

冷原子穿越激光束的量子隧穿时间^{*}

唐霖¹⁾ 黄建华²⁾ 段正路²⁾ 张卫平^{2)†}
周兆英³⁾ 冯焱颖³⁾ 朱荣³⁾

1) 清华大学物理系, 北京 100084)

2) 华东师范大学物理系, 光谱学与波谱学教育部重点实验室, 上海 200062)

3) 清华大学精密仪器系, 北京 100084)

(2006 年 5 月 12 日收到, 2006 年 8 月 15 日收到修改稿)

原子通过激光冷却技术能够被制备在低温状态, 这时冷原子云会展现出量子力学的波动性. 研究了一束冷原子入射到一个蓝失谐的激光束上所表现出的量子力学隧穿效应. 蓝失谐的激光束相对于冷原子而言等效于一个量子力学势垒. 根据二能级模型, 在理论上分析了具有内部结构的原子矢量物质波穿过激光束的量子力学反射与透射. 特别是对原子穿越激光束所需的时间——量子隧穿时间进行了详细的研究. 量子力学波动性使得冷原子穿越一个激光束时明显地展现出与经典粒子(热原子)不同的结果.

关键词: 冷原子, 原子光学, 量子隧穿

PACC: 7335A, 0365

1. 引言

在量子力学中, 粒子表现出波动性. 由于这种量子力学波动性, 粒子能够从一定的概率隧穿过比其能量更高的势垒. 这种量子隧穿效应在微观粒子(如电子)中得到了广泛的理论^[1-17]和实验研究^[18-24], 并在一些实际的电子器件中得到了应用^[25, 26].

作为量子力学中的一个基本现象, 量子隧穿效应一直是科学界长期关注与研究的一个重要问题. 特别是对“粒子隧穿一个势垒是否需要时间”或者“量子隧穿时间是多长”这一问题^[14]的讨论在量子力学基本问题研究中一直占有相当重要的地位.

一个量子粒子隧穿一个经典禁戒区域——势垒需要多长时间这一问题最早由 Condon^[1]在 1931 年提出并进行了初步的研究. 1962 年 Hartman^[7]就此问题进行了详细深入的研究, 指出了隧穿时间与粒子的波动本性之间的关系. Hartman 发现, 对于非零的粒子入射动量与有限高度的势垒, 只要该势垒的厚度适中, 一般情况下粒子隧穿这个势垒所需的时间

总是比它穿过同样路程的无势垒的自由空间区域所需的时间短. 换言之, 粒子隧穿势垒的速度比在自由空间中传播更快, 这就是所谓的 Hartman 效应. Hartman 的工作以后陆续被推广到有关光波在介质中传播的研究, 从而引起了所谓的“超光速”以及“因果定律违背”问题的争议. 事实上, Hartman 效应完全是一种粒子的量子力学波动性的体现, 并不违背因果定律. 迄今为止, 有关 Hartman 效应的研究主要限于电子及光子. 一些大的粒子(如原子、分子)在通常情况下是难以观察到类似的量子力学现象, 原因是此时其热德布罗意波长太短, 量子力学波动特性不显著. 然而, 随着激光冷却原子以及原子操控技术的发展, 人们已能够在实验室里实现冷原子系综, 并研究其量子波动性以及原子光学器件(如原子镜^[27]、原子光栅^[28]、原子干涉仪^[29, 30]、原子波导^[31]等)方面的应用.

本文的主要目的是提出一个方案研究冷原子与 Hartman 效应相似的量子力学行为. 一束激光与原子之间的相互作用可等效为一个原子物质波与势垒之间的散射过程. 由于涉及到光子-原子相互作用, 原

^{*}国家自然科学基金(批准号:10474055) 国家杰出青年科学基金(批准号:10588402) 上海市科学技术委员会科研计划(批准号:05PJ14038, 04DZ14009)和国家重点基础研究发展规划(批准号:2001CB309308)资助的课题.

[†]通讯联系人. E-mail: wpzhang@phy.ecnu.edu.cn

子被看成具有两个分量的矢量物质波. 在这个意义上, 我们处理的是一个有内部自旋结构的量子力学粒子穿过一个光诱导势场的类 Hartman 效应.

2. 理论模型

首先考虑一个相干的二能级原子物质波入射到一个相干的激光束上, 模型如图 1 所示. 原子内部跃迁频率为 ω_a , 原子激发态的自发辐射速率为 γ . 考虑到质心量子化运动, 二能级原子波函数可以写成如下的二分量形式:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} \varphi_1(\mathbf{r}) \\ \varphi_2(\mathbf{r}) \end{pmatrix}, \quad (1)$$

式中, $\varphi_1(\mathbf{r})$ 是基态分量, $\varphi_2(\mathbf{r})$ 是激发态分量, 它们的质心运动波矢 $\mathbf{k} = \mathbf{p}/\hbar$, 对应的动能为 $E_k = \hbar^2 k^2/2m$. 我们假定激光束是一沿 z 方向传播的行波场, 电场分量为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 F(x, y) \exp(-i(\omega_L t - k_L z)) \quad (2)$$

式中, ω_L 和 k_L 分别是激光的角频率和波矢, $F(x, y)$ 是光场截面形状函数. 本文假定激光场横截面具有超高斯空间线型^[32, 33], 其空间分布可近似表示为

$$F(x, y) \approx F(y) \approx \begin{cases} 1 & (0 < y < L), \\ 0 & (y < 0, y > L), \end{cases} \quad (3)$$

式中 L 为激光束在 y 方向的束宽. 通过扩束, 激光在 x 方向的宽度远远大于原子束宽, 可看成均匀分布. 原子的电偶极矩为 $\boldsymbol{\mu}$, 与光场相互作用的拉比频率为

$$\Omega(x, y) = (2\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E}/\hbar) F(y) = \Omega F(y). \quad (4)$$

原子对激光束的等效失谐量中除了光频和原子共振

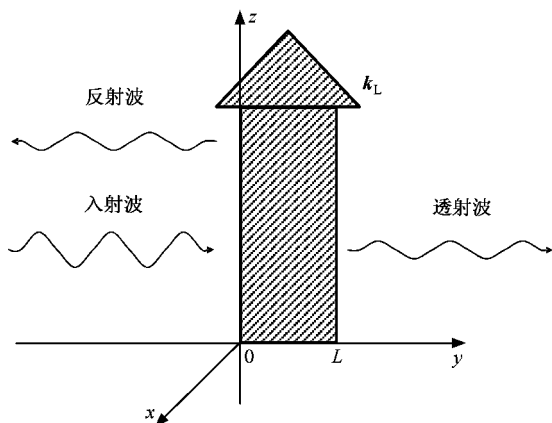


图 1 冷原子物质波穿越激光场示意图 激光场的空间线型假定为超高斯型

频率差外, 还包括多普勒效应项 $k_L p_z/m$ 和光子反冲项 $\hbar k_L^2/2m$,

$$\delta = \omega_L - \omega_a - k_L p_z/m - \hbar k_L^2/2m. \quad (5)$$

假定原子束在 y - z 平面内运动, 在 x 方向上原子束非常宽, 且速度为零. 因此, 对特定入射能量的原子束, 其在光场内的状态由下列一维矢量 Schrödinger 方程描述^[34]:

$$E_y \varphi(y) = M \varphi(y), \quad (6)$$

式中

$$M = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dy^2} \hat{I} + V. \quad (7)$$

这里, \hat{I} 是 2×2 单位矩阵, 原子波的入射动能项

$$E_y = E_k - \hbar^2 k_z^2/2m \\ = \hbar^2 k_y^2/2m,$$

V 是原子波与光场相互作用的势能矩阵, 定义如下:

$$V = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega^*(y) \\ \Omega(y) & \delta + \frac{1}{2}i\gamma \end{pmatrix}. \quad (8)$$

为了求解方程 (6), 首先将势能矩阵 V 对角化. 引入相似变换矩阵

$$U = \begin{pmatrix} a & c \\ b & d \end{pmatrix},$$

使得 $V^D = U^{-1} V U$, 其中对角化后的矩阵

$$V^D = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \lambda_+ & 0 \\ 0 & \lambda_- \end{pmatrix}. \quad (9)$$

通过求解矩阵 V 的本征根与本征矢, 可以得到

$$\lambda_{\pm} = -\left(\delta + \frac{1}{2}i\gamma\right) \pm \sqrt{\left(\delta + \frac{1}{2}i\gamma\right)^2 + |\Omega|^2}, \quad (10a)$$

$$a = -\frac{\Omega^* F^*}{\sqrt{\lambda_+^2 - \lambda_+ \lambda_-}}, \\ b = \sqrt{\frac{\lambda_+}{\lambda_+ - \lambda_-}}, \quad (10b)$$

$$c = -\frac{\Omega^* F^*}{\sqrt{\lambda_-^2 - \lambda_- \lambda_+}}, \\ d = \sqrt{\frac{\lambda_-}{\lambda_- - \lambda_+}}.$$

对波函数做同样的变换,

$$\begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} = U^{-1} \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix}, \quad (11) \\ \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a\phi_1 + c\phi_2 \\ b\phi_1 + d\phi_2 \end{pmatrix}.$$

方程(6)变为

$$\frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} = -\frac{\hbar^2}{2m} \begin{pmatrix} \frac{d^2}{dy^2} & 0 \\ 0 & \frac{d^2}{dy^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} + \frac{\hbar^2}{2} \begin{pmatrix} \lambda_+ & 0 \\ 0 & \lambda_- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

通过对 V 进行对角化,我们用新的分量无耦合波函数 ϕ 替换了原来分量互相耦合的波函数 φ . 因此耦合方程组(6)变成了两个无耦合的独立方程组(12). 方程组(12)可以看成在区域 $0 \leq y \leq L$ 中两个独立的稳态 Schrödinger 方程,其等效势能分别为 λ_+ 和 λ_- . 由于原子激发态的自发辐射,等效势能中出现虚部,代表原子由于自发辐射引起的损耗. 由于自发辐射损耗的存在,原子穿过激光束是一个非弹性散射过程,原子总的概率流将不再守恒. 为了减少自发辐射的影响,我们需要采用远离原子共振的激光束. 为了确定原子穿过激光束的散射过程,简单起见,我们考虑有确定能量的入射原子束,并结合方程(11),全空间的原子波函数可以写作

$$\varphi_1 = \begin{cases} W_1 \exp(ik_1 y) + R_1 \exp(-ik_1 y) & (y < 0), \\ a\phi_1 + c\phi_2 & (0 < y < L), \\ S_1 \exp(ik_1 y) & (y > L), \end{cases} \quad (13a)$$

$$\varphi_2 = \begin{cases} W_2 \exp(ik_2 y) + R_2 \exp(-ik_2 y) & (y < 0), \\ b\phi_1 + d\phi_2 & (0 < y < L), \\ S_2 \exp(ik_2 y) & (y > L), \end{cases} \quad (13b)$$

式中, W_1 和 W_2 分别为入射原子在基态和激发态的概率幅, R_1 和 R_2 分别为基态和激发态原子波被激光束反射回来的概率幅, S_1 和 S_2 分别为基态和激发态原子波透过激光束的概率幅. 而由方程组(12)确定的光场内波函数 ϕ_1 和 ϕ_2 在平面波入射情况下可假定为如下形式:

$$\begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_+ \exp(ik_+ y) + B_+ \exp(-ik_+ y) \\ A_- \exp(ik_- y) + B_- \exp(-ik_- y) \end{pmatrix}. \quad (14)$$

由(13)(14)式及方程组(12)可得

$$\begin{aligned} k_1 &\equiv k_y, \\ k_2^2 - k_1^2 &= \frac{2m}{\hbar}(\delta + i\gamma), \\ k_{\pm} &= \left(k_y^2 - \frac{m\lambda_{\pm}}{\hbar}\right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (15)$$

同时, φ_1, φ_2 以及 $\frac{\partial \varphi_1}{\partial y}, \frac{\partial \varphi_2}{\partial y}$ 在边界 $y=0$ 和 $y=L$ 处应该满足波函数连续性要求,由此可得到确定各系数的矩阵方程

$$\begin{pmatrix} a & a & c & c & -1 & 0 & 0 & 0 \\ b & b & d & d & 0 & -1 & 0 & 0 \\ ak_+ & -ak_+ & ck_- & -ck_- & k_1 & 0 & 0 & 0 \\ bk_+ & -bk_+ & dk_- & -dk_- & 0 & k_2 & 0 & 0 \\ a \exp(ik_+ L) & a \exp(-ik_+ L) & c \exp(ik_- L) & c \exp(-ik_- L) & 0 & 0 & -1 & 0 \\ b \exp(ik_+ L) & b \exp(-ik_+ L) & d \exp(ik_- L) & d \exp(-ik_- L) & 0 & 0 & 0 & -1 \\ ak_+ \exp(ik_+ L) & -ak_+ \exp(-ik_+ L) & ck_- \exp(ik_- L) & -ck_- \exp(-ik_- L) & 0 & 0 & -k_1 & 0 \\ bk_+ \exp(ik_+ L) & -bk_+ \exp(-ik_+ L) & dk_- \exp(ik_- L) & -dk_- \exp(-ik_- L) & 0 & 0 & 0 & -k_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_+ \\ B_+ \\ A_- \\ B_- \\ R_1 \\ R_2 \\ S_1 \\ S_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} W_1 \\ W_2 \\ W_1 k_1 \\ W_2 k_2 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (16)$$

通过数值计算,我们可以从方程(16)中求解出反射概率幅 R_1 (R_2)与透射概率幅 S_1 (S_2). 在本文中,我们主要的兴趣是研究原子穿越激光束的量子隧穿时间.

3. 数值结果与分析

为了数值计算的方便,我们采用无量纲归一化

参数. 用原子自发辐射速率 γ 归一化频率, 定义归一化的拉比频率 $\tilde{\Omega} = \Omega/\gamma$, 激光等效失谐 $\tilde{\delta} = \delta/\gamma$, 势垒宽度 $\tilde{L} = Lk_y$, 入射原子动能 $\tilde{E}_y = E_y/E_\gamma$ 以及入射波数 $\tilde{k}_y = k_y/k_\gamma$, 其中 $E_\gamma \equiv \hbar\gamma$, $k_\gamma \equiv \sqrt{2m\gamma/\hbar}$ 是原子自发辐射特征能量及波数.

为了确定一个量子力学粒子穿越一个势垒所需的隧穿时间, 严格而言, 需要研究一个量子力学波包

的动力学行为.由 Fourier 变换可知,一个波包可以分解成无限多个平面波成分;反过来,将不同波矢(速度)的反射与透射的平面波叠加起来,也可构成反射波包与透射波包.在这个意义上,基态透射波包能够表示为

$$\varphi_1 \approx \int_0^\infty dk_y S_1(k_y) \exp(i k_y y - i E_y t / \hbar). \quad (17)$$

由于原子自发辐射的存在,激发态波包衰减很快,不能长距离传播,在激光束内部就损耗殆尽,因此我们仅讨论基态原子的隧穿时间.如果我们能够确定透射波包中心位置的运动,就可以估计出波包穿透激光束所需的时间.利用 Fourier 积分的稳相法,由(17)式可知,波包中心位置对应 Fourier 成分的相位极值点.如果透过概率幅

$$S_1(k_y) \equiv |S_1(k_y)| \exp(i \theta(k_y)),$$

则透过的原子波的相位为

$$\Phi = k_y(y + y_0) - E_y t / \hbar + \theta(k_y), \quad (18)$$

式中 y_0 是初始 $t = 0$ 时的波包中心位置. $\partial \Phi / \partial k_y = 0$ 给出 Φ 的极值点,由此有

$$y = -y_0 - \frac{\partial \theta}{\partial k_y} + \frac{\hbar k_y t}{m}. \quad (19)$$

假如一个速度为 $v_y = \hbar k_y / m$ 的粒子入射到激光束的前沿 $y = 0$ 处的时间正好为 $t_0 = y_0 / v_y = m y_0 / \hbar k_y$, 而该粒子穿过激光束并离开其后沿 $y = L$ 处的时间是

$$t = \frac{L}{v_y} + \frac{y_0}{v_y} + \frac{\partial \theta}{\partial k_y} / v_y, \quad (20)$$

则可以确定粒子穿透激光束的时间为

$$\Delta t = t - t_0 = \frac{m}{\hbar k_y} \frac{\partial \theta}{\partial k_y} + \frac{mL}{\hbar k_y}. \quad (21)$$

对于量子隧穿时间的估值,我们需要限制 k_y 的取值使得入射能量 $E_y \leq V_0$, 其中 V_0 是基态原子在激光束中所对应的等效势垒的高度.本文中,对于大的蓝失谐激光束,

$$V_0 \approx \hbar |\Omega|^2 / 4 \delta.$$

此外,根据透射概率幅,我们有

$$\frac{\partial \theta}{\partial k_y} = \frac{1}{i S_1} \frac{\partial S_1}{\partial k_y} - \frac{1}{i |S_1|} \frac{\partial |S_1|}{\partial k_y}. \quad (22)$$

利用(21)(22)式及方程(16),我们数值上计算了原子穿透激光束的量子隧穿时间.图 2 给出了不同激光束宽下的结果.

图 2(a) 中选取了比较窄的激光束宽,可以看

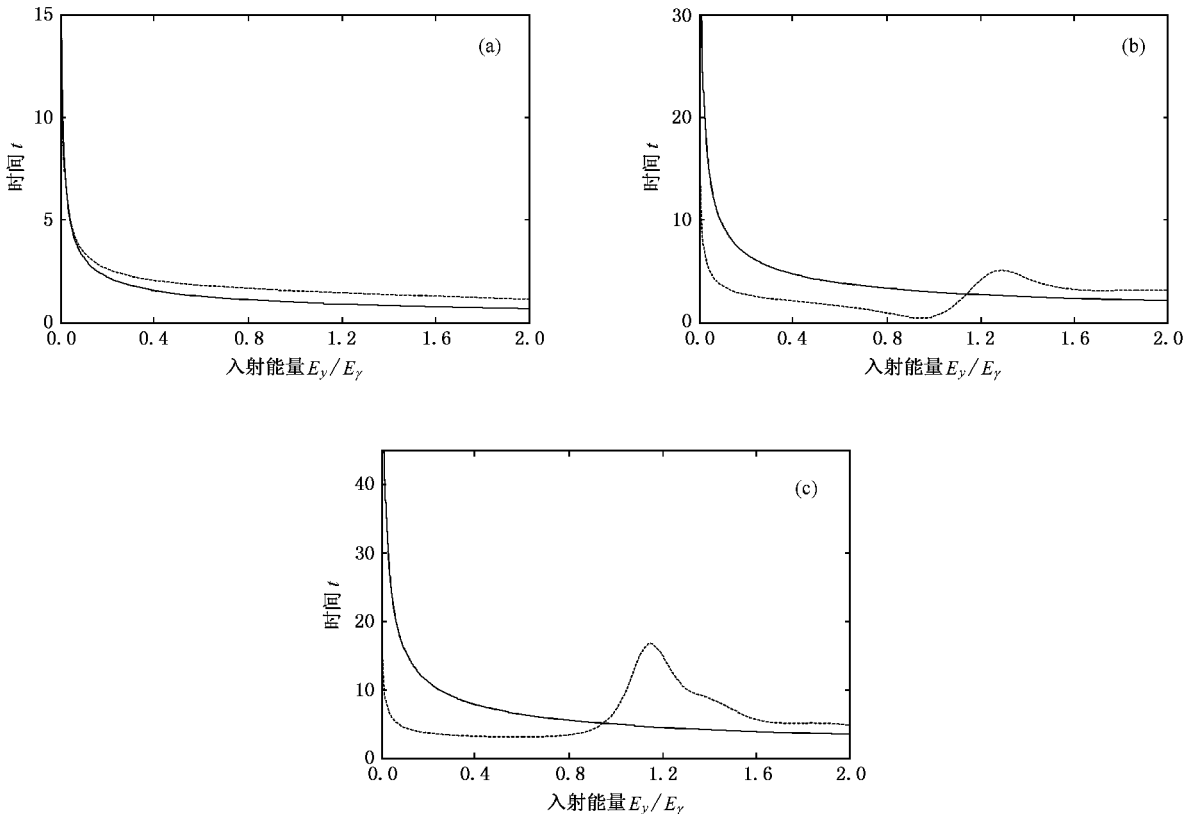


图 2 不同势垒宽度下的隧穿时间.实线表示物质波自由传播时间,虚线表示隧穿时间.时间单位已归一化.归一化的参数值为 $\tilde{\Omega} = 5$, $\tilde{\delta} = 5$, $\tilde{V}_0 \approx 1.25$.(a) $\tilde{L} = 2$ (b) $\tilde{L} = 6$ (c) $\tilde{L} = 10$

出,冷原子物质波穿越激光束所需的时间比通过同等长度的自由空间所需的时间稍长一些.由此可见,等效势垒太窄,不会出现隧穿时间短于自由穿越时间的现象.当激光束宽增加时,在一定的入射能量范围内隧穿时间明显小于自由穿越时间,如图 2(b)所示.这个范围原子展现出 Hartman 效应.图 2(c)和 (b)情况相似,说明只有当势垒较宽时才能观察到 Hartman 效应.此外,我们也注意到,在图 2(b)和 (c)中所选取的参数下,从量子隧穿到“经典跨越势垒”的入射能量拐点是在 $V_0 \approx \hbar |\Omega|^2 / 4\delta = 1.25E_\gamma$ 附近.当粒子入射能量高于势垒时,穿越激光束时间比跨越同等长度的自由空间所需的时间要长,这与经典情况相似.在低量子隧穿区,原子的波动性使得其运动行为产生与经典情况完全不同的结果.这种量子粒子在经典禁戒区运动“变快”的现象实际上是量子力学波函数的相位由于势垒的存在而发生变化的结果,并不违背因果定律.

要想在实验中观察到冷原子的类 Hartman 效应,原子波包的动量分布宽度必须被压缩到 $\Delta k_y \leq$

k_γ 范围.换言之,原子必须被冷却到温度 $T \approx E_\gamma / k_B$ 以下.这个温度正好是二能级原子的多普勒冷却极限.因此现有的激光冷却技术及原子操控技术可以用来观察冷原子的 Hartman 效应.此外,利用双分量玻色-爱因斯坦凝聚体^[35]来研究其量子隧穿效应也许能得到更有趣的现象^[36].

4. 结 论

本文提出一个用冷原子波包研究类 Hartman 效应的方案.该方案利用二能级原子与蓝失谐激光场相互作用可以等效于物质波在势垒上的散射过程,从而可以用来研究物质波隧穿势垒这一过程.通过数值模拟发现,在势垒较宽且入射原子动量较小时会出现 Hartman 效应.进一步的研究表明,在现有的原子冷却技术基础上可以观测到冷原子波包的类 Hartman 效应.

感谢香港浸会大学朱诗尧教授有益的帮助和讨论.

- [1] Condon U C 1931 *Rev. Mod. Phys.* **3** 43
- [2] MacColl L A 1932 *Phys. Rev.* **40** 621
- [3] Wigner P E 1955 *Phys. Rev.* **98** 145
- [4] Elsenbud L 1948 *Ph. D. Dissertation* (Princeton: Princeton University)
- [5] Bohm D 1951 *Quantum Theory* (New York: Prentice-Hall) p257
- [6] Smith F T 1960 *Phys. Rev.* **118** 349
- [7] Hartman T E 1962 *J. Appl. Phys.* **33** 3427
- [8] Baž A J 1966 *Yad. Fiz.* **4** 252
- [9] Rybachenko V F 1966 *Yad. Fiz.* **5** 895
- [10] Buttiker M 1982 *Phys. Rev. B* **27** 6178
- [11] Buttiker M, Landauer R 1982 *Phys. Rev. Lett.* **49** 1739
- [12] Hauge E H, Falck J P, Fjeldly T A 1987 *Phys. Rev. B* **36** 4203
- [13] Lowe D, Collins S 1988 *J. Phys. C* **21** 6210
- [14] Hauge E H, Stovngeng J A 1989 *Rev. Mod. Phys.* **61** 917
- [15] Li Z J, Liang J Q, Kobe D H 2001 *Phys. Rev. A* **64** 042112
- [16] Winful H G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 023901
- [17] Sun Y H, Li F L 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1153 (in Chinese) [孙宇航、李福利 2006 物理学报 **55** 1153]
- [18] Enders A, Nimtz G 1992 *J. Phys. I* **2** 1693
- [19] Steinberg A M, Kwiat P G, Chiao R Y 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 708
- [20] Spielmann C, Szepoc R, Sting A *et al* 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 2308
- [21] Martinis J M, Devoret M, Esteve H D *et al* 1988 *Physica B* **152** 159
- [22] Gueret P, Marclay E, Meier H 1988 *Appl. Phys. Lett.* **53** 16177
- [23] Sztiftgiser P, David G O, Markus A *et al* 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 4
- [24] Hils T, Felber J, Gahler R *et al* 1998 *Phys. Rev. A* **58** 4784
- [25] Shokley 1950 *Electrons and Holes in Semiconductors* (New York: Van Nostrand) Chap 14
- [26] Capasso F, Mohammed K, Cho A Y 1986 *IEEE J. Quantum Electron.* **22** 1853
- [27] Cook R J, Hill R K 1982 *Opt. Commun.* **43** 258
- [28] Arimondo E, Bambini A, Stenholm S 1981 *Opt. Commun.* **37** 103
- [29] Camal O, Mlynek M 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2689
- [30] Keith D W, Ekstrom C R, Turchette Q A *et al* 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2693
- [31] Duan Z L, Zhang W P, Li S Q *et al* 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5622 (in Chinese) [段正路、张卫平、李师群等 2005 物理学报 **54** 5622]
- [32] Bélanger P A, Lachance R L, Paré C 1992 *Phys. Rev. A* **17** 739
- [33] Liu J S, Taghizadeh M R 2002 *Opt. Lett.* **27** 1463
- [34] Zhang W, Sanders B C 1994 *J. Phys. B* **27** 795
- [35] Liu W M, Fan W B, Zheng W M *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 170408
- [36] Li W D, Zhou X J, Wang W Q *et al* 2001 *Phys. Rev. A* **64** 015602

Quantum tunnelling time of cold atom passing through a laser beam^{*}

Tang Lin¹⁾ Huang Jian-Hua²⁾ Duan Zheng-Lu²⁾ Zhang Wei-Ping^{2)†}
Zhou Zhao-Ying³⁾ Feng Yan-Ying³⁾ Zhu Rong³⁾

¹⁾ *Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*

²⁾ *Key Laboratory of Optical and Magnetic Resonance Spectroscopy of Ministry of Education,
Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062, China*

³⁾ *Department of Precision Instrument and Mechanology, Tsinghua University, Beijing 100084, China*

(Received 12 May 2006 ; revised manuscript received 15 August 2006)

Abstract

Atoms can be prepared at low temperatures by laser cooling. The center of mass motion of the cold atoms exhibits wave nature of quantum mechanics. In this paper, we study the quantum tunneling effect of a cold atomic beam propagating through a laser beam which is blue detuned. The blue detuned laser beam is physically equal to a quantum potential barrier. According to two-level model of atom, we systematically analyze the quantum reflection and transmission of the vector atomic matter wave with internal structures propagating through a laser beam. Quantum tunneling time the atomic beam spends in transmitting the laser beam is studied in details. Because of quantum wave nature, cold atoms tunneling through a laser beam can obviously have a completely different feature from that of a classical particle (hot atom).

Keywords : cold atom, atom optics, quantum tunnelling

PACC : 7335A, 0365

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10474055), the National Natural Science Foundation for Distinguished Young Scholars of China (Grant No. 10588402), the Scientific Research Program from the Science and Technology Committee of Shanghai, China (Grant Nos. 05PJ14038, 04DZ14009) and the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2001CB309308).

[†] Corresponding author. E-mail : wpzhang@phy.ecnu.edu.cn