

Casimir-Polder 力对左手材料板附近的原子的动力学作用

许静平 常生龙 秦黎 羊亚平

Dynamic evolution of an excited atom near the left-handed slab acted by the Casimir-Polder force

Xu Jing-Ping Chang Sheng-Long Qin Li Yang Ya-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 234204 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.234204

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.234204>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I23>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于表面等离激元场的分子反射镜的理论研究

[Theoretical study on a novel molecular mirror with a surface plasmon polariton field](#)

物理学报.2014, 63(21): 213701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.213701>

基于普通汞灯光源的横向塞曼效应背景校正大气汞检测方法研究

[New transverse Zeeman effect method for mercury detection based on common mercury lamp](#)

物理学报.2014, 63(7): 074202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.074202>

单原子在两个远红失谐光偶极阱中的转移

[Transferring single-atoms between two red-detuned far-off-resonance optical dipole traps](#)

物理学报.2012, 61(20): 203701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.203701>

损耗对表面等离子体激元压缩态的影响

[Effect of losses for squeezed surface plasmons](#)

物理学报.2011, 60(2): 024203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.024203>

压缩真空中的电磁诱导透明

[Electromagnetically induced transparency in squeezed vacuum](#)

物理学报.2011, 60(2): 024204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.024204>

Casimir-Polder力对左手材料板附近的原子的动力学作用*

许静平^{1)†} 常生龙¹⁾²⁾ 秦黎¹⁾³⁾ 羊亚平¹⁾

1)(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)

2)(上海市虹口区教育局, 上海 200092)

3)(绍兴市第一中学, 绍兴 312000)

(2015年7月7日收到; 2015年8月7日收到修改稿)

本文研究了初始处于激发态的两能级原子在左手材料附近运动时 Casimir-Polder 力对原子动力学的影响. 左手材料有两个的作用: 一是在距离界面波长区域内提供了较强的 Casimir-Polder 共振力, 二是在这一范围原子的自发辐射受到抑制, 延长了作用时间. 这两种效应使得依靠原子自发辐射这一过程中的 Casimir-Polder 力能对原子的运动学产生影响, 并将一定初速度的原子排斥远离界面. 由于原子偶极矩的取向会影响 Casimir-Polder 力的性质, 因此对于某些初始条件(初速度和初始位置), 不同偶极矩取向的原子有不同的运动学结果, 会被吸引到界面或反射出去, 从而对具有不同偶极矩方向的原子进行筛选. 当然由于 Casimir-Polder 力很小, 能够反射的初速度也很小, 但是已经可以反抗极低温的热涨落, 我们的理论预估值约为 15 μK . 如果和其他约束手段同时作用, 便能对原子的动力学产生更为有利的控制.

关键词: Casimir-Polder 力, 左手性材料, 自发辐射

PACS: 42.50.Nn, 12.20.-m, 37.10.Vz

DOI: 10.7498/aps.64.234204

1 引言

Casimir-Polder 力是指中性原子之间或者中性原子与中性材料之间由于真空涨落所引起的力, 最早由 Casimir 和 Polder 于 1948 年提出^[1]. Casimir-Polder 力是卡西米尔效应的一种, 从定义上来说, 卡西米尔力指中性材料之间的力, 而 Casimir-Polder 力则要求相互作用的客体至少有一个是微粒, 如原子或分子^[2].

Casimir-Polder 力在原子光学领域有广泛的应用, 可以用来实现原子物质波的透射光栅和制备原子 Mach-Zehnder 型干涉仪^[3], 结合 Casimir-Polder 力的引力和斥力可以用来实现平板的量

子镜面反射等^[4]. 因此引起了人们的广泛关注, 2013 年以来, 关于 Casimir-Polder 力的理论研究取得了许多进展^[5-7]. Berman 等^[5]研究了色散力和 Casimir-Polder 力之间的耦合振荡理论, 计算了两个振子(其中一个振子初态处于激发态)之间的 Casimir-Polder 势能, 以及一个处于基态的量子振子置于理想金属附近时所产生的 Casimir-Polder 势能. Zhou 等^[6]研究了在介质衬底表面附近的原子由于热平衡产生的 Casimir-Polder 力和拉姆位移, 分别讨论了热平衡和热辐射对拉姆位移的贡献, 以及各向同性可极化的中性原子之间的 Casimir-Polder 力. Biehs 等^[7]研究了各向异性纳米颗粒和石墨烯之间的 Casimir-Polder 力, 发现相比石墨烯的可调谐性, 通过改变各向异性纳米颗粒的形状

* 国家自然科学基金(批准号: 11274242, 11474221, 11574229)、自然科学基金委联合重点基金(批准号: U1330203)、国家重点基础研究发展计划(973 计划)(批准号: 2013CB632701)和上海市科委项目(批准号: 15XD1503700)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xx_jj_pp@hotmail.com

和方向, 能使 Casimir-Polder 力明显增强. 2014 年 Lalotitis 等^[7] 利用光学反射光谱在实验上测得了 500—1000 K 温度范围内, 距离为 100 nm 的铯原子与热的蓝宝石表面之间的 Casimir-Polder 相互作用能. 研究表明, 温度增加时, 原子的跃迁偶极矩与表面模式的耦合会增强, 从而 Casimir-Polder 相互作用能会增加 50%.

以往有关 Casimir-Polder 力的研究主要从势能着手, 研究的目标是拉姆位移, 对力的大小仅仅进行了理论计算并没有定量比较. 这是因为 Casimir-Polder 力来源于真空涨落, 是原子发射吸收虚光子所引起的, 在非常接近材料表面时很大, 但是在距离界面波长范围时就可以忽略, 甚至不能对抗重力. 这里我们将考虑原子初始处于激发态, 在真空涨落的影响下, 自发辐射发出实光子, 经界面反射后再对原子产生力的作用, 这依然属于 Casimir-Polder 力的范畴. 与一般研究基态的原子的 Casimir 力不同, 原子处于激发态时, 其所受的力将主要与原子跃迁频率的电磁模有关, 因此便于设计电磁场环境对 Casimir-Polder 力进行调控^[7]. 要放大 Casimir-Polder 力的力学效果, 必须设计精妙的电磁环境得到较大的力.

而左手性材料就是我们要借助的电磁环境, 左手性材料是有效折射率小于零的人工微结构材料, 其概念最早由 Veselago 于 1968 年提出^[8]. 当材料的有效介电系数和磁导率都小于零时, 根据麦克斯韦方程和边界条件, 其的有效折射率小于零, 将具有负折射和相位补偿的特性. 最近有关左手材料对卡西米尔力的影响也得到了人们的关注. 比如平行的左手性材料板间的卡西米尔力, 分析了左手材料色散参量的取值对卡西米尔效应的影响^[9], 并且发现左手材料之间的卡西米尔力可以是排斥力^[9,10]. Zeng 等^[7] 研究了各向异性单负材料板之间的卡西米尔力排斥力和回复力, 讨论了平行和垂直于光轴的特异材料的电磁特性对卡西米尔力的影响, 研究结果表明, 各向异性单负材料板之间卡西米尔回复力可以存在多个平衡位置. 最近我们研究了初始处于激发态的两能级原子位于左手性材料附近的 Casimir 力, 结果表明左手性材料的相位补偿和聚焦效应能显著提高原子在距离界面波长距离时的 Casimir-Polder 力^[7], 这对我们研究原子在 Casimir 力作用下的运动学问题提供了有益的帮助. 因此我们在这一基础上讨论 Casimir-Polder 力

对原子的动力学的影响, 包括激发态概率的演化以及运动轨迹, 从而对 Casimir-Polder 力所产生的力学现象做一定量描述.

2 理论模型和方法

考虑真空中一个两能级原子位于一块厚度为 d_A 、介电常数和磁导率为 ϵ_A 和 μ_A 的左手材料板右侧, 而左手材料板左侧附着在半无限金属基底上, 金属材料的介电常数为 ϵ_M , 磁导率 $\mu_M = 1$. 两能级原子的跃迁频率和跃迁偶极矩分别为 ω_0 和 \hat{d}_0 . 以左手材料板右界面为 z 轴零点, 则原子的位置矢量为 r_a , z 轴分量为 z_a ($z_a > 0$), 如图 1 (a).

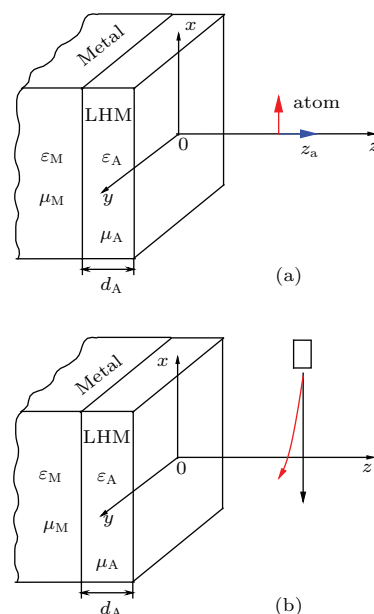


图 1 (网刊彩色) (a) 静止的原子在左手材料板附近的结构示意图; (b) 沿着 z 轴负方向具有一定初速度分量的原子在左手材料板附近的结构示意图

Fig. 1. (color online) (a) Scheme of a static atom near the left-handed slab; (b) scheme of a moving atom near the left-handed slab with a tiny z -component of velocity.

原子由于与电磁模式发生相互作用, 将受到 Casimir-Polder 力, 在长波近似下力算符为^[7]

$$\hat{F}_L = \left\{ \nabla \left[\hat{d}_0 \cdot \hat{E}(r) \right] + \frac{d}{dt} \left[\hat{d}_0 \times \hat{B}(r) \right] \right\}_{r=r_a}, \quad (1)$$

上式右边两项分别表示偶极力和洛伦兹力. 用初态对力的算符求期望值就得到可观测的 Casimir-Polder 力

$$F = \langle \hat{F}_L \rangle. \quad (2)$$

这里我们讨论的初态是原子处于激发态, 而环境处于真空, 即 $|\psi(0)\rangle = |e\rangle|0\rangle$. 在马尔科夫近似下, 真空中初始处于激发态的两能级原子受到的力的期望值随时间的演化为^[7]

$$\begin{aligned} F(t) &= \rho_{11}(t)F_1(r_a) + \rho_{00}(t)F_0(r_a) \\ &\approx e^{-\Gamma(z_a)t}F_1(r_a) \\ &\quad + (1 - e^{-\Gamma(z_a)t})F_0(r_a), \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $\rho_{11}(t)$ 是原子处于激发态的概率, 随时间呈指数衰减, 衰减率为原子的自发辐射率 $\Gamma(z_a)$; $\rho_{00}(t)$ 是原子处于基态的概率. 它们满足归一化条件

$$\rho_{11}(t) + \rho_{00}(t) = 0. \quad (4)$$

由于我们的结构为一维多层结构, Casimir-polder 力只有 z 方向分量. $F_1(r_a)$ 为原子处于激发态时所受的力, 包括两部分: 共振部分 $F_1^r(z_a)$ 和非共振色散部分 $F_1^{nr}(z_a)$, 即 $F_1(r_a) = (F_1^r(z_a) + F_1^{nr}(z_a))\hat{e}_z$, 具体表达式为

$$\begin{aligned} F_1^r(z_a) &= 2\mu_0\omega_0^2d_0 \\ &\quad \times \frac{\partial}{\partial z} \left[\text{Re} \vec{G}^{\leftrightarrow(1)}(z, z_a, \omega_0) \right] \cdot d_0 \Big|_{z=z_a}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} F_1^{or}(z_a) &= \frac{2\mu_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{d\xi\omega_0\xi^2}{\omega_0^2 + \xi^2} d_0 \\ &\quad \times \frac{\partial}{\partial z} \left[\vec{G}^{\leftrightarrow(1)}(z, z_a, i\xi) \right] \cdot d_0 \Big|_{z=z_a}, \end{aligned} \quad (6)$$

$F_0(r_a)$ 为原子处于基态所受的力, 与激发态原子的非共振力满足关系

$$F_0(r_a) = -\hat{e}_z F_1^{nr}(z_a), \quad (7)$$

即激发态原子的非共振力与基态原子的受力大小相等, 但方向相反. 由 (??) 式可知共振力只与原子跃迁频率 ω_0 的电磁模有关, 来源于原子的自发辐射; 而非共振力则来源于真空涨落引起的真空能空间梯度, 与所有频率的电磁模式都有关.

在确定了原子以及原子所处的环境后, $F_1(z_a)$ 和 $F_0(z_a)$ 就确定了, 而力的时间演化由 (??) 式可知将受到自发辐射率 $\Gamma(z_a)$ 的影响. 自发辐射率为

$$\Gamma(z_a) = \frac{2\mu_0}{\hbar} \omega_0^2 d_0 \cdot \text{Im} \vec{G}^{\leftrightarrow}(z_a, z_a, \omega_0) \cdot d_0. \quad (8)$$

将 (??)—(??) 式联立就可以得到初始处于激发态的两能级原子所受的 Casimir-Polder 力的时间演化. 我们采用左手材料的目的是为了在某些位置

既可以得到较大的共振力 $F_1(z_a)$ 又能抑制原子的自发辐射, 从而使原子受到较长时间的力作用, 并对初始具有微小动量的原子的运动产生影响.

为了探究自发辐射过程中 Casimir-Polder 力对原子运动的影响, 我们对原子的运动问题采用经典的方法进行处理^[7]. 由于 Casimir-Polder 力非常小, 即使考虑了原子处于激发态, 还远远不能改变 m/s 的速度, 我们设定原子以宏观速度沿着与左手性材料表面近似平行的 x 轴负方向运动, 但是在 z 轴方向有一定的微小分量, 如图 1(b) 所示. 由于这里 Casimir-Polder 力只沿 z 方向, 因此对原子的竖直运动没有影响, 只改变原子 z 方向的动量分量, 我们只考虑 z 方向的原子动力学行为. 在不考虑多普勒效应的情况下, 原子所受的 Casimir-Polder 力随时间的演化与时间和位置都有关, 可表示为

$$F(z_a, t_a) = \rho_{11}(t_a)F_1(z_a) + \rho_{00}(t_a)F_0(z_a), \quad (9)$$

$\rho_{11}(z_a, t_a)$ 和 $\rho_{00}(z_a, t_a)$ 为原子在 t_a 时刻运动到 z_a 位置时分别处于激发态和基态的概率, 依然满足归一化条件 (??) 式. $\rho_{11}(z_a, t_a)$ 与初始条件和原子的运动轨迹有关, 满足

$$\rho_{11}(t_a) = \exp \left[- \int_0^{t_a} dt' \Gamma(z_a(t')) \right]. \quad (10)$$

$\Gamma(z_a(t))$ 是原子运动到 z_a 时的自发辐射率, 近似用原子静止在该处时的自发辐射率表示. 而原子的轨迹受初始条件、Casimir-Polder 力分布和原子占据数的影响, 满足动力学方程

$$m \frac{d^2 z_a}{dt_a^2} = F(z_a, t_a). \quad (11)$$

将 (??)—(??) 式联立, 就可以得到原子在 Casimir-Polder 力作用下的运动规律.

3 数值计算与分析

先回顾一下原子静止时所受到的 Casimir-Polder 力随位置的分布. 根据文献 [?] 左手材料板的参数可取为

$$\begin{aligned} \epsilon_A &= 1 + \frac{(0.8\omega_0)^2}{(0.8246\omega_0)^2 - \omega^2 - i(0.001\omega_0)\omega}, \\ \mu_A &= 1 + \frac{(0.8\omega_0)^2}{(0.8246\omega_0)^2 - \omega^2 - i(0.001\omega_0)\omega}. \end{aligned} \quad (12)$$

使得在原子跃迁频率 ω_0 时左手材料的介电系数和磁导率满足 $\epsilon_A = \mu_A \approx -1.001 + i0.006$, 从而

能够实现负折射和相位补偿. 虽然具体的色散关系会影响非共振力, 但对共振力没有影响因为共振力只与一个频率的电磁模式有关, 所以上式中的色散参数并不重要. 附着的金属的介电系数和磁导率为

$$\varepsilon_M = 1 - \frac{(4\omega_0)^2}{\omega^2}, \quad \mu_M = 1, \quad (13)$$

从而在原子跃迁频率 ω_0 时介电常数为负值, 折射率为纯虚数. 将左手材料板的厚度设为 $d_A = 2\lambda$, 采用一维多层结构的电磁场格林张量^[7], 代入(??)–(??)式, 通过数值计算, 可以得到激发态原子处于不同位置时所受的 Casimir-Polder 力和自发辐射率 $\Gamma(z_a)$ 如图 2 所示.

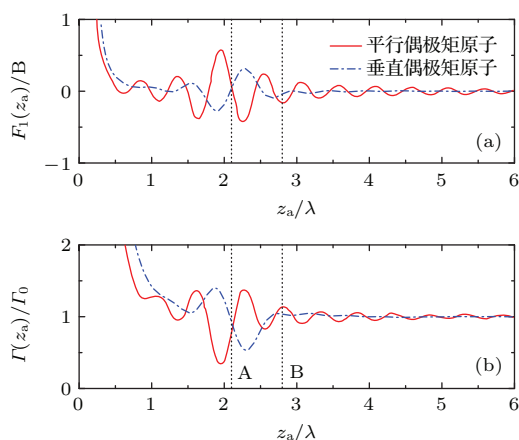


图 2 (网刊彩色) (a) 厚度为 $d_A = 2\lambda$ 的左手材料板附近初始激发态的两能级原子的 Casimir-Polder 力随原子位置 z_a 的变化曲线; (b) 自发辐射率随位置的变化曲线

Fig. 2. (color online) (a) The Casimir-Polder force and (b) spontaneous decay rate of a excited static two-level atom as function of position when it is close to a left-handed slab with thickness $d_A = 2\lambda$.

图 2(a) 显示激发态原子在不同位置所受到的 Casimir-Polder 力, 既包含共振力也包含非共振力部分. 需要指出非共振力在原子距离界面小于 0.5λ 范围内才很明显, 在大于 0.5λ 时与共振力相比可以忽略, 力的取值大于零表示力的方向沿 z 轴正方向远离界面, 小于零表示沿 z 轴负方向指向界面. 由于左手材料板厚度设为 $d_A = 2\lambda$ 原子在焦点 $z_a = 2\lambda$ 附近受到显著的共振力作用, 这也是我们采用左手材料的原因. 图 2(b) 中相应地展示了原子在不同位置时的自发辐射率. 受力和自发辐射率与原子偶极矩的取向有关, 两幅图中红实线表示原子偶极矩平行于界面的情况 (比如 $\hat{d}_0 = d_0\hat{e}_x$), 而蓝虚点线表示原子偶极矩垂直于界面沿 z 方向的情况 ($\hat{d}_0 = d_0\hat{e}_z$). 对比图 2(a) 和 (b) 可以看出

Casimir-Polder 力与自发辐射率随位置的变化在焦点附近近似反相位变化. 以平行偶极矩原子为例, 当力在 $z_a = 2\lambda$ 为极大时, 这一位置的自发辐射率正处于极小值; 当力在 $z_a = 2\lambda$ 附近两个极小值的位置时, 自发辐射率则取极大值. 另一方面, 平行偶极矩和垂直偶极矩所受的力和自发辐射率性质相反. 在焦点附近, 当平行偶极矩受到的是正的远离界面的力, 垂直偶极矩则受的负的指向界面的力; 当平行偶极矩的自发辐射小于 Γ_0 被抑制时, 垂直偶极矩的自发辐射率则大于 Γ_0 被增强. 因此平行偶极矩原子在左手材料板附近的运动行为将与垂直偶极矩原子的运动行为有很大不同. 需要指出当原子距离界面小于 0.5λ , 非共振力很明显, 激发态原子所受的力为正远离界面, 但是这些位置原子的自发辐射率很大, 原子将快速衰减到基态, 根据(??)式, 基态原子受到的力将变为吸引力.

在具体进行运动学计算之前, 我们先对这一过程中涉及的物理量进行一些量化. 图 2(a) 中力的单位 B 定义为

$$B = \mu_0 |d_0|^2 \omega_0^4 / 4\pi^2 c^2. \quad (14)$$

图 2(b) 中自发辐射率的单位为自由真空自发辐射率 Γ_0 , 定义为

$$\Gamma_0 = d_0^2 \omega_0^3 / (3\pi \varepsilon_0 \hbar c^3). \quad (15)$$

原子位置的单位是跃迁波长 $\lambda = 2\pi c / \omega_0$, 时间的单位为自由真空中原子寿命 $1/\Gamma_0$, 初速度的单位为 $\lambda\Gamma_0$. 采用普通原子的质量 $m \approx 10^{-27}$ kg, 偶极矩 $|d_0|^2 = 10^{-59}$ C²·m², 原子跃迁频率为 $\omega_0 = 10^{15}$ Hz. 因此原子速度的单位为

$$\begin{aligned} \lambda\Gamma_0 &= 7.88 \times 10^{27} |d_0|^2 \omega_0^2 \\ &= 7.88 \times 10^{-2} \text{ m/s}. \end{aligned} \quad (16)$$

这个速率相对常温热运动来说非常小.

接下来我们将讨论激发态原子在左手材料附近所受的 Casimir-polder 力导致的运动学演化, 根据平行偶极矩原子和垂直偶极矩原子在焦点附近的受力分布, 选择两个初始 z 位置分别讨论.

3.1 初始 z 位置为平行偶极子最大排斥力边缘

我们首先考虑激发态原子初始位于平行偶极矩所受的最大排斥力边缘, 即 $z_a(0) = 2.1\lambda$, 见

图2(a)中A竖点线所示. 在这一点左侧对于平行偶极矩的原子来说存在一个排斥力峰, 而对于垂直偶极矩原子来说, 其左侧是一个吸引力区域.

原子以图1(b)的形式入射, 在计时零点, 原子被激发到激发态, 同时在 z 轴的坐标分量为 $z_a(0) = 2.1\lambda$. 考虑原子初始具有不同的沿 z 轴负方向的初速度. 在运动过程中, 随着位置的变化, 原子将以不同的自发辐射率向基态跃迁, 同时所受到的Casimir-Polder力也会随之改变.

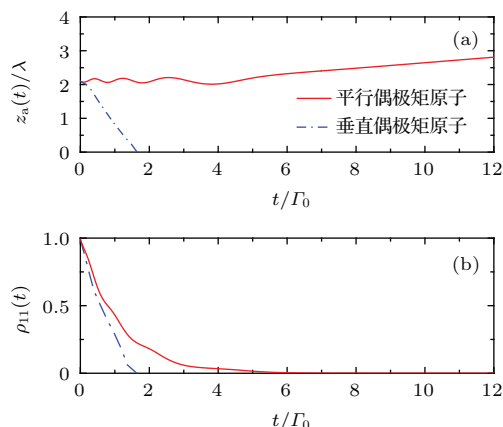


图3 (网刊彩色) 沿着 z 轴的初速度分量为 $v_z(0) = -2\lambda\Gamma_0$, 具有平行偶极子和垂直偶极子的原子初始处于焦点附近 $z_a(0) = 2.1\lambda$ (a) 原子位置随时间的演化; (b) 处于激发态的概率随时间的演化

Fig. 3. (color online) (a) The time evolution of atomic position; (b) the time evolution of atomic population. The initial conditions includes $v_z(0) = -2\lambda\Gamma_0$ and $z_a(0) = 2.1\lambda$.

图3计算了当原子具有的初始 z 方向速度为 $v_z(0) = -2\lambda\Gamma_0$ 时, 原子在 z 方向的轨迹(a)和激发态概率(b)随时间的变化. 红实线表示平行偶极矩的情况, 而蓝虚点线为垂直偶极矩的情况. 从图2(a)可以看出在初始位置 $z_a(0) = 2.1\lambda$ 的左侧平行偶极子会受到排斥力, 而在右侧则受到吸引力. 因此当初速度分量为 $-2\lambda\Gamma_0$ 时, 平行偶极矩原子会先受到排斥力作用, 原子先减速直至为零, 然后反向加速, 当再度越过初始位置沿 z 轴正向运动时, 又会受到吸引力, 将原子拉回. 在原子能级概率没有完全消失之前, 即时间段 $(0, 4/\Gamma_0)$ 见图3(b), 原子将在排斥力和吸引力作用下在 z 方向做4次往复运动, 见图3(a)中的红实线. 当 $t > 4/\Gamma_0$ 时, 原子基本上处于基态, 只有非共振力作用从而可以忽略, 最终被反射沿 z 轴正向运动, 见图3(a)中实线.

而具有垂直偶极子的原子的运动则大不相同. 由于其在初始为位置 $z_a(0) = 2.1\lambda$ 左侧受到的是吸

引力, 与初速度方向相同, 所以垂直偶极矩原子会沿 z 轴负方向加速靠近材料板. 在此过程中, 原子上能级概率不断下降, 在位置 $z_a = 1.6\lambda$ 附近时排斥力已经随着上能级概率的下降变得很小, 不足与反抗原子沿 z 轴负方向运动的动能, 原子将直接突破排斥力的影响继续接近界面. 由于在界面附近的自发辐射率非常大, 原子在没有到达界面时几乎跃迁到基态, 由(??)式可知非共振力将变为引力, 从而原子加速附着到界面上.

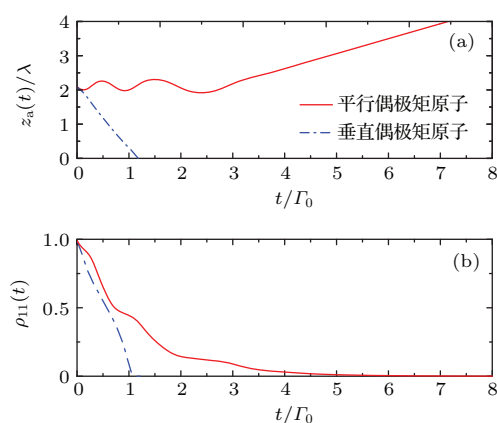


图4 (网刊彩色) 沿着 z 轴的初速度分量为 $v_z(0) = -5\lambda\Gamma_0$, 具有平行偶极子和垂直偶极子的原子初始处于焦点附近 $z_a(0) = 2.1\lambda$ (a) 原子位置随时间的演化; (b) 处于激发态的概率随时间的演化

Fig. 4. (color online) (a) The time evolution of atomic position; (b) the time evolution of atomic population. The initial conditions includes $v_z(0) = -5\lambda\Gamma_0$ and $z_a(0) = 2.1\lambda$.

图4计算了原子沿着 z 轴的初速度分量增大到 $v_z(0) = -5\lambda\Gamma_0$ 的情况. 具有平行偶极矩的原子在初始位置附近依然受到回复力, 只是由于初速度增大了, 原子将更深入排斥力区域, 原子在 $0-4/\Gamma_0$ 的时间内沿 z 轴有3次往复运动, 且往复运动的幅值较前一情况更大. 当 $t > 4/\Gamma_0$ 时, 原子基本衰减到了基态, 并且近似匀速的远离左手材料板. 对比图4(a)和图3(b)可以看出, 初速度为 $-5\lambda\Gamma_0$ 的平行偶极子在最终被反射时 $z_a(t)$ 曲线的斜率较大, 因此以较大的速率反射出去. 而具有垂直偶极矩的原子与前一情况相比由于具有了更大的初速度, 将更快的向界面逼近, 在时间为 $1.2/\Gamma_0$ 左右时, 原子基本衰减到基态并被吸附到了左手材料板上.

在图5中我们进一步将初速度增大到 $v_z(0) = -8\lambda\Gamma_0$. 具有平行偶极矩的原子将向左更加深入排斥力区域, 在排斥力的作用下减速并反向加速沿 z 轴正方向运动, 由于激发态概率的降低, 初始位置

右侧的吸引力等比例减弱,其所做的功将不再能抵消掉原子沿 z 轴正方向的动能,从而原子仅仅经过一次反射后就沿 z 轴正方向出射了,见图5(a)中的红实线.在时段 $(0, 2/\Gamma_0)$ 原子还具有激发态的概率,共振Casimir-Polder力依然起作用,所以原子在这一时段的轨迹并不是直线,而是略有起伏.具有垂直偶极矩的原子相比较前两种情况由于具有更大的初速度,将更快的趋近界面,其在 $t = 0.9/\Gamma_0$ 左右时,就被吸引到了左手材料板上,且跃迁到基态,见图5中蓝虚点线.

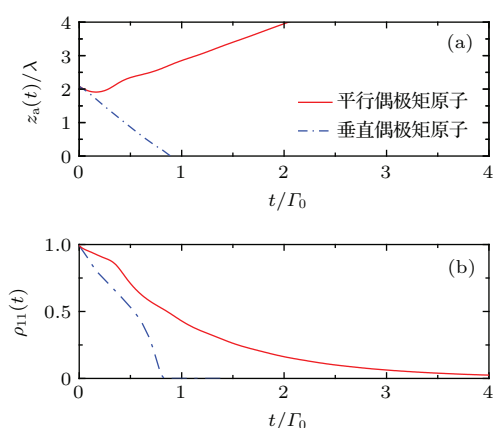


图5 (网刊彩色) 沿着 z 轴的初速度分量为 $v_z(0) = -8\lambda\Gamma_0$, 具有平行偶极子和垂直偶极子的原子初始处于焦点附近 $z_a(0) = 2.1\lambda$ (a) 原子位置随时间的演化; (b) 处于激发态的概率随时间的演化

Fig. 5. (color online) (a) The time evolution of atomic position; (b) the time evolution of atomic population. The initial conditions includes $v_z(0) = -8\lambda\Gamma_0$ and $z_a(0) = 2.1\lambda$.

而将原子沿着 z 轴的初始速度继续增大超过 $v_z(0) = -10\lambda\Gamma_0$ 时,具有平行偶极矩和垂直偶极矩的原子都会直接越过排斥力区域,被左手材料板吸引,不再反射.

3.2 初始 z 位置为整个共振力包络边缘

下面我们考虑原子初始处于焦点右侧 $z_a(0) = 2.8\lambda$ 的位置,见图2(a)中的B竖直点线,并以不同的初速度沿 z 轴负方向入射的情况.选择这一初始位置是因为其位于激发态原子Casimir-Polder力包络的边缘,原子从该点向左运动时将遭遇整个共振力区域.具有平行偶极矩和垂直偶极矩的原子都将首先受到排斥力的作用,只是平行偶极矩原子先遇到的排斥力比较小,作用区域也窄,再向左是吸引力,随后才是排斥力峰;而垂直偶极矩原子先

遇到的排斥力要比平行偶极矩原子强,作用区域更宽.

同样先考虑 z 方向初始速度分量为 $v_z(0) = -2\lambda\Gamma_0$,如图6(a)所示,可以看到具有平行偶极矩和垂直偶极矩的原子均会先沿 z 轴负方向运动,随后在各自的排斥力作用下被反射沿 z 轴正方向出射.只是由于平行偶极矩和垂直偶极矩原子的排斥力分布区域有所差别,从而平行偶极矩原子的反射点要比垂直偶极矩原子的反射点更远离界面一些.从图6(b)中看出,两种原子在被反射时处于激发态的概率都还有0.5左右,随后将继续受到共振力作用,轨迹略有起伏.

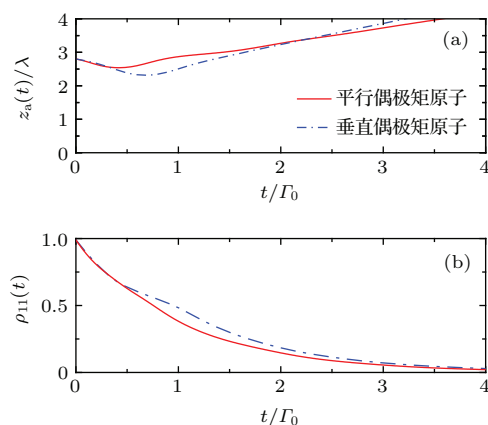


图6 (网刊彩色) 沿着 z 轴的初速度分量为 $v_z(0) = -2\lambda\Gamma_0$, 具有平行偶极子和垂直偶极子的原子初始处于焦点右侧力的包络面边缘 $z_a(0) = 2.8\lambda$ (a) 原子位置随时间的演化; (b) 处于激发态的概率随时间的演化

Fig. 6. (color online) (a) The time evolution of atomic position; (b) the time evolution of atomic population. The initial conditions includes $v_z(0) = -2\lambda\Gamma_0$ and $z_a(0) = 2.8\lambda$.

将原子的初始 z 速度增加到 $v_z(0) = -5\lambda\Gamma_0$,由图7(a)中可见平行偶极矩原子会被吸引到界面,而垂直偶极子被反射沿 z 轴正方向出射.结合运动轨迹和激发态概率的演化可以看出,平行偶极矩原子在初始位置左侧受到的第一个排斥力峰不足以抵抗原子的初动能,原子越过第一个排斥力峰后,被一个吸收力区域作用加速向界面运动,并遇到中央的排斥力峰,由于激发态概率的衰减,所受到的排斥力所做的功仍然不能抵消趋向界面的动能,原子虽然被减速但是还是越过力区域最后被界面吸附.而垂直偶极子原子向界面运动遇到第一个排斥力区域,由于原子激发态概率还比较大,力也比较强,因此排斥力做功可以抵消原子向界面运动的动能,并将原子反向排斥使之沿 z 轴正方向出射.

对比图 7(a) 与图 4(a), 发现图 7(a) 的结果是垂直偶极矩原子被排斥, 平行偶极矩原子被吸引, 而图 4(a) 的结果正好相反. 因此初始位置对原子的运动影响很大, 这来源于 Casimir-Polder 力空间分布的不均匀.

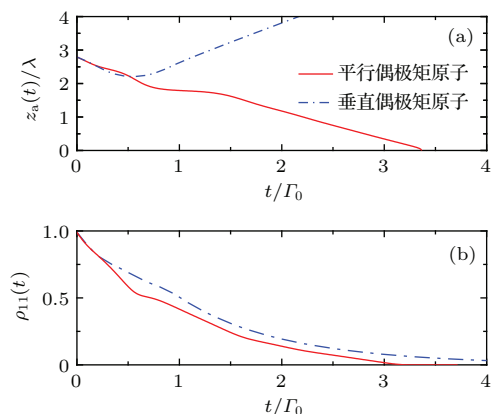


图 7 (网刊彩色) 沿着 z 轴的初速度分量为 $v_z(0) = -5\lambda\Gamma_0$, 具有平行偶极子和垂直偶极子的原子初始处于焦点右侧力的包围面边缘 $z_a(0) = 2.8\lambda$ (a) 原子位置随时间的演化; (b) 处于激发态的概率随时间的演化

Fig. 7. (color online) (a) The time evolution of atomic position; (b) the time evolution of atomic population. The initial conditions includes $v_z(0) = -5\lambda\Gamma_0$ and $z_a(0) = 2.8\lambda$.

当原子的初速度 z 轴分量超过 $v_z(0) = -7\lambda\Gamma_0$ 时, 平行偶极矩原子和垂直偶极矩原子所具有的初动能均大于排斥力所做的功, 原子始终沿着 z 轴负方向运动并被直接吸引到了左手材料板上.

从以上的讨论可知, 左手材料与激发态原子之间的 Casimir-Polder 力能对原子在自发辐射过程中的运动产生明显的影响, 其能反射将近 $10\lambda\Gamma_0$ 的初速度, 近似是 0.78 m/s 的速率, 对应的热力学温度

$$T = \frac{1}{3k} m v^2 \approx 1.5 \times 10^{-5} \text{ K}. \quad (17)$$

也就是说这种力能抵抗热力学温度约为 10^{-5} K 的热涨落. 这一温度已经高于人们所能实现的原子冷却温度, 在 1988 年 Aspect 等就已经用激光冷却技术将处于无吸收相干叠加态的 He 原子冷却到 $2 \mu\text{K}$ [2], 而今年 Kovachy 等则将 ^{87}Rb 原子群冷却至 $50_{-30}^{+50} \text{ pK}$ [7].

4 结 论

本文研究了初始处于激发态的两能级原子在左手材料附近所受的 Casimir-polder 力对其所产

生的动力学影响. 由于在距离界面波长量级附近, 由实光子发射所产生的共振力部分居绝对贡献, 因此这一动力学行为的作用时间在原子寿命范围内. 左手材料能对电磁模进行汇聚, 并能在焦点附近显著改变原子的自发辐射率, 从而使得在焦点附近区域, 原子能受到比较明显的共振力同时又能持续相当长的时间. 平行偶极矩原子和垂直偶极矩原子受力的大小和方向以及原子自发辐射率都不一样, 因此在某些初始位置和初始 z 向速率情况下, 两种偶极取向的原子的动力学行为也会不同, 根据具体情况会被吸附到界面上或是被反射. 需要说明的是我们所讨论的动力学行为和以往所考虑原子自发辐射过程的反冲力是不同的, 对于自发辐射时的反冲行为, 由于自发辐射的光子的发射具有方向随机性, 因此反冲力的方向也是随机的, 具有不确定性, 统计平均为零. 而我们这里讨论的原子自发辐射过程所受到的 Casimir-Polder 力, 其方向是确定的. 该工作对 Casimir-Polder 力对原子的力学效果进行了定量的计算, 其结果对微纳器件的设计具有积极意义.

感谢 KACST 的 M.Alamri 博士的有益讨论.

参考文献

- [1] Casimir H B G, Polder D 1948 *Phys. Rev.* **73** 360
- [2] Derjaguin B V, Abrikosova I I 1957 *Sov Phys. JETP* **3** 819
- [3] Perreault J D, Cronin A D 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 133201
- [4] Oberst H, Morinaga M, Shimizu F, Shimizu K 2003 *Appl. Phys. B* **76** 801
- [5] Berman P R, Ford G W, Milonni P W 2014 *J. Chem. Phys.* **16** 164105
- [6] Zhou W T, Yu H W 2014 *Phys. Rev. A* **90** 032501
- [7] Biehs S A, Agarwal G S 2014 *Phys. Rev. A* **90** 042510
- [8] Laliotis A, de Silans T P, Maurin, I, Ducloy M, Bloch D 2014 *Nat. Commun.* **5** 4364
- [9] Buhmann S Y, Welsch D G 2007 *Progress in Quantum Electronics* **31** 51
- [10] Veselago V G 1968 *Soviet Physics Usp.* **10** 509
- [11] Zeng R, Xun J P, Yang Y P, Liu S T 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3290 (in Chinese) [曾然, 许静平, 羊亚平, 刘树田 2007 物理学报 **56** 3290]
- [12] Yaping Yang, Ran Zeng, Hong Chen, Shiyao Zhu, MSuhail Zubairy, 2010 *Phys. Rev. A* **81** 022114
- [13] Xu J P 2011 *Chin. Sci. Bull.* **56** 985 (in Chinese) [许静平, 羊亚平, 陈鸿 2011 科学通报 **56** 985]
- [14] Zeng R, Yang Y P, Zhu S Y 2013 *Phys. Rev. A* **87** 063823

- [15] Xu J P, Alamri M, Yang Y P, Zhu S Y, Zubairy M S 2014 *Phys. Rev. A* **89** 053831
 [16] Al-Amri M, Babiker M 2008 *Eur. Phys. J. D* **48** 417
 [17] Aspect A, Arimondo E, Kaiser R, Vansteenkiste N, Cohen-Tannoudji C 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 826
 [18] Kovachy T, Hogan J M, Sugarbaker A, Dickerson S M, Donnelly C A, Overstreet C, Kasevich M A 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 143004

Dynamic evolution of an excited atom near the left-handed slab acted by the Casimir-Polder force*

Xu Jing-Ping^{1)†} Chang Sheng-Long¹⁾²⁾ Qin Li¹⁾³⁾ Yang Ya-Ping¹⁾

1) (MOE Key Laboratory of Advanced Micro-Structured Materials, School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China)

2) (Bureau of education of Hongkou District, Shanghai 200092, China)

3) (Shaoxing NO. 1 High School, Shaoxing 312000, China)

(Received 7 July 2015; revised manuscript received 7 August 2015)

Abstract

Influence of the Casimir-Polder force on a slowly moving atom near a left-handed slab is discussed. We focus on an initially excited atom and its dynamic evolution during the spontaneous decay process. The left-handed slab is adopted based on two factors: (1) It provides a relatively stronger Casimir-Polder force on the excited atom far away from the interface, and (2) it can lead to an inhibited spontaneous decay rate within such a region. Therefore, we can discuss the dynamic evolution of atoms acted only by the Casimir-Polder force. The dynamic evolution discussed here includes both the evolution of atomic population and the atomic displacement. As the Casimir-Polder force depends on the atomic population, while the decay rate is related to the atomic positions, the atomic dynamic evolution is determined by its initial conditions, i.e. its position and velocity. We choose two initial positions for discussion, i.e. (1) the position with the maximum resonant Casimir-Polder force, and (2) the edge of the resonant Casimir-Polder force of the atom with dipole parallel to the interface. Furthermore, we also consider two kinds of orientations of atomic dipole, i. e. parallel and normal to the interface. It is found that the atom can be repulsed away from a surface by the Casimir-Polder force with a proper initial velocity in certain dipole orientation during the spontaneous decay process. As the atomic dynamics depends on the orientation of the atom dipole momentum, our result can be used as a reference to distinguish atoms with different dipole momenta. Though the force discussed here exists during the spontaneous decay process, it is much different from the recoil force of the atom when it emits a photon during the spontaneous decay. The statistical average of the recoil force is null, but that of the resonant Casimir-Polder force is not. After reasonable estimation, such a Casimir-Polder force can counteract the thermal fluctuation of temperature of 15 μ K during spontaneous decay. If combined with other constraint methods, it is helpful to control the dynamics of an atom more efficiently.

Keywords: left-handed materials, Casimir-Polder force, spontaneous emission

PACS: 42.50.Nn, 12.20.-m, 37.10.Vz

DOI: 10.7498/aps.64.234204

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274242, 11474221, 11574229), the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the China Academy of Engineering Physics (Grant No. U1330203), the National Key Basic Research Special Foundation of China (NKBRFC) (Grant No. 2013CB632701), and the Shanghai Science and Technology Committee (Grant No. 15XD1503700).

† Corresponding author. E-mail: xx_jj_pp@hotmail.com