adiabatic motion of a charged particle in spatially uniform and nonuniform static magnetic fields
Physica Scripta, Volume 94, Number 5, 055501 (2019).
- **Elena Stoyanova**, Mouhamad Al-Mahmoud, Hristina Hristova, Andon Rangelov, Emiliya Dimova and Nikolay V Vitanov
Achromatic polarization rotator with tunable rotation angle Journal of Optics, Volume 21, Number 10, 105403 (2019).
- **Elena Stoyanova** Svetoslav Ivanov, Andon Rangelov
Two polarization-control schemes with Faraday rotators
Applied Optics Volume 59, Issue 33, 10224 (2020)

Благодарности

Бих желала да благодаря на научните си ръководители Доц. дфзн Андон Рангелов и чл. кор. проф. дфзн Николай Витанов за възможността да работя в групата по Квантова Оптика и Квантова Информация, за това, че ми дадоха възможност да развия знанията си по квантова физика в областта на квантовите аналогии.

Бих желала да благодаря на доц. д-р Емилия Димова, от института по Физика на твърдото тяло към БАН, за това че ни позволи да реализираме експериментално нашите теоретични разработки в нейната лаборатория.

Този дисертационен труд е финансиран от Националния фонд "Научни изследвания" в рамките на договор №ДН 18/14, Проект LIMQUET, програма Horizon-2020 (договор номер 765075) и от проект към Софийски университет номер 80-10-191/2020.

Библиография

- [1] B. W. Shore, *The Theory of Coherent Atomic Excitation*, (Wiley, New York, 1990).
- [2] N. V. Vitanov, A. A. Rangelov, B. W. Shore, and K. Bergmann, Stimulated Raman adiabatic passage in physics, chemistry, and beyond, *Rev. Mod. Phys.* 89, 015006 (2017).
- [3] U. Gaubatz, P. Rudecki, S. Schiemann, and K. Bergmann, Population transfer between molecular vibrational levels by stimulated Raman scattering with partially overlapping laser fields. A new concept and experimental results., *J. Chem. Phys.* 92, 5363 (1990).
- [4] M. H. Levitt, Composite Pulses, *Prog. Nucl. Magn. Reson. Spectrosc.* 18, 61 (1986).
- [5] R. Freeman, *Spin Choreography*, (Spektrum, Oxford, 1997).
- [6] D. Dragoman and M. Dragoman, *Quantum-Classical Analogies*, (Springer, Berlin, 2004).
- [7] S. Longhi, Quantum-optical analogies using photonic structures, *Laser Photonics Rev.* 3, 243 (2009).
- [8] F. Bloch, Nuclear Induction, *Phys. Rev.* 70, 460-474 (1946).
- [9] L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, (Dover, New York, 1987).
- [10] Bruce W. Shore, Coherent Manipulations of Atoms using Laser Light, *Acta Physica Slovaca* 58, No.3, 243-486 (2008).
- [11] H. Suchowski, G. Porat, and A. Arie, Adiabatic processes in frequency conversion, *Laser Photonics Rev.* 8, 333 (2014).
- [12] A. A. Rangelov, N. V. Vitanov, B. W. Shore, Stimulated Raman adiabatic passage analogues in classical physics, *J. Phys. B.* 42, 055504 (2009).
- [13] S. Tseng and M. Wu, Mode Conversion/Splitting by Optical Analogy of Multistate Stimulated Raman Adiabatic Passage in Multimode Waveguides, *J. Lightwave Technol.* 28, 3529 (2010).
- [14] G. D. Valle, M. Ornigotti, T. T. Fernandez, P. Laporta, S. Longhi, A. Coppa, and V. Foglietti, Adiabatic light transfer via dressed states in optical waveguide arrays, *Appl. Phys. Lett.* 92, 011106 (2008).
- [15] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, (Cambridge University Press, Cambridge, 2005).
- [16] D. Goldstein and E. Collett, *Polarized Light*, (Marcel Dekker, New York, 2003).
- [17] J. D. Pye, *Polarised Light in Science and Nature*, (Institute of Physics, 2001).
- [18] J. M. Bennett, A Critical Evaluation of Rhomb-Type Quarterwave Retarders, *Appl. Opt.* 9, 2123 (1970).

- [19] B. Bakhouché, A. Beniaiche, and H. Guessas, Method for determining the reflection-induced retardance of the Fresnel rhomb, *Opt. Eng.* 53, 055108 (2014).
- [20] R. C. Sharp, D. P. Resler, D. S. Hobbs, and T. A. Dorschner, Electrically tunable liquid-crystal wave plate in the infrared, *Opt. Lett.* 15, 87(1990).
- [21] C. Ye, Construction of an optical rotator using quarter-wave plates and an optical retarder, *Opt. Eng.* 34, 3031 (1995).
- [22] C. D. West and A. S. Makas, The Spectral Dispersion of Birefringence, Especially of Birefringent Plastic Sheets, *J. Opt. Soc. Am.* 39, 791–794 (1949).
- [23] M. G. Destriau and J. Prouteau, Réalisation d'un quart d'onde quasi achromatique par juxtaposition de deux lames cristallines de même nature, *J. Phys. Radium* 10, 53–55 (1949).
- [24] S. Pancharatnam, Achromatic combinations of birefringent plates. Part I. An achromatic circular polarizer, *Proc. Indian Acad. Sci.* 41, 130–136 (1955).
- [25] S. Pancharatnam, Achromatic combinations of birefringent plates. Part II. An achromatic quarter-wave plate, *Proc. Indian Acad. Sci.* 41, 137–144 (1955).
- [26] T. Peters, S. S. Ivanov, D. Englisch, A. A. Rangelov, N. V. Vitanov, and T. Halfmann, Variable ultrabroadband and narrowband composite polarization retarders, *Appl. Opt.* 51, 7466–7474 (2012).
- [27] A. A. Rangelov and E. Kyoseva, Broadband composite polarization rotator, *Opt. Commun.* 338, 574–577 (2015).
- [28] A. Messaadi, M. M. Sanchez-Lopez, A. Vargas, P. Garcia-Martinez, and I. Moreno, Achromatic linear retarder with tunable retardance, *Opt. Lett.* 43, 3277–3280 (2018).
- [29] H. Kubo and R. Nagata, Equations of light propagation in an inhomogeneous crystal, *Opt. Commun.* 27, 201 (1978).
- [30] S. S. Ivanov, A. A. Rangelov, N. V. Vitanov, T. Peters, and T. Halfmann, Highly efficient broadband conversion of light polarization by composite retarders, *J. Opt. Soc. Am. A* 29, 265–269 (2012).
- [31] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (Wiley, New York, 1999).
- [32] D. J. Griffiths, *Introduction to electrodynamics* (Prentice Hall, New Jersey, 1999).
- [33] A. Yariv and P. Yeh, *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications*, 6th ed. (Oxford University Press, New York, 2007).
- [34] A. Ardavan, Exploiting the Poincaré–Bloch symmetry to design high-fidelity broadband composite linearretarders, *New J. Phys.* 9, 24 (2007).
- [35] R. Simon and N. Mukunda, Minimal three-component SU(2) gadget for polarization optics, *Phys. Lett. A* 143, 165–169 (1990).
- [36] V. Bagini, R. Borghi, F. Gori, M. Santarsiero, F. Frezza, G. Schettini and G. S. Spagnolo, The Simon - Mukunda polarization gadget, *Eur. J. Phys.* 17, 279 (1996).
- [37] F. De Zela, Two-component gadget for transforming any two nonorthogonal polarization states into one another, *Phys. Lett. A* 376, 1664–1668 (2012).