

doi: 10.3788/gzxb20144302.0216002

双重势垒一维光子晶体量子阱内部局域电场分布

苏安¹, 高英俊², 蒙成举¹

(1 河池学院 物理与机电工程学院, 广西 宜州 546300)

(2 广西大学 物理科学与工程技术学院, 南宁 530004)

摘 要: 利用传输矩阵法理论, 研究了双重势垒一维光子晶体量子阱 $(AB)_k(CD)_m(DCD)_n(DC)_m(BA)_k$ 的内部局域电场. 结果表明: 双重势垒光量子阱内部分布着很强的局域电场, 且越靠近阱中心, 局域电场越强; 双重势垒光量子阱垒层特别是内垒层和外垒层厚度同时增大时, 内部局域电场快速增强, 而且阱中心增强最明显; 双重势垒光量子阱阱层宽度增大时, 越靠近阱中心, 局域电场越强, 但阱宽按偶数倍增大时阱中心的局域电场不变并保持恒定极大值, 而阱宽按奇数倍增大到一定数值后, 光量子阱内部局域电场则趋于阱宽按偶数倍增大时的局域电场恒定极大值. 该研究可为分析光量子势阱的量子化效应机理和分立透射谱的形成内因, 以及量子光学产品的实际设计等提供指导.

关键词: 量子光学; 光子晶体量子阱; 局域电场; 双重势垒; 传输矩阵法

中图分类号: O431; O484; O734

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2014)02-0216002-6

Localized Electric Field of One-dimensional Photonic Crystal Quantum Well of Double Barrier

SU An¹, GAO Ying-jun², MENG Chen-ju¹

(1 School of Physics and Mechanical & Electronic Engineering, Hechi University, Yizhou, Guangxi 546300, China)

(2 College of Physical Science and Engineering, Guangxi University, Nanning 530004, China)

Abstract: The transmission matrix method theory was applied to study the localized electric field inside the one-dimensional photonic crystal quantum well of double barrier $(AB)_k(CD)_m(DCD)_n(DC)_m(BA)_k$. The result shows that a strong electric field, which will become stronger as approaching the well center, is distributed inside the photonic crystal quantum well of double barrier. When barrier layers of the well thicken, especially the inner and outer barrier layers thicken simultaneously, the localized electric field rapidly strengthens, and the react is most obviously in the center of the well. When the well layers widen, the closer to the well center, the stronger the electric field is. But when the well layers widen by even multiple, the localized electric field in the well center remain steadily in maximum value. While when the well layers widen by odd multiple, the intensity of the inner localized electric field tend to be the maximum produced by even multiple widening. The distribution characteristic above provides instructions for quantization effect mechanism and the intrinsic formation factors of discrete transmission spectra of photonic crystal quantum potential well, and for applied designing of quantum optics devices.

Key words: Quantum optics; Photonic crystal quantum well; Localized electric field; Double barrier; Transmission matrix

OCIS Codes: 160.5298; 160.4670; 160.4760; 160.2100; 270.0270

基金项目: 国家自然科学基金(No. 51161003)、广西自然科学基金重点(No. 2012GXNSFDA053001)、广西高校科学技术研究重点(No. 2013ZD058, 2013YB206)和河池学院重点科研基金(No. 2013ZA-N003, 2013B-N005)资助

第一作者: 苏安(1973-), 男, 副教授, 硕士, 主要研究方向为光子晶体理论与特性. Email: suan3283395@163.com

收稿日期: 2013-06-05; 录用日期: 2013-08-07

<http://www.photon.ac.cn>

0 引言

光子晶体是由不同介电常量的薄膜介质周期性排列形成的人工光学微结构材料^[1-2]. 自从光子晶体概念问世以来, 由于其奇异的光学特性而倍受关注, 并产生了一系列研究成果. 光子晶体最基本的特性是存在光子带隙, 利用这个特性可实现人为控制光的行为. 这种独特的光学特性使得光子晶体在光通信领域中扮演重要的角色, 如制作光子晶体全反射镜、光子晶体光纤、光子晶体超窄带滤波器和放大器等^[3-8]. 当把具有不同光子禁带的两块光子晶体合理组合在一起, 使其中一块光子晶体的通带完全处于另一块光子晶体的禁带中时, 即可构造光子晶体量子阱 (Photonic Crystal Quantum Well, PQW) 结构, 简称光量子阱结构^[8-15]. 类似于半导体量子阱, 光量子阱具有裁剪 (过滤) 光子的功能, 而且其结构对光的滤波品质和性能比普通结构光子晶体更加优越, 因此该领域已成为当前光子晶体研究的热点. 当光入射到光量子阱时, 光将被限制传播局域于阱中, 并在阱内形成强局域电场 (局域光子态), 这些被束缚在光量子阱中的光子态, 将导致光频率的量子化, 频率量子化后的光, 以共振隧穿的方式通过光子晶体, 在宏观上表现为透射谱中分立的窄带共振透射峰. 利用光量子阱的这些光学特性, 可设计高性能、高品质的量子光学器件^[8-15].

对普通结构光子晶体, 当结构周期数改变时, 光子晶体的禁带、通带等均会发生变化, 且微观上表现为光子晶体内部局域电场的变化. 对于光量子阱特别是双重势垒光量子阱结构, 当阱层或垒层周期数发生变化时, 光量子阱的垒层厚度和阱层宽度均会改变, 则光量子阱的能带谱特性随之变化, 而引起这种变化的内因——内部局域电场也一定会发生变化. 本文构造双重势垒光子晶体结构模型 $(AB)_k(CD)_m(DCD)_n(DC)_m(BA)_k$, 利用传输矩阵理论^[5, 9-11, 14-16], 通过数据计算、模拟仿真的方式, 揭示垒层、阱层周期数变化影响双重势垒光量子阱内部局域电场的规律, 为光量子阱的理论研究和实际设计提供参考.

1 理论与方法

由薄膜介质光学理论可知, 电磁波在介质中传播时, 可看成是下行波 (正向行进电磁波) 和上行波 (反向行进电磁波) 的叠加, 而且介质交界面处的电磁场满足边界条件. 因此, 每一介质层与光波的相互作用可由其特征矩阵完全决定, 即电磁波在每层介质中的传输特性可用一传输矩阵来表示, 在光子晶体中的传播就可用一个总传输矩阵来描述, 总传输矩阵等于各分层介质传输矩阵之积. 通过总传输矩阵可计算出光在光子晶体中传播的透射率、反射率和光子晶体内部的电场

分布等. 本文讨论垂直入射情况, 不分TE模和TM模.

2 光量子阱结构模型

研究对象为一维光子晶体模型 $(AB)_k(CD)_m(DCD)_n(DC)_m(BA)_k$, 如图 1. 各介质层物质及参量分别为: A 层为碲化铅 (PbTe), B 层为二氧化硅 (SiO_2), C 层为硫化砷 (AsS), D 层为二氧化硅 (SiO_2), $n_A = 4.10$, $d_A = 469.9 \text{ nm}$, $n_B = 1.45$, $d_B = 1328.7 \text{ nm}$, $n_C = 2.60$, $d_C = 741.0 \text{ nm}$, $n_D = 1.45$, $d_D = 1329.0 \text{ nm}$. k 、 m 与 n 分别是周期性排列的周期数.

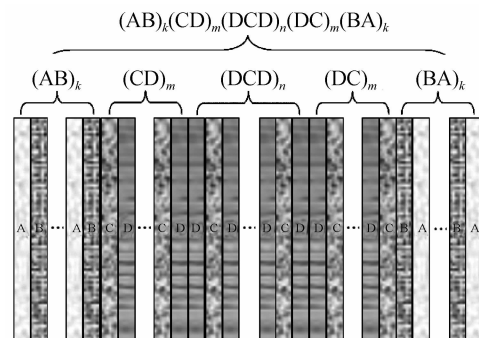


图 1 一维光子晶体 $(AB)_k(CD)_m(DCD)_n(DC)_m(BA)_k$ 结构模型

Fig. 1 The structures of one-dimensional double barrier PQW. 通过数值计算模拟, 可得光子晶体 (DCD)、(CD) 和 (AB) 的色散关系、光子晶体 $(DCD)_5$ 、 $(CD)_5(DC)_5$ 和 $(AB)_5(BA)_5$ 的能带结构, 如图 2, 横坐标 λ 是入射到光子晶体的光波波长.

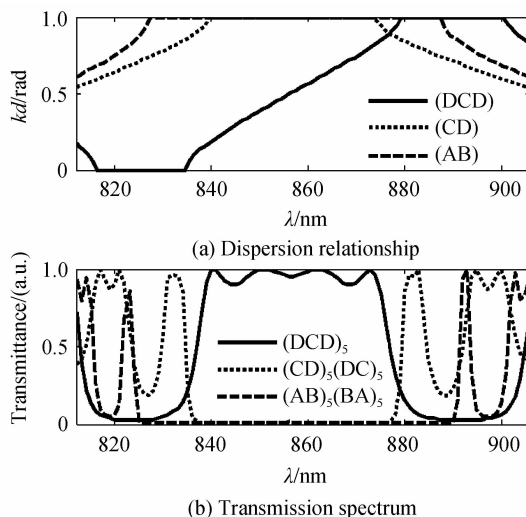


图 2 一维光子晶体带隙结构

Fig. 2 The band-gap of one-dimensional photonic crystal

由图 2 可知, 各光子晶体的中心通带 (或能带) 或禁带均对称分布于中心频率 (光子晶体主禁带中心位置处的波长, $\lambda_c = 856.4 \text{ nm}$, 对应的频率称中心频率) 两侧. 在 $836 \sim 878 \text{ nm}$ 波长范围, 光子晶体 (DCD) 或 $(DCD)_5$ 的中心能带 (或通带) 完全处于光子晶体 (CD) 或 $(CD)_5(DC)_5$ 和 (AB) 或 $(AB)_5(BA)_5$ 的中心禁带中,

分别构成单势垒光子量子阱结构 $(CD)_m(DCD)_n(DC)_m$ 和 $(AB)_k(DCD)_n(BA)_k$. 特别值得关注的是,在 834~879 nm 波长范围, $(CD)_5(DC)_5$ 的中心禁带又完全处于 $(AB)_5(BA)_5$ 的中心禁带之中,即光子量子阱 $(CD)_m(DCD)_n(DC)_m$ 完全处于 $(AB)_k(BA)_k$ 的禁带之中,所以光子晶体 $(DCD)_n$ 的中心能带和 $(CD)_m(DC)_m$ 及 $(AB)_k(BA)_k$ 的中心禁带,三者联合构成一个一维双重势垒光子量子阱结构 $(AB)_k(CD)_m(DCD)_n(DC)_m(BA)_k$. 其中 $(DCD)_n$ 相当于双重势垒光子量子阱结构的阱, $(CD)_m(DC)_m$ 可看成是双重势垒光子量子阱结构的内垒,而 $(AB)_k(BA)_k$ 则可看成是双重势垒光子量子阱结构的外垒. 该双重势垒光子晶体量子阱结构也可以看作是二个单势垒光子量子阱结构 $(CD)_m(DCD)_n(DC)_m$ 和 $(AB)_k(DCD)_n(BA)_k$ 内外嵌套形成.

3 光子量子阱结构共振透射谱及内部电场分布

由于光子量子阱结构的存在,当在光子晶体中传播的光频率处于阱层频率范围内时,将受到势垒的限制作用而被禁止传播,并被局域于阱层光子晶体中而形成很强的局域电场,在光子量子势阱的这种强局域限制作用下,光一般以共振隧穿的方式通过光子晶体. 共振隧穿透过光子晶体的共振透射峰往往是分立而超窄的,这是因为光被强局域于光子量子阱中时,频率被量子化造成的^[9-15]. 图 3(a) 是 $k=5, m=5, n=2$ 时双重势垒光子量子阱 $(AB)_5(CD)_5(DCD)_2(DC)_5(BA)_5$ 的透射谱,图 3(b) 为该光子量子阱内部某处电场相对强度 $|E/E_0|$ 随着该点到入射面的距离 z 的变化分布.

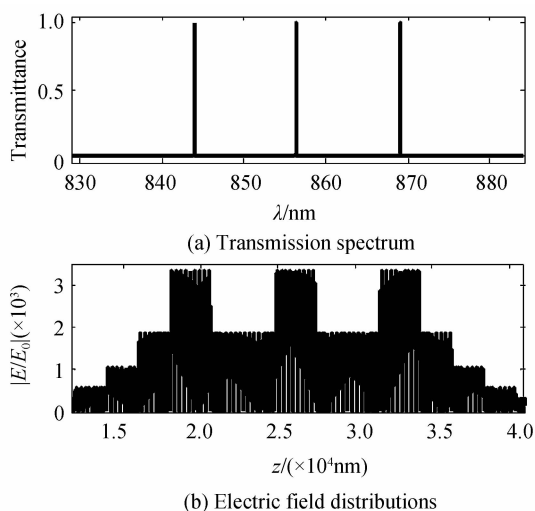


图 3 光子量子阱透射谱与电场分布

Fig. 3 Transmission spectrum and electric field for PQW

由图 3 可知,当光通过光子晶体时,在量子阱内部强局域场中出现 3 个等值的电场强度极大值, $(|E/E_0|)_{\max} = 3.350$,且极大值的数目与阱层周期数相关,如图 3(b),在双重势垒强局域作用下导致了光禁带中频率量

子化效应,因此对应透射谱中就出现了透射率均为 100% 的 3 条超窄分立透射峰,如图 3(a),且量子化效应的量子数依赖于阱层周期数 n ,并与 $n+1$ 数值对应.

另外,双重势垒光子量子阱的内部呈现类似于方波图形的“台阶状”局域电场分布,与文献[11,15]中单势垒光子量子阱内部局域电场的“石笋状”分布明显不同,而且出现共振隧穿模(窄分立透射峰)处的“台阶”最高(局域电场极大值),这些最高“台阶”不仅高度相同,且顶端出现一定数目的振荡峰. 对“台阶状”局域电场进行局部放大后发现,其由很多高度、数目相等的“石笋状”振荡峰组成,如图 3(b)中 3 个最高“台阶”都是由 9 条细振荡峰组成. 进一步计算可知:无论是垒层或阱层周期数怎样增大,双重势垒光子量子阱内部局域电场最高“台阶”的振荡峰数量均为 9 条,这些等高的“石笋状”振荡峰密集排列在一起构成了“台阶状”内部局域电场分布,表明双重势垒光子量子阱在这些“台阶状”区域范围内局域电场分布是均匀的;但随着阱层周期数 n 的增大,最高“台阶”数目会增多,表明此时内部局域电场极大值数目增加,出现共振隧穿的可能数目也就增加,于是透射谱中会出现更多的分立透射峰;而随着垒层周期数的增大,最高“台阶”数目不会增多,但出现最高“台阶”拔高现象,说明光子量子阱各局域区对电场的局域作用增强,则能共振隧穿通过光子晶体的光频率范围将更窄,即透射谱中的分立透射峰会更加精细.

相比于单势垒光子量子结构^[9-12,15],双重势垒光子量子阱的内部局域电场强度更强,出现的分立透射峰更加细窄,表明双重势垒光子量子阱对入射光场局域限制作用更强,导致能共振隧穿通过光子晶体的光频率范围更窄,宏观上表现为更加精细的分立透射峰. 双重势垒光子量子阱的这种透射特性对光子晶体设计高品质的光学滤波器件具有重要的指导意义.

4 结构参量对光子量子阱内部局域电场的影响

为找出垒层厚度和阱层宽度的改变对光子量子阱内部局域电场的影响规律,可通过改变双重势垒光子量子阱的垒层、阱层周期数,计算、观察量子阱内部局域电场的变化.

4.1 垒层周期数 m, k 对光子量子阱内部局域电场的影响

由于双重势垒光子晶体量子阱 $(AB)_k(CD)_m(DCD)_n(DC)_m(BA)_k$ 的分立透射峰条数仅与阱层周期数 n 有关,则周期数 n 不变时,光子量子阱透射峰数目及其所对应的频率(波长)位置将保持不变. 另外,在计算光子量子阱内部局域电场时需要代入某透射峰对应的频率. 因此,为计算方便并提高可比性,选择其他结构参量固定,双重势垒光子量子阱的内、外垒层周期数 m, k 分别取值 1、2、3、4、5、6 时,以中心波长处透射峰对应的

频率($\lambda_c = 856.4\text{nm}$)来计算内部局域电场的极大值 $|E/E_0|_{\max}$, 由此可得垒层周期数对双重势垒光子阱内部电场的影响规律, 如图 4.

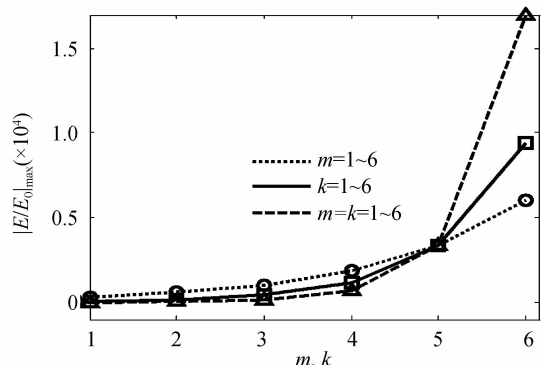


图 4 m, k 对光子阱内部电场分布的影响
Fig. 4 Electric field of PQW versus m and k

从图 4 可知, 内垒层周期数 $m=1\sim 6$ 时, 双重势垒光子阱 $(AB)_5(CD)_m(DCD)_5(DC)_m(BA)_5$ 内部局域电场极大值 $|E/E_0|_{\max} = 324\sim 6\ 607$, 增长倍数 $\alpha = 6\ 607/324 = 20$; 外垒层周期数 $k=1\sim 6$ 时, 双重势垒光子阱 $(AB)_k(CD)_5(DCD)_5(DC)_5(BA)_k$ 内部局域电场极大值 $|E/E_0|_{\max} = 52\sim 9\ 948$, 增长倍数 $\alpha = 9\ 948/52 = 191$; 而内、外垒层周期数 $m=k=1\sim 6$ 时, $(AB)_k(CD)_m(DCD)_5(DC)_m(BA)_k$ 内部局域电场极大值 $|E/E_0|_{\max} = 5\sim 16\ 990$, 增长倍数 $\alpha = 16\ 990/5 = 3\ 398$. 可见, 垒层周期数增大时, 双重势垒光子阱的内部局域电场快速增强, 且当内、外垒层周期数同时增大时, 内部局域电场增强速度最快, 外垒层周期数增大时内部局域电场增强速度次之, 而内垒层周期数增大时光子阱内部局域电场增强速度较小. 分析原因可知, 当光子阱垒层周期数增大时, 光子阱的垒层厚度增加导致势垒增高, 于是对处于其中的光子局域限制作用增强, 当内、外垒层周期数同时增大时, 这种限制作用增强更加明显, 此时双重势垒光子阱内部的局域电场增强也就越快. 由于外垒层介质 A 的折射率 n_A 比内垒层介质 C 的折射率 n_C 大, 类似于普通结构光子晶体, 当组成光子晶体的两基元介质折射率比值越大时, 光子晶体对光场的局域作用就越强, 即光子晶体内部局域电场就越强, 表现为光子晶体的光子禁带宽度就越宽, 禁带中的透过带或透射峰就越窄, 所以外垒层周期数增大时, 对双重势垒光子阱势垒限制作用的贡献就增大, 即局域限制作用增强也快, 从而导致内部局域电场快速增强的结果^[11,15].

进一步取 $m=6, k=6$ 和 $m=k=6$, 依次从光子阱透射谱左至右取所有透射峰对应的频率, 分别计算双重势垒光子阱 $(AB)_5(CD)_6(DCD)_4(DC)_6(BA)_5$ 、 $(AB)_6(CD)_5(DCD)_4(DC)_5(BA)_6$ 和 $(AB)_6(CD)_6(DCD)_4(DC)_6(BA)_6$ 的内部局域电场极大值 $|E/E_0|_{\max}$,

并作 $|E/E_0|_{\max}-\lambda$ 曲线, 结果如图 5.

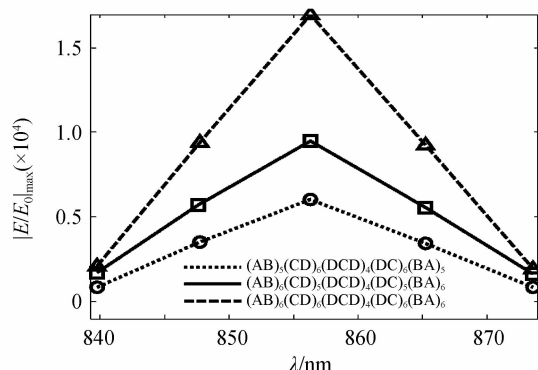


图 5 一维光子阱内部电场随频率变化的曲线
Fig. 5 Electric field of PWQ versus frequency

从图 5 可见, 不同透射峰频率计算的双重势垒光子阱内部局域电场极大值 $|E/E_0|_{\max}$ 不同, 但越靠近中心波长的透射峰对应频率计算的内部电场强度越强, 且以中心波长处透射峰对应的频率计算的内部局域电场最强, 且内、外垒层光子晶体周期数越大, 中心波长处透射峰对应频率计算的内部局域电场越强. 如: 光子阱 $(AB)_5(CD)_6(DCD)_4(DC)_6(BA)_5$ 最左侧透射峰波长 ($\lambda = 839.87\text{ nm}$) 对应频率计算得 $|E/E_0|_{\max} = 881.98$, 中心波长处透射峰对应频率计算得 $|E/E_0|_{\max} = 6\ 007.0$; 而光子阱 $(AB)_6(CD)_6(DCD)_4(DC)_6(BA)_6$ 最左侧透射峰波长对应频率 ($\lambda = 839.87\text{ nm}$) 计算得的 $|E/E_0|_{\max} = 2\ 095.1$, 中心波长处透射峰对应频率计算得的 $|E/E_0|_{\max} = 16\ 990.0$.

可见, 当内垒层, 或外垒层, 或内、外垒层周期数增大时, 双重势垒光子阱的势垒均快速增高, 并对处于其中的光场局域限制作用快速增强, 特别是内、外垒层周期数同时增大时局域限制作用增强的现象更加明显, 而且势阱中心局域限制作用增强速度最快, 表现为内、外垒层周期数增大时中心波长处透射峰对应频率计算得的内部局域电场快速倍增现象. 表明当双重势垒光子阱的势垒越高, 处于其中的光子受到的局域就越强, 某些光子就越难穿透光子晶体, 这就需要更强的共振隧穿效应方能透过光子晶体, 宏观上则表现为透射谱中更精细、品质因子更高的分立窄透射峰^[11,15].

4.2 阱层周期数 n 对光子阱内部局域电场的影响

为研究阱层周期数对双重势垒光子阱内部局域电场的影响, 固定内、外垒层光子晶体的重复周期数 $m=k=5$, 取阱层光子晶体周期数 $n=1\sim 6$, 并依次由左至右取光子阱透射谱的不同透射峰对应的频率值, 计算出光子阱 $(AB)_5(CD)_5(DCD)_n(DC)_5(BA)_5$ 的内部局域电场极大值 $|E/E_0|_{\max}$, 结果如表 1, 表 1 中只列出中心波长左侧的透射峰对应频率值计算得的内部局域电场极大值 $|E/E_0|_{\max}$. 由于光子阱的透射峰条数等于 $n+1$ 数值, 当 n 等于奇数时, 阱(禁带)中心

频率处不出现透射峰, n 为偶数时则出现, 因此表 1 按 $n=1, 3, 5, 2, 4, 6$ 的次序列出各透射峰对应频率及内部电场 $|E/E_0|_{\max}$, 以更加突出显示奇、偶数 n 对光子量子阱内部局域电场的影响规律.

表 1 n 对光子量子阱内部局域电场的影响

Table 1 Localized electric field of PQW versus n

Structure of PQW	Cycle (n)	λ/nm	$ E/E_0 _{\max}$
$(AB)_5(CD)_5(DCD)_1(DC)_5(BA)_5$	1	848.23	2 146.5
$(AB)_5(CD)_5(DCD)_3(DC)_5(BA)_5$	3	841.46	942.82
	3	851.20	2 818.0
$(AB)_5(CD)_5(DCD)_5(DC)_5(BA)_5$	5	838.72	542.3
	5	845.25	1 742.3
$(AB)_5(CD)_5(DCD)_5(DC)_5(BA)_5$	5	852.60	3 059.4
	5	852.60	3 059.4
$(AB)_5(CD)_5(DCD)_2(DC)_5(BA)_5$	2	848.98	1 489.7
	2	856.40	3 350.0
$(AB)_5(CD)_5(DCD)_4(DC)_5(BA)_5$	4	839.83	717.47
	4	847.72	2 102.3
$(AB)_5(CD)_5(DCD)_4(DC)_5(BA)_5$	4	856.40	3 350.0
	4	856.40	3 350.0
$(AB)_5(CD)_5(DCD)_6(DC)_5(BA)_5$	6	837.93	458.8
	6	843.42	1 369.8
$(AB)_5(CD)_5(DCD)_6(DC)_5(BA)_5$	6	849.74	2 659.2
	6	856.40	3 350.0

由表 1 可知, 随着光子量子阱周期数 n 奇数倍增大, 越靠近中心波长 ($\lambda_c = 856.4 \text{ nm}$) 的透射峰对应频率计算出的 $|E/E_0|_{\max}$ 越大. 如 $n=5$ 时, 最左侧和最靠近中心波长透射峰对应的波长值分别 $\lambda=838.72 \text{ nm}$ 和 $\lambda=852.60 \text{ nm}$, 由这两处波长计算得的光子量子阱内部局域电场极大值分别为 $|E/E_0|_{\max}=542.3$ 和 $|E/E_0|_{\max}=3 059.4$, 即越靠近中心波长位置的透射峰频率计算得的内部局域电场极大值越大. 随着 n 偶数倍增大, 也是越靠近中心波长的透射峰频率对应的内部局域电场极大值越大, 并且中心波长处透射峰频率对应的内部局域电场达到最大值, 但中心波长对应的这个内部局域电场极大值与 n 的增大无关, 并保持恒定值 $|E/E_0|_{\max}=3350$. 如 $n=2, 4, 6$ 时, 中心波长处透射峰频率对应的内部局域电场极大值均为 $|E/E_0|_{\max}=3 350$. 所以, 偶数倍增大周期数 n 时, 双重势垒光子量子阱中心的内部局域电场最大, 而且这个局域电场极大值保持恒定值.

为更加形象地表示双重势垒光子量子阱内部局域电场随周期数 n 的变化规律, 进一步计算出中心波长右侧各透射峰的频率对应的局域电场极大值, 并作 $|E/E_0|_{\max}-\lambda$ 曲线图, 如图 6.

从图 6 可见, 当 n 整数倍增大时, 无论 n 是奇数还是偶数, 越靠近中心波长处透射峰的频率对应的局域电场 $|E/E_0|_{\max}$ 越大, 而且 n 为偶数时中心波长透射峰频率对应的内部局域电场达到最大值, 并且这个最大值不随 n 变化. 根据光子量子阱透射峰数目与周期数 n

的数值关系及图 6 的曲线变化规律可预测, 当 n 按奇数倍增大到一定数值后, 光子量子阱透射谱中心波长两侧将有两条透射峰的波长值无限接近于中心波长值, 即这两条透射峰将趋于在中心波长处重合. 此时, 奇数倍 n 对应的曲线顶点将与偶数倍 n 对应的曲线顶点重合, 即 $|E/E_0|_{\max}=3 350$. 另外, 由于光子量子阱的透射峰对称分布于中心波长两侧, 所以图 6 中各 n 值对应的曲线也趋向于对称分布在中心波长两侧.

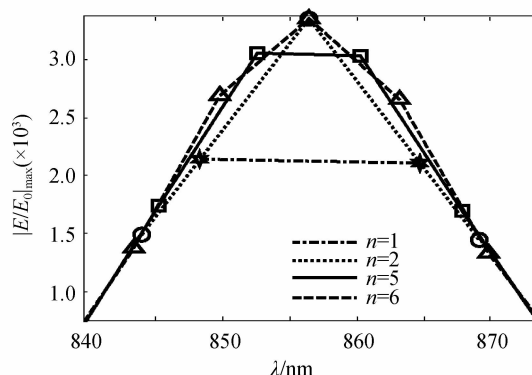


图 6 n 对一维光子量子阱内部电场的影响曲线

Fig. 6 Electric field of PQW versus n

可见, 保持垒层周期数不变, 增大阱层周期数 n 使双重势垒光子量子阱阱层加宽, 导致双重势垒光子量子阱对处于其中的光场局域限制作用增强, 局域限制作用的强度变化与阱层周期数 n 的奇偶数有关: n 为偶数时, 光子量子阱中心出现最强内部局域电场, 且这个局域电场是一个恒定值; n 按奇数倍增大, 越靠近阱中心光子量子阱的内部局域电场越强. 表明当双重势垒光子量子阱的势垒不变, 势阱加宽时, 越靠近阱中心, 能共振隧穿通过光子晶体的光子数目会越少, 宏观上表现为越靠近阱中心的分立透射峰越精细.

5 结论

用传输矩阵法理论研究一维光子晶体双重势垒光子量子阱 $(AB)_k(CD)_m(DCD)_n(DC)_m(BA)_k$ 的内部局域电场分布规律, 得出如下结论:

- 1) 光子量子阱对处于其中的光场具有很强的局域限制作用, 而且越靠近阱中心, 局域限制作用越强;
- 2) 随着垒层厚度增大, 光子量子阱内部局域电场增强, 而且阱中心场强增强最为明显, 当内、外垒厚度同时增大时内部局域电场增强速度最快. 表明随着垒层厚度增加, 光子量子阱的势垒增高, 被局域限制在光子量子阱中的光子数目就越多, 能共振隧穿通过光子晶体的光子数目就越少, 共振透射峰就越精细;
- 3) 随着阱层宽度按偶数倍增大时, 越靠近阱中心, 光子量子阱局域电场越强, 在阱中心局域电场达到最强, 且为一个恒定值. 随着阱层宽度按奇数倍增大时, 越靠近阱中心, 局域电场越强, 当奇数倍增大到一定数值

后,光量子阱对光场的局域限制作用趋于阱中心的局域电场最大恒定值.表明当势垒不变,势阱加宽时,光量子阱对光子的局域限制作用会达到一个峰值,而且这个峰值位于阱中心,即阱中心的共振透射峰具有最高的透射品质.

双重势垒光子晶体量子阱的内部局域电场特性,对研究光量子势阱的量子化效应机理,以及分立共振透射谱形成的内在机制和影响因素等,具有积极的参考意义,并对光子晶体设计量子光学器件具有一定的指导价值.

参考文献

- [1] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics [J]. *Physics Review Letters*, 1987, **58**(20): 2059-2061.
- [2] JOHN S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. *Physics Review Letters*, 1987, **58**(23): 2486-2489.
- [3] YANG Ming-wei, XIAO Jun, LI Rui. Tunable negative refraction photonic crystals filled with liquid crystals[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2013, **42**(2): 176-180.
杨明玮, 肖峻, 李锐. 液晶光子晶体的负折射特性研究[J]. *光子学报*, 2013, **42**(2): 176-180.
- [4] LIU Qi-neng. Resonance theory of the defect mode of 1-D doping photonic crystal[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2012, **41**(4): 446-450.
刘启能. 一维掺杂光子晶体缺陷模的共振理论[J]. *光子学报*, 2012, **41**(4): 446-450.
- [5] SU An, GAO Ying-jun. Filter characteristics of one-dimensional photonic crystal with complex dielectric constant [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2009, **36**(6): 1535-1538.
苏安, 高英俊. 含复介电常数一维光子晶体的滤波特性[J]. *中国激光*, 2009, **36**(6): 1535-1538.
- [6] HE Zhong-jiao. Rectangular-hole photonic crystal fibers[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2011, **40**(4): 583-586.
何忠蛟. 矩形孔光子晶体光纤[J]. *光子学报*, 2011, **40**(4): 583-586.
- [7] CHEN He-ming, WANG Guo-dong. Design of new photonic crystal all-optical switching based on dynamical shift of defect mode[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(3): 688-691.
陈鹤鸣, 王国栋. 一种新型缺陷模迁移光子晶体全光开关设计[J]. *光学学报*, 2011, **31**(3): 688-691.
- [8] LIU Jiang-tao, TAN Zhen-xing, HU Ai-rong, et al. Photonic crystal optical filter based on GaAs/Al_xGa_{1-x}As multiple quantum wells[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, **39**(11): 1947-1950.
刘江涛, 谈振兴, 胡爱荣, 等. 基于 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 多量子阱光子晶体的窄带滤波器[J]. *光子学报*, 2010, **39**(11): 1947-1950.
- [9] SU An. The effect of lattice constants on transmission spectra of photonic crystal quantum well [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2013, **42**(1): 200-206.
苏安. 晶格常数对光子晶体量子阱透射谱的影响[J]. *红外与激光工程*, 2013, **42**(1): 200-206.
- [10] SU An, GAO Ying-jun. One-dimensional photonic crystal quantum-well structure containing complex dielectric constant [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, **39**(5): 842-846.
苏安, 高英俊. 含复介电常量一维光子晶体量子阱结构研究[J]. *光子学报*, 2010, **39**(5): 842-846.
- [11] QIAO Feng, ZHANG Chun, WANG Jun, et al. Photonic quantum-well structures; Multiple channeled filtering phenomena[J]. *Applied Physics Letters*, 2000, **77**(23): 3698-3700.
- [12] SU An, GAO Ying-jun. Light propagation characteristics of one-dimensional photonic crystal with double-barrier quantum well[J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, **61**(23): 234208.
苏安, 高英俊. 双重势垒一维光子晶体量子阱的光传输特性研究[J]. *物理学报*, 2012, **61**(23): 234208.
- [13] FEI Hong-ming, ZHOU Fei, YANG Yi-biao, et al. Resonance tunneling through photonic double quantum well system [J]. *Acta Physica Sinica*, 2011, **60**(7): 074225.
费宏明, 周飞, 杨毅彪, 等. 光子晶体双量子阱的共振隧穿[J]. *物理学报*, 2011, **60**(7): 074225.
- [14] CHEN Yi-hang, MAO Xiao-hua. Omnidirectional and multiple-channeled filters of photonic quantum-well structures containing single-negative materials [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(3): 576-580.
陈溢杭, 毛晓华. 基于含单负材料光子量子阱结构的全向多通道滤波器[J]. *光子学报*, 2009, **38**(3): 576-580.
- [15] SU An, GAO Ying-jun. The multi-channel filtering for three-quantum-well structure of the one-dimensional photonic crystal[J]. *Journal of Wuhan University (Natural Science Edition)*, 2011, **57**(3): 191-195.
苏安, 高英俊. 实现多通道滤波功能的一维光子晶体三量子阱结构[J]. *武汉大学学报(理学版)*, 2011, **57**(3): 191-195.
- [16] WANG Hui, LI Yong-ping. An eigen matrix method for obtaining the band structure of photonic crystals[J]. *Acta Physica Sinica*, 2001, **50**(11): 2172-2174.
王辉, 李永平. 用特征矩阵法计算光子晶体的带隙结构[J]. *物理学报*, 2001, **50**(11): 2172-2174.