

含单负介质层受阻全内反射结构的 光子隧穿现象研究*

项元江¹⁾²⁾ 文双春^{1)†} 唐康崧¹⁾

1) 湖南大学计算机与通信学院, 长沙 410082)

2) 湖南大学应用物理系, 长沙 410082)

(2005 年 7 月 9 日收到, 2005 年 11 月 7 日收到修改稿)

利用稳定相位理论得到了光子穿越含单负介质层受阻全内反射结构的隧穿时间以及光子穿透光学势垒后产生的横向位移. 分析结果表明, 当势垒为单负介质时, 光子隧穿可能表现出负的隧穿时间和负的横向位移. 隧穿时间和横向位移存在 Hartman 效应, 使得光子隧穿过程具有超光速性质. 此外, 基于 TM 波和 TE 波通过负介电常数介质和负磁导率介质势垒产生的横向位移的方向正好相反, 得到了一种有效的区分两类单负介质的方法.

关键词: 光子隧穿, 负折射, 单负介质, 超光速

PACC: 4225B, 7820, 4270Y

1. 引言

粒子穿过势垒需多长的时间? 这个问题早在 20 世纪 30 年代初就有人提出来了^[1], 但至今仍没有一个公认的结论, 为此人们提出了一系列隧穿时间的定义模型^[2]. 在量子力学中, 时间不是算符, 是一个不能直接测量的物理量, 因此, 关于隧穿时间这个看似简单的问题引起了科学家的不断争论^[3-5]. 由于光子是中性的玻色子, 并且隧穿过程的时间在可测量的范围内, 因而光子隧穿问题成为当前的研究热点. 隧穿现象涉及物理学多个领域, 是光电子学、信息学、量子力学和相对论的一个交汇点. 基于隧穿现象可以设计出应用广泛的各种电子和光子隧穿器件^[6,7], 而透彻研究隧穿现象对于研究各种隧穿器件的响应速度、设计新的光电信息功能材料、设计新的量子器件等具有重要意义. 相对与电子隧穿来说, 光子隧穿理论的发展还比较滞后而且很不成熟. 因此, 有必要对光子隧穿现象做进一步深入地研究.

近年来, 研制出了一种同时具有负的介电常数和磁导率的负折射介质^[8-11], 这种介质由于其独特

的性质如反 Snell 定律、逆多普勒效应、完美透镜^[12]等等而备受关注. 将光子隧穿过程应用到负折射介质上, 也会发生与普通介质不同的现象^[13,14]: 负的横向位移和负的群时延、反射横向位移等于透射横向位移等等. 此外, 负折射介质可以协助光子隧穿, 以便于实验测量^[15]. 在双负介质的基础上, 人们还提出了介电常数或磁导率只有一个为负值的单负介质^[16]. 单负介质有两种类型, 一种是具有负的介电常数($\epsilon < 0$)、正的磁导率($\mu > 0$)的负介电常数介质, 另外一种是具有正的介电常数($\epsilon > 0$)、负的磁导率($\mu < 0$)的负磁导率介质^[17]. 单负介质具有一些独特的性质, 比如: 零有效相位的光子带隙^[18], 新型的波分偏振片^[19]等. 本文研究含单负介质层的光子隧穿现象, 讨论在受阻全内反射条件下, 光子隧穿通过单负介质层的隧穿时间以及通过该结构后的横向位移. 发现在一定的条件下光子隧穿所需要的时间和横向位移是负的, 而且当光学势垒厚度足够大从而达到不透明极限时存在所谓的 Hartman 效应, 隧穿时间和横向位移的正负与极化方式相关. 此外, 光子隧穿存在超光速现象. 利用光子隧穿可以区分负磁导率介质和负介电常数介质.

* 国家自然科学基金(批准号: 10576012)和教育部高等学校博士点基金(批准号: 20040532005)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: scwen@hnu.cn

2. 光子通过受阻全内反射结构和横向位移

图 1 所示是发生光子隧穿的受阻全内反射结构^[20] 在两边高折射率的介质层中间插入一层折射率相对较低的单负介质, 这一层介质通常被称为光学势垒. 当一束光从光密介质入射到光疏介质时, 当入射角大于临界角时就能产生全内反射, 这时没有能量传输进入第 2 种介质, 在界面上有一束成指数衰减的电磁波. 当在第 2 种薄介质后面再放置一个折射率足够大的第 3 种介质时, 光子能够隧穿第 2 种介质进入第 3 种介质, 这种现象就是光子隧穿. 这种二维的光子隧穿现象可通过与量子力学中一维的电子贯穿现象相类比. 在具体分析之前, 先不区分光学势垒介质的种类.

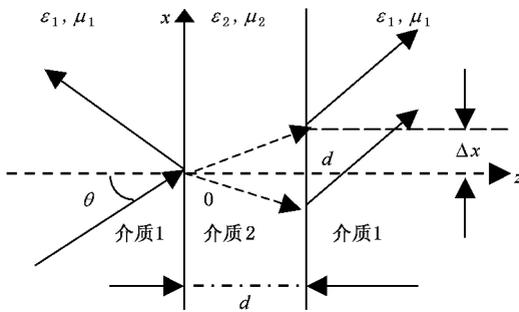


图 1 光子隧穿通过受阻全内反射结构

假设入射的是单色平面波, $E_{in}(z) = \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{z})$,

其中 $\mathbf{k} = (\kappa_x, \kappa_z) = (\kappa \sin\theta, \kappa \cos\theta)$, $\kappa = (\varepsilon_1 \mu_1 \omega^2 / c^2)^{1/2}$ 为光子在介质 1 中的波数. 根据边界条件可以得到光子传输系数的表达式^[21]

$t(d)$

$$= \left[\cosh(\gamma d) - i \frac{p\kappa_z^2 - \gamma^2/p}{2\kappa_z\gamma} \sinh(\gamma d) \right]^{-1}, \quad (1)$$

式中 $\gamma^2 = (\omega^2/c^2) \chi (\varepsilon_1 \mu_1 \sin^2\theta - \varepsilon_2 \mu_2)$, 对 TM 波, $p = |\varepsilon_2/\varepsilon_1|$, 对 TE 波, $p = |\mu_2/\mu_1|$. ω 和 c 表示光子的角频率和它在真空中的速度. 把传输系数写成如下形式:

$$t = |t| \exp(i\phi), \quad (2)$$

其中 $|t|$ 为传输系数的模, ϕ 为传输系数的相位因子, 可以表示为

$$\phi = \arg(t) = \arctan \left[\frac{p\kappa_z^2 - \gamma^2/p}{2\kappa_z\gamma} \tan(\gamma d) \right] \quad (3)$$

由稳定相位理论^[22]: $\left(\frac{\partial \phi_T}{\partial \omega} \right)_\theta = 0$, $\left(\frac{\partial \phi_T}{\partial \theta} \right)_\omega = 0$, 得到光脉冲穿过整个光学势垒的时间为

$$\tau_\phi = \frac{\partial \phi}{\partial \omega}, \quad (4)$$

而光子隧穿的总相位为

$$\phi_T = \phi + \frac{n\omega}{c} \Delta x \sin\theta - \omega t, \quad (5)$$

式中第 2 项是产生的横向位移对总相位的贡献, 其中 Δx 为光子穿过势垒的横向位移

$$\Delta x = \delta \frac{c}{|n| \omega \cos\theta} \frac{\partial \phi}{\partial \theta}, \quad (6)$$

如果介质 1 是正折射介质, $\delta = -1$, 反之, $\delta = 1$. 综合上面的计算公式, 推导出横向位移为

$$\Delta x = \delta \frac{2p\kappa_x d c}{|n| \omega \cos\theta} \frac{[(p^2 + 1)\kappa_z^2 \gamma^2 + p^2 \kappa_z^4 + \gamma^4] \frac{\sinh 2\gamma d}{2\gamma d} - (p^2 \kappa_z^2 - \gamma^2) \kappa_z^2}{4p^2 \kappa_z^2 \gamma^2 \cosh^2 \gamma d + (p^2 \kappa_z^2 - \gamma^2)^2 \sinh^2 \gamma d}, \quad (7)$$

最后, 光子隧穿总时间可以表示为

$$\tau = \frac{\partial \phi}{\partial \omega} + \frac{n}{c} \Delta x \sin\theta. \quad (8)$$

第 2 项是光子在横向位移的过程中对总隧穿时间的

贡献, 可以把它记为 $\tau_{\Delta x}$.

这样, 总的隧穿时间为

$$\tau = \tau_{\Delta x} + \tau_\phi, \quad (9)$$

其中

$$\tau_{\Delta x} = \frac{2p\kappa_x d \tan\theta}{\omega} \frac{[(p^2 + 1)\kappa_z^2 \gamma^2 + p^2 \kappa_z^4 + \gamma^4] \frac{\sinh 2\gamma d}{2\gamma d} - (p^2 \kappa_z^2 - \gamma^2) \kappa_z^2}{4p^2 \kappa_z^2 \gamma^2 \cosh^2 \gamma d + (p^2 \kappa_z^2 - \gamma^2)^2 \sinh^2 \gamma d}, \quad (10)$$

$$\tau_\phi = \frac{\chi (p^2 \kappa_z^2 - \gamma^2) d p \kappa_z \gamma^2 / \omega}{4p^2 \kappa_z^2 \gamma^2 \cosh^2 \gamma d + (p^2 \kappa_z^2 - \gamma^2)^2 \sinh^2 \gamma d}. \quad (11)$$

3. 光子隧穿特性

这里主要考虑无损耗情况下的隧穿情况. 对于单负介质考虑在某个频率下的光子隧穿情况, 这样尽管负折射介质必定是色散的, 但是在某个频率下, 其介电常数和磁导率取特定的值. 这里对负介电常数介质, 取 $\epsilon = -1, \mu = 1$, 而对负磁导率介质, 取 $\epsilon = 1, \mu = -1$. 对于两边高折射率层只可能是正折射介质或负折射介质, 不可能是单负介质, 因为电磁波不能在单负介质中传播, 本文暂不讨论介质 1 是单负介质的情况. 对于负折射介质, 取 $\epsilon = -2.25, \mu = -1$.

因为电磁波不能在单负介质中传播, 所以介质 1 只能是正折射介质或者负折射介质. 对于势垒为单负介质时, 横向位移和隧穿时间的正负与极化方式有关. 对于 TE 波, 先考虑势垒是负介电常数介质情况, 如果介质 1 是正折射介质, 其横向位移记为 $\Delta x_{\text{ENG}}^{\text{TE}}$, 隧穿时间记为 $\tau_{\text{ENG}}^{\text{TE}}$, 由方程 (8) 和 (9), 则有 $\Delta x_{\text{ENG}}^{\text{TE}} = \Delta x_{\text{PIM}}^{\text{TE}}, \tau_{\text{ENG}}^{\text{TE}} = \tau_{\text{PIM}}^{\text{TE}}$, 其中 $\Delta x_{\text{PIM}}^{\text{TE}}, \tau_{\text{PIM}}^{\text{TE}}$ 分别表示势垒是正折射介质时的横向位移和隧穿时间; 而如果介质 1 变成负折射介质, 相应的得到 $\Delta x_{\text{ENG}}^{\text{TE}} = -\Delta x_{\text{PIM}}^{\text{TE}}, \tau_{\text{ENG}}^{\text{TE}} = -\tau_{\text{PIM}}^{\text{TE}}$. 如果势垒为负磁导率介质, 若介质 1 是正折射介质, 有 $\Delta x_{\text{MNG}}^{\text{TE}} = -\Delta x_{\text{PIM}}^{\text{TE}}$ 和 $\tau_{\text{MNG}}^{\text{TE}} = -\tau_{\text{PIM}}^{\text{TE}}$; 若介质 1 是负折射介质, 有 $\Delta x_{\text{MNG}}^{\text{TE}} = \Delta x_{\text{PIM}}^{\text{TE}}$ 和 $\tau_{\text{MNG}}^{\text{TE}} = \tau_{\text{PIM}}^{\text{TE}}$. 这样可以得到结论: 若势垒为同一种介质, 而介质 1 分别为正折射介质和负折射介质时, 横向位移与隧穿时间正负正好相反.

假设入射的平面波的波长 $\lambda = 514.5\text{nm}$, 取入射

角 $\theta = 50^\circ$, 大于临界角 $\theta_0 = \arcsin(1/1.5)$, 对光子隧穿现象进行数值计算, 具体分析光子隧穿特性.

3.1. 受阻全反射下的隧穿时间和横向位移

图 2 所示是光子的隧穿时间与势垒厚度的关系. 最显著的结果是隧穿时间在一定条件下可能为负值, 这是由负的横向位移导致的, 这个结果已被 Nimtz 小组的实验验证^[22]. 图 2(a) 是介质 1 为正折射介质时的情况, 4 条曲线分别表示 TE 波和 TM 波入射到负介电常数介质和负磁导率介质势垒上的情况. 图 2(b) 表示介质 1 是负折射介质的各种隧穿情况. 从这两图中可以发现: (1) 介质 1 不一样, 隧穿时间的正负发生相应的改变: 当介质 1 分别为正、负折射介质时, 隧穿时间的正负正好相反. 另外, TE 波和 TM 波通过同一结构的隧穿时间正负也正好相反, 这种情况是单负介质所特有的, 这说明光子穿透单负介质与入射波的极化方式是相关的: 当介质 1 是正折射介质时, TE 波通过负介电常数介质或 TM 波通过负磁导率介质的隧穿时间为正, 反之为负; 当介质 1 是负折射介质时, TE 波通过负磁导率介质或 TM 波通过负介电常数介质的隧穿时间为正, 反之为负. (2) 在势垒厚度较小时, 隧穿时间随势垒厚度呈线性增加的关系; 但是随着势垒宽度的增加, 当满足不透明极限 ($\gamma d \gg 1$) 时, 隧穿时间最后会达到一个饱和状态. 随着势垒厚度增加, 隧穿时间不再发生变化, 这个效应就是所谓的 Hartman 效应^[23]. (3) 在较小势垒厚度下, TM 波的隧穿时间大于 TE 波的隧穿时间, 但是随着厚度增加, TE 波的隧穿时间反而变得比 TM 波的隧穿时间要大, 且 TM 波的隧穿时间达到饱和状态的速度比 TE 波快.

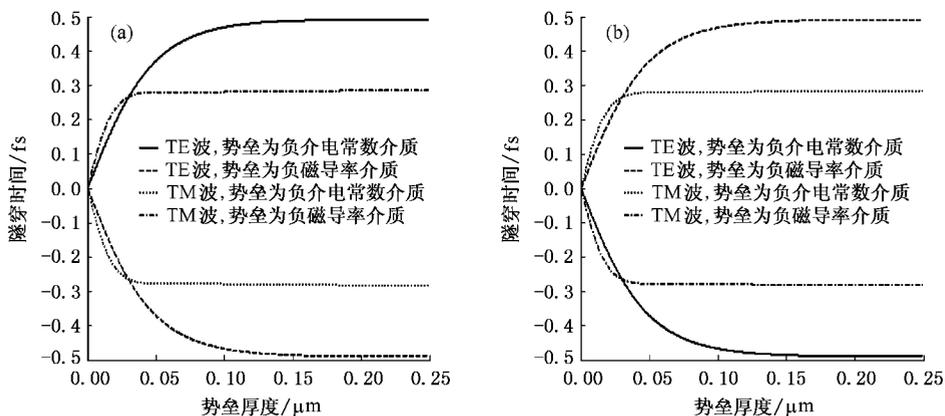


图 2 光子的隧穿时间与势垒厚度的关系 (a) 介质 1 是正折射介质的情况 (b) 介质 1 是负折射介质的情况

图3给出了介质1为正折射介质,而势垒分别为正折射介质和负折射介质的情况.通过与图2(a)的比较可以发现:(1)虽然光子隧穿通过负折射介质也存在负的隧穿时间,但是对于TE波和TM波,它们

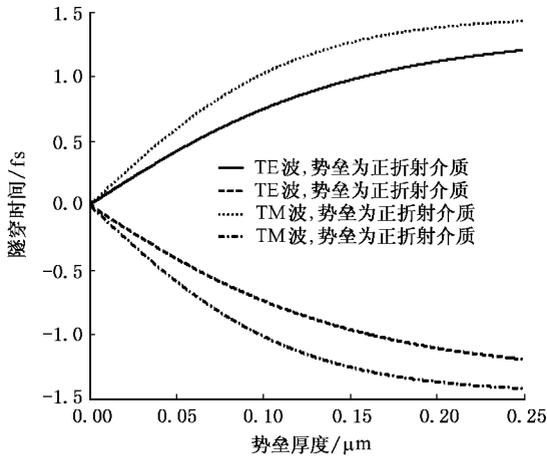
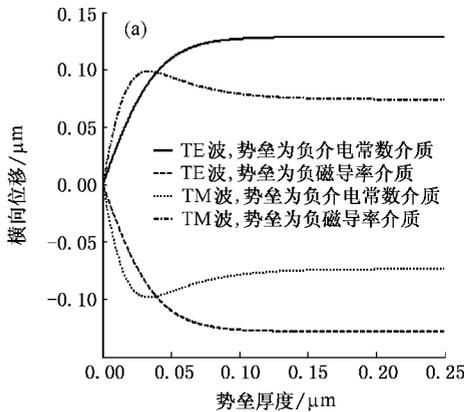


图3 势垒分别为正折射介质和负折射介质时隧穿时间与势垒厚度的关系



们同时具有相同的符号,这与当势垒为单负介质的情况明显不同.(2)光子隧穿通过正折射介质和负折射介质, TM波的隧穿时间始终大于TE波的隧穿时间,这也与当势垒为单负介质的情况是不一样的.(3)对于势垒为正折射或者负折射介质,无论是TE波还是TM波达到饱和状态都比势垒为单负介质时慢得多,因此在单负介质中更容易出现超光速现象.

图4给出了光子隧穿通过受阻全内反射结构后在界面上产生的横向位移随势垒厚度的变化.可以发现横向位移存在与隧穿时间类似的性质:(1)横向位移也存在正负的情况,而且当介质1分别为正、负折射介质时,同种势垒介质产生的横向位移的方向正好相反,这和前面分析的结果是一致的,也符合负折射介质中光传播的左手特性.(2)横向位移也存在Hartman效应.当势垒厚度较小时,横向位移与势垒厚度呈线性关系,而当势垒厚度增加到满足不透明极限时,横向位移最后会达到一个饱和状态,即随着势垒厚度增加,不再发生变化.

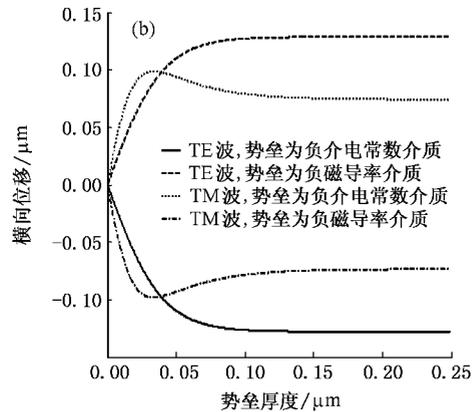


图4 横向位移与势垒厚度的关系 (a)介质1是正折射介质的情况 (b)介质1是负折射介质情况

由于电磁波不能在单负介质中传播,所以到目前为止还没有很好的区分两种单负介质的方法.但从图4中可以得出一种区分单负介质的方法.通过分析图4(a)可以发现,横向位移的方向与入射波的极化方式是相关的.当TM波或TE波发生光子隧穿时,若势垒介质分别是负介电常数介质和负磁导率介质时,横向位移的方向正好相反.这样就可以得到一种区分负介电常数介质和负磁导率介质的方法:让TE波(也可以是TM波)从正折射介质(可以是空气、玻璃等)入射到单负介质上,最后测量它的横向位移的方向.如果横向位移 $\Delta x_{TE} > 0$, $\Delta x_{TM} < 0$,即可判断这种介质是负介电常数介质,若相反即 $\Delta x_{TE} <$

0 , $\Delta x_{TM} > 0$,则为负磁导率介质.

3.2. 光子隧穿的超光速性质

最近的理论和实验表明^[24-26],光子隧穿具有超光速性质.下面对这种性质进行分析.如果横向位移是 Δx ,势垒厚度为 d ,总的隧穿时间是 τ ,这样就可以得出计算光子隧穿平均速度的公式

$$v = \frac{\sqrt{\Delta x^2 + d^2}}{\tau}. \quad (12)$$

图5给出了数值计算的结果.可以发现无论介质1是正折射介质还是负折射介质,在光子隧穿的过程中都存在超光速现象.这种超光速行为的产生主要

是因为在光子隧穿过程中 Hartman 效应的存在,随

着势垒厚度的增加,隧穿时间反而达到饱和值,导致

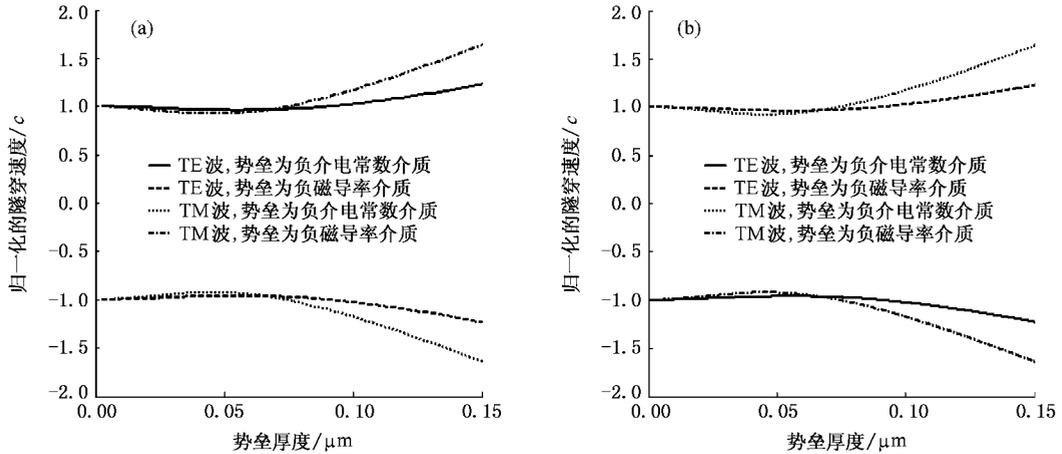


图5 光子的隧穿速度与势垒厚度的关系 (a)介质1是正折射介质的情况 (b)介质1是负折射介质情况

了隧穿速度可能增加到无限大的值。

4. 结 论

利用稳定相位理论得到了光子穿越受阻全内反射结构的隧穿时间和横向位移的计算公式,这些公式对于负折射介质和单负介质都是适用的.具体研究了含单负介质的光子隧穿过程.结果表明:当光子穿透单负介质时,其隧穿时间和横向位移在一定的

条件下可能为负值,而且光子隧穿性质与入射波的极化方式是相关的.通过与其他介质隧穿过程的比较,发现这是单负介质所特有的.当势垒厚度增大到不透明极限时,横向位移和隧穿时间不再随势垒厚度发生变化即存在 Hartman 效应.由于 Hartman 效应的存在,光子穿越单负介质过程中存在超光速的行为.基于光子隧穿单负介质的横向位移的方向与入射波的极化方式的相关性,得到了一种可以有效区分两类单负介质的方法.

- [1] Maccoll L A 1932 *Phys. Rev.* **40** 621
- [2] Steinberg A M, Chiao R Y 1994 *Phys. Rev. A* **49** 3283
- [3] Steinberg A M, Kwiat P G, Chiao R Y 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 708
- [4] Winful H G 1997 *Phys. Rev. Lett.* **90** 023901
- [5] Esposito S 2001 *Phys. Rev. E* **64** 026609
- [6] Reddick R C 1990 *Rev. Sci. Instrum.* **61** 3669
- [7] Pan J L, Choy H K, Fonstad C G 2000 *IEEE. Trans. Electron. Devices.* **47** 241
- [8] Veselago V G 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509
- [9] Smith D R, Schurig D, Pendry J B 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 2713
- [10] Pendry J B, Smith D R 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 029703
- [11] Chen L, He S L, Shen L F 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2386 (in Chinese) [陈 龙、何赛灵、沈林放 2004 物理学报 **52** 2386]
- [12] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [13] Chen X, Li C F 2004 *Phys. Rev. E* **69** 066617
- [14] Qing D K, Chen G 2004 *Opt. Lett.* **29** 872
- [15] Liu Z, Hu L B, Lin Z F 2003 *Phys. Lett. A* **308** 294
- [16] Alu A, Engheta N 2003 *IEEE. Trans. Antennas. Propag.* **51** 2558
- [17] Zhao Q, Zhao X P, Kang L, Zhang F L, Liu Y H, Luo C L 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2206 (in Chinese) [赵 乾、赵晓鹏、康 雷等 2004 物理学报 **53** 2206]
- [18] Jiang H, Chen H C, Li H Q, Zhang Y W, Zi J, Zhu S Y 2004 *Phys. Rev. E* **69** 066607
- [19] Lu W T, Sokoloff J B, Sridhar S 2004 *Phys. Rev. E* **69** 026604
- [20] Ghatak A K, Shenoy M R, Goyal I C, Thyagarajan K 1986 *Opt. Commun.* **56** 313
- [21] Kim K Y 2004 *Phys. Rev. E* **70** 047603
- [22] Vetter R M, Haibel A, Nimmz G 2001 *Phys. Rev. E* **63** 046701
- [23] Hartman T E 1962 *J. Appl. Phys.* **33** 3427
- [24] Nimmz G, Heimann W 1997 *Proc. Quantum. Electron.* **21** 81
- [25] Wang L J, Kuzmich A, Dogariu A 2000 *Nature* (London) **406** 277
- [26] Yu T B, Liu N H 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3049 (in Chinese) [于 天宝、刘念华 2004 物理学报 **53** 3049]

Photon tunneling in a frustrated-total-internal-reflection structure composed of a single negative material^{*}

Xiang Yuan-Jiang^{1,2)} Wen Shuang-Chun^{1,2)†} Tang Kang-Song¹⁾

1) *School of Computer and Communication, Hunan University, Changsha 410082, China*

2) *Department of Applied Physics, Hunan University, Changsha 410082, China*

(Received 9 July 2005 ; revised manuscript received 7 November 2005)

Abstract

The tunneling time and lateral shift of photon tunneling in a frustrated-total-internal-reflection structure composed of single negative material is derived by employing stationary-phase approximation. It is found that the tunneling time and the lateral shift are negative when the barrier is a single negative material. On account of the Hartman effect of the tunneling time and the lateral shift, the photon tunneling shows the superluminal property. An effective approach to distinguish ϵ -negative material and μ -negative material is proposed based on the fact that TE- and TM-polarized incident beams experience opposite lateral shift.

Keywords : photon tunneling , negative refraction , single negative material , superluminal

PACC : 4225B , 7820 , 4270Y

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10576012) and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20040532005).

[†] Corresponding author. E-mail : scwen@hnu.cn