

光学学报

基于光子共振隧穿的激光测距技术

王智勇^{1*}, 贾志国¹, 邵光存², 李岸然², 张开强², 纪玉坤², 钟明玉²¹电子科技大学光电科学与工程学院, 四川 成都 611731;²济宁科力光电产业有限责任公司, 山东 济宁 272113

摘要 从非连续介质波导构造的光子双势垒模型出发,建立了光子的双势垒量子贯穿理论,给出了光子穿透双势垒的量子概率公式。同时从解析和数值仿真两个角度分别讨论了行波光子和隐失波光子的共振穿透效应所需的物理条件,研究了光子穿透概率与双势垒的几何尺寸、波导填充介质的折射率以及光子频率之间的依赖关系。比较不同物理条件下的仿真曲线,概括其物理规律。尤为重要的是,当双势垒由截止波导构成时,频率或双势垒结构参数发生细微变化会对光子穿透概率产生极大的影响。基于这些物理规律,初步探讨了光子的量子共振隧穿效应在一些光学器件设计中的潜在应用,重点研究了其在激光测距技术中的原理设计。

关键词 量子光学; 电磁波导; 量子隧穿; 光子双势垒; 共振穿透; 激光测距

中图分类号 TM15; O44 文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS231927

1 引言

自实物粒子的单势垒量子隧穿效应同时被理论预测和实验验证后,通过形式类比将全内反射情形下或截止波导内的电磁场所满足的亥姆霍兹方程与研究实物粒子一维量子隧穿时的定态薛定谔方程相联系,可直接给出光子穿过单势垒时的量子贯穿概率公式^[1-3]。但这种简单的形式类比忽略了垂直于传播方向的横向电磁结构、6个场强分量之间的相互关联,以及不同场强分量在边界处存在连续和不连续两种情况的事实等。考虑这些因素之后得到的严格理论只是多了一个附加的约束条件,光子穿过单势垒的量子隧穿概率公式仍然不变^[4]。就本文即将研究的模型而言,这种约束条件自然满足。光子不带电荷,且属于不受泡利不相容原理限制的玻色粒子。从20世纪90年代开始,人们借助光子的量子隧穿行为同时从理论和实验两个方面对量子隧穿时间(Tunneling time)问题展开了大量研究^[5-8],并且发现了引起大量争论的表现超光速现象^[9-11]。

虽然对实物粒子穿过双势垒时的量子共振穿透效应^[12-13]有进一步研究,但尚未完整地研究过光子穿过双势垒时的量子共振穿透效应。到目前为止,研究者利用传递矩阵法(Transfer matrix formalism)等唯象模型对由全内反射机制形成的双势垒中的光子共振穿透现象展开过研究^[14-16],但尚未系统地研究由截止波导形成的双势垒中的光子共振穿透行为,更未给出相应

的概率解析公式。关于量子隧穿(尤其是量子共振隧穿)效应的研究既有科学理论价值,也有潜在应用价值(例如电子的非弹性量子隧穿可应用于纳米光学天线的新设计^[17]),本文将研究光子通过由非连续波导构成的双势垒时的量子隧穿行为,重点研究该情形下光子的共振穿透效应。事实上,处于量子隧穿状态的光子属于隐失波(Evanescent wave),是一种表面等离子体激元,它是纳米光子学中的核心概念^[18],因此本研究可为基于表面等离子体激元的纳米光子学提供进一步的理论参考。

本文将在研究光子共振隧穿效应的基础上,初步探讨该效应在激光测距技术中的应用。激光测距技术具有非接触、测量精度高、作用距离远等优点,已被广泛应用于航天、机器视觉、自动驾驶和测绘等领域。激光测距中的飞行时间测量法具有操作便利、系统简单和工作时段无限制等优势,因此应用最为广泛。飞行时间测量法主要分为脉冲测距法和相位测距法。脉冲测距法是利用脉冲激光器向目标发射一个或一系列高峰功率的窄脉冲,其中一小部分脉冲能量作为测距的参考信号进入光电探测器,以测量信号离开发射系统的时刻为起始时间;其余大部分脉冲能量通过发射光学系统直接照射被测目标,并且利用高精度时间测量电路记录激光脉冲被目标反射回接收系统的接收时间,由接收时间与起始时间之间的时间差计算待测目标的距离。脉冲测距法的优点是作用距离远、原理和结构较为简单且功耗小,缺点是测量精度较

收稿日期: 2023-12-13; 修回日期: 2024-01-28; 录用日期: 2024-01-30; 网络首发日期: 2024-02-20

通信作者: *zywang@uestc.edu.cn

低^[19]。相位测距法是通过发射激光的相位进行调制,然后测量调制激光往返于被测目标距离的相位差,间接求得目标距离。相位测距法测量精度较高,应用范围很广,但是当工作信号只有一种调制频率(中心频率)时,待测距离必须限制在 1/2 调制波长之内。如果要测量较长的目标距离,同时又要求保证有足够的精度,可以让工作信号同时具备粗尺和精尺两种或更多的调制频率。激光测距系统从发射模块到接收模块所涉及的技术领域很广泛。人们已经大量研究了激光测距系统所涉及的各项技术^[20-24]。但尚未见到将光子的共振隧穿效应应用于激光测距系统设计的相关研究。本文将脉冲测距法和相位测距法为例,初步探讨光子的共振隧穿效应在激光测距系统接收装置设计中的应用。

2 光子穿过双势垒时的量子共振穿透现象研究

2.1 由非连续波导形成的双势垒模型

在笛卡儿坐标系 $oxyz$ 中,假设有一个金属矩形波导沿 z 轴放置,如图 1 所示,波导横截面尺寸为 $a \times b$ ($a \geq b$, 波导横截面 $x \in [0, a]$, $y \in [0, b]$)。波导内填充绝缘的线性介质,在 $-L \leq z \leq 0$ 和 $d \leq z \leq d+L$ 处波导填充折射率为 η_0 的介质(长度为 L),在其他位置填充折射率为 η 的介质,即波导存在介质非连续性。波导内电磁波的频率为 ω ,波数矢量 $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$, k_x, k_y, k_z 分别为波数矢量 \mathbf{k} 在 x, y, z 方向上的分量。由电磁波导理论可知,矩形波导内的电磁场存在两种本征模式,即横电 TE_{mn} ($m = 1, 2, \dots; n = 0, 1, \dots$) 模和横磁 TM_{mn} ($m = 1, 2, \dots; n = 1, 2, \dots$) 模。波数矢量满足 $\mathbf{k}^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$, 令 $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$, $h_{mn} = k_z$, 则 $\mathbf{k}^2 = k_{\perp}^2 + h_{mn}^2$, 其中 $|k_x| = m\pi/a, |k_y| = n\pi/b$ 。波导内的电磁场含有 t 时刻的传播因子 $\exp[-i(\omega t - h_{mn}z)]$, 该传播因子有两种不同的情况: 1) 当 $z \notin [-L, 0]$ 且 $z \notin [d, d+L]$

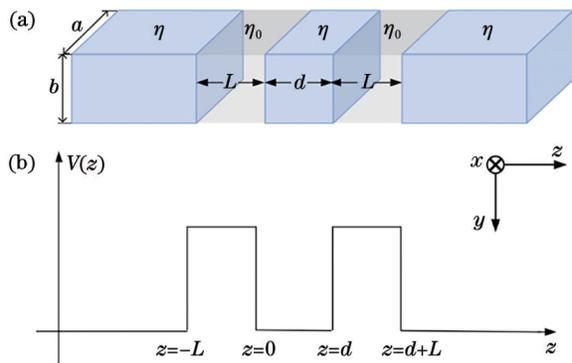


图 1 非连续介质矩形波导(a)和相应的双势垒曲线(b)

Fig. 1 Rectangular waveguide with dielectric discontinuities (a) and corresponding double-barrier curve (b)

时, $k_z = h_{mn} = \pm \sqrt{\eta^2 \omega^2 / c^2 - k_{\perp}^2}$ ($c = 3 \times 10^8$ m/s); 2) 当 $z \in [-L, 0] \cup [d, d+L]$ 时, $k_z = h_{mn} = \pm \sqrt{\eta_0^2 \omega^2 / c^2 - k_{\perp}^2}$ 。假设 $\eta_0 < \eta$, 则在 $-L \leq z \leq 0$ 和 $d \leq z \leq d+L$ 处的波导可以视为两个相同的光子势垒。图 1(a)为存在介质非连续性的波导,图 1(b)为相应的光子双势垒曲线示意图,其中 $V(z)$ 为波导内光子的等效势能。

2.2 光子穿过双势垒时的量子贯穿概率公式

对于如图 1 所示的由非连续介质矩形波导所形成的双势垒,下面研究光子通过这种双势垒时的穿透概率。假设在 $z < -L$ 处向 z 轴正向传播的入射波是频率为 ω 的 TE_{10} 模,以电场分量 E_y 为例,它满足的亥姆霍兹方程可表示为

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} + \left[\frac{\omega^2}{c^2} \eta^2(z) - k_{\perp}^2 \right] E_y = 0. \quad (1)$$

由图 1 可知波导内填充介质的折射率为

$$\eta(z) = \begin{cases} \eta, & z < -L, 0 < x < d, z > d+L \\ \eta_0, & -L \leq z \leq 0, d \leq z \leq d+L \end{cases}. \quad (2)$$

当 $\eta\omega/c > k_{\perp} = \pi/a > \eta_0\omega/c$ 时,填充介质折射率为 η_0 的波导是截止波导,填充介质折射率为 η 的波导是行波波导。省略时谐因子 $\exp(-i\omega t)$, 不影响结果,此时式(1)的解表示为

$$E_y = \begin{cases} C_0 \exp(-ihz) + D_0 \exp(ihz), & z < -L \\ A_0 \exp(-\kappa z) + B_0 \exp(\kappa z), & -L \leq z \leq 0 \\ C_1 \exp(-ihz) + D_1 \exp(ihz), & 0 < z < d \\ A_1 \exp(-\kappa z) + B_1 \exp(\kappa z), & d \leq z \leq d+L \\ C_2 \exp(-ihz), & z > d+L \end{cases}, \quad (3)$$

其中

$$\begin{cases} h = \left[(\eta\omega/c)^2 - (\pi/a)^2 \right]^{1/2} \\ \kappa = \left[(\pi/a)^2 - (\eta_0\omega/c)^2 \right]^{1/2}, \end{cases} \quad (4)$$

式中: $A_0, A_1, B_0, B_1, C_0, C_1, C_2, D_0, D_1$ 均为振幅。式(3)最后一种情况考虑到了在 $z > d+L$ 处只有透射波没有反射波。由于 C_0 为最左端入射波的振幅,而 C_2 为最右边透射波的振幅,通过分析沿波导方向的时间平均玻印廷矢量,可以得到光子通过双势垒的透射概率 $T = |C_2/C_0|^2$ 。在两种介质的边界处,电场强度 $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$ 和磁场强度 $\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$ 的 6 个分量中,只有 E_x, E_y 和 H_z 是连续的,而 H_x, H_y 和 E_z 是突变的。因此在不同介质界面处,电场 E_y 和其关于 z 的一阶导数都是连续的,因此由式(3)可得

$$\begin{cases} C_0 e^{ihL} + D_0 e^{-ihL} = A_0 e^{\kappa L} + B_0 e^{-\kappa L} \\ ih(C_0 e^{ihL} - D_0 e^{-ihL}) = \kappa(A_0 e^{\kappa L} - B_0 e^{-\kappa L}) \\ A_0 + B_0 = C_1 + D_1 \\ \kappa(A_0 - B_0) = ih(C_1 - D_1) \\ C_1 e^{-ihd} + D_1 e^{ihd} = A_1 e^{-\kappa d} + B_1 e^{\kappa d} \\ ih(C_1 e^{-ihd} - D_1 e^{ihd}) = \kappa(A_1 e^{-\kappa d} - B_1 e^{\kappa d}) \\ A_1 e^{-\kappa(d+L)} + B_1 e^{\kappa(d+L)} = C_2 e^{-ih(d+L)} \\ \kappa[A_1 e^{-\kappa(d+L)} - B_1 e^{\kappa(d+L)}] = ihC_2 e^{-ih(d+L)} \end{cases} \quad (5)$$

为了表达简洁,定义

$$G(d, L) \equiv \cosh(\kappa L) \cos(hd) + (\kappa/h - h/\kappa) \times \sinh(\kappa L) \sin(hd)/2. \quad (6)$$

利用式(5)可求得 C_0 和 C_2 , 再代入 $T = |C_2/C_0|^2$, 可以得到光子穿过双势垒的概率为

$$T = \left[1 + (h/\kappa + \kappa/h)^2 \sinh^2(\kappa L) G^2(d, L) \right]^{-1}. \quad (7)$$

以上是光子在波导内从 $z < -L$ 传播到 $z > d + L$ (中间穿过两个截止波导) 的贯穿概率, 即光子穿过双势垒时的量子隧穿概率。当 $\pi/a < \eta_0 \omega/c$ 时, 式(7)也成立, 此时填充介质为折射率为 η_0 的波导, 也是行波波导, 且式(6)和式(7)中的双曲正弦(余弦)函数变成正弦(余弦)函数。当整个波导为行波波导时, 为方便计算, 假定 $\pi/a \ll \eta_0 \omega/c < \eta \omega/c$, 从而有 $h \approx \eta \omega/c$, $\kappa \approx i\eta_0 \omega/c$ 。代入式(6)和式(7)可得

$$G(d, L) \equiv \cos \frac{\eta_0 \omega L}{c} \cos \frac{\eta \omega d}{c} - \frac{1}{2} \left(\frac{\eta_0}{\eta} + \frac{\eta}{\eta_0} \right) \times \sin \frac{\eta_0 \omega L}{c} \sin \frac{\eta \omega d}{c}, \quad (8)$$

$$T = \left[1 + \left(\frac{\eta}{\eta_0} - \frac{\eta_0}{\eta} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{\eta_0 \omega L}{c} \right) G^2(d, L) \right]^{-1}. \quad (9)$$

由式(8)和式(9)可知, 当电磁波在波导内以行波的形式传播时, 如果 $\eta_0 = \eta$, 即整个波导不再有任何非连续性, 穿透概率恒为 1。但当 $\eta_0 \neq \eta$ 时, 它在波导内的穿透概率一般小于 1 (除非满足共振穿透条件)。

2.3 光子穿过双势垒时的共振穿透条件

下面基于式(6)~(9), 分析光子从 $z < -L$ 传播到 $z > d + L$ 的共振穿透现象 (即穿透概率 $T = 1$ 的情况)。

1) 式(7)描述光子以隐失波的形式穿过双势垒时的量子隧穿概率, 仅当 $G(d, L) = 0$ 时, 才可能存在以 $T = 1$ 为标志的量子共振隧穿现象。由式(6)可知, 此时要求 $h = \kappa$ 和 $\cos(hd) = 0$ 同时成立, 即

$$\begin{cases} \eta^2 + \eta_0^2 = 2\pi^2 c^2 / (a^2 \omega^2) \\ hd = (l + 1/2)\pi, \quad l = 0, 1, 2, \dots \end{cases} \quad (10)$$

2) 式(9)描述光子以行波的形式穿过双势垒时的穿透概率, 由于 $\eta_0 \neq \eta$, 只有当 $G(d, L) = 0$ 或

$\sin(\eta_0 \omega L/c) = 0$ 时, 才存在以 $T = 1$ 为标志的共振穿透现象。与前一种隐失波光子的量子共振隧穿相比, 这里是行波光子的共振穿透行为。综合考虑式(8)和式(9), 只要满足以下两种条件中任意一种, 即会出现行波光子的共振穿透行为 ($T = 1$), 即

$$\eta_0 \omega L = cm\pi, \quad m = 1, 2, \dots, \quad (11)$$

$$\begin{cases} \eta_0 \omega L = c(l + 1/2)\pi, \quad l = 0, 1, 2, \dots \\ \eta \omega d = cm\pi, \quad m = 1, 2, \dots \end{cases} \quad (12)$$

以上给出了光子穿过两个全同势垒时的概率公式, 并且分析了光子穿过这种双势垒时的共振穿透行为与实现的物理条件。

2.4 光子的双势垒穿透概率对于几种关键参数的关系曲线

光子穿过双势垒时的穿透概率公式及其共振条件由式(6)~(12)给出。为了获得更为具体的物理认识, 下面将在选定具体参数的基础上, 对这些理论结果进一步展开数值分析。与实物粒子穿过双势垒时的概率公式不同, 在光子的双势垒穿透概率公式中, 一些参数之间存在关联。为了给出正确的数值仿真分析, 需要代入参数的原始定义, 当指定某些独立参数的取值时, 取另一些与它们相互独立的参数作为变量。

首先, 分析光子穿透概率随入射光子频率的变化。在图 1 中, 将 $-L \leq z \leq 0$ 和 $d \leq z \leq d + L$ 区域的波导 (即双势垒区) 假设为真空波导, 即此处的介质折射率为 $\eta_0 = 1.00$ 。考虑到常用于漫反射激光雷达的激光波长为 650 nm, 不妨将光子发生量子共振隧穿时的波长设置为 650 nm (对应的频率 $\omega = 2.90 \times 10^{15}$ rad/s), 研究此时所需的参数条件。在波导的剩余区域所填充的介质折射率取为 $\eta = 1.48$, 这与常用光纤纤芯介质在传播波长为 650 nm 的激光时的折射率比较接近。为了同时满足条件 $\eta \omega/c > \pi/a > \eta_0 \omega/c$ 和共振条件式(10)中的 $\eta^2 + \eta_0^2 = 2\pi^2 c^2 / (a^2 \omega^2)$, 可以推得 $a = 2.5731 \times 10^{-7}$ m。这里为了减少数值计算中的累积误差, 在仿真分析中输入的数据将尽量接近理论值, 以获得尽可能接近于理论值的数值结果。为此, 将统一取小数点后面 4 位有效数字 (实际的模型设计无需如此精确)。至于共振条件式(10)中的 $hd = (l + 1/2)\pi, l = 0, 1, 2, \dots$, 对于给定的 h 和 l , 该条件可以通过两个全同势垒之间的空间间隔 d 来满足。为方便计算, 取 $l = 0$, 此时 $d = 2.1064 \times 10^{-7}$ m。此时单个势垒宽度 L 是唯一可以改变其数值的参数, 首先取 $L = 2 \times 10^{-7}$ m、 $\pi = 3.1416$, 真空中光速 $c = 3 \times 10^8$ m/s。当满足条件 $\eta \omega/c > \pi/a > \eta_0 \omega/c$ 时, 双势垒区域是截止波导 (截止波导内的光子是隐失波光子), 此时入射光频率满足 3.66×10^{15} rad/s $\geq \omega \geq 2.48 \times 10^{15}$ rad/s, 此时波长为 650 nm 的激光所对应的频率 $\omega = 2.90 \times 10^{15}$ rad/s, 该频率包含满足条件, 且为该结

构下的共振频率。

在以上参数的设置下,可以得到当光子穿过双势垒时,穿透概率随入射光频率的变化曲线,如图 2 所示。由图 2 可知,光子穿透概率的量子共振峰所对应的中心频率为 2.90×10^{15} rad/s,与入射光的频率相等;共振峰所对应的半峰全宽频谱强烈依赖于单个势垒的宽度 L 。当势垒宽度增加一倍,即由 2×10^{-7} m 增加到 4×10^{-7} m 时,得到的共振峰要比原来的窄得多。因此可以根据需要同步调整双势垒中的两个势垒宽度 L 。

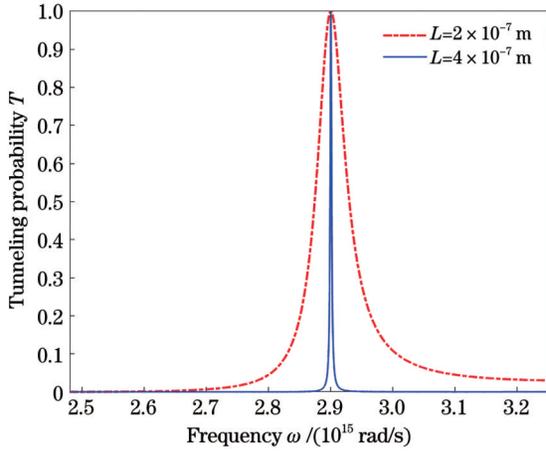


图 2 两种不同势垒宽度下的穿透概率与频率的关系曲线
Fig. 2 Relationship curves between tunneling probability and frequency for two different barrier widths

当入射光频率 $\omega > 3.66 \times 10^{15}$ rad/s 时,整个波导都是行波波导,此时波导内只有行波光子。由于存在介质非连续性,在波导内不同介质分界面处存在反射,但同样存在穿透概率等于 1 时的行波光子的共振穿透行为[只要满足式(11)或式(12)]。为了区分这两类共振穿透行为,将双势垒区域为截止波导时的量子共振隧穿行为称作隐失波光子的共振穿透行为。为了同时描述这两种共振穿透行为,使入射光频率满足 7.00×10^{15} rad/s $\geq \omega \geq 2.48 \times 10^{15}$ rad/s 且 $L = 2 \times 10^{-7}$ m。此时的光子穿透概率随入射光频率的变化曲线如图 3 所示。

在图 3 中,左边第一个共振峰对应的双势垒区为截止波导时的共振峰,左边第二个共振峰(以及其后面的所有共振峰)对应整个波导为行波波导时的共振峰。

为了分析光子穿透概率随入射光子频率的变化关系,假定势垒区域填充介质的折射率 $\eta_0 = 1.00$ 。下面将分析在给定频率 $\omega = 2.90 \times 10^{15}$ rad/s 下,光子穿透概率随折射率 η_0 之间的变化关系(存在折射率趋于零的人工材料)。同理,如果给定 η_0 的取值范围,使得位于 $-L \leq z \leq 0$ 和 $d \leq z \leq d + L$ 的双势垒区域是截止波导,则此时 $T(\eta_0)$ 曲线只存在与隐失波光子的共振隧穿相对应的共振峰。如果不限制 η_0 的取值范围,

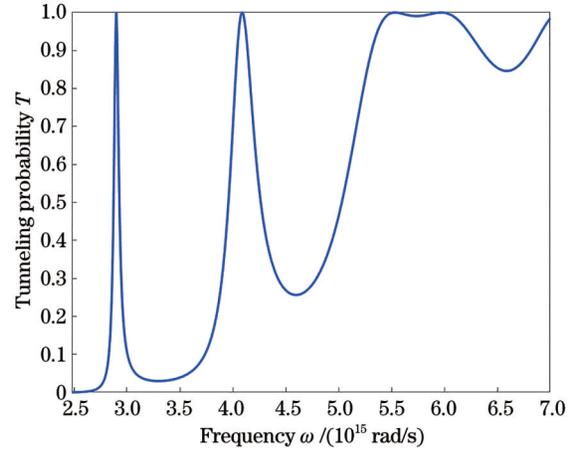


图 3 隐失波和行波的穿透概率和频率关系曲线图
Fig. 3 Relationship curve between tunneling probability and frequency for evanescent and traveling waves

$T(\eta_0)$ 曲线会同时出现隐失波光子和行波光子穿透概率的共振峰。

图 4 为光子穿透概率随双势垒区域填充介质折射率变化的曲线,它同时包含了隐失波光子穿透概率的共振峰(左边的窄峰)和行波光子穿透概率的共振峰(右边的宽峰)。此时 $L = 4 \times 10^{-7}$ m,其他参数与前面实验设置一致。由图 4 可得到同样的结论:双势垒区域对应截止波导得到的共振峰比整个波导为行波波导时得到的共振峰要窄得多。这些共振峰的存在表明:通过调控填充在双势垒区域内介质折射率大小,可以让光子的穿透概率在 0 和 1 之间迅速转变。

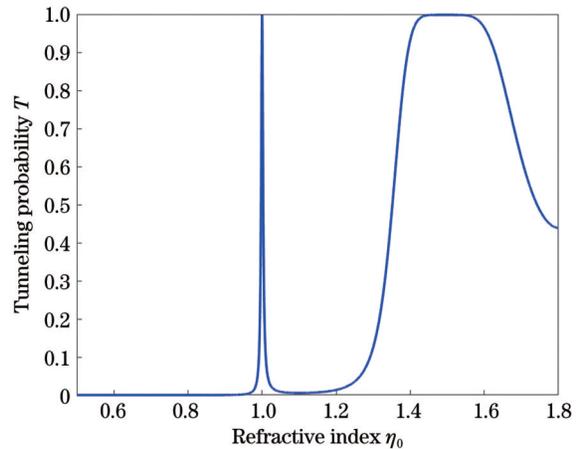


图 4 穿透概率和双势垒区折射率的关系曲线图
Fig. 4 Relationship curve between tunneling probability and refractive index in two barrier regions

同样,在给定频率 $\omega = 2.90 \times 10^{15}$ rad/s 下,分析光子穿透概率随波导非势垒区域填充介质折射率 η 之间的变化关系。同理,假定势垒区域填充介质的折射率 $\eta_0 = 1.00$,取 $\eta > 1.26$,使得位于 $-L \leq z \leq 0$ 和 $d \leq z \leq d + L$ 的双势垒区域是截止波导,波导尺寸与前文相同,则此时 $T(\eta)$ 曲线只存在一个与隐失波光子的共

共振隧穿相对应的共振峰。图 5 为光子穿透概率随波导非势垒区域填充介质折射率 η 的变化曲线,它包含了隐失波光子穿透概率的共振峰。

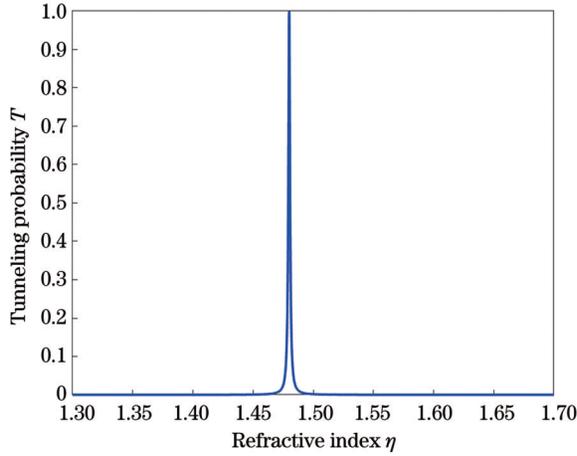


图 5 穿透概率和非势垒区折射率的关系曲线图

Fig. 5 Relationship curve between tunneling probability and refractive index in non-barrier region

3 光子共振隧穿效应的应用初探

3.1 光子共振隧穿的物理特性在光子器件中的潜在应用:初步设想

根据前面所揭示的光子共振穿透规律,可以给出其潜在应用的一些初步设想:

1) 在激光测距中,反射回来的光存在以某一中心频率为主要频率成分的谱分布。将图 1 所示的双势垒结构应用于脉冲法激光测距仪中探测接收信号的装置设计中。此时通过设计相关参数,使得接收信号的中心频率与能够产生量子共振隧穿的频率相对应,于是只有反射回来的信号光才能明显通过,而其他干扰光会被排除掉,并且提高了回波信号单色性。

2) 让激光测距仪的工作信号同时包含两个不同频段,其频谱处于图 3 中最左边两个共振峰的半峰全宽内,将图 1 所示的双势垒结构应用于相位法激光测距仪的接收装置的设计。相位法激光测距的优点是精度高,但当计算发射信号和接收信号之间的相位偏移值存在以 2π 为周期的不确定性时,可以采用同时包含两种频段的接收信号来消除这种不确定性。

3) 在图 1 所示的双势垒结构中,势垒宽度 L 越大,光子的共振穿透峰就越窄(如图 2 所示),即光子的量子穿透概率在共振位置的两边衰减得就越快,于是对于共振条件的偏离就越敏感,可以利用这种特点为光学传感器提供新的设计原理。由图 3 可知,当偏离共振条件时,隐失波情形下的穿透概率要比行波情形下的穿透概率衰减得更快,因此将隐失波用于光学传感器或带通滤波器的设计,可以得到更好的效果。

4) 由图 4 和图 5 可知,在图 1 所示的双势垒结构中,通过调控双势垒区域或非势垒区域的介质折射率

的大小,可以让光子的穿透概率在 0 和 1 之间迅速转变。根据这种规律,用第二束控制光垂直照射两个势垒中间 $0 < z < d$ 的波导,通过克尔效应改变这一区域填充介质的折射率来控制光子通过双势垒的概率。传统方法利用克尔效应来实现光控制光的设计,但该方法的局限性在于材料的克尔系数非常小,使得控制光束必须足够强,这不利于设计的实用性。而在所提的基于双势垒量子共振隧穿的设计中,由于穿透概率对折射率变化可以做到极度敏感,控制光束无需太强就能够实现光控制光。因此该结构有望为光学传感器、光学晶体管或其他全光器件的设计提供新的方案。

3.2 光子共振隧穿效应在激光测距系统设计中的应用实例

下面以激光测距为例,给出更为具体的设计描述。在激光测距过程中,反射回来的信号可能会很弱,容易被周围环境中的光源所干扰。因此如何提高回波信号的探测灵敏度、如何将真实的回波信号从外界光源产生的伪信号中区分开来是激光测距技术的难题。下面将光子的共振隧穿规律应用于激光测距的接收装置设计。首先假设待测目标是相对静止的。基本原理:将如图 1 所示的双势垒结构置于激光测距系统的接收装置中,设置双势垒结构的几何尺寸和填充介质折射率,使其共振隧穿频率等于激光测距系统输出信号的中心频率。一方面,由于静态目标反射回来的回波信号频率基本不变,于是回波信号可以顺利通过双势垒结构并进入下一个模块,进而完成计时或者相位测量,而针对来自环境中的其他光波,由于其频率一般不同于激光测距系统的工作信号频率,会被双势垒结构过滤掉,这样就可以最大限度地保证接收到的回波信号是真实的。另一方面,激光脉冲存在非零的频谱宽度,即围绕其中心频率存在一个频谱分布。在激光测距的过程中,被目标物反射回来的回波信号的频谱会被加宽。为了提高激光测距系统的灵敏度和精度,需要提高回波信号的单色性。由于激光脉冲的中心频率等于双势垒结构的共振频率,当激光脉冲穿过双势垒结构时,脉冲中频率越接近中心频率的部分,越是以接近 1 的概率通过,而偏离中心频率越远的部分,通过的概率就越小。于是在激光信号通过双势垒结构之后,信号中接近中心频率的部分占比大大增加,信号的频谱变窄,单色性增强。这样一来,当回波信号穿过双势垒结构再进入激光测距接收模块时,其提供测距的灵敏度和精度均会提高。下面将以脉冲法激光测距和相位法激光测距的接收装置设计为例,分别进行具体说明。

在如图 1 所示的双势垒模型中,如果双势垒由截止波导构成,则势垒区的电磁波是隐失波,此时对应光子的量子隧穿情形;双势垒如果由行波波导构成,则势垒区的电磁波是行波,此时光子是以行波的形式穿过双势垒。由图 3 可知,当偏离共振条件时,隐失波的穿透概率远比行波的穿透概率衰减得快,因此在量子隧

穿情形下,通过调节入射光子频率或双势垒的高度和宽度,更有利于实现光子的穿透概率在 0 和 1 之间的快速切换。基于这种规律,光子共振隧穿效应可应用于如图 6 所示的脉冲法激光测距设计,其发射装置发出中心频率 $\omega = 2.90 \times 10^{15}$ rad/s 的激光脉冲,经过扩束和分光之后,当其中一束光被光电探测器 1 (PIN 1) 接收时,此时数字控制系统开始计时;另一束光作为探测光到达待测目标物后被反射,经由回波探测系统接收,进入光电探测器 2 (PIN 2),使得数字控制系统结束计时。通过测量发射激光脉冲和回波激光脉冲的时间间隔,得到待测目标物的距离信息。激光测距的困难之一是探测光会受到周围环境中各类光源产生的空间背景辐射影响,因此,为了提高测量精度、拓宽激光测距的应用场景,除了需要选择一个单色性好的激光器作为探测光源,还需要在接收模块的光路中加入带宽 $\Delta\lambda = 5$ nm 的窄带滤光装置,用于滤除工作频带之外的背景辐射,从而提高系统信噪比。为此,针对如图 1 所示的双势垒结构,选择合适尺寸的结构及波导填充介质,可以使其共振频率 $\omega = 2.90 \times 10^{15}$ rad/s、共振峰半峰全宽对应的波长分布宽度 $\Delta\lambda = 5$ nm,将其置于激光测距系统的接收装置(图 6 中的 receiver)中,通过这一双势垒结构将真实的回波信号从接收到的光波中筛选出来,进入 PIN 2 中并结束计时。由于真实的回波信号中越接近中心频率的部分其穿透概率越大,因此还增强了真实回波信号的单色性,有利于提高激光测距系统接收模块的灵敏度和处理精度。因此双势垒结构既起着窄带滤光器的作用,滤掉环境光源产生的虚假回波信号,又增强回波信号的单色性,有利于提高测量精度。

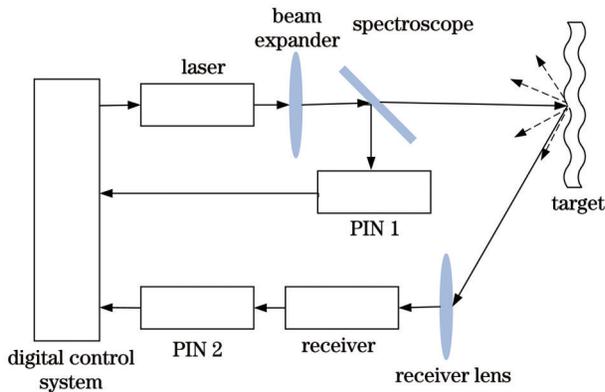


图 6 脉冲法激光测距原理图

Fig. 6 Schematic diagram of pulse laser ranging

作为光子共振穿透效应的第二个应用实例,是如图 1 所示双势垒结构应用于如图 7 所示的相位法激光测距系统的接收装置。其中相位法激光测距系统是通过测量调制光波信号往返前后的相位差来实现测距,即分别测量发射信号的原始相位和回波信号的最终相位,通过二者之间的相位差来获取距离信息。相

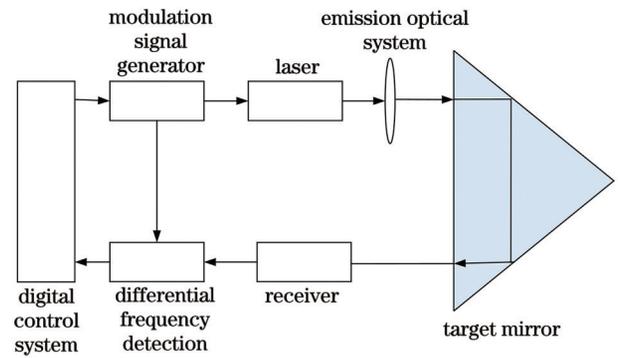


图 7 相位法激光测距原理图

Fig. 7 Schematic diagram of phase laser ranging

位法测距精度高,但要想在保证测量精度的同时测量较长的目标距离,输出的工作信号至少包含两个不同的中心频率,以此来共同确定真实的相位差。由于单一波长的信号测量,无法具体确定在信号往返的过程中其波长经过几倍的相位变化,即在激光测距计算发射信号和接收信号之间的相位偏移值存在以 2π 为周期的不确定性,因此目前的相位法激光测距采用了双波长调制技术,两调制波长一长一短分别进行粗测和精测,可以消除这种不确定性。这种双波长调制的相位法激光测距同时满足了测量精度和测量范围需求。基于这些考虑,在图 7 所示的设计中,激光测距发射系统的输出信号同时包含两个不同的波段,这两个波段的中心频率分别为图 3 中最左边两个共振峰所对应的共振频率。此时回波信号的两个中心频率与接收装置内双势垒结构的两个共振频率相等,因此真实的回波信号可以顺利通过双势垒结构。而来自环境光源的光波同时包含这两个中心频率的概率极小,从而被过滤掉,最大限度地避免来自环境的伪回波信号干扰。对于图 7 所示的相位法激光测距系统,当回波信号只有两个中心频率同时等于双势垒结构的两个共振频率时,该信号是真实的回波信号,因此该系统测量错误的概率比图 6 所示的脉冲法激光测距系统更低。同理,由于双势垒结构让回波信号中靠近两个中心频率的成分更容易通过,可以增强回波信号的“双色性”,有利于提高激光测距系统接收模块的处理精度。

以上讨论是针对相对静止的待测目标进行的。下面进一步考虑待测目标是运动物体的情况。物体反射电磁波的过程:首先物体吸收电磁波能量,然后释放部分或全部的电磁波能量。就与运动目标相对静止的观测者而言,可以假设被运动目标反射而产生的回波信号频率为激光测距系统发出的信号频率(激光测距技术中只考虑目标物体对电磁信号的弹性散射)。此时被激光测距系统探测到的回波信号频率包含了多普勒效应,且光源速度即待测目标相对于激光测距系统的运动速度。为了考虑多普勒效应产生的最大影响,只需考虑待测目标相对于观测者的远离运动和靠近运动

(垂直运动产生的横向多普勒效应,介于二者之间)。由于待测目标的运动速度通常远小于光速,计算时可以取非相对论近似。设待测目标相对于观测者速度大小均为 u ,此时远离速度 $u_1 = u$ 、靠近速度 $u_2 = -u$ ($u > 0$)。当激光测距系统的发射信号中心频率为 ω 时,回波信号中心频率分别为

$$\begin{cases} \omega_1 = \omega \sqrt{\frac{c-u}{c+u}} \approx \omega - \frac{u}{c} \omega = \omega - \Delta\omega_D \\ \omega_2 = \omega \sqrt{\frac{c+u}{c-u}} \approx \omega + \frac{u}{c} \omega = \omega + \Delta\omega_D \end{cases} \quad (13)$$

由于多普勒效应,其频率变化量 $\Delta\omega_D$ 与中心频率 ω 之间的关系式为 $\Delta\omega_D/\omega = u/c$ 。由 $\lambda = 2\pi c/\omega$ 得到 $\Delta\lambda = \Delta\omega 2\pi c/\omega^2$,此时 $\omega = 2.90 \times 10^{15}$ rad/s, $\Delta\lambda = 5$ nm,于是发射信号的频谱宽度 $\Delta\omega = 2.23 \times 10^{13}$ rad/s,相对宽度 $\Delta\omega/\omega = 7.69 \times 10^{-3}$ 。待测目标的运动速度一般小于大气中的音速(340 m/s),此时 $\Delta\omega_D/\omega = u/c < 1.13 \times 10^{-6}$;导弹和人造地球卫星的运动速度一般小于 1×10^4 m/s,此时 $\Delta\omega_D/\omega < 3.33 \times 10^{-5}$ 。因此在一般情况下 $\Delta\omega_D/\omega \ll \Delta\omega/\omega$,即多普勒效应导致的回波信号频率的改变量远远小于发射信号频谱宽度的改变量。在所设计的双势垒结构中,其穿透概率曲线的半峰全宽与激光测距系统发射信号的频谱宽度相等,因此多普勒效应对以上的应用实例并没有明显的影响。即使回波信号的频率因多普勒效应而产生变化量,其主要频段仍然处于双势垒穿透概率曲线的半峰全宽范围内,因此回波信号仍然可以穿过双势垒结构。为保险起见,当 $u \geq 500$ m/s 时,可以设置双势垒结构的穿透概率曲线的半峰全宽稍微大于激光测距系统发射信号的频谱宽度。

4 结 论

研究了由非连续介质波导形成的光子双势垒模型,获得了光子穿过双势垒时的概率公式。研究发现,无论双势垒区域是行波波导还是截止波导,都存在以穿透概率等于 1 的量子共振穿透行为,但行波光子和隐失波光子产生共振穿透效应的条件是不同的。光子穿透概率的变化与共振条件的偏离度(即穿透概率曲线的共振峰宽窄)有关,且高度依赖于双势垒的结构参数,包括几何尺寸、填充介质折射率、势垒区的光子是行波模式还是隐失波模式,以及光子频率等,这些多样性的物理特征,有利于根据需求灵活地设计实现不同功能的光学元器件。

具体来说,通过数值分析研究发现,当双势垒区域对应的波导是截止波导时,穿透概率曲线上描述量子共振隧穿行为的共振峰,要比整个波导都是行波波导时的共振峰窄很多,这意味着光子穿过由截止波导形成的双势垒时,穿透概率随势垒宽度、光子频率或填充介质的折射率的变化更为迅猛。因此,当满足光子共

振隧穿的物理条件时,如果让填充在某一区域的介质折射率发生细微变化,光子的穿透概率将在 1 和 0 之间迅速转变,也可以通过微调势垒宽度让光子在通过和不通过两个状态之间快速转换。同理,当光子满足共振隧穿的物理条件时,光子频率的细微改变也会导致偏离共振条件,从而光子由 100% 通过变为几乎不通过。这些物理规律可以应用于光子晶体管、光学传感器或激光测距仪等方面的新原理设计。作为具体的应用实例,将所提光子双势垒结构及其量子共振穿透效应分别应用于脉冲激光测距技术和相位法激光测距技术中的返回信号接收装置设计,可以过滤掉来自环境光源的虚假信号,并提升接收信号的单色性。所提理论研究成果还可以为其他更多类型的纳米光学器件的功能设计提供参考和原理性支撑。

参 考 文 献

- [1] Hupert J J, Ott G. Electromagnetic analog of the quantum-mechanical tunnel effect[J]. American Journal of Physics, 1966, 34(3): 260-265.
- [2] Tsai T L, Thomas G. Analog between optical waveguide system and quantum-mechanical tunneling[J]. American Journal of Physics, 1976, 44(7): 636-638.
- [3] Chiao R Y, Kwiat P G, Steinberg A M. Analogies between electron and photon tunneling: a proposed experiment to measure photon tunneling times[J]. Physica B, 1991, 175(1/2/3): 257-262.
- [4] Wang Z Y. Reconsideration of photonic tunneling through undersized waveguides[EB/OL]. (2020-05-19) [2023-11-09]. <http://arxiv.org/abs/2005.09562>.
- [5] Steinberg A M, Kwiat P G, Chiao R Y. Measurement of the single-photon tunneling time[J]. Physical Review Letters, 1993, 71(5): 708-711.
- [6] Nimtz G, Heitmann W. Superluminal photonic tunneling and quantum electronics[J]. Progress in Quantum Electronics, 1997, 21(2): 81-108.
- [7] Olkhovsky V S, Recami E, Jakiel J. Unified time analysis of photon and particle tunnelling[J]. Physics Reports, 2004, 398(3): 133-178.
- [8] Wang Z Y, Xiong C D, He B. Alternative perspective on photonic tunneling[J]. Physical Review A, 2007, 75(1): 013813.
- [9] Wang Z Y, Xiong C D, He B. Superluminal propagation of evanescent modes as a quantum effect[J]. Annalen Der Physik, 2008, 17(5): 319-325.
- [10] Wang Z Y, Wang W C, Qiu Q, et al. Average and instantaneous velocities of energy of evanescent modes[J]. Physical Review A, 2011, 83(5): 053827.
- [11] Nimtz G. On superluminal tunneling[J]. Progress in Quantum Electronics, 2003, 27(6): 417-450.
- [12] Chang L L, Esaki L, Tsu R. Resonant tunneling in semiconductor double barriers[J]. Applied Physics Letters, 1974, 24(12): 593-595.
- [13] Ricco B, Azbel M Y. Physics of resonant tunneling. The one-dimensional double-barrier case[J]. Physical Review B, 1984, 29(4): 1970-1981.
- [14] Longhi S, Laporta P, Belmonte M, et al. Measurement of superluminal optical tunneling times in double-barrier photonic band gaps[J]. Physical Review E, 2002, 65(4): 046610.
- [15] Olkhovsky V S. On the multiple internal reflections of particles and photons tunneling in one, two, or three dimensions[J]. Physics Uspekhi, 2014, 57(11): 1136-1145.
- [16] Jian A Q, Zhang X M. Resonant optical tunneling effect: recent

- progress in modeling and applications[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2013, 19(3): 9000310.
- [17] Parzefall M, Novotny L. Optical antennas driven by quantum tunneling: a key issues review[J]. Reports on Progress in Physics, 2019, 82(11): 112401.
- [18] Pitarke J M, Silkin V M, Chulkov E V, et al. Theory of surface plasmons and surface-plasmon polaritons[J]. Reports on Progress in Physics, 2007, 70(1): 1-87.
- [19] 孙亮, 周星宇, 吴绍龙, 等. 应用于脉冲展宽激光测距系统的自动增益控制[J]. 激光与光电子学进展, 2023, 60(21): 2112003.
Sun L, Zhou X Y, Wu S L, et al. Automatic gain control for pulse-broadened laser-ranging system[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2023, 60(21): 2112003.
- [20] 张博峰, 赵刚, 闫晓娟, 等. 基于双驱动马赫-曾德尔调制器的激光测距研究[J]. 中国激光, 2023, 50(2): 0204001.
Zhang B F, Zhao G, Yan X J, et al. Dual-drive Mach-Zehnder modulator-based laser ranging technology[J]. Chinese Journal of Lasers, 2023, 50(2): 0204001.
- [21] 陈晨, 关棒磊, 尚洋, 等. 受限观测条件下光电对地定位的全局最优化方法[J]. 光学学报, 2023, 43(12): 1212003.
Chen C, Guan B L, Shang Y, et al. Global optimization method for ground target localization of electro-optical platform under limited observation conditions[J]. Acta Optica Sinica, 2023, 43(12): 1212003.
- [22] 李鹏飞, 翟东升, 李祝莲, 等. 摆镜在 1.2 m 望远镜激光测距接收系统中的应用分析[J]. 激光与光电子学进展, 2023, 60(17): 1712003.
Li P F, Zhai D S, Li Z L, et al. Application analysis of tip/tilt mirror in 1.2 m telescope laser ranging receiving system[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2023, 60(17): 1712003.
- [23] Ojđanić D, Gráf B, Sinn A, et al. Camera-guided real-time laser ranging for multi-UAV distance measurement[J]. Applied Optics, 2022, 61(31): 9233-9240.
- [24] Zeithöfler J, Bloßfeld M, Rudenko S, et al. Station-dependent satellite laser ranging measurement corrections for TOPEX/Poseidon[J]. Advances in Space Research, 2023, 71(1): 975-996.

Laser Ranging Technology Based on Photonic Resonant Tunneling

Wang Zhiyong^{1*}, Jia Zhiguo¹, Shao Guangcun², Li Anran², Zhang Kaiqiang², Ji Yukun²,
Zhong Mingyu²

¹School of Optoelectronic Science and Engineering, University of Electronic Science and Technology of China,
Chengdu 611731, Sichuan, China;

²Jining Keli Photoelectric Industrial Co., Ltd., Jining 272113, Shandong, China

Abstract

Objective Photonic tunneling can be regarded as an optical analog for the quantum-mechanical barrier penetration of material particles. As the photon field has no charge and is not subject to the Pauli exclusion principle, some physical problems (such as tunneling time) become easier to study through photonic quantum tunneling, arousing great interest in the study of the quantum tunneling effect of photons. However, up to now, the quantum resonance tunneling phenomena of photons through a double-barrier have not been studied thoroughly. Photons in a state of quantum tunneling correspond to evanescent waves (i.e., surface plasmon polaritons) that are the core concept of nanooptics. Thus, research on photonic resonance tunneling can reveal new physical laws in nanooptics and has potential application value in optical devices (such as optical sensors and optical transistors). Therefore, it is necessary to develop a systematic theory of photonic resonance tunneling through a double-barrier. The application of the resonance tunneling effect of photons in the design of pulse and phase laser ranging systems is an important subject worth studying.

Methods A photonic double-barrier structure is formed by a rectangular waveguide with dielectric discontinuities (Fig. 1). Seeing that the electromagnetic waves propagating along the waveguide satisfy the Helmholtz equation and can be expanded as a superposition of the waveguide modes transverse electric (TE) and transverse magnetic (TM), one can take the TE₁₀ mode as an example. In this case, the electric field component and its first derivative for z are continuous at the boundaries between the two different media inside the waveguide, based on which and using the concept of the Poynting vector one can obtain the quantum tunneling probability formula of photons through the double-barrier. By employing the analytic method and numerical simulation, we can obtain the physical conditions required for the resonance penetration effect of propagating-wave and evanescent-wave photons, respectively. In addition, we can clarify the dependence of the tunneling probability on the geometric size of the double-barrier, the refractive index of the filling medium, and the photon frequency. The parameters in the tunneling probability expression of photons through the double-barrier are related to each other. As a result, the parameter design makes it easy to make a mistake in the numerical analysis, which can be overcome by resorting to the original definitions of these parameters. To explore the potential application of the quantum resonance tunneling effect of photons in optical devices, we provide two new designs for the receivers of pulse and phase laser ranging

systems (Figs. 6 and 7). To be specific, the double-barrier structure shown in Fig. 1 is placed in the receiving device of the laser ranging system. Its geometric sizes and the refractive index of the filling media are designed so that the resonant tunneling frequency is equal to the center frequency of the output signal of the laser ranging system.

Results and Discussions The quantum tunneling probability of evanescent-wave photons through the double-barrier is given by Eq. (7), and in this case, the double-barrier corresponds to the two cut-off waveguides. The quantum tunneling probability of propagating-wave photons through the double-barrier is given by Eq. (9), and the double-barrier is formed by two normal-sized waveguides. Both Eq. (7) and Eq. (9) show that there are resonant penetration effects, namely that, the tunneling probability can be equal to one and photons can pass through the double-barrier completely. The resonant tunneling conditions of evanescent-wave photons are presented in Eq. (10), while the resonant penetration conditions of propagating-wave photons are provided in Eq. (11) or Eq. (12). The numerical simulation results are given in Figs. 2–5, where the tunneling probability curves containing resonance peaks show that their full widths at half maximum decrease sharply with the variation of parameters (such as the barrier width, the refractive index of the filling medium, and the photon frequency). In particular, when the double-barrier is formed by two cut-off waveguides, a tiny change in frequency or the structure parameters of the double-barrier can make a huge impact on the tunneling probability of photons. As for the laser ranging systems shown by Figs. 6 and 7, the resonant frequency is equal to the center frequency of the output signal. Since the frequency of the echo signal reflected by a static target is basically unchanged, the echo signal can smoothly pass through the double-barrier and enter the next module to complete the timing or phase measurement. Other light waves from the environment, with frequencies usually different from the working frequency of the laser ranging system, will be filtered out by the double-barrier structure. Thus, the received echo signal can be guaranteed to be true. On the other hand, the laser pulse has a non-zero spectral width (there is a frequency distribution around its central frequency). The closer the frequency of a component in the pulse is to the center frequency, the more likely it is to pass through the double-barrier. Therefore, when the echo signal passes through the double-barrier structure, its spectrum becomes narrowed, and its monochromaticity is enhanced. When the object to be measured is a moving object, the influence of the Doppler effect on this design is typically negligible.

Conclusions A photonic double-barrier can be constructed via an electromagnetic waveguide with dielectric discontinuities. For a given frequency, by choosing appropriate parameters, the tunneling probability of photons through the double-barrier structure can be equal to one (resonant penetration effect). When the resonance phenomenon occurs, a small change in the frequency or structural parameters of the double-barrier can significantly influence the tunneling probability of photons through the double-barrier. These physical properties may provide some new-type design principles for some optical devices, such as band-pass filters, optical sensors, and optical transistors. Especially, it can present a new design for the receiving device of a laser ranging system, which is conducive to ruling out spurious returning signals and enhancing the monochromaticity of the true returning signals.

Key words quantum optics; electromagnetic waveguide; quantum tunneling; photonic double-barrier; resonant penetration; laser ranging