

左手性材料对V形三能级原子光谱的影响*

于明章 曾小东[†] 王大伟 羊亚平

(同济大学物理系, 上海 200092)

(2010年9月8日收到; 2011年4月2日收到修改稿)

本文研究了左手性材料板附近V形三能级原子的动力学演化及辐射光谱特性. 主要考虑了从两上能级向下能级跃迁的电偶极矩相互垂直的情形, 探讨了原子初始状态对辐射光谱的影响. 研究表明, 左手材料的反聚焦和相位补偿效应所引发的间接量子干涉, 导致两上能级的原子布居数相互影响, 原子在上能级的寿命明显增长或缩短, 并造成了谱线变窄或展宽.

关键词: 左手性材料, 自发辐射, 间接量子干涉

PACS: 32.30.-r

1 引言

1968年, Veselago 对介电常数 ϵ 和磁导率 μ 都为负数的材料进行了理论上的研究^[1]. 因为在这种材料中电场 \mathbf{E} 、磁场 \mathbf{H} 和波矢 \mathbf{k} 之间满足左手定则, 所以这种材料也被称作为左手材料 (负折射材料). 1999年, Pendry 等人提出了人工构造左手性材料的方法^[2]. 2001年, Smith 等人根据 Pendry 等人的建议构造了微波波段内的左手性材料^[3-5]. 由于左手性材料特殊的性质, 引发了国际上对左手性材料研究的广泛关注^[6-8]. 左手性材料对自发辐射的影响也得到了研究, 如附有左手材料的平面反射镜可以在远距离上造成原子自发辐射的完全抑制或增强^[9]. 在存在色散和耗散的情况下, 非辐射衰减和辐射衰减将会减弱左手性材料对自发辐射的抑制程度^[10].

另一方面, 多能级原子各跃迁通道之间的量子干涉在原子动力学演化的研究中占有重要地位, 在激光和量子信息方面具有许多重要的应用, 比如无反转激光器^[11], 电磁自感透明^[12]和极窄辐射光谱^[13]等等. 在以前的研究中, 量子干涉源自于偶极跃迁和同一电磁波模式之间的相互作用, 我们称之为直接量子干涉. 强的量子干涉需要两偶极跃迁相互平行 (或反平行), 同时能量差很小,

但这两个条件很难同时满足. 2008年人们研究发现, 利用负折射材料的反聚焦和相位补偿效应, 可以在两垂直的偶极跃迁之间产生很强的间接量子干涉^[14]. 直接量子干涉对三能级原子光谱的影响已被广泛研究过^[15-18]. 在本文中, 我们将研究左手材料存在时间接量子干涉效应对V形三能级原子辐射谱线的影响.

2 理论模型

研究置于静磁场 (沿 y 轴方向) 中的原子, 正常塞曼效应引起的能级劈裂, 考虑原子从能级 $|a\rangle = |j=1, m=1\rangle$ 及 $|b\rangle = |j=1, m=-1\rangle$ 到能级 $|c\rangle = |j=0, m=0\rangle$ 的跃迁, 其偶极矩分别为 $\mathbf{d}_a = d(\hat{z} + i\hat{x})/\sqrt{2}$ 与 $\mathbf{d}_b = d(\hat{z} - i\hat{x})/\sqrt{2}$, 它们相互垂直 (即 $\mathbf{d}_a^* \cdot \mathbf{d}_b = 0$), 相应的能级分别为 $\hbar\omega_a$ 和 $\hbar\omega_b$. 一般的, 在自由真空中这两跃迁之间不存在量子干涉^[19]. 将原子置于附有左手材料层的金属镜前, 原子到左手材料的距离与材料厚度相同, 如图1所示.

旋波近似下, 三能级原子和场所构成的系统哈密顿量可表示为^[20]

$$\hat{H} = \sum_{\lambda=e,m} \int d^3r \int_0^\infty d\omega \hbar\omega \hat{\mathbf{f}}_\lambda^+(\mathbf{r}, \omega) \hat{\mathbf{f}}_\lambda(\mathbf{r}, \omega)$$

* 国家自然科学基金 (批准号: 91021012) 资助的课题.

[†] E-mail: zengxdgood@163.com

$$\begin{aligned}
 & + \hbar\omega_a|a\rangle\langle a| + \hbar\omega_b|b\rangle\langle b| \\
 & - \left[|a\rangle\langle c| \mathbf{d}_a \cdot \int_0^\infty d\omega \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(\mathbf{r}_A \cdot \boldsymbol{\omega}) \right. \\
 & \left. + |b\rangle\langle c| \mathbf{d}_b \cdot \int_0^\infty d\omega \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(\mathbf{r}_A \cdot \boldsymbol{\omega}) + \text{H.c.} \right], \quad (1)
 \end{aligned}$$

其中右边第一项代表场的哈密顿量, 第二项和第三项表示三能级原子的哈密顿量, 第四项即中括号里面部分表示采用旋波近似后场和原子的相互作用哈密顿

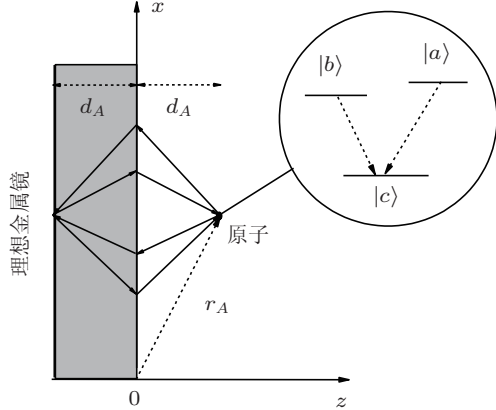


图1 三能级原子处于 \mathbf{r}_A 处, 原子左侧有一面附有左手性材料的反射镜, 左手性材料的厚度为 d_A

量. $\hat{\mathbf{f}}_\lambda^+(\mathbf{r}, \omega)$ 和 $\hat{\mathbf{f}}_\lambda(\mathbf{r}, \omega)$ ($\lambda = e, m$) 表示系统波色场的产生和湮没算符, $\lambda = e, m$ 分别对应着电激发和磁激发. 在频率空间中, 电场 $\hat{\mathbf{E}}^{(+)}$ 通过噪声电流 $\hat{\mathbf{j}}$ 和格林函数 $\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ 表示为 $\hat{\mathbf{E}}^{(+)}(\mathbf{r}, \omega) = i\omega\mu_0 \int d^3r' \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \hat{\mathbf{j}}_N(\mathbf{r}', \omega)$, 其中格林张量 $\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ 满足方程

$$\begin{aligned}
 & \left[\nabla \times \mu^{-1}(\mathbf{r}, \omega) \nabla \times - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\mathbf{r}, \omega) \right] \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \\
 & = \mathbf{I} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}').
 \end{aligned}$$

假设系统的波函数为

$$\begin{aligned}
 |\psi(t)\rangle & = C_a(t) e^{-i\omega_a t} |\{0\}\rangle |a\rangle + C_b(t) e^{-i\omega_b t} |\{0\}\rangle |b\rangle \\
 & + \sum_{\lambda=e,m} \int d^3r \int_0^\infty d\omega e^{-i\omega t} \\
 & \times C_{\lambda c}(\mathbf{r}, \omega, t) |1_\lambda(\mathbf{r}, \omega)\rangle |c\rangle, \quad (2)
 \end{aligned}$$

式中 $|\{0\}\rangle |a\rangle$ (或 $|\{0\}\rangle |b\rangle$) 表示原子处于激发态 $|a\rangle$ (或 $|b\rangle$) 而场处于真空态 $|\{0\}\rangle$. $|1_\lambda(\mathbf{r}, \omega)\rangle |c\rangle$ 表示原子处于基态 $|c\rangle$ 且场处于激发态 $|1_\lambda(\mathbf{r}, \omega)\rangle = \hat{\mathbf{f}}_\lambda^+(\mathbf{r}, \omega) |\{0\}\rangle$.

将哈密顿量及波函数代入薛定谔方程, 并利

用 Markov 近似推导可得

$$\dot{C}_a(t) = -\gamma_{aa} C_a(t) - \gamma_{ab} C_b(t) e^{i\omega_{ab} t}, \quad (3)$$

$$\dot{C}_b(t) = -\gamma_{bb} C_b(t) - \gamma_{ba} C_a(t) e^{-i\omega_{ab} t}, \quad (4)$$

其中 $\gamma_{ij} = \frac{1}{\hbar\varepsilon_0} \frac{\omega_i \omega_j}{c^2} \mathbf{d}_i^* \cdot \text{Im} \mathbf{G}(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_A, \omega_j) \cdot \mathbf{d}_j$, ($i, j = a, b$), $\omega_{ab} = \omega_a - \omega_b$. 量子干涉强度 $p = (\gamma_{ab}\gamma_{ba}/\gamma_{aa}\gamma_{bb})^{1/2}$. 求解方程可得

$$C_a(t) = C_1 e^{s_1 t} + C_2 e^{s_2 t}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned}
 C_b(t) & = \frac{-1}{\gamma_{ab}} [(s_1 + \gamma_{aa}) C_1 e^{s_1 t} \\
 & + (s_2 + \gamma_{aa}) C_2 e^{s_2 t}] e^{-i\omega_{ab} t}, \quad (6)
 \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}
 s_{1,2} & = \frac{-(\gamma_{aa} + \gamma_{bb}) + i\omega_{ab} \pm \sqrt{D}}{2}, \\
 D & = (\gamma_{aa} + \gamma_{bb} - i\omega_{ab})^2 \\
 & - 4(\gamma_{aa}\gamma_{bb} - \gamma_{ba}\gamma_{ab} - i\gamma_{aa}\omega_{ab}), \\
 C_1 & = \frac{(\gamma_{aa} + s_2) C_a(0) + \gamma_{ab} C_b(0)}{s_2 - s_1}, \\
 C_2 & = \frac{(\gamma_{aa} + s_1) C_a(0) + \gamma_{ab} C_b(0)}{s_1 - s_2}.
 \end{aligned}$$

原子的自发辐射谱可以表示为

$$\begin{aligned}
 & S(\mathbf{r}, \omega) \\
 & = \lim_{t \rightarrow \infty} \langle \psi(t) | \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(\mathbf{r}, \omega) \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(\mathbf{r}, \omega) | \psi(t) \rangle \\
 & = \left| \frac{\omega^2 \mu_0}{\pi} \text{Im} \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_A, \omega) \cdot \left[\frac{\mathbf{d}_a - \frac{(s_1 + \gamma_{aa}) \mathbf{d}_b}{\gamma_{ab}} C_1}{\omega - \omega_a - i s_1} C_1 \right. \right. \\
 & \left. \left. + \frac{\mathbf{d}_a - \frac{(s_2 + \gamma_{aa}) \mathbf{d}_b}{\gamma_{ab}} C_2}{\omega - \omega_a - i s_2} C_2 \right] \right|^2. \quad (7)
 \end{aligned}$$

3 自发辐射

在本节中, 我们将研究左手性材料对原子动力学特性及辐射谱的影响. 我们假定左手材料的介电常数和磁导率为 $\varepsilon = \mu = -0.999 + i0.003$. 而金属镜的反射率为 $r^{\text{TE}} = -0.99$, $r^{\text{TM}} = 0.99$, 材料板的厚度 $d_A = \lambda_0$.

首先我们考虑原子布居数的演化情况, 若两能级之间没有能级差, 即 $\omega_a = \omega_b$, 两上能级向下能级的自发辐射率相等. 图2表示原子初始处于上能级 $|a\rangle$, 而原子处于自由真空中和左手性材料前随时间的演化特性. 从图中可以看出, 在自由真空中, 能级 $|a\rangle$ 上布居数演化以指数形式衰减 (图中曲线 (a) 所示), 能级 $|b\rangle$ 上始终没有布居数, 与二能级原子的演化情况完全相同. 当原子处于左手性材料

板前时, 可以看到能级 $|a\rangle$ 上的布居数在开始一段时间内比真空中衰减快, 而在后面时间段, 衰减速度要比真空中慢得多 (如图 2 中曲线 (c) 所示). 同时, 能级 $|b\rangle$ 上的布居数由零开始上升, 到达一个最大值后缓慢衰减 (曲线 (d) 所示). 这表明存在这样一个过程: 原子从能级 $|a\rangle$ 跃迁到基态能级 $|c\rangle$, 放出一个光子, 而该光子传输到左手性材料, 经过镜面反射后有回到原子附近, 与原子重新作用, 使原子重新回到上能级, 但由于重新回来的光子与辐射时的光子偏振方向发生了改变, 会有部分布居数到达能级 $|b\rangle$, 因此在能级 $|b\rangle$ 上会有布居数. 能级 $|a\rangle$ 到能级 $|c\rangle$ 的跃迁与能级 $|b\rangle$ 到能级 $|c\rangle$ 的跃迁之间相互干涉. 计算可得此时原子的量子干涉强度为 $\rho = 0.8412$. 正是这种间接量子干涉导致了原子的自发辐射特性与原子处于真空中时有很大的不同.

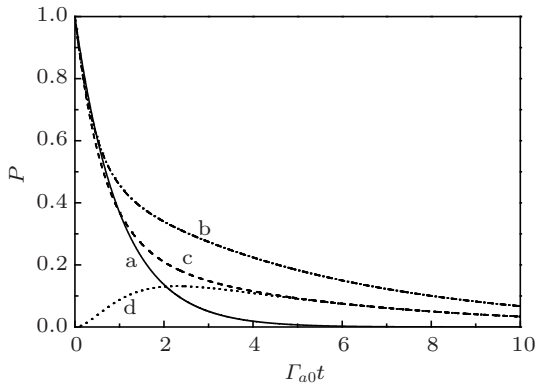


图 2 原子初始全部处于 $|a\rangle$ 能级时原子各能级布居数随时间演化情况, Γ_{a0} 为自由真空中 $|a\rangle$ 能级自发辐射率 (a) 自由真空中 $|a\rangle$ 能级布居数; (b) 处于左手材料附近 $|a\rangle$ 与 $|b\rangle$ 能级布居数之和; (c) 处于左手材料附近 $|a\rangle$ 能级布居数; (d) 处于左手材料附近 $|b\rangle$ 能级布居数

现在我们来分析原子的自发辐射谱. 图 3 显示了在与图 2 相同条件下的自发辐射谱. 以下的各谱线的计算中 $\mathbf{r} = \mathbf{r}_A + 1.5\lambda_0\hat{e}_z$, 即观测谱线的位置在沿 z 轴方向距原子 $1.5\lambda_0$ 处. 图中 $\delta = (\omega_a + \omega_b)/2$. 由图 3 可以看到: 由于间接量子相干的作用, 原子的自发辐射谱不再是真空中简单的洛伦兹型, 而是由上下两部分组成, 上一部分的谱线宽度远小于真空中的洛伦兹型宽度, 而下半部分明显较宽. 这从图 2 的布居数的演化可以看到这一点, 在衰减的初始阶段, 布居数衰减比真空快, 从而提供了谱线中的宽底部, 而在后段时间的缓慢衰减引发了窄波峰的谱线顶部. 图 4 显示了在不同初始条件下原子自发辐射谱的特性. 当两上能级原子

的布居数均为 $1/2$ 时, 即 $C_a(0) = C_b(0) = \sqrt{2}/2$ 或 $C_a(0) = -C_b(0) = \sqrt{2}/2$ 时, 此时的辐射谱线均为洛伦兹型谱线, 但不同的初始条件下, 谱线半宽度存在明显的差别, 在 $C_a(0) = C_b(0) = \sqrt{2}/2$ 时, 出现间接量子相干相长, 导致上能级原子衰减加快, 相应的谱线加宽. 而 $C_a(0) = -C_b(0) = \sqrt{2}/2$ 时, 由于附加了 π 相位, 间接量子干涉出现相干相消, 降低了原子的衰减速度, 相应的谱线半宽度大大减小. 综上可见原子的初始状态决定了量子相干的过程, 也就决定了原子的演化过程以及自发辐射谱的形状.

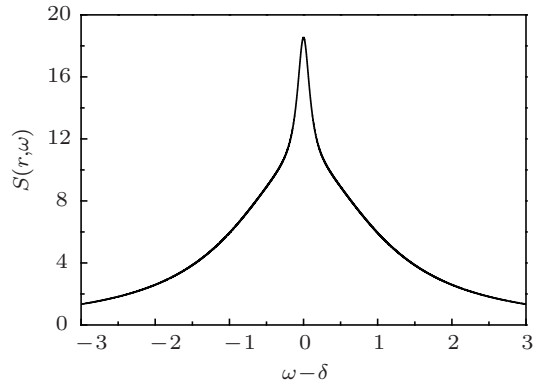


图 3 原子初始处于 $|a\rangle$ 能级的自发辐射谱

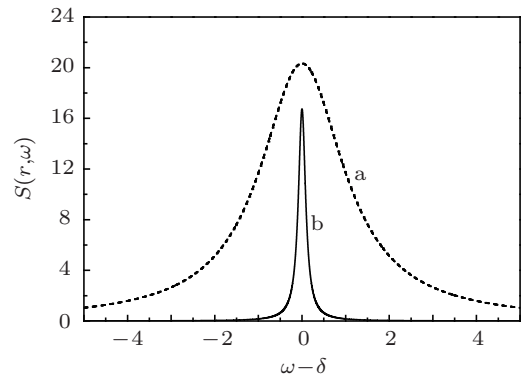


图 4 原子初始状态时的原子自发辐射谱 (a) $C_a(0) = C_b(0) = \sqrt{2}/2$; (b) $C_a(0) = -C_b(0) = \sqrt{2}/2$

当原子两上能级具有能级差时, 自发辐射谱线将表现出不一样的特性. 图 5 表示两上能级差去不同值时、初始原子都处于 $|a\rangle$ 能级时原子的自发辐射谱线, 在自由真空时, 不存在间接量子干涉效应, 其谱线为简单的洛伦兹型. 而当原子处于图 1 的结构空间时, 由于间接量子干涉效应, 原子的自发辐射谱由洛伦兹型转变成为 Fano 型^[21]. 在 $\omega = \omega_b$ 位置附近出现相应的暗态. 但由于量子相干强度没有

达到 1, 没有出现强度为 0 的点, 即所谓的黑线^[15]. 随着两上能级能级差的增大, Fano 最低点的强度就越小.

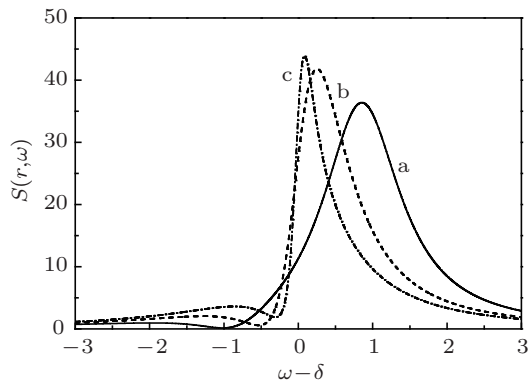


图 5 原子初始处于 $|a\rangle$ 能级 (a) $2\Gamma_{a0}$; (b) Γ_{a0} ; (c) $0.5\Gamma_{a0}$

图 6 是当 $C_a(0) = C_b(0) = \sqrt{2}/2$ 时, 即两上能级的初始占据数相等, 且两上能级存在能级差时原子的自发辐射谱. 在自由真空中, 两跃迁过程之间不存在量子相干, 自发辐射可以看成两个宽度分别为 Γ_a 和 Γ_b 的洛伦兹谱线的叠加, 当两上能级差小于 $0.5\Gamma_{a0}$ 时, 相应的两个峰将不会分开. 而当原子处于左手材料前方时, 由图 6 可见, 间接量子干涉将导致在两上能级中心频率处的谱线强度降低^[13], 从而在谱线中出现双峰. 即使两上能级差小于 $0.5\Gamma_{a0}$, 双峰依然存在. 即在该初始条件下, 间接量子干涉加强了双峰的分离. 而且随着两上能级差增大, 中心频率处的谱线强度越低. 若原子初始条

件改变为 $C_a(0) = -C_b(0) = \sqrt{2}/2$, 间接量子干涉相干相消将阻碍辐射谱峰线的分离. 如当两上能级差为 Γ_{a0} 时, 辐射谱依然是单峰近似洛伦兹型谱线.

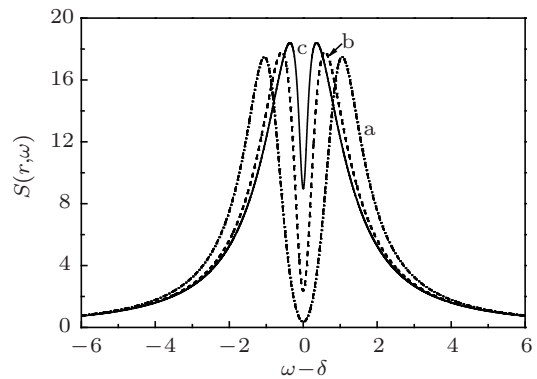


图 6 原子两上能级初始占据数分别为 $\sqrt{2}/2$ 时原子自发辐射谱 (a) $2\Gamma_{a0}$; (b) Γ_{a0} ; (c) $0.5\Gamma_{a0}$

4 结论

本文讨论了在左手性材料附近的V形三能级原子的自发辐射谱, 由于左手材料的反聚焦和相位补偿作用, 从而产生了间接量子相干, 导致了原子具有与真空中完全不同的动力学演化特性以及完全迥异的自发辐射谱. 出现了自发辐射加快与减慢现象, 谱线的加宽和变窄, 促进了谱线双峰的合并和分离等等. 这些不同的间接量子干涉影响不仅与原子的初始状态密切相关, 而且原子两上能级之间的能级间距紧密联系.

- [1] Veselago V G 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509
- [2] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, Stewart W J 1999 *IEEE Trans. Microwave Theo. And Tech.* **47** 2075
- [3] Smith D R, Pasilla W J, Vier D C, Nemat-Nasser S C, Schultz S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184
- [4] Shelby R A, Smith D R, Nemat-Nasser S C, Schultz S 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 489
- [5] Shelby R A, Smith D R, Schultz S 2001 *Science* **292** 77
- [6] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [7] Xu J P, Wang L G, Yang Y P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2765 (in Chinese) [许静平, 王立刚, 羊亚平 2006 物理学报 **55** 2765]
- [8] Zeng R, Xu J P, Yang Y P, Liu S T 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6446 (in Chinese) [曾然, 许静平, 羊亚平, 刘树田 2007 物理学报 **56** 6446]
- [9] Kästel J, Fleischhauer M 2005 *Phys. Rev. A* **71** 011804
- [10] Xu J P, Yang Y P, Chen H, Zhu S Y 2007 *Phys. Rev. A* **76** 063813
- [11] Scully M O, Zhu S Y 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 2813
- [12] Harris S E, Field J E, Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
- [13] Zhou P, Swain S 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 832
- [14] Yang Y P, Xu J P, Chen H, Zhu S Y 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 043601
- [15] Zhu S Y, Chan R F, Lee C P 1995 *Phys. Rev. A* **52** 710
- [16] Zhu S Y, Narducci L M, Scully M O 1995 *Phys. Rev. A* **52** 4791
- [17] Zhu S Y, Scully M O 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 388
- [18] Xia H R, Ye C Y, Zhu S Y 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 1032
- [19] Agarwal G S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5500
- [20] Dung H T, Buhmann S Y, Knöll L, Welsch D G 2003 *Phys. Rev. A* **68** 043816
- [21] Fano U 1961 *Phys. Rev.* **124** 1866

Influence of left-handed materials on the spontaneous emission spectrum of V-type three-level atom*

Yu Ming-Zhang Zeng Xiao-Dong[†] Wang Da-Wei Yang Ya-Ping

(Department of Physics, Tongji University, Shanghai 200092, China)

(Received 8 September 2010; revised manuscript received 2 April 2011)

Abstract

In this paper, the dynamic properties and the spontaneous emission spectrum of V-type three-level atom near left-handed material slab are investigated. The two orthogonal dipoles of the decay from the two upper levels to the lower level are considered. Due to the focusing and the phase compensation effects of the left-handed materials, the indirect quantum interference between two orthogonal spontaneous emission transitions leads to the fact that the populations in the two upper levels influence each other, the decay rate is enhanced or decreased and the spontaneous emission spectrum is narrowed or widened, depending on the initial atomic state.

Keywords: left-handed materials, spontaneous emission, indirect quantum interference

PACS: 32.30.-r

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 91021012).

[†] E-mail: zengxdgood@163.com