

基于非相干抽运的原子系统负折射率性质的研究

康海霞 寇 军 苏雪梅 高锦岳

(吉林大学物理学院, 吉林 长春 130023)

摘要 提出一个原子蒸气中的四能级系统,能够实现左手材料特性(负折射率)。采用非相干抽运场来控制各能级上的粒子数布居,使探测场的电场分量和磁响应场分量被同时放大,避免了介质对探测场的强吸收。理论模拟计算表明抽运场的抽运率和相干耦合场的强度都能影响左手材料的负折射率频带。

关键词 非线性光学;负折射率;左手材料;量子相干;非相干抽运

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092912.3498

Negative Refractive Index in Atomic System Based on Incoherent Pump

Kang Haixia Kou Jun Su Xuemei Gao Jinyue

(Physics College, Jilin University, Changchun, Jilin 130023, China)

Abstract An electromagnetically induced left-handedness scheme in atomic vapor medium is proposed. By applying an incoherent pump field to manipulate the populations in each level, the electric part and the magnetic part of the probe field are simultaneously amplified instead of strong absorption. It is shown that both the pumping rate of pump field and the intensity of the coupling field can affect the frequency band of negative refractive index of left-handed material (LHM).

Key words nonlinear optics; negative refractiveindex; left-handed material; quantum interference; incoherent pump

1 引 言

1968年,前苏联科学家 Veselago V G^[1]首次从理论上提出了左手材料(Left-handed material)的概念,其独特的电磁学性质获得了广泛的关注。Veselago从 Maxwell 方程出发分析了:如果媒质的介电常数 ϵ 和磁导率 μ 同时均为负数,电磁波在其中传播时会表现出诸如负折射率、反常多普勒效应(Inverse Doppler effect)、反常切伦柯夫辐射(Reversed Cerenkov radiation)、负光压、倏逝波放大^[2~4]等多种奇异的物理特性。由于近几年在实验上取得了突破性的进展,对左手材料的研究在固体物理材料科学、光学和应用电磁学领域内开始获得愈来愈多的青睐。

迄今为止,制备左手材料的方法主要有四种:人

工复合材料(由细长金属导线与环形开口磁性共振器构成的周期性结构材料)^[5~7],光子晶体材料^[8,9],磁复合结构材料(利用金属铁磁性)^[10],以及光子共振介质^[11~14]。光子共振介质由 Shen 等^[11]首次提出,原子蒸气在强耦合场和弱探测场共同作用下,能够在可见光频段同时体现出负的介电常数和磁导率,但能级结构的选择有着苛刻的限制。为解决这一问题,Thommen 等^[12]提出了四能级结构,使探测场的电场分量和磁场分量分别作用于不同的两个能级之间,并采用氢原子和氦原子蒸汽进行理论分析。

本文对探测场的电场部分和磁场部分分别作了分析和理论计算,提出了用非相干抽运场控制各能级上的粒子数布居,在抽运场和耦合场的相互作用下,多能级原子系统中的电偶极跃迁和磁偶极跃迁

收稿日期: 2008-10-29; 收到修改稿日期: 2008-11-25

基金项目: 国家自然科学基金(10774058)资助项目。

作者简介: 康海霞,女,硕士研究生,主要从事量子光学方面的研究。

导师简介: 苏雪梅(1964—),女,博士,教授。主要从事量子光学、量子信息、光电子学等方面的研究。

E-mail: suxm@jlu.edu.cn(通信联系人)

在同一频率范围内体现出负的电响应和磁响应,即介质在某一频率范围内展现出负折射率(左手材料)特性,且负折射率的频率范围受到非相干场抽运率和相干耦合场强度的影响。

2 模型及其计算

我们考虑图 1 所示的四能级原子系统,低能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 具有不同的宇称,即 $\langle 2|\hat{d}|1\rangle \neq 0$, 其中 \hat{d} 为电偶极算符,两个较高能级具有相同宇称,即 $\langle 4|\hat{\mu}|3\rangle \neq 0$, 其中 $\hat{\mu}$ 为磁偶极算符,探测场的电场分量和磁场分量分别与能级对 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 和 $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 的之间的跃迁相互作用, Rabi 频率为 $\Omega_p = \frac{\mathbf{E}_p \cdot \mathbf{d}_{21}}{\hbar}$ 和 $\Omega_B = \frac{\mathbf{B}_p \cdot \boldsymbol{\mu}_{43}}{\hbar}$, Rabi 频率 $\Omega_c = \frac{\mathbf{E}_c \cdot \mathbf{d}_{41}}{\hbar}$ 的耦合场作用在能级 $|2\rangle$ 、 $|4\rangle$ 之间, $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 的跃迁用非相干场抽运场控制, Λ 表示非相干抽运率。

在这个系统中,非相干抽运场将原本处于基态

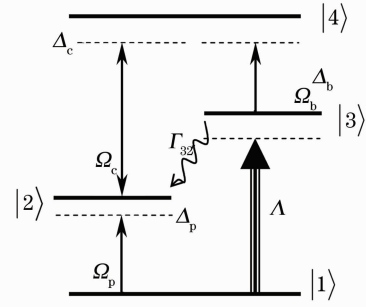


图 1 四能级原子系统能级图

Fig. 1 Energy scheme of a four-level atomic system
的粒子抽运到能级 $|3\rangle$ 上,由于快速的无辐射弛豫速率 Γ_{32} ,大部分粒子又跃迁到能级 $|2\rangle$ 上,使能级 $|2\rangle$ 和 $|1\rangle$ 之间实现粒子数布居的反转。相干耦合场不仅将一部分粒子抽运到能级 $|4\rangle$ 上,并且把能级 $|2\rangle$ 劈裂成两个缀饰态子能级。

在相互作用表象下,考虑偶极近似和旋转波近似,得到密度算符矩阵元的运动方程为

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\rho}_{11} = \Lambda(\rho_{33} - \rho_{11}) + \Gamma_{21}\rho_{22} + \Gamma_{31}\rho_{33} + \Gamma_{41}\rho_{44} + i\Omega_p^* \rho_{21} - i\Omega_p \rho_{12} \\ \dot{\rho}_{22} = -\Gamma_{21}\rho_{22} + \Gamma_{32}\rho_{33} + \Gamma_{42}\rho_{44} + i\Omega_p \rho_{12} - i\Omega_p^* \rho_{21} + i\Omega_c^* \rho_{42} - i\Omega_c \rho_{24} \\ \dot{\rho}_{33} = -\Lambda(\rho_{33} - \rho_{11}) - \Gamma_{31}\rho_{33} - \Gamma_{32}\rho_{33} + \Gamma_{43}\rho_{44} + i\Omega_B^* \rho_{43} - i\Omega_B \rho_{34} \\ \dot{\rho}_{41} = -[\gamma_{41} + i(\Delta_p + \Delta_c)]\rho_{41} + i\Omega_c \rho_{21} - i\Omega_p \rho_{42} + i\Omega_B \rho_{31} \\ \dot{\rho}_{42} = -(\gamma_{42} + i\Delta_c)\rho_{42} + i\Omega_c(\rho_{22} - \rho_{44}) - i\Omega_p^* \rho_{41} + i\Omega_B \rho_{32} \\ \dot{\rho}_{43} = -[\gamma_{43} + i(\Delta_p - \delta)]\rho_{43} + i\Omega_c \rho_{23} + i\Omega_B(\rho_{33} - \rho_{44}) \\ \dot{\rho}_{32} = -[\gamma_{32} + i(\Delta_c - \Delta_p + \delta)]\rho_{32} - i\Omega_c \rho_{34} - i\Omega_p^* \rho_{31} + i\Omega_B^* \rho_{42} \\ \dot{\rho}_{31} = -[\gamma_{31} + i(\Delta_c + \delta)]\rho_{31} - i\Omega_p \rho_{32} + i\Omega_B^* \rho_{41} \\ \dot{\rho}_{21} = -(\gamma_{21} + i\Delta_p)\rho_{21} - i\Omega_p(\rho_{22} - \rho_{11}) + i\Omega_c^* \rho_{41} \\ \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1 \\ \rho_{ij} = \rho_{ji}^* \end{array} \right. , \quad (1)$$

其中 Γ_{ij} ($i, j = 1, 2, 3, 4$) 为能级 $|i\rangle$ 、 $|j\rangle$ 之间自发弛豫速率,由于不考虑碰撞加宽,相干弛豫速率 $\gamma_{21} = \Gamma_{21}/2$, $\gamma_{31} = (\Gamma_{31} + \Gamma_{32})/2$, $\gamma_{41} = (\Gamma_{43} + \Gamma_{42})/2$, $\gamma_{42} = (\Gamma_{43} + \Gamma_{42} + \Gamma_{21})/2$, $\gamma_{43} = (\Gamma_{43} + \Gamma_{42} + \Gamma_{31} + \Gamma_{32})/2$, $\gamma_{32} = (\Gamma_{32} + \Gamma_{31} + \Gamma_{21})/2$, 各光场的失谐分别为 $\Delta_p = \omega_{21} - \omega_p$, $\Delta_c = \omega_{42} - \omega_c$, $\Delta_k = \omega_{31} - \omega_k$, $\omega_{ij} = \omega_i - \omega_j$ 是能级 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 之间的跃迁 ($i, j = 1, 2, 3, 4$), $\delta = \Delta_p - \Delta_B$ 。

在稳态情况下很容易解方程(1),假设 $\Omega_c \gg \Omega_p, \Omega_B$

$$\rho_{21} = \frac{-i\Omega_p(\gamma_{21} + i\Delta_p) \cdot [\gamma_{41} + i(\Delta_p + \Delta_c)] \cdot (\rho_{22} - \rho_{11}) - i|\Omega_c|^2 \Omega_p(\rho_{44} - \rho_{22})}{(\gamma_{42} - i\Delta_c) \cdot \{(\gamma_{21} + i\Delta_p) \cdot [\gamma_{41} + i(\Delta_p + \Delta_c)] + |\Omega_c|^2\}}, \quad (2)$$

$$\rho_{43} = \frac{-i\Omega_B \rho_{11} \{A \cdot (\gamma_{42} + i\Delta_c)[\gamma_{32} - i(\Delta_c - \Delta_p + \delta)] - B \cdot |\Omega_c|^2\} \cdot C}{(\gamma_{42} + i\Delta_c) \cdot \{[\gamma_{43} + i(\Delta_p - \delta)] \cdot [\gamma_{32} - i(\Delta_c - \Delta_p + \delta)] + |\Omega_c|^2\}}, \quad (3)$$

其中:

$$A = \frac{2\gamma_{42} |\Omega_c|^2 (\Gamma_{41} + \Gamma_{43} - \Gamma_{32} + \Gamma_{21}) + \Gamma_{21} (\gamma_{42}^2 + \Delta_c^2) (\Gamma_{41} + \Gamma_{42} + \Gamma_{43})}{\Gamma_{32} [(\Gamma_{41} + \Gamma_{42} + \Gamma_{43}) (\gamma_{42}^2 + \Delta_c^2) + 2\gamma_{42} |\Omega_c|^2]},$$

$$B = \frac{(\gamma_{42}^2 + \Delta_c^2)(\Gamma_{41} + \Gamma_{42} + \Gamma_{43})}{2|\Omega_c|^2\gamma_{42} + (\gamma_{42}^2 + \Delta_c^2)(\Gamma_{41} + \Gamma_{42} + \Gamma_{43})},$$

$$C = \frac{\Lambda\Gamma_{32}[(\Gamma_{41} + \Gamma_{42} + \Gamma_{43})(\gamma_{42}^2 + \Delta_c^2) + 2|\Omega_c|^2\gamma_{42}]}{\Gamma_{21}(\Lambda + \Gamma_{31} + \Gamma_{32})(\Gamma_{41} + \Gamma_{42} + \Gamma_{43})(\gamma_{42}^2 + \Delta_c^2) + 2|\Omega_c|^2\gamma_{42}[(\Gamma_{21} + \Gamma_{41})(\Lambda + \Gamma_{31} + \Gamma_{32}) + \Gamma_{43}(\Lambda + \Gamma_{31})]}.$$

密度矩阵元 ρ_{21} 和 ρ_{43} 代表着能级间的相干性, 用来衡量介质对频率为 ω_p 的探测场 Ω_p 的电响应和磁响应, 经典理论中的电极化强度与微观意义上的电偶极矩算符之间关系为 $\mathbf{P} = \text{Tr}\{\hat{\rho} \cdot \hat{\mathbf{d}}\}$, Tr 表示矩阵的迹。对于单个原子, 以频率 ω_p 振动的电偶极子的振幅为 $P(\omega_p) = d_{21}\rho_{12} + \text{c. c.}$ 。只考虑与探测场同频率处的极化强度, 则电极化率 $\alpha_e(\omega_p)$ 从 2 阶张量退化为常数 α_e , 即 $P(\omega_p) = \epsilon_0\alpha_e E(\omega_p)$, 同时再选择探测场电场分量强度 E_p 的方向与 d_{12} 平行以保证 α_e 为标量^[9]。如果忽略负频部分, 则有 $\alpha_e = \frac{d_{21}\rho_{12}}{\epsilon_0 E_p} = \frac{|d_{21}|^2\rho_{12}}{\epsilon_0 \hbar\Omega_p}$ 。

同理, 经典理论中的磁化强度 \mathbf{M} 与微观意义上的磁偶极矩算符之间关系为 $\mathbf{M} = \text{Tr}\{\hat{\rho} \cdot \hat{\boldsymbol{\mu}}\}$ 。按照与上面相类似的方法, 可知在振荡频率 ω_p 处有 $M(\omega_p) = \mu_{34}\rho_{43} + \text{c. c.}$ 。同时又有 $\mu_0 M(\omega) = \alpha_m(\omega)B(\omega)$, 探测场磁场分量与电场分量垂直, 若选择特定参数使, μ_{34} 与 d_{12} 垂直, 即探测场磁场分量 B_p 平行于磁偶极子 μ_{34} , 因此磁化率 α_m 也成为标量, 表达式为:

$$\alpha_m = \frac{\mu_0\mu_{43}\rho_{34}}{B_p} = \frac{\mu_0|\mu_{43}|^2\rho_{34}}{\hbar\Omega_B}.$$

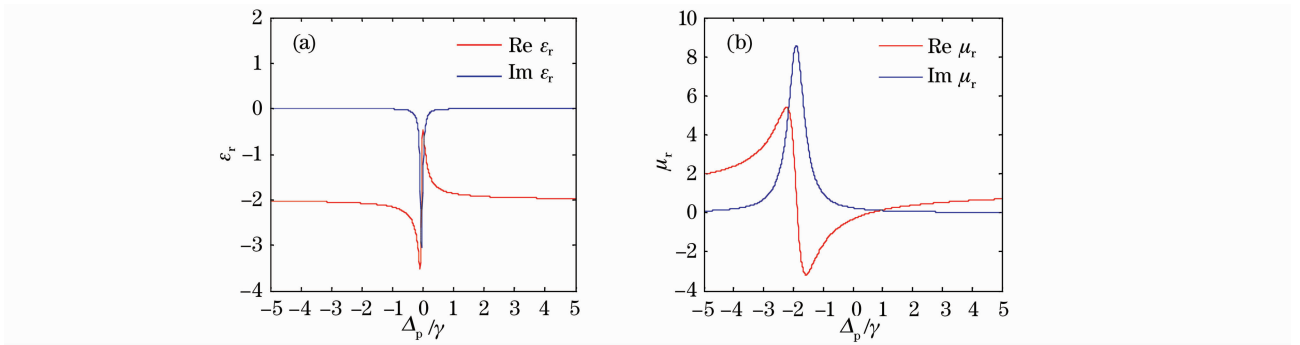


图 2 (a) 相对介电常数 ϵ_r 和 (b) 相对磁导率 μ_r 的实部和虚部与探测场失谐关系曲线

Fig. 2 Real and imaginary parts of (a) the relative electric permittivity ϵ_r

(b) magnetic permeability μ_r via frequency detuning of the probe field

从图 2 可以看出, 当 Δ_p 在频带 $[-1.05\gamma, -0.15\gamma]$ 变化时, 介电常数 ϵ 和磁导率 μ 的实部都变为负数 (虚部几乎为零), 负折射率的频带比之前文章中的报道更宽了。

和普通材料不同的是, 左手材料的折射率定义为 $n(\omega) = -\sqrt{\epsilon_r(\omega) \cdot \mu_r(\omega)}$, 而吸收系数定义为

在高密气体中, 由原子偶极-偶极相互作用所导致的局域场效应是必须被考虑进去, 根据 Clausius-Mossotti 公式^[15,16], 相对介电常数和相对磁导率

$$\epsilon_r = \frac{1 + \frac{2}{3}N\alpha_e}{1 - \frac{1}{3}N\alpha_e}, \mu_r = \frac{1 + \frac{2}{3}N\alpha_m}{1 - \frac{1}{3}N\alpha_m}.$$

关键在于获得电偶极子和磁偶极子在相同的频率处共振, 用来得到相同频率区域内的负的介电常数 ϵ 和磁导率 μ , 所以我们选择 $\delta = \omega_{21} - \omega_{43}$ 的值非常小。

3 数值模拟和讨论

我们来考虑基于量子相干效应的原子系统的负折射率性能。在理论计算中我们选取原子气体密度为 $N = 6.5 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$, 简化考虑, 我们把所有参数都以 $\gamma = 100 \text{ MHz}$ 作为基本单位, 弛豫速率 $\Gamma_{21} = 0.3\gamma, \Gamma_{42} = \Gamma_{43} = \Gamma_{31} = 0.005\gamma, \Gamma_{32} = 0.5\gamma$ 。典型的电极化和磁极化参数选为: 电偶极矩 $d_{12} = 2.5 \times 10^{-29} \text{ C} \cdot \text{m}$, 磁偶极矩 $\mu_{34} = 5.0 \times 10^{-23} \text{ C} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, 耦合场的 Rabi 频率为 $\Omega_c = 15.0\gamma$, 探测场的 Rabi 频率为 $\Omega_p = 0.1\gamma$, 耦合场在共振处且失谐取为 $\delta = 14\gamma$, 非相干抽运速率 $\Lambda = 0.6$ 。

$A(\omega) = -2\pi \text{Im}[-\sqrt{\epsilon_r(\omega) \cdot \mu_r(\omega)}]$, 如图 3 所示, 当探测场的频率接近共振时, 负折射率的绝对值变小, 而介质对探测场的吸收系数变大。

图 4 表示了抽运速率 Λ 和负折射率频带的关系, 从图中看出随着 Λ 变小, 介电常数 ϵ 和磁导率 μ 的幅度也变小。当非相干抽运速率 $\Lambda = 0$ 时, 可以

明显看出系统退化为由能级 $|1\rangle$, $|2\rangle$ 和 $|4\rangle$ 组成的 Ladder 模型电磁感应光透明系统, 探测光的电场直接经过原子气体, 能级 $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 之间没有相干, 因此 $\alpha_m = 0$, 由方程 (5) 我们可以得出此时介电常数 $\epsilon \equiv -2$ 和磁导率 $\mu \equiv 1$ 。

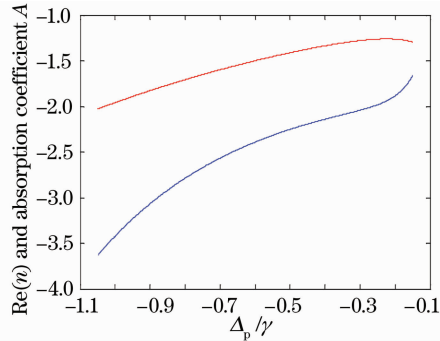


图 3 负折射率和吸收系数 A 随探测场失谐变化

Fig. 3 Real parts of the relative refractive index and absorption coefficient A via frequency detuning

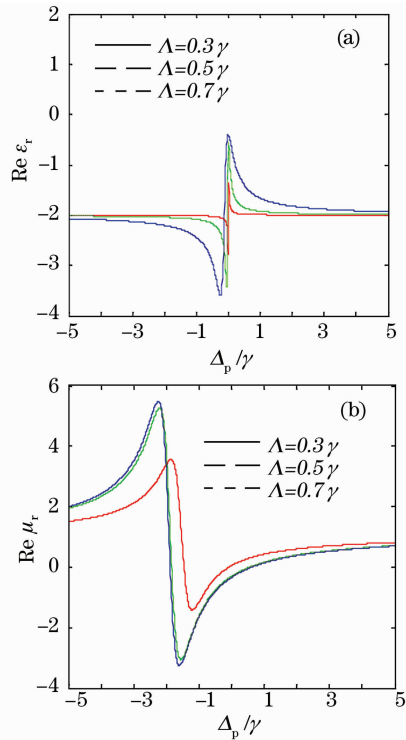


图 4 相对介电常数和相对磁导率的实部

Fig. 4 Real part of the relative electric permittivity and the relative magnetic permeability

根据上面的讨论, 我们可以看出非相干抽运场是必需的, 同时强相干场也有很重要的作用, 当相干场的 Rabi 频率 $\Omega_c = 0$ 时, 系统变为一个由能级 $|1\rangle$, $|2\rangle$ 和 $|4\rangle$ 组成的传统的光学放大系统, 只有当非相干抽运 $\Lambda_a/\Gamma_{21} \geq 1.1$ 的时候, 能级 $|2\rangle$ 和 $|1\rangle$ 之间才能够形成粒子数反转, 探测场的电场部分开始

出现增益, 但是探测场的磁场部分在介质中保持强吸收状态。除此之外, Ω_c 的值还能影响负折射率频带出现的位置。

4 结 论

我们提出一个原子蒸气中的四能级系统, 能够在可见光频率区域内实现左手材料特性 (负折射率)。我们发现在耦合场和非相干抽运场的相互作用下, 高密度的原子气体能同时出现负的介电常数 ϵ 和磁导率 μ , 并且探测场的电场分量和磁响应场分量同时得到放大。此种采用量子光学相干技术制备的原子蒸汽, 能够同时对经过的探测光场的电场分量和磁场分量在原子尺度做出反应。光子共振材料由于是原子气体介质, 因此所制成的负介质具有各向同性。左手材料各种奇异的性质, 必将带来量子信息科学与技术方面的应用。

参 考 文 献

- Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of permittivity and permeability [J]. *Sov. Phys. Usp.*, 1968, **10**(4): 509~514
- J. B. Pendry. Negative refraction makes a perfect lens [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **85**: 3966~3969
- Z. M. Zhang, C. J. Fu. Unusual photon tunneling in the presence of a layer with a negative refractive index [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **80**(6): 1097
- L. Chen, S. L. He, L. F. Shen. Finite-size effects of a left-handed material slab on the image quality [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(10): 107404
- J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart *et al.*. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **76**(25): 4773~4776
- J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins *et al.*. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena [J]. *IEEE T. Microwave Theory Tech.*, 1999, **47**(11): 2075~2084
- D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier *et al.*. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(18): 4184~4187
- Q. Thommen, P. Mandel. Left-handed properties of erbium-doped crystals [J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(12): 1803~1805
- S. Forteinopoulou, C. M. Soukoulis. Electromagnetic wave propagation in two-dimensional photonic crystals: a study of anomalous refractive effects [J]. *Phys. Rev. B*, 2005, **72**(16): 165112
- R. X. Wu. Effective negative refraction index in periodic metal-ferrite-metal film composite [J]. *J. Appl. Phys.*, 2005, **97**(7): 076105
- M. Ö. Oktel. Electromagnetically induced left-handedness in a dense gas of three-level atoms [J]. *Phys. Rev. A*, 2004, **70**(5): 053806
- Q. Thommen, P. Mandel. Electromagnetically induced left handedness in optically excited four-level atomic media [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **96**(5): 053601
- J. Q. Shen, Z. C. Ruan, S. He. How to realize a negative refractive index material at the atomic level in an optical frequency range? [J]. *J. Zhejiang Univ. Sci.*, 2004, **5**(11): 1322~1326

-
- 14 H. J. Zhang, S. Q. Gong, Y. P. Niu *et al.*. Negative refractive index in a four-level atomic system [J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2006, **23**(7): 1769~1772
- 15 D. M. Cook. *The Theory of the Electromagnetic Field* [M]. New Jersey : Prentice-Hall, 1975. Chap. 11
- 16 Jackson J D. *Classical Electrodynamics* [M]. New York: Wiley (3rd), 1998. 159~162