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

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

Capítulo 1

Introdução

blablabla...

blablabla...

blablabla...

Capítulo 2

Teoria da Pinça Ótica

2.1 Introdução

A presente dissertação é um resultado do trabalho do grupo de pinças óticas da UFRJ, que tem sido desenvolvido há quase duas décadas. Os trabalhos de teoria do grupo têm como objetivo descrever o aparato de pinças óticas, descoberta por Arthur Ashkin em 1986[?] [?]. Suas contribuições para o ramo de armadilhamento ótico vêm desde 1970, com seu primeiro artigo publicado sobre o assunto[?]. Em 2018, seus trabalhos sobre a pinça ótica e toda a sua importancia para aplicação em biologia lhe renderam o prêmio Nobel de 2018.

A importância desse aparato exigiu uma descrição teórica satisfatória. Os primeiros modelos que tentam descrever as forças da pinça ótica fazem uso de diversas aproximações para descrever o feixe que sai da objetiva e a interação da esfera com o campo. Falarei brevemente destes na próxima seção.

O primeiro artigo publicado pelo grupo que diz respeito a teoria de pinças óticas foi em 2000 [?], e deriva a força axial (na direção z) na microesfera em cima do eixo para um feixe de polarização circular. Resultados seguintes estendem o anterior para uma posição arbitrária da microesfera em relação ao foco do feixe e derivam forças nas demais direções (em coordenadas cilíndricas: azimutal e radial) [?]. O caso da polarização linear é discutido em [?]. Posteriormente, eles também inserem correções à aberração esférica em [**?**] (para interface vidro-água no porta-amostra) e ao astigmatismo e coma em [**?**].

Na seção **inserir seção**, discutirei brevemente o modelo desenvolvido pelo grupo (MDSA+, do inglês Mie-Debye Spherical Aberration, com correção de outras aberrações). Este foi usado para obter os resultados da presente dissertação. Ele leva em conta diversos efeitos [CITAR EXEMPLOS] que são ignorados pelos demais, além de ser válido para um espectro maior de razões entre o comprimento de onda λ e o raio a (também chamado de parâmetro de tamanho, ou β).

Ajustes de dados experimentais com o modelo MDSA foram feitos e publicados pelo grupo [**?**, **?**]. Uma vez demonstrada que a teoria tem boa concordância com o experimento, podemos tentar prever parâmetros experimentais a partir dela. Esse é um dos objetivos do presente trabalho, e, para tal, discutiremos nas próximas seções um pouco sobre o modelo Mie-Debye e suas extensões. Esse tema ja foi abordado em teses de doutorado de ex-alunos do grupo [**?**, **?**], que tomaremos e recomendamos como referência para este texto.

O modelo MD levam em conta um efeito que a princípio 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 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. (**rever esse paragrafo**)

2.2 Modelo Mie-Debye

Discutiremos brevemente nessa seção o modelo MDSA+. Os detalhes de tais cálculos podem ser encontrados em [**?**] e [**?**], e não estarão no presente trabalho para evitar repetição.

Começamos pela forma como se faz o cálculo da força em uma amostra na pinça ótica ([**?**]):

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

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). O campo incidente na amostra trata-se de um campo com formato cônico (focado). Montaremos esse campo superpondo ondas planas. Para tanto, começamos tratando do caso de uma onda plana se propagando na direção z, com polarização circular. Essa é a polarização conveniente para expansão do campo em multipolo (ondas esféricas ou ondas parciais). Outros casos de polarização serão discutidos adiante. A base de multipolos é a ideal para problemas com simetria esférica, pois são compostas pelos harmônicos esféricos na parte radial, que são autofunções dos operadores de momento angular L^2 e L_z. Esse fato será importante para obter os campos vetoriais a partir dos potenciais de Debye, que serão definidos a seguir:

$$\Pi^E = \sum_J \Pi_J^E = \sum_J \frac{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{E})_J}{J(J+1)} \qquad e \qquad \Pi^M = \sum_J \Pi_J^M = \sum_J \frac{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{H})_J}{J(J+1)}. \tag{2.2}$$

com

$$\mathbf{E} = E_0(\hat{x} \pm i\hat{y})e^{ikz - i\omega t} \qquad e \qquad \mathbf{H} = \frac{n_1}{\mu c}(\mp i)\mathbf{E}. \tag{2.3}$$

onde n_1 é o índice de refração do meio ao redor da amostra. Tais potenciais serão úteis para resolver o problem do espalhamento Mie. Estes decompõem os campos em dois modos, um deles com o campo $\mathbf{E}$ paralelo à superfície do objeto espalhador (Π^M, modo transversal elétrico) e outra perpendicular (Π^E, modo transversal magnético). Essa decomposição forma a base para se aplicar as condições de contorno e obter os coeficientes de Mie, que podemos entender como as amplitudes de espalhamento de cada onda parcial. Os coeficientes de Mie para o espalhamento são:

$$a_J = \frac{\psi_J(\beta)\psi'_J(\alpha) - N\psi'_J(\beta)\psi_J(\alpha)}{\zeta_J^{(1)}(\beta)\psi'_J(\alpha) - N\zeta_J'^{(1)}(\beta)\psi_J(\alpha)} \qquad e \qquad b_J = \frac{\psi'_J(\beta)\psi_J(\alpha) - N\psi_J(\beta)\psi'_J(\alpha)}{\zeta_J'^{(1)}(\beta)\psi_J(\alpha) - N\zeta_J^{(1)}(\beta)\psi'_J(\alpha)}, \tag{2.4}$$

onde $\beta = ka$, $\alpha = Nka$, a é o raio da esfera, $\psi_J = xj_J(x)$ e $\zeta_J^{(1)} = xh_J^{(1)}(x)$ são as funções de Bessel-Riccati e $j_J(x)$ e $h_J^{(1)}(x)$ são as funções esféricas de Bessel e Henkel, respectivamente.

Assim, uma vez encontradas as soluções escalares para os campos espalhados e incidentes, 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 a soluções com campos na direção de propagação, ou seja, campos com divergência não nula e que não são soluções do nosso problema. Obtemos, até então, os potenci-

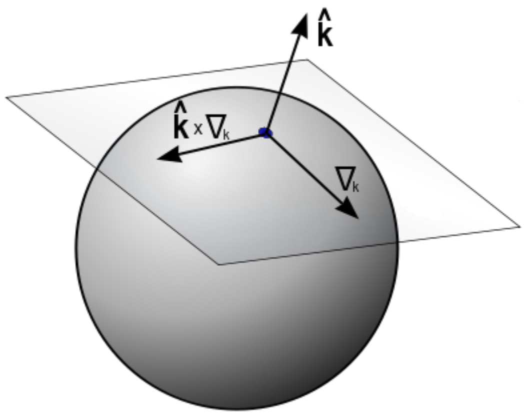

Figura 2.1: Operadores vetoriais no espaço de Fourier usados para encontrar as soluções vetoriais.

ais 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 dos potenciais de Debye estão contidas nos harmôncos esféricos, o procedimento se resume em fazer a rotação dos mesmos. Usando o operador $D(\alpha, \beta, \gamma) = e^{-i\alpha J_z} e^{-i\beta J_y} e^{-i\gamma J_z}$ e o fato de que os harmônicos esféricos são autofunções de J_z, obtemos:

$$Y_{JM}(\theta', \phi') = \sum_{M'=-J}^{J} Y_{JM'}(\theta, \phi) e^{-i(\alpha M' + \gamma M)} d^J_{M'M}(\beta), \tag{2.5}$$

que representa um harmônico esférico em um eixo rodado com coordenadas θ' e ϕ', onde $d^J_{M',M}(\beta) = e^{-i\beta J_y}$ é o elemento da matriz-d de Wigner e α, β, e γ são os ângulos de Euler. 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 2.2, os potenciais de Debye rotacionados ficam:

$$\Pi^E = \pm \frac{E_0 e^- i\omega t}{k} \sum_{J=1} \inf(i)^{J+1} j_J(kr) \sqrt{\frac{4\pi(2J+1)}{J(J+1)}} \sum_{M'=-J}^{J} e^{i\phi_k(M' \mp 1)} d^J_{M',\pm 1}(\theta_k) Y_{JM'}(\theta, \phi), \tag{2.6}$$

e

$$\Pi^M = \frac{H_0 e^- i\omega t}{k} \sum_{J=1} \inf(i)^{J} j_J(kr) \sqrt{\frac{4\pi(2J+1)}{J(J+1)}} \sum_{M'=-J}^{J} e^{i\phi_k(M' \mp 1)} d^J_{M',\pm 1}(\theta_k) Y_{JM'}(\theta, \phi). \tag{2.7}$$

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

Apêndice A

Título do Primeiro Apêndice

blablabla...

blablabla...

blablabla...

Apêndice B

Título do Segundo Apêndice

blablabla...

blablabla...

blablabla...