



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO
INSTITUTO DE FÍSICA

Título da Tese (ou Dissertação)

Nome do Estudante

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física).

Orientador: Paulo Américo Maia Neto

Coorientador: Nome do Coorientador

Rio de Janeiro

Março de 2013

P436(mudar) Fonseca, Arthur Luna da
Interação de Momento Angular de Spin e Orbital na Pinça
Ótica. / Arthur Luna da Fonseca - Rio de Janeiro: UFRJ/IF, 2019.
xiv, 154f(mudar).
Orientador: Paulo Américo Maia Neto
Coorientador:
Dissertação (mestrado) - UFRJ / Instituto de Física /
Programa de Pós-graduação em Física, 2019.
Referências Bibliográficas: f. 124-145.(mudar)
1. Pinça ótica. 2. Momento angular ótico. 3. Feixes não
paraxiais. 4. Interação spin-órbita. 5. Astigmatismo. I. Wotzasek,
Clóvis José. II. Guimarães, Marcelo Santos. III. Universidade Federal
do Rio de Janeiro, Instituto de Física, Programa de Pós-graduação
em Física. IV. Abordagem de Julia-Toulouse para condensação de
correntes topológicas e aplicações.(mudar)

Resumo

Título da Tese

Nome do Estudante

Orientador: Nome do Orientador

Coorientador: Nome do Coorientador

Resumo da Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física).

Resumo da tese.

Palavras-chave: Insira as palavras-chave aqui.

Abstract

Title of the Thesis

Name of the Student

Orientador: Name of the Advisor

Coorientador: Name of the Coadvisor

Abstract da Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física).

Abstract in English.

Keywords: Insert the keywords here.

Agradecimentos

Listar agradecimentos aqui, inclusive à agência de fomento que concedeu a bolsa de pós-graduação.

Sumário

Sumário	vi
Lista de Figuras	vii
Lista de Tabelas	viii
1 Introdução	1
2 Teoria da Pinça Ótica	2
2.1 Introdução	2
2.2 Modelo Mie-Debye	3
2.3 Interação Spin-Órbita.	7
3 Título do Terceiro Capítulo	8
4 Título do Quarto Capítulo	9
5 Considerações Finais	10
Referências Bibliográficas	11
A Título do Primeiro Apêndice	12
B Título do Segundo Apêndice	13

Lista de Figuras

2.1	Operadores vetoriais no espaço de Fourier usados para encontrar as soluções vetoriais.	5
-----	---	---

Lista de Tabelas

Capítulo 1

Introdução

blablabla...

blablabla...

blablabla...

Capítulo 2

Teoria da Pinça Ótica

2.1 Introdução

Nessa secção, discutirei brevemente o modelo Mie-Debye (MD) para o experimento de pinça ótica. Este foi usado para obter os resultados da presente dissertação. Os primeiros modelos que tentam descrever as forças da pinça ótica fazem uso de diversas aproximações para descrever o feixe que passa pela objetiva e a interação da esfera com o campo. Esse modelo, por outro lado, descreve o feixe de forma exata, de acordo com o formalismo de Richards-Wolf para um feixe fortemente focalizado. Ele leva em conta diversos efeitos que são ignorados pelos demais, além de ser válido para um espectro maior de relações entre o comprimento de onda λ e o raio a .

As simulações feitas baseadas no modelo MD levam em conta um efeito que a principio não se apresenta com clareza: a interação de momento angular de spin e orbital do feixe. A alta abertura numérica da objetiva e o espalhamento Mie são dois elementos importantes levados em consideração neste modelo e que são responsáveis por efeitos de conversão de momentos angulares[?]. Faremos uma breve discussão nesse capítulo sobre esses efeitos, a fim de elucidar não só os mesmos, mas os resultados obtidos nas simulações e no experimento.

Uma breve descrição de duas aberrações presentes no experimento também será feita nesse capítulo: aberração esférica e astigmatismo. Enquanto a aberração esférica é um

efeito controlado, o astigmatismo é gerado por desalinhamentos no sistema. Por isso, a simulação depende dos parâmetros de astigmatismo para ser coerente com o experimento. Usaremos esse fato para fazer um ajuste de um desses parâmetros comparando os dados experimentais e resultados de várias simulações.

2.2 Modelo Mie-Debye

O cálculo da força em uma amostra na pinça ótica é feito através de[2]:

$$\vec{F} = \oint_{\sigma} \hat{n} \cdot T d\sigma - \mu\epsilon \frac{d}{dt} \int_{\nu} \vec{S} d\nu, \quad (2.1)$$

onde σ é uma superfície que envolve a amostra na pinça ótica, ν é o interior dessa superfície, T é o tensor das tensões de Maxwell e μ e ϵ são a permeabilidade magnética e a permissividade elétrica do meio envolvendo a amostra, respectivamente.

O primeiro passo, portanto, é calcular o campo eletromagnético incidente e espalhado nessa amostra (centro espalhador). Os detalhes de tais cálculos podem ser encontrados em [1] e [?], e não estarão no presente trabalho para evitar repetição. Começaremos, então, pelas equações de Maxwell em meios materiais [2], na ausência de correntes e cargas. Assumimos também que os campos sejam harmônicos no tempo, ou seja, sua dependência é dada por $e^{-i\omega t}$. As equações tomam a seguinte forma:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.4)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (2.5)$$

As equações de onda para os campos podem ser obtidas tomando o rotacional ($\nabla \times$) das equações 2.4 e 2.5 e usando as relações para meios lineares $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$ e $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$. Substituindo também 2.2 e 2.3, obtemos:

$$(\nabla^2 - \mu\epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2})\mathbf{E} = 0, \quad (2.6)$$

$$(\nabla^2 - \mu\epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2})\mathbf{H} = 0. \quad (2.7)$$

Por fim, obtemos a equação de Helmholtz:

$$(\nabla^2 + \omega^2 \mu\epsilon)\mathbf{V} = 0 \quad (2.8)$$

onde \mathbf{V} é um dos campos vetoriais \mathbf{E} ou \mathbf{H} . Como estamos lidando com campos vetoriais de divergência nula (2.2 e 2.3), pode-se mostrar que $\mathbf{r} \cdot \mathbf{V}$ é solução da equação de Helmholtz escalar [1]:

$$(\nabla^2 + \omega^2 \mu\epsilon)\psi = 0. \quad (2.9)$$

Assim, uma vez encontradas as soluções escalares, temos que reobter os campos vetoriais. Fazemos isso usando um conjunto de operadores vetoriais que comutam com ∇^2 e são perpendiculares entre si: $-i\mathbf{r} \times \nabla = \mathbf{L}, \nabla \times \mathbf{L}$ e ∇ . No espaço de Fourier, esses operadores são proporcionais a $\mathbf{k} \times \nabla_{\mathbf{k}}$, $\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \nabla_{\mathbf{k}}) \propto \nabla_{\mathbf{k}}$ e \mathbf{k} , respectivamente. A figura 2.1 mostra os vetores em questão. O operador \mathbf{k} fornece as soluções com campos na direção de propagação, ou seja, campos com divergência não nula e que não são soluções do nosso problema. Levando em conta que o centro espalhador no nosso problema é uma microesfera, vamos fazer uma descrição dos campos escalares de forma a aproveitar tal simetria. Assumiremos uma solução de ondas planas para o campo elétrico, de polarização circular (direita ou esquerda) e se propagando na direção z :

$$\mathbf{E} = E_0(\hat{x} \pm i\hat{y})e^{ikz-i\omega t}. \quad (2.10)$$

Obtemos \mathbf{H} levando 2.10 em 2.4:

$$\mathbf{H} = \frac{n_1}{\mu c} E_0(\hat{y} \mp i\hat{x})e^{ikz-i\omega t} = \frac{n_1}{\mu c}(\mp i)\mathbf{E}, \quad (2.11)$$

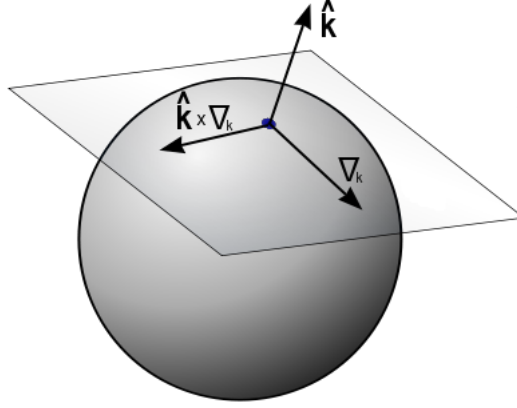


Figura 2.1: Operadores vetoriais no espaço de Fourier usados para encontrar as soluções vetoriais.

onde n_1 é o índice de refração do meio ao redor da amostra. Definimos os potenciais de Debye como:

$$\Pi^E = \sum_J \Pi_J^E = \sum_J \frac{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{E})_J}{J(J+1)} \quad e \quad \Pi^M = \sum_J \Pi_J^M = \sum_J \frac{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{H})_J}{J(J+1)}. \quad (2.12)$$

Onde o somatório em J significa que estaremos expandindo nossa onda plana em ondas esféricas (parciais), e cada um dos termos possui um potencial de Debye correspondente. Assim, nossa solução 2.10, junto com 2.12, ficará na forma[1]:

$$\Pi^E = \pm \frac{E_0 e^{-i\omega t}}{k} \sum_{J=1} \inf(i)^{J+1} j_J(kr) \sqrt{\frac{4\pi(2J+1)}{J(J+1)}} Y_J^{\pm 1}(\theta, \phi), \quad (2.13)$$

enquanto o potencial magnético será:

$$\Pi^M = \frac{n_1}{\mu c} (\mp i) \Pi^E. \quad (2.14)$$

Obtemos, até então, os potenciais de ondas planas incidentes na direção z em coordenadas esféricas. Queremos usa-las para montar um feixe cônico de alta abertura numérica. Faremos isso rotacionando e superpondo diversas ondas planas usando o operador \mathbf{J} , que

é o gerador de rotações no espaço. Como a dependência angular nos potenciais de Debye estão contidas nos harmônicos esféricos, o procedimento se resume em fazer a rotação dos mesmos. A relação

$$Y_{JM}(\theta', \phi') = \sum_{M'=-J}^J Y_{JM'}(\theta, \phi) D_{M',M}^J(\alpha, \beta, \gamma) \quad (2.15)$$

representa um harmônico esférico em um eixo rodado com coordenadas θ' e ϕ' , onde $D_{M',M}^J$ é o elemento da matriz de rotação $D(\alpha, \beta, \gamma)$ de Wigner e α , β , e γ são os ângulos de Euler. Os elementos $D_{M',M}^J$ tomam a forma:

$$D_{M',M}^J(\alpha, \beta, \gamma) = \langle JM' | D(\alpha, \beta, \gamma) | JM \rangle = \langle JM' | e^{-i\alpha J_z} e^{-i\beta J_y} e^{-i\gamma J_z} | JM \rangle, \quad (2.16)$$

onde podemos substituir os autovalores de J_z : M e M' . Substituindo também $\langle JM' | e^{-i\beta J_y} | JM \rangle$ por $d_{M'M}^J(\beta)$, a equação 2.15 fica:

$$Y_{JM}(\theta', \phi') = \sum_{M'=-J}^J Y_{JM'}(\theta, \phi) e^{-i(\alpha M' + \gamma M)} d_{M'M}^J(\beta). \quad (2.17)$$

A rotação é feita de forma que o eixo z coincida com o eixo $\hat{\mathbf{k}}$ de propagação. Para isso, $\alpha = \phi_k$ e $\beta = \theta_k$. Usamos o último ângulo de Euler para determinar corretamente a direção de polarização do feixe fazendo $\gamma = -\phi_k$. Substituindo em 2.12, os potenciais de Debye rotacionados ficam:

$$\Pi^E = \pm \frac{E_0 e^{-i\omega t}}{k} \sum_{J=1}^{\infty} \inf(i)^{J+1} j_J(kr) \sqrt{\frac{4\pi(2J+1)}{J(J+1)}} \sum_{M'=-J}^J e^{i\phi_k(M' \mp 1)} d_{M', \pm 1}^J(\theta_k) Y_{JM'}(\theta, \phi), \quad (2.18)$$

e

$$\Pi^M = \frac{H_0 e^{-i\omega t}}{k} \sum_{J=1}^{\infty} \inf(i)^J j_J(kr) \sqrt{\frac{4\pi(2J+1)}{J(J+1)}} \sum_{M'=-J}^J e^{i\phi_k(M' \mp 1)} d_{M', \pm 1}^J(\theta_k) Y_{JM'}(\theta, \phi). \quad (2.19)$$

2.3 Interação Spin-Órbita.

blablabla...

blablabla...

Capítulo 3

Título do Terceiro Capítulo

blablabla...

blablabla...

blablabla...

Capítulo 4

Título do Quarto Capítulo

blablabla...

blablabla...

blablabla...

Capítulo 5

Considerações Finais

blablabla...

blablabla...

blablabla...

Referências Bibliográficas

- [1] A. Mazolli, *Teoria das Pinças Óticas - Uma Aplicação da Teoria de Espalhamento Mie* (Tese de doutorado, Instituto de Física/UFRJ, 2003. 3, 4, 5
- [2] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, John Wiley and Sons, New York, (1975) 3
- [3] J. Maldacena, *The Large N Limit of Superconformal Field Theories and Supergravity*, Adv. Theor. Math. Phys. **2**, 231 (1998), [arXiv:hep-th/9711200].

Apêndice A

Título do Primeiro Apêndice

blablabla...

blablabla...

blablabla...

Apêndice B

Título do Segundo Apêndice

blablabla...

blablabla...

blablabla...