

自旋-轨道耦合下冷原子的双反射

黄珍 曾文 古艺 刘利 周鲁 张卫平

Double reflection of spin-orbit-coupled cold atoms

Huang Zhen Zeng Wen Gu Yi Liu Li Zhou Lu Zhang Wei-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 164201 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.164201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.164201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I16>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

一种基于超材料的宽带、反射型 90° 极化旋转体设计

[Design of broadband reflective 90° polarization rotator based on metamaterial](#)

物理学报.2016, 65(4): 044201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.044201>

部分相干刃型位错光束的谱 Stokes 奇点

[Spectral Stokes singularities of partially coherent edge dislocation beams](#)

物理学报.2016, 65(1): 014202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014202>

用波晶片相位板产生角动量可调的无衍射涡旋空心光束

[Generation of no-diffraction hollow vertex beams with adjustable angular momentum by wave plate phase plates](#)

物理学报.2015, 64(23): 234209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.234209>

一种双反射壁型二维光子晶体窄带滤波器

[A narrow bandpass filter based on two-dimensional photonic crystals with two reflectors](#)

物理学报.2015, 64(22): 224202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224202>

基于双粒子耦合的单层介质柱阵列对电磁波的调控

[Rectifying electromagnetic waves by a single-layer dielectric particle array based on dual-particle coupling](#)

物理学报.2015, 64(22): 224201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224201>

自旋-轨道耦合下冷原子的双反射*

黄珍¹⁾ 曾文¹⁾ 古艺¹⁾ 刘利¹⁾ 周鲁^{1)2)†} 张卫平¹⁾²⁾

1)(华东师范大学物理与材料科学学院, 上海 200241)

2)(山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2016年4月14日收到; 2016年6月2日收到修改稿)

随着中性冷原子气体的人造自旋-轨道耦合的实验实现, 近年来人们开始关注与之相关的可能应用, 其中包括自旋-轨道耦合下原子反射镜的研究. 本文在前人研究的基础上, 考虑一束自旋-轨道耦合的冷原子气体入射到有限高势垒的情形, 通过将部分反射和全反射情况进行对比, 发现了与之前研究不同的性质. 我们发现, 在全反射条件下, 反射原子的极化率随入射角变化较大, 而随自旋-轨道耦合强度和原子入射能量的变化较小. 但在发生部分反射的情况下, 反射原子的极化率不仅随入射角变化较大, 随自旋-轨道耦合强度和原子的入射能量变化也十分明显. 我们仔细研究了自旋-轨道耦合原子气体的反射性质并讨论了其可能的应用.

关键词: 自旋-轨道耦合, 双反射, 振荡消逝波

PACS: 42.25.Bs, 42.50.Gy

DOI: 10.7498/aps.65.164201

1 引言

使用可操控的超冷原子模拟新型量子系统中的电子行为, 吸引了一大批科学家为之努力^[1-3]. 尤其是使用中性超冷原子模拟带电粒子在电磁场中的运动, 近些年已取得了突破性的进展. Lin等^[4]首次在⁸⁷Rb中应用双光子拉曼过程实现了自旋-轨道耦合的玻色-爱因斯坦凝聚, 之后Wang等^[5]和Cheuk等^[6]采用类似的实验原理, 分别实现了自旋-轨道耦合的费米⁴⁰K和⁶Li原子气体. Zhang等^[7]也实现了⁸⁷Rb的自旋-轨道耦合, 并在其中观测到了偶极谐振现象. 随着冷原子的自旋-轨道耦合受到人们越来越多的关注, 与之相关的应用也越来越多, 如自旋霍尔效应、自旋场效应晶体管、自旋量子计算等.

在电子系统中, 自旋-轨道耦合起源于电子的自旋与电子运动产生的磁场之间的相互作用, 使得电子的本征态除了常规的传播态以外, 还出现了消逝态和振荡消逝态^[8]. 前人已经大量研究了关于电子自旋-轨道耦合相关性质及应用^[9,10]. 由于原子

易于操控, 且其德布罗意波长更大, 在其中能观测到更有意义的现象, 所以近年来人们开始关注冷原子人造自旋-轨道耦合特殊性质的可能应用, 其中一项十分吸引人的工作是关于自旋-轨道耦合下原子反射镜的研究. 原子反射镜是一种非常重要的原子光学器件, 它主要是利用蓝失谐光场对冷中性原子的梯度力实现^[11], 可以用来制作原子光学腔和原子干涉仪等器件, 从而可以帮助我们更好地操纵物质波^[12], 因而它在原子光学的发展中扮演重要角色.

早在1982年, Cook和Hill^[13]提出了用消逝波来实现对原子的反射. 1987年, Balykin等^[14]利用两种激发态的钠原子, 在实验中成功实现了用消逝波来反射原子, 并由此证明了可以通过原子反射镜实现对原子量子态的选择. 基于原子光学中这一项突破性的进展, 越来越多与之相关的新成果涌现出来. Juzeliūnas等^[15]研究了自旋-轨道耦合的冷原子气体入射到无限高势垒的情形, 研究结果显示入射的冷原子不仅会发生镜面反射, 同时会发生负反射现象. 反射的原子还可能被分为两束, 产生双反

* 国家自然科学基金(批准号: 11374003)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lzhou@phy.ecnu.edu.cn

射现象. 当达到相应的临界角时, 负反射的行波变为消逝波, 双反射现象消失.

我们在前人工作的基础上, 主要研究了一束自旋-轨道耦合的冷原子波包入射到有限高的势垒上的情形, 在有自旋-轨道耦合的情况下, 反射波中存在群速度方向不同的两支行波时, 形成的双反射现象. 对比研究了在发生全反射和部分反射两种情况下的双反射特性. 我们发现在全反射条件下, 反射原子极化率仅随入射角发生较大变化. 而在部分反射条件下, 反射原子极化率随着入射角、自旋-轨道耦合强度和入射能量的变化都非常明显. 我们详细阐述了这些变化所带来的影响.

2 自旋-轨道耦合下冷原子的本征函数

我们知道, 一般的中性原子系统无法产生类似于电子的自旋-轨道耦合效应. 但是通过激光与原子的相互作用, 使中性原子产生赝自旋, 可以实现原子的赝自旋和其质心运动的耦合. 用三束拉比频率分别为 $\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3$ 的蓝失谐激光照射到具有 tripod 结构的冷原子上^[16], 此时, 激光对冷原子的作用相当于量子力学势垒^[17]. 原子与激光的相互作用哈密顿量表示为 $H = -\hbar\Delta|0\rangle\langle 0| - \hbar(\Omega_1|0\rangle\langle 1| + \Omega_2|0\rangle\langle 2| + \Omega_3|0\rangle\langle 3| + \text{H.c.})$, Δ 为激光对激发态的失谐量. 通过设计合适的拉比频率, 使原子体系处于哈密顿量 H 的两个简并的本征态上, 将这两个简并的本征态称作暗态, 此时冷原子的波函数形式类似于自旋-轨道耦合下电子的波函数. 在由这两个暗态所张开的 Hilbert 空间中, 系统哈密顿量 H 可以表示为

$$H = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \hbar\alpha(k_x\sigma_y - k_y\sigma_x), \quad (1)$$

其中 $k^2 = k_x^2 + k_y^2$, m 是原子质量, α 是自旋-轨道耦合强度, σ_x, σ_y 为泡利矩阵.

在空间中加入一个由激光场形成的势垒 $V(x)$, 当 $x < 0$ 时, $V(x) = 0$; 当 $x \geq 0$ 时, $V(x) = V (V > 0)$. 此时, 系统的哈密顿量表示为

$$H = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \hbar\alpha(k_x\sigma_y - k_y\sigma_x) + V(x). \quad (2)$$

将哈密顿量对角化, 本征能量 E_k (除以 $\hbar^2/(2m)$) 满足:

$$(k^2 + V - E_k)^2 = 4a^2k^2, \quad (3)$$

这里, $a = m\alpha/\hbar$. 由 (3) 式可得 $E_k^\pm = k^2 \pm 2ak + V$. 同时可以得到本征矢

$$\Phi_k^\pm = C e^{i(k_x x + k_y y)} \begin{pmatrix} -2a(k_y + ik_x) \\ E_k^\pm - V - k^2 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

在我们所考虑的系统, 原子在 y 方向上是自由的, 而在 x 方向上由于势垒的存在, 系统是半无限的. 因此, 波矢量 k_y 是实数, 而 k_x 为复数. 设 $k_x = K'_x + iK''_x$ (K'_x, K''_x 为实数). 这时, 系统的本征态有 3 个分支^[18]: (i) 当 $K''_x = 0$ 时, k_x 为实数, 此时为传播态; (ii) 当 $K'_x = 0$ 时, k_x 为虚数, 此时为消逝态 (只存在于系统边界, 衰减很快); (iii) $K'_x K''_x \neq 0$ 时, k_x 为复数, 此时为振荡消逝态. 将 $k_x = K'_x + iK''_x$ 代入到方程 (3) 中, 可得到 $K_x'^2 K_x''^2 = a^2(V - E - a^2)$ 和 $K_x'^2 - K_x''^2 = E - V - k_y^2 + 2a^2$.

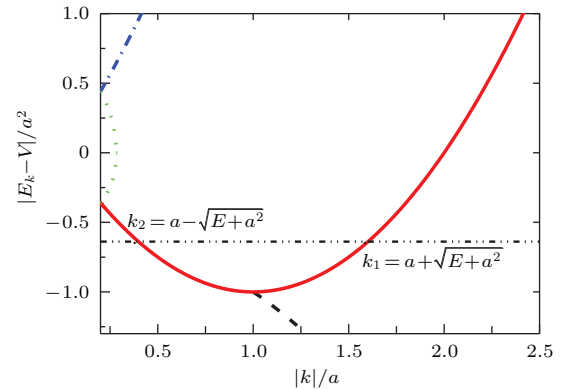


图 1 $k_y = 0.2a$ 时, $E_k^\pm = k^2 \pm 2ak + V$ 所描述的冷原子的色散分支图, 实线和点划线分别表示自旋向下和自旋向上的两支行波, 点线表示消逝波, 虚线表示振荡消逝波

Fig. 1. Energy spectra of different states described by $E_k^\pm = k^2 \pm 2ak + V$ for $k_y = 0.2a$. The solid line and dot dashed line represent the down and up branches of the propagating states. The dot line is for the evanescent states and dashed line for the oscillating evanescent states.

图 1 中所表述的是当 $|k_y| < a$ 时, 自旋-轨道耦合下冷原子色散关系图. 图中虚线表示当 $E - V < -a^2$ 时, 波函数为振荡消逝波. 实线表示由 $E_k = k^2 - 2ak + V$ 所描述的行波, 由图 1 可以看出, 当 $E - V > -a^2$ 时, 存在该分支的行波. 点划线表示 $E_k = k^2 + 2ak + V$ 所描述的行波, 只有当 $E - V > (a + k_y)^2 - a^2 = 0.44a^2$ 时, 存在该分支的行波. 中间点线表示的是消逝波, 即当 $-0.36a^2 < E - V < 0.44a^2$ 时, 其中的一支行波变为消逝波.

本文着重研究的是当冷原子的入射能量满足 $-a^2 < E < (a - k_y)^2 - a^2$, $k_y < a$ 时的情况, 在图 1 中表示为 $-a^2 < E < -0.36a^2$. 当能量确定时, 可以得到两个不同的波矢量, 分别为 $k_1 = a + \sqrt{E + a^2}$, $k_2 = a - \sqrt{E + a^2}$. 如果我们将入射原子制备在波矢量为 $k_1 = a + \sqrt{E + a^2}$ 的情形下, 入射到有限高的势垒上, 在反射波中将出现波矢量分别为 k_1, k_2 的两支行波. 其中, 波矢量为 k_1 的反射行波的反射角等于入射角, 所发生的是一般的镜面反射; 另一支反射行波波矢量 $k_2 = a - \sqrt{E + a^2}$. 由图 1 不难看出, 波矢量为 k_2 的反射原子束的群速度 $v_{k_2} = \partial E / \partial k_2$ 为负数, 并且反射角不等于入射角, 因此, 所发生的反射为负反射也为非镜面反射. 由于两束反射原子的反射角不同, 所以反射原子束会被分成两束, 发生双发射. 另外一种情况就是将入射原子制备在波矢量为 $k_2 = a - \sqrt{E + a^2}$ 的量子态, 入射原子束和其中的一束反射原子的群速度 v_{k_2} 为负, 另一束反射原子的群速度为正. 下文会定量地对比这两种双反射随入射角的变化情况.

当入射原子束满足 $-a^2 < E < (a - k_y)^2 - a^2$, $|k_y| < a$ 条件, 并且由于势垒 $V > 0$, 所以势垒中的波函数只可能存在两种情况. 首先, 当 $E - V < -a^2$ 时, 势垒中只存在振荡消逝波; 另外, 当 $-a^2 < E - V < (a - k_y)^2 - a^2$ 时, 势垒中只存在行波.

3 双反射反射率的计算

以入射原子处于波矢量为 $k = a + \sqrt{E + a^2}$ 的情形为例. 根据前文对双反射的条件的讨论, 我们要求 $-a^2 < E < (a - k_y)^2 - a^2$, $|k_y| < a$. 入射波函数可以表示为

$$\psi_{\text{in}} = C e^{i(k_x x + k_y y)} \begin{pmatrix} -\frac{2a(ik_x + k_y)}{E - k_y^2 - k_x^2} \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

这里, $k_x = \sqrt{(a + \sqrt{a^2 + E})^2 - k_y^2}$. 根据前文分析, 反射行波有两支, 反射波函数表示为

$$\begin{aligned} \psi_r = & e^{i(-k_{x1}x + k_y y)} r_1(k_y) \begin{pmatrix} -\frac{2a(-ik_{x1} + k_y)}{E - k_y^2 - k_{x1}^2} \\ 1 \end{pmatrix} \\ & + e^{i(k_{x2}x + k_y y)} r_2(k_y) \begin{pmatrix} -\frac{2a(ik_{x2} + k_y)}{E - k_y^2 - k_{x2}^2} \\ 1 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (6)$$

这里, r_1, r_2 分别为反射系数, $k_{x1} = k_x = \sqrt{(a + \sqrt{a^2 + E})^2 - k_y^2}$, 反射角等于入射角 $\varphi_1 = \varphi = \tan^{-1} \frac{k_y}{k_x}$, 此反射行波为镜面反射波; $k_{x2} = \sqrt{(a - \sqrt{a^2 + E})^2 - k_y^2}$, $\varphi_2 = \tan^{-1} \frac{k_y}{k_{x2}} \neq \varphi_1$, 此反射行波为非镜面反射波. 由于两支反射行波的反射角不同, 反射原子被分成两束, 发生双反射.

势垒中波函数可能有两种情况, 一种是当 $E - V < -a^2$ 时, 此时势垒中只存在振荡消逝波, 波函数表示为

$$\begin{aligned} \psi_{t1} = & e^{-K'_x x + ik_y y} \left[b_1(k_y) \begin{pmatrix} a \frac{iK'_x - K''_x + k_y}{a^2 + iK'_x K''_x} \\ 1 \end{pmatrix} \right. \\ & \times e^{iK'_x x} \\ & \left. + b_2(k_y) \begin{pmatrix} a \frac{-iK'_x - K''_x + k_y}{a^2 - iK'_x K''_x} \\ 1 \end{pmatrix} e^{-iK'_x x} \right], \end{aligned} \quad (7)$$

这里, b_1, b_2 分别为透射振幅, K'_x 和 K''_x 都是正实数, 为了满足波函数在无穷远处为零的条件, 这里的 K''_x 前面取负号, 此时发生全反射.

另一种是当 $-a^2 < E - V < (a - k_y)^2 - a^2$, 势垒中存在两支行波, 波函数可以表示为

$$\begin{aligned} \psi_{t2} = & e^{i(\kappa_1 x + k_y y)} b_1(k_y) \begin{pmatrix} -\frac{2a(i\kappa_1 + k_y)}{E - V - k_y^2 - \kappa_1^2} \\ 1 \end{pmatrix} \\ & + e^{i(-\kappa_2 x + k_y y)} b_2(k_y) \\ & \times \begin{pmatrix} -\frac{2a(-i\kappa_2 + k_y)}{E - V - k_y^2 - \kappa_2^2} \\ 1 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (8)$$

这里, $\kappa_1 = \sqrt{(a + \sqrt{a^2 + E - V})^2 - k_y^2}$, $\kappa_2 = \sqrt{(a - \sqrt{a^2 + E - V})^2 - k_y^2}$, κ_1, κ_2 均为实数, 此时发生部分反射.

以势垒中振荡消逝波 ψ_{t1} 的情况为例, 通过边界条件:

$$\begin{aligned} \psi_{\text{in}}|_{x=0} + \psi_r|_{x=0} &= \psi_{t1}|_{x=0}, \\ \frac{\partial \psi_{\text{in}}}{\partial x} \Big|_{x=0} + \frac{\partial \psi_r}{\partial x} \Big|_{x=0} &= \frac{\partial \psi_{t1}}{\partial x} \Big|_{x=0}, \end{aligned} \quad (9)$$

得到矩阵方程

$$M \begin{pmatrix} r_1 \\ r_2 \\ b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2a \frac{k_y + ik_x}{E - k_x^2 - k_y^2} \\ -1 \\ ik_x \frac{2a(k_y + ik_x)}{E - k_x^2 - k_y^2} \\ -ik_x \end{pmatrix}, \quad (10)$$

这里

$$M = \begin{pmatrix} -2a \frac{k_y - ik_{x1}}{E - k_{x1}^2 - k_y^2} & -2a \frac{k_y + ik_{x2}}{E - k_{x2}^2 - k_y^2} & -a \frac{iK'_x - K''_x + k_y}{a^2 + iK'_x K''_x} & -a \frac{-iK'_x - K''_x + k_y}{a^2 - iK'_x K''_x} \\ 1 & 1 & -1 & -1 \\ ik_{x1} \frac{2a(k_y - ik_{x1})}{E - k_{x1}^2 - k_y^2} & -ik_{x2} \frac{2a(k_y + ik_{x2})}{E - k_{x2}^2 - k_y^2} & -a(iK'_x - K''_x) \frac{iK'_x - K''_x + k_y}{a^2 + iK'_x K''_x} & a(iK'_x + K''_x) \frac{-iK'_x - K''_x + k_y}{a^2 - iK'_x K''_x} \\ -ik_{x1} & ik_{x2} & K''_x - iK'_x & K''_x + iK'_x \end{pmatrix}. \quad (11)$$

通过求解矩阵方程, 可以求得反射系数 r_1, r_2 , 镜面反射率 $P_1 = |r_1|^2$, 非镜面反射率 $P_2 = \frac{\cos \varphi_2}{\cos \varphi} |r_2|^2$, 总反射率 $P = P_1 + P_2$, 反射原子中非镜面反射的反射率 P_2 占总的反射率的比例称为极化率 ζ , 即 $\zeta = P_2/(P_1 + P_2)$.

4 计算结果与分析

我们将入射原子分别制备在波矢量为 $k_1 = a + \sqrt{E + a^2}$ 和 $k_2 = a - \sqrt{E + a^2}$ 两种情况下, 并使其满足双反射的条件 $-a^2 < E < (a - k_y)^2 - a^2$, $|k_y| < a$. 图2描述了在自旋-轨道耦合强度和入射能量一定时, 在全反射条件下, 双反射的极化率随入射角的变化情况.

图2中虚线和实线分别表示当入射原子处于波矢量为 $k_1 = a + \sqrt{E + a^2}$ 和 $k_2 = a - \sqrt{E + a^2}$ 两种不同情况下的极化率 ζ_1 和 ζ_2 . 自旋-轨道耦合强度 $a = 0.6\sqrt{V}$, 入射能量 $E = -0.3V$, 满足全反射条件 $E - V < -a^2$, 势垒中只存在振荡消逝波, 发生全反射. 如图2所示, 当入射原子的波矢量为 $k_1 = a + \sqrt{E + a^2}$, 入射角 $\varphi > 0.138\pi$, 非镜面反射行波变为消逝波, 极化率 $\zeta_1 = 0$, 双反射现象消失. 由图2可以看出, 在全反射条件下, 可以通过改变入射角灵活控制双反射中反射原子的极化率.

接下来详细研究当入射原子的波矢量 $k_2 = a - \sqrt{E + a^2}$, 在发生双反射时的一系列特性. 入射能量 $E = -0.3V$, 通过改变自旋-轨道耦合强度 a 和 \sqrt{V} 的比值和入射角 φ , 观察冷原子总反射率 P 和极化率 ζ 变化情况如图3(a)和图3(b)所示.

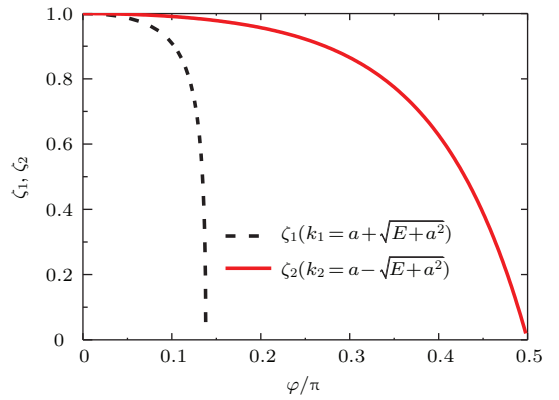


图2 自旋-轨道耦合强度 $a = 0.6\sqrt{V}$, $E = -0.3V$, 极化率 ζ_1 和 ζ_2 随入射角的变化情况

Fig. 2. The variation of polarizability ζ_1, ζ_2 with incident angle for $a = 0.6\sqrt{V}$, $E = -0.3V$.

在图3(a)和图3(b)中, 入射能量 $E = -0.3V$, 为保证双反射的发生, 需满足 $E > -a^2$ 的条件, 所以这里要求 $a > 0.547\sqrt{V}$. 当 $0.547\sqrt{V} < a < 1.14\sqrt{V}$ 时, 满足全反射条件 $E - V < -a^2$, 势垒中只存在振荡消逝波, 如图3(a)所示, 两种反射的反射率之和等于1. 在图3(b)中, 极化率随入射角的改变发生较大变化, 而随自旋-轨道耦合强度的改变变化较小. 而当 $a > 1.14\sqrt{V}$ 时, 势垒中振荡消逝波变为两支行波, 发生部分反射, 如图3(a)所示, 反射率随着自旋-轨道耦合强度的增大快速减小. 图3(b)中显示, 此时极化率不仅随入射角改变, 同时随自旋-轨道耦合强度的改变也发生非常明显的变化.

为了更好地对比全反射和部分反射条件下极化率的不同性质, 我们取图3中的入射角

$\varphi = 0.25\pi$, 在图4中更直观地描述了极化率和反射率随自旋-轨道耦合强度的变化情况.

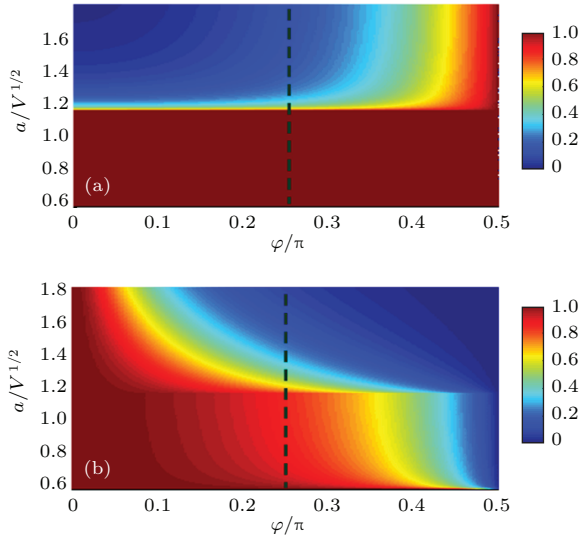


图3 (网刊彩色) (a) 反射率 P 随入射角和自旋-轨道耦合强度的变化情况; (b) 极化率 ζ 随入射角和自旋-轨道耦合强度的变化情况

Fig. 3. (color online) (a) The variation of reflectivity P with incident angle and the Rashba SO coupling strength for $E = -0.3V$; (b) the variation of polarizability ζ with incident angle and the Rashba SO coupling strength for $E = -0.3V$.

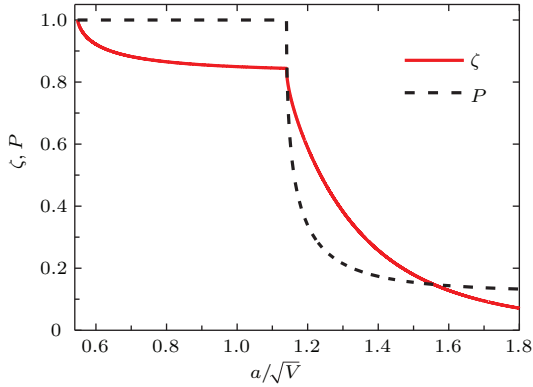


图4 入射角 $\varphi = 0.25\pi$ 时, 入射能量 $E = -0.3V$, 反射率 P 和极化率 ζ 随自旋-轨道耦合强度 a 的变化情况

Fig. 4. The variation of reflectivity P and polarizability ζ with the Rashba SO coupling strength a for $\varphi = 0.25\pi$, $E = -0.3V$.

图4相对图3中的参数不改变, 取图3中入射角 $\varphi = 0.25\pi$ 的情况. 与图3(a)和图3(b)中的结果相吻合, 当 $0.547\sqrt{V} < a < 1.14\sqrt{V}$ 时, 发生全反射, 两种反射的反射率之和等于1. 当自旋-轨道耦合强度 $a > 1.14\sqrt{V}$ 时, 由虚线表示的反射率 P 迅速减小. 实线表示的极化率在发生全反射时, 只在1到0.84之间变化; 而在部分反射的条件下, 可

以随着自旋-轨道耦合强度一直减小到接近于0. 并且在 $1.14\sqrt{V} < a < 1.4\sqrt{V}$ 时, 极化率随自旋-轨道耦合强度的变化十分灵敏. 因此, 在部分反射条件下, 可以通过改变自旋-轨道耦合强度实现对双反射中反射原子的极化率的控制.

另外, 我们在图5中还对比了当自旋-轨道耦合强度和入射角确定时, 在发生全反射和部分反射情况下, 极化率随入射能量的变化情况.

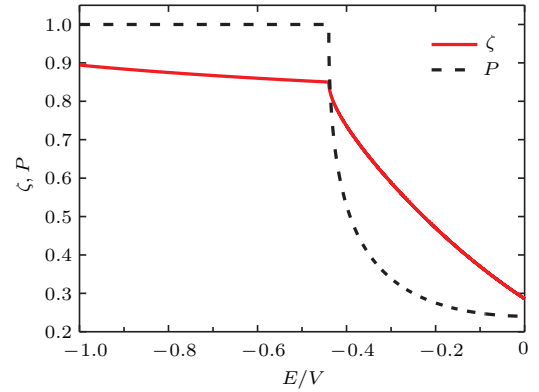


图5 自旋-轨道耦合强度 $a = 1.2\sqrt{V}$, 入射角 $\varphi = 0.25\pi$ 时, 反射率和极化率随入射能量的变化情况

Fig. 5. The variation of reflectivity P and polarizability ζ with incident energy for $a = 1.2\sqrt{V}$, $\varphi = 0.25\pi$.

如图5所示, 当入射能量 $E < -0.44V$ 时, 势垒中只存在振荡消逝波, 发生全反射, 总的反射率等于1. 此时, 由实线表示的极化率随入射能量变化较小, 最小为0.85. 当入射能量 $E > -0.44V$ 时, 势垒中存在两支行波, 发生部分反射, 反射率随入射能量变化十分明显, 可以在0.85到0.2之间变化. 因此, 在发生部分反射时, 双反射原子的极化率随原子的入射能量变化也十分明显.

5 结 论

本文研究了一种因为冷原子的自旋-轨道耦合而产生的双反射现象. 考虑一束冷原子波包入射到势垒上, 由于自旋-轨道相互作用, 冷原子能谱中除了行波以外, 还出现消逝波和振荡消逝波. 随着对入射能量, 自旋-轨道耦合强度及入射角的控制, 反射原子束中存在群速度不同的两支行波, 出现双反射现象. 具体对比分析了在发生全反射和部分反射的情况下, 双反射的反射率和极化率随入射角、自旋-轨道耦合强度和入射能量的变化情况. 通过研究发现, 在全反射条件下, 反射原子极化率随入射角变化明显, 但不会随着自旋-轨道耦合强度和入

射能量发生较大改变. 而在部分反射条件下, 反射原子极化率随着自旋轨道耦合强度和入射能量的变化非常明显. 可以将此结果应用于最近正在热门研究的基于态选择的原子反射镜, 在部分反射条件下, 可以通过调节入射角、自旋-轨道耦合强度和入射能量得到所需要的极化率, 从而实现量子态选择的原子反射镜.

参考文献

- [1] Dalibard J, Gerbier F, Juzeliūnas G, Öhberg P 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1523
- [2] Goldman N, Juzeliūnas G, Öhberg P, Spielman I B 2014 *Rep. Prog. Phys.* **77** 126401
- [3] Zhai H 2015 *Rep. Prog. Phys.* **78** 026001
- [4] Lin Y J, Jiménez-García K, Spielman I B 2011 *Nature* **471** 83
- [5] Wang P J, Yu Z Q, Fu Z K, Miao J, Huang L H, Chai S J, Zhai H, Zhang J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 095301
- [6] Cheuk L W, Sommer A T, Hadzibabic Z, Yefsah T, Bakr W S, Zwierlein M W 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 095302
- [7] Zhang J Y, Ji S C, Chen Z, Zhang L, Du Z D, Yan B, Pan G S, Zhao B, Deng Y J, Zhai H, Chen S, Pan J W 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 115301
- [8] Sablikov V A, Tkach Y Y 2007 *Phys. Rev. B* **76** 245321
- [9] Ban Y, Sherman E Y 2012 *Phys. Rev. A* **85** 052130
- [10] Chalaev O, Loss D 2005 *Phys. Rev. B* **71** 245318
- [11] Wang Y Q 2007 *Laser Cooling and Trapping of Atoms* (Beijing: Beijing University Press) p414 (in Chinese) [王义道 2007 原子的激光冷却与陷阱 (北京: 北京大学出版社) 第414页]
- [12] Roach T M, Abele H, Boshier M G, Grossman H L, Zetie K P, Hinds E A 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 629
- [13] Cook R J, Hill R K 1982 *Opt. Commun.* **43** 258
- [14] Balykin V I, Letokhov V S, Ovchinnikov Y B, Sidorov A I 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 2137
- [15] Juzeliūnas G, Ruseckas J, Jacob A, Santos L, Öhberg P 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 200405
- [16] Zhang Y P, Mao L, Zhang C W 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 035302
- [17] Tang L, Huang J H, Duan Z L, Zhang W P, Zhou Z Y, Feng Y Y, Zhu R 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6606 (in Chinese) [唐霖, 黄建华, 段正路, 张卫平, 周兆英, 冯焱颖, 朱荣 2006 物理学报 **55** 6606]
- [18] Zhou L, Qin J L, Lan Z H, Dong G J, Zhang W P 2015 *Phys. Rev. A* **91** 031603

Double reflection of spin-orbit-coupled cold atoms*

Huang Zhen¹⁾ Zeng Wen¹⁾ Gu Yi¹⁾ Liu Li¹⁾ Zhou Lu^{1)2)†} Zhang Wei-Ping¹⁾²⁾

1) (School of Physics and Material Science, East China Normal University, Shanghai 200241, China)

2) (Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

(Received 14 April 2016; revised manuscript received 2 June 2016)

Abstract

Artificial spin-orbit coupling in neutral cold atom have been experimentally implemented in alkali-metal atoms. Nowadays people begin to explore its possible applications. One of the most interesting applications is the atomic mirror, which is a key element in atom optics. And spin-orbit coupling provides the atomic beam with the possibility that the atomic spin can flip during its propagation, thus can be used to prepare the quantum-state-selective atomic mirror. In 2008, Juzeliūnas, *et al.* [Juzeliūnas G, *et al.* 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 200405] studied a spin-orbit-coupled matter wave packet of cold atom gas impinging on an infinite step potential created by the optical light field. Results showed that there is not only ordinary specular reflection, but also non-specular one. The reflected atoms split into two beams and double reflection takes place. Based on the previous study, here we consider a matter wave packet of spin-orbit-coupled cold atom gas impinging on a finite step potential created by the optical light field. Due to the effect of the spin-orbit coupling, in addition to the propagating state, the eigenstates of cold atoms include evanescent state and oscillating evanescent state. Under suitable conditions double reflection will take place. If there are just evanescent waves in the step potential, total internal reflection will take place. In other words, when there is propagating wave in the step potential, partial reflection will take place. By taking into account both the total internal reflection and partial reflection, we study not only the polarization rate but also the reflectivity each as a function of incident energy, incident angle and spin-orbit coupling strength. The properties different from those of previous studies are found. In the case of total internal reflection, we find that the polarization rate of the reflected atoms is sensitive to incident angle instead of the spin-orbit coupling strength and incident energy. While in the case of partial reflection, all these factors strongly affect the polarization rate and reflectivity. We carefully study these properties and find that, on one hand, high efficiency atomic mirror can be acquired in the case of total internal reflection, and on the other hand, we can acquire the different polarization rates by adjusting the incident angle, the spin-orbit coupling strength and incident energy in the case of partial reflection.

Keywords: spin-orbit coupling, double reflection, oscillating evanescent wave

PACS: 42.25.Bs, 42.50.Gy

DOI: 10.7498/aps.65.164201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11374003).

† Corresponding author. E-mail: lzhou@phy.ecnu.edu.cn