

有限厚度拓扑绝缘体平板附近原子的自发辐射特性

曾然^{1,2*}, 侯金鑫¹, 王驰¹, 李齐良¹, 毕美华¹, 杨国伟¹, 羊亚平²

¹杭州电子科技大学通信工程学院, 浙江 杭州 310018;

²同济大学物理科学与工程学院先进微结构材料教育部重点实验室, 上海 200092

摘要 对有限厚度拓扑绝缘体(TI)平板附近及其腔内二能级原子的自发辐射特性进行了研究。利用并矢格林函数表示偶极子平行和垂直于材料边界时的自发辐射率表达式,通过多次反射理论计算了平板的反射矩阵,对影响自发辐射率的各种因素进行了数值计算与分析。研究结果表明,忽略耗散时,平行偶极子的自发辐射率被抑制,而垂直偶极子的被增强;当板或腔存在耗散时,TI可以有效抑制原子的自发辐射率,使其附近原子在任何偶极方向的衰减均受到抑制。

关键词 量子光学; 自发辐射; 拓扑绝缘体; 二能级原子

中图分类号 O431.2

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0927001

Spontaneous Emission Characteristics of Atoms near Topological Insulator Slab with Finite Thickness

Zeng Ran^{1,2*}, Hou Jinxin¹, Wang Chi¹, Li Qiliang¹,
Bi Meihua¹, Yang Guowei¹, Yang Yaping²

¹School of Communication Engineering, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou, Zhejiang 310018, China;

²Key Laboratory of Advanced Micro-Structured Materials of Ministry of Education, School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China

Abstract The spontaneous emission properties of the two-level atoms placed near a topological insulator (TI) slab with a finite thickness or inside its cavity are investigated. The spontaneous emission rates of the dipole parallel or perpendicular to the material boundary are expressed via the dyadic Green function. The reflection matrix of this slab is calculated based on the multiple reflection theory, and the various factors which influence the spontaneous emission rate are numerically calculated and analyzed. The research results show that, when the dissipation is ignored, the spontaneous emission rate of the parallel dipole is suppressed, however, that of the perpendicular dipole is enhanced. When the dissipation of the slab or its cavity is included, the TI can effectively suppress the spontaneous emission rate of the atoms and make all of the decays of atoms near it along any dipole directions suppressed.

Key words quantum optics; spontaneous emission; topological insulator; two-level atom

OCIS codes 270.5580; 160.4760; 020.5580; 270.1670

1 引 言

近年来,拓扑绝缘体(TI)引起了研究人员的广泛关注。TI是一类具有时间反演对称性的材料,其表现出非平凡的拓扑序,是一种具有被保护导电表面态的绝缘体^[1]。这种拓扑特性最初是在石墨烯中预测的^[2]。Bernevig等^[3-5]在二维的HgTe/CdTe量子阱和三维的V/VI族合金中,预测并观察到了

强自旋轨道耦合及其诱导的能带反转,并发现了Bi_{1-x}Sb_x(*x*为Sb的原子数配比)、Bi₂Se₃、Bi₂Te₃和Sb₂Te₃^[6-7]等TI。因其具有反常的能带结构,这些材料表现出了一系列反常的电子特性,其中最引人瞩目的是量子自旋霍尔效应。它表现为在没有外加电流的情况下,可以观察到量子化的表面自旋电流^[8]。除了这些电子特性外,TI还展现出反常的电磁特性。TI可以诱导电场和磁场的混合极化^[9],即

收稿日期: 2017-12-27; 修回日期: 2018-04-13; 录用日期: 2018-05-02

基金项目: 国家自然科学基金(11574068,61501157,61405051)

* E-mail: zengran@hdu.edu.cn

一个外加的电场可以诱导磁场,同理一个外加的磁场也可以诱导电场,这种量子化的磁电响应被称为拓扑磁电效应。正因为 TI 具有这些新奇的特性, TI 中的效应和特性得到大量研究,如 Goos-Hänchen 位移^[10]、Casmir 效应^[11-12]、拓扑邻近效应^[13]等。

原子与场的相互作用是量子光学中的研究热点之一,原子与光场^[14-15]、热库^[16]等相互作用一直备受关注,自发辐射是其中一个基本问题。真空自发地存在零点能,即使没有外界光场的作用,原子也会在真空涨落的影响下,从高能级的激发态自发跃迁至低能级的基态,并释放出光子。根据费米黄金定则^[17],在跃迁频率下,原子从激发态能级跃迁到基态能级,自发辐射与两个能级之间的原子偶极矩阵元的平方及辐射模式密度成正比。Purcell^[18]指出,可以通过改变环境来改变自发辐射速率,该方法在各种条件下得到了实验验证。当一个自由原子被放置在一个空腔中时,其自发辐射速率与真空中的明显不同^[19-20]。研究者们对其他环境下的自发辐射也进行了研究,一些新型的材料介质被用于改变原子的自发辐射,如光子晶体^[21-23]、左手材料^[24]、双曲特异材料^[25]、表面等离子体波导^[26]等。TI 具有拓扑磁电效应导致的极化偏转特性,故其附近的电磁波反射特性与其他介质的有较大差异,即其附近的电磁环境与普通电介质附近的有很大不同,会对原子的自发辐射产生不同的影响。本文对有限厚度 TI 板附近及其构成的腔内二能级原子的自发辐射率进行了研究。与无限厚即单界面的 TI 情况^[27]不同的是,有限厚度 TI 平板的上下两个界面使边界反射与透射矩阵非对角元的作用参与进来,其总反射场将改变原子自发辐射所受到的真空环境影响,导致其附近原子的自发辐射特性不同于无限厚 TI 的。因此,针对有限厚度 TI 的情况,对影响原子衰减的各因素进行了研究,如材料厚度、耗散、腔长等。通过改变厚度可调控 TI 平板的边界反射、透射矩阵非对角元的影响,进而改变附近原子的电磁环境。由于 TI 有限厚度的影响,有无耗散情况时,平行、垂直偶极子的自发辐射率呈现出不同的规律,对该结果进行了分析,实现了 TI 对原子自发辐射的进一步调控。

2 理论模型与计算

2.1 有限厚度 TI 及其构成的腔

在计算原子的自发辐射率前,需要明确原子所

处的环境及此环境下的反射系数。基于拓扑场理论^[28],三维 TI 的电磁作用量可用普通电磁作用量 S_0 与拓扑电磁作用量 S_θ 之和来描述, $S_0 = \int dx^3 dt \cdot [\epsilon \mathbf{E}^2 - (1/\mu) \mathbf{B}^2]$, $S_\theta = (\alpha \Theta / 4\pi^2) \int dx^3 dt \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$, 其中 x 和 t 为四维时空变量, \mathbf{E} 和 \mathbf{B} 分别为电场强度和磁通密度, α 为精细结构常数, ϵ 和 μ 分别为介电常数和磁导率, Θ 为拓扑磁电极化率。时间反演不变的 TI 可被分为平凡的真空/普通绝缘体 ($\Theta = 0$) 和非平凡的 TI ($\Theta = \pm \pi$)^[9]。基于 Θ 的非平凡效应即拓扑磁电效应,它可在 TI 表面诱导电场和磁场的极化偏转。为了达到控制自发辐射的目的,需要在 TI 的表面添加薄磁层来破坏其表面的时间反演对称性,薄磁层的厚度远小于 TI 板的厚度,模型如图 1(a)所示,其中 xyz 为坐标系, z_a 为原子的 z 轴坐标。媒质 i 和 k 表示 TI 材料板上下部分的真空空间,其介电常数和磁导率分别为 $\epsilon_i, \epsilon_k, \mu_i, \mu_k$; j' 表示 TI 材料板层,其介电常数和磁导率分别为 $\epsilon_{j'}, \mu_{j'}$, 绿色表示其表面覆盖的薄磁层。由于拓扑磁电耦合项 S_θ 的存在,当麦克斯韦方程组保持形式不变时,材料的本构关系式变为 $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} + \alpha (\Theta / \pi) \mathbf{B}$, $\mathbf{H} = \mathbf{B} / \mu - \alpha (\Theta / \pi) \mathbf{E}$, 其中 \mathbf{D} 为电位移, \mathbf{H} 为磁场强度。

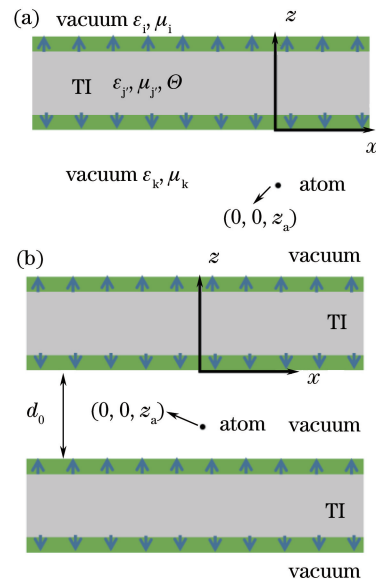


图 1 TI 模型。(a) 平板; (b) 腔
Fig. 1 TI model. (a) Slab; (b) cavity

图 1(a)中,电磁波从真空到有限厚度 TI 平板 j' 的反射系数矩阵由多次反射理论计算得到:

$$\mathbf{R}_{j'} = \mathbf{R}_{ij'} + \mathbf{T}_{j'i} \mathbf{R}_{j'k} [\mathbf{I} - \mathbf{R}_{j'i} \mathbf{R}_{j'k} \exp(2iK_j d_j)]^{-1} \times \mathbf{T}_{ij'} \exp(2iK_j d_j), \quad (1)$$

式中 \mathbf{I} 为单位矩阵; d_j 为 j 层的厚度; K_j 为 j 层中垂直于界面方向的波矢大小, $K_j = \sqrt{n_j^2 \omega^2 / c^2 - |\mathbf{k}_\parallel|^2}$, 其中 \mathbf{k}_\parallel 为波矢平行于界面的分量, n_j 为 j 层的折射

率, ω 为圆频率, c 为光速。 \mathbf{R}_{mn} 和 \mathbf{T}_{mn} 分别为从介质 m 到介质 n 的反射系数矩阵和透射系数矩阵, 其表达式为

$$\mathbf{R}_{mn} = \begin{bmatrix} r_{mn}^{ss} & r_{mn}^{sp} \\ r_{mn}^{ps} & r_{mn}^{pp} \end{bmatrix} = \frac{1}{\Delta_{mn}} \begin{bmatrix} n_m^2 - n_n^2 - \bar{\alpha}_{mn}^2 + n_m n_n \xi_{mn}^- & 2\bar{\alpha}_{mn} n_m \\ 2\bar{\alpha}_{mn} n_m & -n_m^2 + n_n^2 + \bar{\alpha}_{mn}^2 + n_m n_n \xi_{mn}^- \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$\mathbf{T}_{mn} = \begin{bmatrix} t_{mn}^{ss} & t_{mn}^{sp} \\ t_{mn}^{ps} & t_{mn}^{pp} \end{bmatrix} = \frac{1}{\Delta_{mn}} \begin{bmatrix} 2n_m(n_m + n_n \chi_{mn}) & 2\bar{\alpha}_{mn} n_m \\ -2\bar{\alpha}_{mn} n_m \chi_{mn} & 2n_m(n_n + n_m \chi_{mn}) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

式中 $r^{uv}(t^{uv})$ 表示入射的 u 极化电磁波经反射(透射)成为 v 极化电磁波时的反射(透射)系数($u, v = s$, 代表 s 极化; $u, v = p$, 代表 p 极化); 参数 $\bar{\alpha}_{mn} = \alpha \cdot (\Theta_n - \Theta_m) / \pi$, 其中 Θ_m 和 Θ_n 分别为介质 m 和介质 n 的拓扑磁电极化率; $\Delta_{mn} = n_m^2 + n_n^2 + \bar{\alpha}_{mn}^2 + n_m n_n \xi_{mn}^+$, 其中 n_m 和 n_n 分别为介质 m 和介质 n 的折射率; 参数 $\xi_{mn}^\pm = \chi_{mn} \pm \frac{1}{\chi_{mn}}$, $\chi_{mn} = \sqrt{n_m^2 \omega^2 / c^2 - |\mathbf{k}_\parallel|^2} / \sqrt{n_n^2 \omega^2 / c^2 - |\mathbf{k}_\parallel|^2}$ 。如果 j 层的 Θ 值为 0, 单界面反射系数矩阵中的极化偏转项为 0, 可简化为普通介质板的反射系数矩阵。

2.2 有限厚度 TI 环境下的原子自发辐射率

考虑一个二能级原子, 其偶极子位置为 $\mathbf{r}_a(0, 0, z_a)$, 跃迁频率为 ω_a , 假设原子最初处于上能级, 在马尔科夫近似和旋波近似下^[29] 得到原子的自发辐射率为

$$\Gamma = \frac{2\omega_a^2}{\hbar \epsilon_0 c^2} \mathbf{d}_a \text{Im}[\mathbf{G}(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_a, \omega_a)] \mathbf{d}_a, \quad (4)$$

式中 $\text{Im}(\cdot)$ 代表求虚部, \mathbf{d}_a 为偶极矩, $\mathbf{G}(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_a, \omega_a)$ 为并矢格林函数张量, \hbar 为约化普朗克常量, ϵ_0 为真空介电常数。根据文献[30]中的方法, 可以推导出偶极子平行或垂直于界面时的并矢格林函数张量表达式:

$$G_\parallel(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_a, \omega_a) = \frac{\mu_0 i}{8\pi} \int dk_\parallel \left\{ \frac{k_\parallel}{K_{0z} D_{s0}} \{1 + r_+^{ss} \exp(-2iK_{0z} z_a) + r_-^{ss} \exp[2iK_{0z}(d_0 + z_a)] + r_+^{ss} r_-^{ss} \exp(2iK_{0z} d_0)\} + \frac{K_{0z} k_\parallel}{K_0^2 D_{p0}} \{1 - r_+^{pp} \exp(-2iK_{0z} z_a) - r_-^{pp} \exp[2iK_{0z}(d_0 + z_a)] + r_+^{pp} r_-^{pp} \exp(2iK_{0z} d_0)\} \right\}, \quad (5)$$

$$G_\perp(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_a, \omega_a) = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \int dk_\parallel \frac{k_\parallel^3}{K_{0z} K_0^2 D_{p0}} \times \{1 + r_+^{pp} \exp(-2iK_{0z} z_a) + r_-^{pp} \exp[2iK_{0z}(d_0 + z_a)] + r_+^{pp} r_-^{pp} \exp(2iK_{0z} d_0)\}, \quad (6)$$

式中 μ_0 为真空磁导率, d_0 为腔长, 参数 $D_{p0} = 1 - r_+^{pp} r_-^{pp} \exp(2iK_{0z} d_0)$, $D_{s0} = 1 - r_+^{ss} r_-^{ss} \exp(2iK_{0z} d_0)$, r_+ 、 r_- 分别表示上、下层板的反射系数, K_0 和 K_{0z} 分别为真空中的波矢大小及其垂直于界面的分量大小。根据(1)、(4)、(5)、(6)式, 可以求出偶极子平行或垂直于板界面时的自发辐射率的表达式:

$$\Gamma_\parallel = \Gamma_0 \frac{3}{4} \text{Re} \int_0^\infty dk_\parallel \left\{ \frac{k_\parallel}{K_{0z} D_{s0} K_0} \{1 + r_+^{ss} \exp(-2iK_{0z} z_a) + r_-^{ss} \exp[2iK_{0z}(d_0 + z_a)] + r_+^{ss} r_-^{ss} \exp(2iK_{0z} d_0)\} + \frac{K_{0z} k_\parallel}{K_0^3 D_{p0}} \{1 - r_+^{pp} \exp(-2iK_{0z} z_a) - r_-^{pp} \exp[2iK_{0z}(d_0 + z_a)] + r_+^{pp} r_-^{pp} \exp(2iK_{0z} d_0)\} \right\}, \quad (7)$$

$$\Gamma_\perp = \Gamma_0 \frac{3}{2} \text{Re} \int_0^\infty dk_\parallel \frac{k_\parallel^3}{K_{0z} K_0^3 D_{p0}} \{1 + r_+^{pp} \exp(-2iK_{0z} z_a) + r_-^{pp} \exp[2iK_{0z}(d_0 + z_a)] + r_+^{pp} r_-^{pp} \exp(2iK_{0z} d_0)\}, \quad (8)$$

式中 $\Gamma_0 = d_a^2 \omega_a^3 / (3\pi \epsilon_0 \hbar c^3)$ 为自由空间中原子的自发辐射率, d_a 为偶极矩幅值, Re 代表求实部。只有上层板存在时, r_+^{pp} 和 r_-^{ss} 为 0, D_{p0} 和 D_{s0} 为 1, 通过(8)式即可求出二能级系统处于有限厚度 TI 平板

附近时的自发辐射率。由于反射、透射矩阵对角元和非对角元中存在拓扑磁电极化率 Θ , 故有限厚度 TI 平板附近原子的自发辐射与自由空间、普通电介质乃至无限厚 TI 附近的都有很大差异。虽然

(8)式中 TI 平板的总反射系数矩阵的非对角元素对自发辐射率没有影响,但由(1)式可知,界面反射、透射矩阵中的各元素都将影响单板的反射矩阵对角元,即 TI 单界面反射、透射矩阵的非对角元(即 s、p 极化模式耦合)将对原子的自发辐射衰减产生影响,故其原子的自发辐射特性不同于无限厚 TI 即单界面近似情况下的。

3 数值结果与分析

3.1 TI 平板附近二能级原子的自发辐射

考虑非磁性 TI,磁导率取为 1,相对介电常数取为 36。选取二能级原子为里德伯原子或量子点,跃迁频率取 30 THz。

考察无耗散 TI 层的厚度变化对自发辐射的影响,原子的自发辐射率随层厚 d_j (以波长 λ 为单位)的变化曲线如图 2 所示,其中黑色虚线为普通电介质板($\Theta=0$)附近的衰减率,红色实线为 TI 板($\Theta=\pi$)附近的衰减率。可以看出,不论是 TI 还是普通电介质,原子自发辐射率均随 d_j 呈现周期性变化。这是因为两种材料板的总反射系数会随着 d_j 的增大而呈现周期性的变化,故原子所处环境的格林函数发生周期性的变化。 Γ_{\parallel} 的值基本小于 Γ_0 ,与自

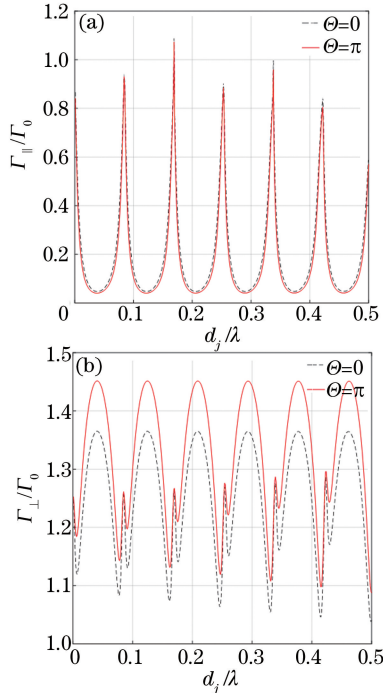


图 2 TI 平板附近二能级原子的自发辐射率随板厚的变化曲线。(a)平行偶极子;(b)垂直偶极子

Fig. 2 Spontaneous emission rate of two-level atoms near TI slab versus slab thickness. (a) Parallel dipole; (b) perpendicular dipole

由空间中的衰减率相比被抑制; Γ_{\perp} 的值大于 Γ_0 ,与自由空间中的衰减率相比被增强。与普通电介质板相比,TI 平板的平行偶极子的自发辐射率被略微抑制,垂直偶极子的自发辐射率被增强。这与无限厚 TI 附近原子的自发辐射总体被抑制的特点明显不同,体现出有限厚度 TI 平板两个表面的影响及边界反射矩阵非对角元的作用。

在 d_j 变化的半个周期内(如 $0.04\lambda \sim 0.08\lambda$)对自发辐射进行控制,得到自发衰减随 z_a 的变化曲线如图 3 所示。可以看出, Γ_{\parallel} 随着 z_a 的变化呈现波动,但在距离板界面较近时,随着板厚的减小, Γ_{\parallel} 减小,最终接近于 0。当原子与板的距离较远时,随着厚度的增大, Γ_{\perp} 增大;当原子处于板界面附近时,随着板厚的增大, Γ_{\perp} 减小。

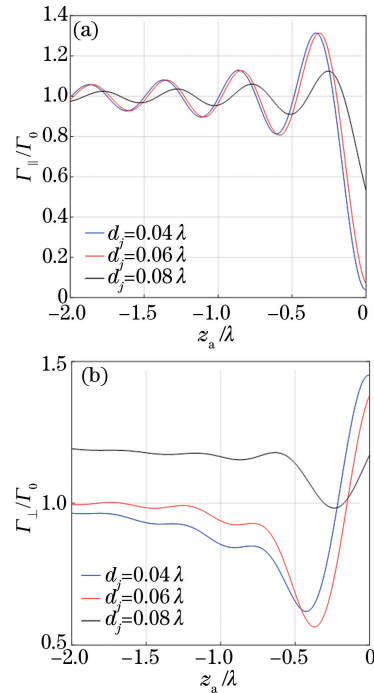


图 3 TI 板附近二能级原子的自发辐射率随原子位置的变化曲线。(a)平行偶极子;(b)垂直偶极子

Fig. 3 Spontaneous emission rate of two-level atoms near TI slab versus atomic position.

(a) Parallel dipole; (b) perpendicular dipole

实际中的 TI 一般具有一定耗散,考虑耗散 TI 材料的介电常数 $\epsilon_j = 36 + i\delta$,其中 δ 为材料的耗散。取耗散 $\delta = 0.5$,原子位于板附近 0.01λ 位置时自发辐射率随板厚度 d_j 的变化曲线如图 4 所示。可以看出,TI 平板对平行偶极子和垂直偶极子的自发辐射率均具有明显的抑制作用。在 d_j 较小时,平行偶极子和垂直偶极子的自发辐射率都有较大的振荡,随着 d_j 的增大,自发辐射率的振荡幅度减小,

最终趋于稳定值。当材料无耗散时,自发辐射率随 d_j 的变化是周期性的振荡。考虑材料耗散,随着传播距离的增大, TI 中的电磁波被损耗。当传播距离足够大时,电磁波不能经过上界面的反射和下界面的透射进入到真空中,故不能对原子的自发辐射产生影响,此时有限厚度 TI 平板如同一个单界面,衰减率趋于定值。

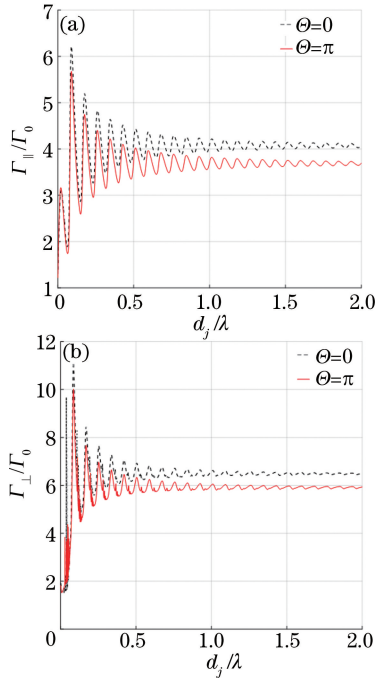


图 4 考虑耗散后,板界面附近二能级原子的自发辐射率随板厚的变化曲线。(a)平行偶极子;(b)垂直偶极子
Fig. 4 Spontaneous emission rate of two-level atoms near TI slab versus slab thickness when dissipation is included.
(a) Parallel dipole; (b) perpendicular dipole

当 TI 板的耗散可忽略时,附近原子的自发辐射全部为辐射模式,非辐射模式对自发衰减的贡献为零。TI 的拓扑磁电极化率对衰减率的影响与原子的偶极方向有关,其一方面抑制了平行偶极子的自发辐射率,另一方面增大了垂直偶极子的自发辐射率。当 TI 板具有一定耗散时,原子的自发辐射率受到的影响与偶极方向无关,即无论是平行偶极子还是垂直偶极子,其自发辐射率都会受到抑制。此时,原子的自发辐射率不仅包含辐射模式衰减,也包含由耗散引起的衰减,故有限厚度 TI 平板对耗散引起的衰减率的抑制比普通介质的明显。

不同耗散下自发辐射率随原子位置的变化曲线如图 5 所示,其中 $\delta=0$ 表示忽略耗散时的情况,取平板厚度 $d_j=2\lambda$ 。随着原子与板之间的距离增大,原子自发辐射率出现振荡,最终趋向于自由真空自

发辐射的情况。当原子与板相距较近时,材料耗散的影响较为明显。耗散对平行偶极子衰减率的影响小于其对垂直偶极子的影响。对于平行偶极子,材料耗散对其自发辐射率的影响非单调;对于垂直偶极子,材料耗散对其自发辐射率的影响基本是单调的。在近距离下,与无耗散的 TI 板相比,具有一定耗散的 TI 板附近原子的自发辐射较强。根据(7)、(8)式,自发辐射率对平行波矢的积分范围为 $0\sim\infty$,无耗散的有限厚度 TI 板反射倏逝波时,反射系数没有虚部,即 $\omega_a/c\sim\infty$ 部分的平行波矢积分对自发辐射没有贡献,此时原子的自发辐射率全部来源于辐射模式。当 TI 板有耗散时, $0\sim\omega_a/c$ 波矢积分中的反射系数发生变化;同时非辐射模式的反射系数虚部不为零, $\omega_a/c\sim\infty$ 部分的平行波矢积分对自发辐射率产生贡献,耗散引起的衰减率在总的衰减率中起主导作用。因此近距离下,考虑耗散时原子的自发辐射率要大于忽略耗散时的。

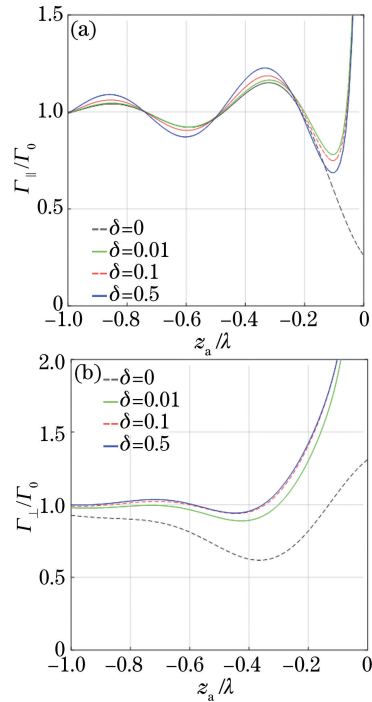


图 5 TI 板界面附近二能级原子的自发辐射率随原子位置的变化曲线。(a)平行偶极子;(b)垂直偶极子
Fig. 5 Spontaneous emission rate of two-level atoms near TI slab interface versus atomic position.
(a) Parallel dipole; (b) perpendicular dipole

3.2 一定厚度 TI 板构成腔内的原子自发辐射

有限厚度 TI 板所构成的腔的示意图如图 1(b) 所示。不同耗散下,腔内原子的自发辐射特性如图 6 所示,腔长 d_0 取 1.5λ , TI 板的厚度为 2λ 。 Γ_{total} 为原子总的自发辐射率, Γ_{dissi} 为 TI 耗散引起的衰减

率,其定义为 $\Gamma_{\text{dissi}} = \Gamma_{\text{total}} - \Gamma_{\text{rad}}$,其中 Γ_{rad} 为辐射衰减率。当原子位于无耗散的 TI 板界面附近时,平行偶极子的自发辐射率较自由真空情况的被抑制,垂直偶极子的自发辐射率被增强。随着原子向腔中间的位置移动,平行偶极子的自发辐射率先增大后减小,垂直偶极子的自发辐射率先减小后增大。当 TI 板存在一定耗散时,平行偶极子和垂直偶极子靠近 TI 板时自发辐射率被极大地增强;随着原子向腔中间位置的移动,衰减率有所减小。当 $\delta = 0$ 时,耗散衰减率 Γ_{dissi} 为零,随着耗散的增大,腔内的平行偶极子和垂直偶极子的自发辐射率逐渐增大。这是因为 TI 的耗散增大导致原子辐射的倏逝波被两侧 TI 板反射后的反射系数的虚部增大,故耗散衰减的强度和总的自发辐射率增大。

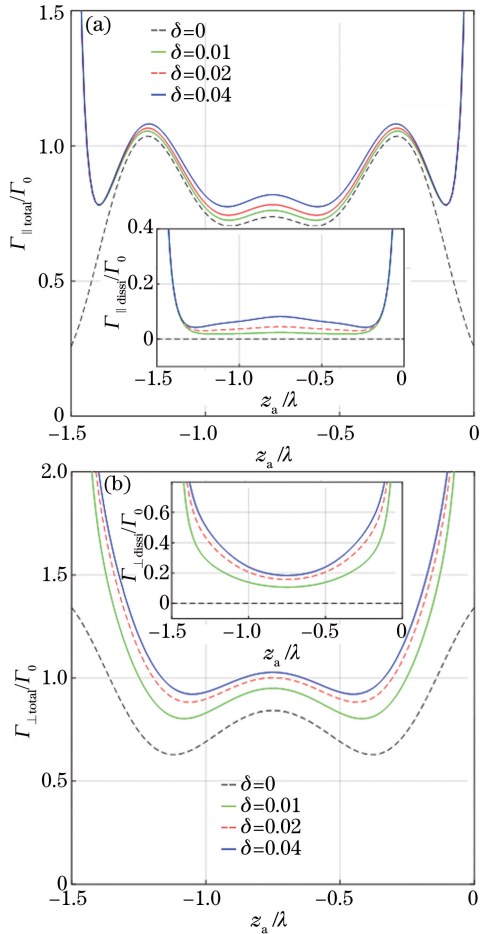


图 6 TI 板腔内的二能级原子自发辐射率随原子位置的变化曲线(插图:对应的有耗散情形)。

(a) 平行偶极子; (b) 垂直偶极子

Fig. 6 Spontaneous emission rate of two-level atoms inside TI slab cavity versus atomic position (inset: corresponding case when dissipation is included).

(a) Parallel dipole; (b) perpendicular dipole

图 7 所示为腔长的变化对原子自发辐射的影响,偶极子处于由有限厚度 TI 板构成的腔壁附近 0.01λ 处,取板厚度 $d_j = 2\lambda$,耗散 $\delta = 0.5$,插图表示无耗散时的自发辐射率情况。由图 7(a)可知,与普通电介质腔相比,TI 腔中平行偶极子的自发辐射率在有无耗散时均被抑制。当腔长较小时,平行偶极子的自发辐射率较小,随着腔长的增大,其自发辐射率逐渐振荡增大,最终趋于稳定。由图 7(b)可知,当材料无耗散时,随着腔长的增大,垂直偶极子的自发辐射率先减小后增大,最终趋于稳定值;当材料有耗散且腔长较小时,垂直偶极子的自发辐射率较大,随着腔长的增大,垂直偶极子的自发辐射率逐渐减小并最终趋于稳定。无耗散腔壁附近的垂直偶极子的自发衰减相比于普通介质的被增强,而有耗散腔壁附近的被抑制。这些规律与板界面附近原子的自发辐射特性相类似,再次证明了 TI 对耗散衰减率的抑制作用。

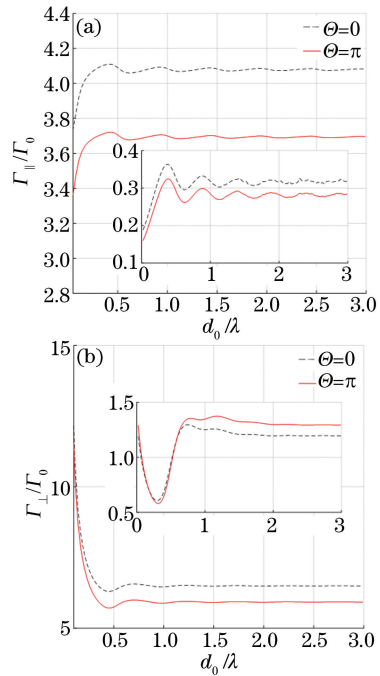


图 7 具有耗散的 TI 板腔内的二能级原子自发辐射率随腔长的变化曲线(插图:对应的无耗散情形)。

(a) 平行偶极子; (b) 垂直偶极子

Fig. 7 Spontaneous emission rate of two-level atoms inside TI slab cavity versus cavity length when dissipation is included (inset: corresponding case when dissipation is ignored). (a) Parallel dipole; (b) perpendicular dipole

4 结 论

以有限厚度三维 TI 平板为研究对象,分析了

单层板附近及其构成的腔中二能级原子的自发辐射特性。讨论了影响原子自发辐射率的各种因素,包括 TI 板的厚度、TI 的耗散、原子的位置及腔的长度。当材料耗散可忽略时,非辐射模式在经板反射后反射系数无虚部,因此非辐射衰减对原子的自发辐射率没有贡献,自发辐射率较小。当材料具有一定耗散时,耗散衰减率的贡献使原子的自发衰减增大。无耗散时,一定厚度的 TI 板抑制了平行偶极子的自发辐射率,增大了垂直偶极子的自发辐射率;有耗散时, TI 平板两表面多次反射的极化偏转效应影响材料板总的反射矩阵,其反射系数的虚部受到抑制,因此平行偶极子与垂直偶极子的自发辐射率都将受到抑制。在平板总反射系数中的拓扑磁电耦合及材料耗散的作用下, TI 板对原子自发辐射的影响为 TI 平板系统调控自发辐射的过程提供了清晰的物理机制。

参 考 文 献

- [1] Hsieh D, Qian D, Wray L, *et al.* A topological Dirac insulator in a quantum spin Hall phase[J]. *Nature*, 2008, 452(7190): 970-974.
- [2] Kane C L, Mele E J. Quantum spin Hall effect in graphene [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(22): 226801.
- [3] Bernevig B A, Hughes T L, Zhang S C. Quantum spin Hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells[J]. *Science*, 2006, 314(5806): 1757-1761.
- [4] König M, Wiedmann S, Brüne C, *et al.* Quantum spin Hall insulator state in HgTe quantum wells[J]. *Science*, 2007, 318(5851): 766-770.
- [5] Fu L, Kane C L, Mele E J. Topological insulators in three dimensions[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(10): 106803.
- [6] Zhang H J, Liu C X, Qi X L, *et al.* Topological insulators in Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3 and Sb_2Te_3 with a single Dirac cone on the surface[J]. *Nature Physics*, 2009, 5(6): 438-442.
- [7] Liu C X, Qi X L, Zhang H J, *et al.* Model Hamiltonian for topological insulators [J]. *Physical Review B*, 2010, 82(4): 045122.
- [8] Bernevig B A, Zhang S C. Quantum spin Hall effect[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(10): 106802.
- [9] Qi X L, Li R, Zang J, *et al.* Inducing a magnetic monopole with topological surface states[J]. *Science*, 2009, 323(5918): 1184-1187.
- [10] Chang M C, Yang M F. Optical signature of topological insulators[J]. *Physical Review B*, 2009, 80(11): 113304.
- [11] Grushin A G, Cortijo A. Tunable Casimir repulsion with three-dimensional topological insulators[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(2): 020403.
- [12] Zeng R, Chen L, Nie W, *et al.* Enhancing Casimir repulsion via topological insulator multilayers[J]. *Physics Letters A*, 2016, 380(36): 2861-2869.
- [13] Shoman T, Takayama A, Sato T, *et al.* Topological proximity effect in a topological insulator hybrid[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 6547.
- [14] Cong H L, Ren X Z. Exact solution for quantum properties of the binomial states field interacting with the Λ -type atom [J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(2): 0227001.
丛红璐, 任学藻. 精确求解与 Λ 型原子作用二项式光场的量子特性[J]. *光学学报*, 2017, 37(2): 0227001.
- [15] Li B, Sa C, Guo C L. Quantum properties in a system of two two-level atoms interacting with Pólya state light field[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2016, 53(3): 032702.
李斌, 萨楚尔夫, 郭彩丽. 两个二能级原子与 Pólya 态光场相互作用系统的量子特性[J]. *激光与光电子学进展*, 2016, 53(3): 032702.
- [16] Lu D M. Solution of master equation of density matrix in interaction system of atom with thermal reservoir[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2016, 53(9): 092701.
卢道明. 原子与库场相互作用系统中密度矩阵主方程的解[J]. *激光与光电子学进展*, 2016, 53(9): 092701.
- [17] Surhone L M, Tennoe M T, Henssonow S F. Fermi's golden rule[M]. Saarbrücken: Betascript Publishing, 2010, 59(1): 179-187.
- [18] Purcell E M, Torrey H C, Pound R V. Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid[J]. *Physical Review*, 1946, 69(1/2): 37-38.
- [19] Hulet R G, Hilfer E S, Kleppner D. Inhibited spontaneous emission by a Rydberg atom[J]. *Physical Review Letters*, 1985, 55(20): 2137-2140.
- [20] Heinzen D J, Feld M S. Vacuum radiative level shift and spontaneous-emission linewidth of an atom in an optical resonator[J]. *Physical Review Letters*, 1987, 59(23): 2623-2626.
- [21] Zhu S Y, Yang Y, Chen H, *et al.* Spontaneous radiation and Lamb shift in three-dimensional photonic crystals[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(10): 2136-2139.
- [22] Xie S Y, Hu X. Entanglement between a two-level atom and spontaneous emission field in anisotropic photonic crystal [J]. *Acta Physica Sinica*, 2010,

- 59(9): 6172-6177.
- 谢双媛, 胡翔. 各向异性光子晶体中二能级原子和自发辐射场间的纠缠 [J]. 物理学报, 2010, 59(9): 6172-6177.
- [23] Ba N, Wang L, Wu X Y, *et al.* Photonic bandgap based on spontaneously generated coherence in atomic lattices [J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34 (11): 1127001.
- 巴诺, 王磊, 吴向尧, 等. 原子晶格中基于自发辐射相干效应的光子带隙 [J]. 光学学报, 2014, 34(11): 1127001.
- [24] Xu J P, Yang Y P, Lin Q, *et al.* Spontaneous decay of a two-level atom near the left-handed slab [J]. Physical Review A, 2009, 79(4): 043812.
- [25] Ferrari L, Lu D, Lepage D, *et al.* Enhanced spontaneous emission inside hyperbolic metamaterials [J]. Optics Express, 2014, 22 (4): 4301-4306.
- [26] Yao B, Liu Y, Long H, *et al.* Spontaneous emission properties of emitters in dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguide [J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(8): 0824001.
- 姚波, 刘晔, 龙虎, 等. 介质加载型表面等离子体波导中发光粒子的自发辐射特性 [J]. 光学学报, 2015, 35(8): 0824001.
- [27] Song G, Xu J P, Yang Y P. Spontaneous emission of a two-level system near the interface of topological insulators [J]. Europhysics Letters, 2014, 105(6): 64001.
- [28] Qi X L, Hughes T L, Zhang S C. Topological field theory of time-reversal invariant insulators [J]. Physical Review B, 2008, 78(19): 195424.
- [29] Novotny L, Hecht B. Principles of nano-optics [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2012: 273-275.
- [30] Tomaš M S. Green function for multilayers: Light scattering in planar cavities [J]. Physical Review A, 1995, 51(3): 2545-2559.