

# 双轴螺旋向性负材料中极化光波的左-右旋偏振耦合<sup>\*</sup>

沈建其<sup>1)2)</sup> 庄 飞<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup> 浙江大学现代光学仪器国家重点实验室, 光及电磁波研究中心, 杭州 310027)

<sup>2)</sup> 浙江大学物理系, 浙江近代物理中心, 杭州 310027)

<sup>3)</sup> 杭州师范学院 物理系, 杭州 310012)

(2003 年 7 月 9 日收到 2003 年 11 月 11 日收到修改稿)

研究了双轴螺旋向性负材料中极化光波的左-右旋偏振耦合效应. 证明这种极化光的左-右偏振耦合效应导致在介质中传播的左右旋光具有频率移动效应. 讨论了极化光左-右偏振耦合效应的起源(非局域极化效应)与它的若干应用, 如可控位置依赖频移.

关键词: 左-右偏振耦合, 负材料, 频移

PACC: 7820, 4120, 4225

## 1. 引 言

最近两年来, 一种称为负折射系数介质的人工复合超材料在理论与实验上引起了广泛关注<sup>[1-7]</sup>. 负折射系数材料(简称负材料)具有负的介电系数  $\epsilon$  与磁导率  $\mu$ . 1967 年 Veselago 研究了这种负折射系数材料<sup>[8]</sup>. 他用 Maxwell 方程证明该材料具有负的有效光学折射率, 即  $n = -\sqrt{\epsilon\mu}$ . 用 Maxwell 旋度方程还很容易证明, 在该负材料介质中传播的光波相速方向与能流方向相反, 即电磁波的波矢方向与它的 Poyting 矢量方向相反. 这样电磁波波矢  $k$ 、电矢量  $E$  与磁矢量  $H$  构成左手正交系, 负材料也因此被 Veselago 称为“左手征”材料(left-handed media). 相比较而言, 传统材料由于在其内传播的电磁波的波矢、电矢量与磁矢量构成右手正交系, 因此可以称为“右手征”材料(right-handed media)<sup>[8]</sup>. 由于传统材料的折射率为正数, 通常称之为正材料(即正折射系数材料). 在近来的一些文献中, 也有称负材料为 Veselago 材料或者双负材料(因为它们的介电系数  $\epsilon$  与磁导率  $\mu$  同为负数)<sup>[4]</sup>. 负材料具有一些奇特的光学与电磁学性质, 比如 Doppler 效应与 Cherenkov 辐射的逆转、界面上的反常折射、原子自发辐射率的特殊改变等现象在负材料中都会出现<sup>[2]</sup>. 由于技术上的困难,

30 多年来 Veselago 提出的负材料概念没有被引起注意, 直到近年来情况才发生了明显变化, 原因就在于 Pendry 等人在 1998—1999 年提出了巧妙的设计结构来实现负介电系数与磁导率. 实验上他们用细长导线阵列结构(array of long thin metallic wires)在微波频段上来实现负的介电系数<sup>[9]</sup>, 同时提出可以通过一种称为微型开口环形磁性共振器(split ring resonators)的结构也在微波频段上实现介质的负数磁导率. 两者的结合就构成了负折射系数材料, 它在微波频段上具有负数光学折射率<sup>[10-12]</sup>. 最近, Shelby 等人报道他们首次制作成功负材料并观察到了反常折射现象<sup>[3]</sup>. 负材料在应用上也具有重要意义, 比如它的一个很有趣的用途就是可以用于制作所谓的“超级透镜”(superlenses)或者理想棱镜(perfect lenses), 因为它能将二维像点的所有 Fourier 分量全部聚焦, 从而实现理想成像<sup>[13]</sup>. 不过也有人对“超级透镜”概念表示怀疑<sup>[14]</sup>. 这方面的争论还在进行之中. 但是现在既然在材料科学、凝聚态物理、光学、应用电磁学等学科均有多人在研究这种负折射系数电磁介质<sup>[1-8]</sup>, 可以认为它作为一种新型人工复合超材料必将在未来许多领域内得到应用, 这一点是不容置疑的.

我们曾经考虑了一种假设材料(hypothetical material)——推广的螺旋向性(各向异性)材料中的光传播问题. 我们发现在这种材料中, 可能会存在左

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号 90101024, 60378037)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: jiqshen@coer.zju.edu.cn

右旋偏振光的耦合(简称“左-右耦合”)现象<sup>[15]</sup>.现在我们替这种极化光的左-右耦合现象找到了一个具体的物理实现,即在双轴螺旋向性负折射系数材料中的光传播的确会导致“左-右耦合”效应.这种双轴各向异性负材料能为目前的技术所设计与制备.尽管在理论上,Veselago 的原始论文及目前在材料科学、固体物理、光学等领域许多作者为研究负材料中光传播新效应所考虑的对象材料一般以各向同性负材料为居多<sup>[1,16,17]</sup>,但是实际上,到目前为止实验上能制备的负材料均是各向异性的,制备各相同性负材料反而是一个难题<sup>[17]</sup>.这是因为构成负材料的两种结构(细长导线阵列结构,微型开口环形磁性共振器)在空间上一般都是作各向异性分布的.所以我们认为研究各向异性负材料中的光学与电磁学性质是有意义的<sup>[18,19]</sup>,本文所研究的在双轴螺旋向性负折射系数材料中极化光左-右耦合效应便是负折射系数材料各向异性效应之一.

## 2. 双轴螺旋向性负材料中极化光的左-右耦合

通常的单轴螺旋向性材料具有如下的介电常数与磁导率张量

$$\begin{aligned} (\hat{\epsilon})_{ik} &= \begin{pmatrix} \epsilon_1 & i\epsilon_2 & 0 \\ -i\epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix}, \\ (\hat{\mu})_{ik} &= \begin{pmatrix} \mu_1 & i\mu_2 & 0 \\ -i\mu_2 & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (1)$$

在这种材料中,左旋光  $E_L$  与右旋光  $E_R$  的波动方程为

$$\nabla^2 E_L = \frac{n_L^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_L, \quad \nabla^2 E_R = \frac{n_R^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_R, \quad (2)$$

它们的光学折射率平方分别为  $n_L^2 = (\epsilon_1 - \epsilon_2) \chi (\mu_1 - \mu_2)$ ,  $n_R^2 = (\epsilon_1 + \epsilon_2) \chi (\mu_1 + \mu_2)$ <sup>[8]</sup>. 目前实验上制备的负材料多为单轴各向异性材料,如具有如下的介电常数与磁导率张量<sup>[17]</sup>

$$\begin{aligned} (\hat{\epsilon})_{ik} &= \begin{pmatrix} \epsilon & 0 & 0 \\ 0 & -\epsilon' & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon \end{pmatrix}, \\ (\hat{\mu})_{ik} &= \begin{pmatrix} -\mu' & 0 & 0 \\ 0 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $\epsilon, \epsilon', \mu, \mu'$  等参数均大于零. 这类材料中的奇特的光学与电磁学性质已经为 Hu 等人系统研究<sup>[17]</sup>. 本文为研究极化光的左-右耦合效应,考虑如下的双轴螺旋向性负材料

$$\begin{aligned} (\hat{\epsilon})_{ik} &= \begin{pmatrix} \epsilon_1 & i\epsilon_2 & 0 \\ -i\epsilon_2 & -\epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix}, \\ (\hat{\mu})_{ik} &= \begin{pmatrix} -\mu_1 & i\mu_2 & 0 \\ -i\mu_2 & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (4)$$

其中  $\epsilon_1, \epsilon_3, \mu_1, \mu_3$  等参数均大于零. 需要指出的是,实际上单轴螺旋向性负材料也有可能存在极化光的左-右耦合效应. 设平面光波的波矢平行于直角坐标系第三分量. 根据 Maxwell 方程,我们可以得到

$$\nabla^2 E_i = \mu_0 \epsilon_{ijk} \hat{\mu}_{kl} \partial_j H_l, \quad (5)$$

其中  $\epsilon_{ijk}$  为三维 Levi-Civita 符号. 由(5)式得到

$$\nabla^2 E_1 = \mu_0 (i\mu_2 \partial_3 H_1 - \mu_1 \partial_3 H_2). \quad (6)$$

对于平面波,存在  $E_3 = 0, H_3 = 0$ , 即有  $\partial_1 H_3 = 0, \partial_2 H_3 = 0$ , 这样(6)式可以改写为

$$\begin{aligned} \nabla^2 E_1 &= \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} [i\mu_2 (\partial_3 H_1 - \partial_1 H_3) + \mu_1 (\partial_2 H_3 - \partial_3 H_2)] \\ &= \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} [i\mu_2 (\nabla \times \mathbf{H})_2 + \mu_1 (\nabla \times \mathbf{H})_1]. \end{aligned} \quad (7)$$

由 Maxwell 方程  $\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$  及  $D_1 = \epsilon_0 (\epsilon_1 E_1 + i\epsilon_2 E_2)$ ,  $D_2 = -\epsilon_0 (i\epsilon_2 E_1 + \epsilon_1 E_2)$ , 得到

$$\begin{aligned} (\nabla \times \mathbf{H})_1 &= \epsilon_0 \left[ \epsilon_1 \frac{\partial}{\partial t} E_1 + i\epsilon_2 \frac{\partial}{\partial t} E_2 \right], \\ (\nabla \times \mathbf{H})_2 &= -\epsilon_0 \left[ i\epsilon_2 \frac{\partial}{\partial t} E_1 + \epsilon_1 \frac{\partial}{\partial t} E_2 \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

同理,对  $E_2$  场也可以做以上计算. 最终得到双轴螺旋向性负材料中  $E$  场分量的波动方程为

$$\begin{aligned} \nabla^2 E_1 &= \left( \frac{\epsilon_1 \mu_1 + \epsilon_2 \mu_2}{c^2} \right) \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_1 \\ &\quad - i \left( \frac{\epsilon_1 \mu_2 - \epsilon_2 \mu_1}{c^2} \right) \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_2, \\ \nabla^2 E_2 &= \left( \frac{\epsilon_1 \mu_1 + \epsilon_2 \mu_2}{c^2} \right) \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_2 \\ &\quad - i \left( \frac{\epsilon_1 \mu_2 - \epsilon_2 \mu_1}{c^2} \right) \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_1. \end{aligned} \quad (9)$$

不失一般性,取电磁波正交单位极化矢量为  $e_1(k, 1) = e_2(k, 2) = 1, e_1(k, 2) = e_2(k, 1) = 0, e_3(k, 1) = e_3(k, 2) = 0$ , 这样左旋光  $E_L$  与右旋光  $E_R$  可以用  $E_1, E_2$  线性组合为  $E_L = \frac{E_1 - iE_2}{2}, E_R = \frac{E_1 + iE_2}{2}$ .

设  $n^2 = \epsilon_1 \mu_1 + \epsilon_2 \mu_2$ ,  $\zeta^2 = \epsilon_2 \mu_1 - \epsilon_1 \mu_2$ , 则左右旋光的波动方程为

$$\begin{aligned}\nabla^2 E_L &= \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_L + \frac{\zeta^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_R, \\ \nabla^2 E_R &= \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_R - \frac{\zeta^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_L.\end{aligned}\quad (10)$$

从方程(10)可以看出,在双轴螺旋向性负材料中存在极化光的左-右耦合效应.与通常螺旋向性材料左右旋光具有不同折射率(见(2)式)且具有独立的光传播性质这一情形不同,这里,左右旋光具有相同的折射率  $n = (\epsilon_1 \mu_1 + \epsilon_2 \mu_2)^{1/2}$ , 却具有相互作用效应.

### 3. 对频移的讨论

下面讨论方程(10)中的耦合效应.通过引入两个频移( $\Omega_L, \Omega_R$ ),可以得到方程(10)的形式解,即

$$\begin{aligned}E_L &= \exp\left\{\frac{1}{i}\left[(\omega + \Omega_L)t - \frac{n\omega}{c}z\right]\right\}, \\ E_R &= \exp\left\{\frac{1}{i}\left[(\omega + \Omega_R)t - \frac{n\omega}{c}z\right]\right\},\end{aligned}\quad (11)$$

其中两个频移  $\Omega_L, \Omega_R$  满足如下的约束方程:

$$\begin{aligned}n^4(2\omega + \Omega_L)(2\omega + \Omega_R)\Omega_L\Omega_R \\ + \zeta^4(\omega + \Omega_L)(\omega + \Omega_R)^2 = 0.\end{aligned}\quad (12)$$

这意味着在螺旋向性负材料中传播的光波其左右旋分量分别具有一个频移,这个频移是由于左右旋光的耦合效应导致的.

一般说来,根据 Kramers-Kronig 色散关系,复合材料的介电常数与磁导率均是复数(或者非厄米张量)因此  $n, \zeta$  都有可能是复数,这样根据约束方程(12),频移  $\Omega_L, \Omega_R$  也皆有可能是复数,所以,在这种双轴螺旋向性负材料中传播的光波振幅除了在传播路径  $z$  上因折射率是复数因而会衰减外,在时间演化过程中也会衰减(表现在频移  $\Omega_L, \Omega_R$  是复数).

下面我们来讨论极化光的左-右耦合效应的一个有趣的应用,即“可控位置依赖频移”(controllable position-dependent frequency shifts).制作介电常数与磁导率张量具有光子晶体空间周期性的螺旋向性负材料(这在目前技术上并非难事),如果介电常数与磁导率张量中的参数空间缓变,使得其中  $n, \zeta$  关于空间位置的导数  $\frac{\partial n}{\partial z}$  与  $\frac{\partial \zeta}{\partial z}$  可以忽略不计,那么根据(11)(12)式,左右旋光的频移  $\Omega_L, \Omega_R$  与这种光子晶体负材料中的空间位置有关.与通常的光子晶体通过影响光波波矢来操纵光的传播行为不同,我们

这里是通过影响处于耦合中的左右旋光的频移来操纵纵光的传播的.

### 4. 左-右耦合效应物理起源

双轴螺旋向性负材料中的光波左-右耦合效应的物理起源从本质上讲与非局域极化效应有关.当光波长大于电偶极子尺度时,空间某点上的诱导极化强度(induced polarization)总是该点场的空间位置的局域函数,在各向同性材料中一般就是如此,但是,如果当光波长可与电偶极子尺度相比较时,被外场所感应的磁偶极子与电四极子就得考虑了,此时诱导极化强度就不再仅仅是空间的局域函数了,非局域效应就体现出来了<sup>[20]</sup>.非局域极化导致材料的螺旋向性质(gyrotropy)与其他低阶的非局域效应,如电光效应(Pockels 效应与 Kerr 效应)及磁光效应(法拉第效应),后者在本质上都是非线性耦合效应.但是,如果材料仅有螺旋向性质,还不至于具有极化光的左-右耦合效应.在传统的螺旋向性材料(其介电常数与磁导率张量由(1)式表征)中,因为此时左右旋光  $E_L, E_R$  皆是(1)式的介电常数与磁导率张量  $(\hat{\epsilon})_{ik}, (\hat{\mu})_{ik}$  及其乘积  $(\hat{\epsilon})_{ik}, (\hat{\mu})_{ik}$  的本征模式,所以左右旋光就不具有耦合作用.但是对于双轴螺旋向性负材料的介电常数与磁导率张量  $(\hat{\epsilon})_{ik}, (\hat{\mu})_{ik}$  及其乘积  $(\hat{\epsilon})_{ik}, (\hat{\mu})_{ik}$ , 左右旋光  $E_L, E_R$  就不再是它们的本征模式,这就导致左右旋光的耦合效应.所以归根结底,光波左-右耦合效应来自材料的螺旋向性质(gyrotropy)与“左手征”(left-handed)性质的结合.

双轴螺旋向性负材料中极化光的左-右耦合效应很类似超导 Josephson 效应(绝缘层两边超导电子的耦合效应),这种偏振光的左-右旋耦合效应可能会具有一些应用意义.由于光子螺旋度倒转很类似数字电路中 0 与 1 之间的互换操作<sup>[19, 20]</sup>,一些作者曾经研究过大曲率弯曲光纤中光子螺旋度倒转所蕴涵的信息论意义<sup>[21-23]</sup>.光波包含着多种自由度,如振幅与光子数、相位、极化偏振与自旋,它们均可以作为信息载体<sup>[21]</sup>.光波左-右耦合效应使得左旋光能操纵右旋光,反之亦然.因此左右旋光的耦合效应在这方面可能会产生有应用价值.十多年前光子晶体的发现使得人类可以更加自由地控制光的行为,光子晶体在很多行为上表现出比半导体更

有前途的应用意义<sup>[24]</sup>,与此类似,我们相信本文研究的这种人工复合负材料中的效应与现象有助于更好地控制光的行为<sup>[25,26]</sup>,如前面讨论的“可控位置

依赖频移”就是一例。

作者感谢与何赛灵教授关于负材料中光传播的讨论。

- [ 1 ] Smith D R *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184
- [ 2 ] Klimov V V 2002 *Opt. Comm.* **211** 183
- [ 3 ] Shelby R A , Smith D R and Schultz S 2001 *Science* **292** 77
- [ 4 ] Ziolkowski R W 2001 *Phys. Rev. E* **64** 056625
- [ 5 ] Kong JA , Wu B L and Zhang Y 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 2084
- [ 6 ] Garcia N and Nieto-Vesperinas M 2002 *Opt. Lett.* **27** 885
- [ 7 ] Shen J Q 2003 *Phys. Scr.* **68** 87
- [ 8 ] Veselago V G 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509
- [ 9 ] Pendry J B , Holden A J , Robbins D J and Stewart W J 1998 *J. Phys. Condens. Matter* **10** 4785
- [ 10 ] Pendry J B , Holden A J , Stewart W J and Youngs I 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4773
- [ 11 ] Pendry J B , Holden A J , Robbins D J and Stewart W J 1999 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47** 2075
- [ 12 ] Maslovski S I , Tretyakov S A and Belov P A 2001 *Inc. Microwave Opt. Tech. Lett.* **35** 47
- [ 13 ] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [ 14 ] t ' Hoof G W 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 249701
- [ 15 ] Shen J Q 2003 arXiv : cond-mat/0305414
- [ 16 ] Shelby R A , Smith D R , Nemat-Nasser S C and Schultz S 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 489
- [ 17 ] Hu L B and Chui S T 2002 *Phys. Rev. B* **66** 085108
- [ 18 ] Liang J , Jiang J Y and Zeng L Z 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2369 ( in Chinese ) [ 梁 洁、蒋坚毅、曾令祉 2002 物理学报 **51** 2369 ]
- [ 19 ] Li X T and Ma H R 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 461 ( in Chinese ) [ 李向亭、马红孺 1999 物理学报 **48** 461 ]
- [ 20 ] Unsbo J P 1995 *Phase Conjugation and Four-Wave Mixing* ( PhD thesis , Dept. Phys. , Roy. Ins. Tech. , Stockholm ) Chap. 4
- [ 21 ] Guo K H and Jiang X D 2002 *High Ener. Phys. Nucl. Phys.* **26** 543 ( in Chinese ) [ 郭开惠、姜向东 2002 高能物理与核物理 **26** 543 ]
- [ 22 ] Shen J Q and Ma L H 2003 *Phys. Lett. A* **308** 355
- [ 23 ] Shen J Q , Zhu H Y and Shi S L 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 536 ( in Chinese ) [ 沈建其、朱红毅、施申蕾 2002 物理学报 **51** 536 ]
- [ 24 ] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [ 25 ] Shen W M , Jin Y X and Shao Z X 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 3054 ( in Chinese ) [ 沈为民、金永兴、邵中兴 2003 物理学报 **52** 3054 ]
- [ 26 ] Sun L Q , Wang J , Hong T and Tian Q 2002 *Chin. Phys.* **11** 1022

# Left-right coupling of circularly polarized light propagating inside biaxially gyrotropic left-handed media<sup>\*</sup>

Shen Jian-Qi<sup>1,2†</sup> Zhuang Fei<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup> Centre for Optical & Electromagnetic Research, State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

<sup>2)</sup> Zhejiang Institute of Modern Physics, Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

<sup>3)</sup> Department of Physics, Hangzhou Teacher's College, Hangzhou 310012, China)

(Received 9 July 2003; revised manuscript received 11 September 2003)

## Abstract

The left-right coupling of circularly polarized light in biaxially gyrotropic left-handed media is considered in the present paper. It is shown that this left-right coupling gives rise to the frequency shifts of both left- and right-handed polarized light propagating inside the biaxially gyrotropic left-handed media. In addition, we discuss the physical origin of left-right couplings of polarized light (*i. e.*, the nonlocal polarization effect), and its potential applications (*e. g.*, controllable position-dependent frequency shifts) in information science.

**Keywords**: left-right couplings, left-handed media, frequency shift

**PACC**: 7820, 4120, 4225

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 90101024, 60378037).

<sup>†</sup> E-mail: jqshen@coer.zju.edu.cn