

前后光栅周期对于双光栅结构薄膜太阳能电池光俘获效应的影响*

梁钊铭 吴永刚[†] 夏子兔 周建 秦雪飞

(同济大学物理科学与工程学院, 上海 200092)

(2014年4月28日收到; 2014年5月29日收到修改稿)

本文用时域有限差分法对硅层等效厚度为100 nm的具有不同前后光栅周期的介质/金属双光栅结构薄膜太阳能电池进行了模拟分析, 比较了三角形最佳相同与不同周期光栅结构的吸收光谱特性, 分析了光栅高度、填充比、硅吸收层厚度对最佳相同和不同周期光栅结构光吸收特性的影响, 以及相应结构中导致光吸收增强的共振模式. 结果表明前后光栅周期为1:1的共形双光栅结构中存在光泄漏现象, 偏离1:1后的光栅结构可有效地抑制低级次衍射光的泄漏, 前光栅周期小于后光栅周期的结构光吸收性能的提高来自于平面波导模式在吸收层中的有效激发和传播, 而前光栅周期大于后光栅周期的结构光吸收性能的提高则来自于后光栅界面上所激发的等离子体极化模式. 在较厚的硅吸收层厚度, 前后光栅周期比为1:2和1:3的电池结构也会出现光泄漏现象, 从而使具有最大光吸收效率的结构偏离这些周期比结构的位置.

关键词: 薄膜太阳能电池, 光俘获, 有限时域差分法, 双光栅结构

PACS: 88.40.hj, 73.61.-r, 02.70.Bf, 24.10.Ht

DOI: 10.7498/aps.63.198801

1 引言

薄膜太阳能电池以其用料少, 制作工艺简单的优点成为太阳能电池研究的热点. 随着对许多效率高, 功能新的薄膜太阳能电池研究的深入^[1-4], 带有微结构的太阳能电池的研究取得了长足的发展. 其中具有前后双光栅的薄膜太阳能电池由于可以利用前光栅在短波段的减反射作用, 以及后光栅在长波段的光衍射作用, 因此可以有效地提升薄膜电池在整个太阳能光谱段的吸收效率^[5]. 在具有前后光栅的薄膜太阳能电池设计时, 有采用相同前后光栅周期的结构, 如相同周期的共形双光栅结构^[6-12]. 这种结构制作简单, 可以在一个结构图案上连续沉积各功能薄膜而得到. 也有采用前后不同周期的结构, 如前后光栅周期比为1:2^[13], 1:3^[5], 2:1^[14]的结构. 在设计时这些结构可根据电池结构表面与入射光耦合的需要选取前光栅周期尺度, 以

及将入射光耦合入波导模式或表面等离子体极化(SPP)模式的需要而选取后光栅周期尺度. 然而, 大部分研究并未对前后光栅周期相同的结构是否存在可能的光泄漏^[15]及前后光栅周期偏离1:1后的光吸收增强效应进行具体分析.

本文对具有三角形光栅轮廓的双光栅薄膜硅太阳能电池结构进行了模拟分析, 计算了相同和不同前后光栅周期时的电池结构的积分吸收, 在前后光栅周期分别为200—600 nm和100—800 nm的范围比较了最佳相同和不同周期光栅结构的吸收光谱特性, 分析了光栅高度, 填充比和吸收层厚度对两种光栅结构光吸收特性的影响, 辨析了相应结构中导致光吸收增强的共振模式.

2 方法

所研究的薄膜硅太阳能电池的结构示意图如图1所示. 其中 p_1 和 p_2 分别代表前后光栅的周期,

* 国家自然科学基金(批准号:60977028)和上海重点科研项目基金(批准号:09JC1413800)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: ygwu@tongji.edu.cn

H_1 和 H_2 分别是前后光栅的高度, 参考文献 [14], 其值分别取为 100 nm 和 30 nm. d_{a-Si} 是均匀非晶硅层的厚度, 其值依据前后光栅的高度进行调整, 以使总的硅层等效厚度 D_{a-Si} 为 100 nm, d_{ZnO} 是氧化锌层的厚度, 选取为 36 nm. 银的厚度选取为超过 200 nm, 以保证光在后光栅的高反射. dp_1 表示相对侧向位移, 当 $dp_1 = 0, p_1 = p_2$ 且 $H_1 = H_2$ 时表示的是共形光栅结构. 入射光由氧化锌层和空气界面上垂直入射. 计算时所用的非晶硅和银材料的折射率数据均取自文献 [16], 氧化锌的折射率数据来源于 [17]. 采用的计算方法是有限时域差分法 (FDTD), 使用的计算软件为 FDTD Solution [18]. 使用积分吸收来评价优化的效果, 其表达式为

$$A_{int} = \frac{\int_{400\text{ nm}}^{900\text{ nm}} A(\lambda) I_{AM1.5}(\lambda) d\lambda}{\int_{400\text{ nm}}^{900\text{ nm}} I_{AM1.5}(\lambda) d\lambda}, \quad (1)$$

式中, $I_{AM1.5}$ 是 AM1.5D 太阳光谱, λ 为入射光在真空中的波长, $A(\lambda)$ 为吸收谱. 计算时所选取的波长范围是 400—900 nm. 为满足周期性计算边界条件, 横向计算区域选取为前后光栅周期的最小公倍数. 考虑到金属光栅结构中 SPP 对电池结构吸收层吸收效率的影响 [19—22], 除非另外提及, 本文计算中主要分析入射光为 TM 偏振 (即电场的偏振方向垂直于光栅表面法线与光栅条纹构成的平面) 的情形.

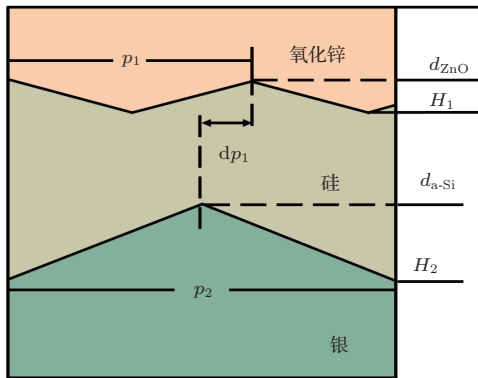


图1 三角形前后双光栅结构薄膜硅太阳能电池示意图

3 结果和讨论

3.1 计算结果

图 2 给出了光栅周期对结构积分吸收的影响, 其中图 2(a) 是积分吸收与前后光栅周期 p_1, p_2 之间的关系. 由图 2(a) 中看到, 在周期相同的位置,

积分吸收均小于偏离相同周期的结构的数值. 对于相同周期结构, 当 $p_1 = p_2 = 300$ nm 时, 有最大积分吸收 64.2%. 对于不同周期结构, 在 $p_1 = 350$ nm, $p_2 = 200$ nm 和 $p_1 = 300$ nm, $p_2 = 600$ nm 位置, 积分吸收出现局部极大值, 其值分别为 71.6% 和 75.2%. 两者相对于最佳相同周期结构积分吸收的增益分别为 12% 和 17.2%. 由图 2(a) 还看到, 在前光栅周期为 250—400 nm, 后光栅周期为 450—750 nm 的整个范围, 电池结构相对于其他区域尤其是光栅周期比为 1:1 的区域都具有更大的积分吸收. 此区域吸收较大是由于前光栅在周期 250—400 nm 时所具有的良好减反射效应及周期 450—750 nm 的后光栅对光的大角度衍射作用. 图 2(b) 是对应于图 2(a) 中用黑点标示的 3 个积分吸收极大值的结构的吸收曲线. 其中, 在大于 650 nm 的长波段, 不同周期结构 (相应于 $p_1 = 350$ nm, $p_2 = 200$ nm 和 $p_1 = 300$ nm, $p_2 = 600$ nm) 比相同周期的结构 ($p_1 = p_2 = 300$ nm) 吸收高、吸收峰多且明显.

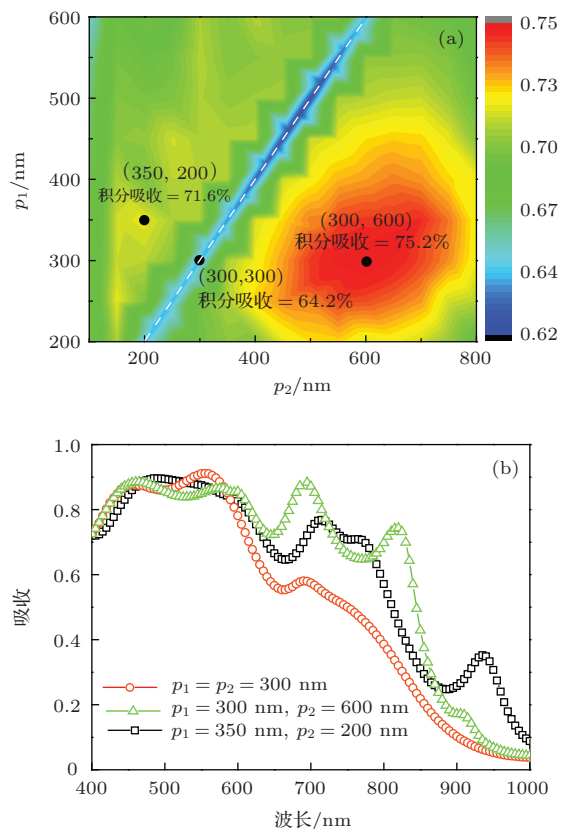


图2 (网刊彩色) (a) 积分吸收与前后光栅周期 p_1, p_2 的关系 (其中白色斜线标注了 $p_1 = p_2$ 的位置, 三个黑点分别表示了 p_1 大于 $p_2, p_1 = p_2$, 以及 p_1 小于 p_2 区域的积分吸收极大值的位置); (b) 对应图 (a) 中积分吸收极大值的三个结构的吸收光谱

3.2 吸收模式的分析与讨论

为探明相同周期结构的积分吸收小于偏离该周期比结构的数值的原因, 我们分析了电池结构中不同的吸收模式与后光栅周期的关系. 计算SPP模式色散曲线的公式为^[23]

$$k_{\text{sp}} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}, \quad (2)$$

其中 k_{sp} 是平行于界面的SPP波矢, k_0 为真空中的波矢, ε_1 和 ε_2 为两种材料的介电系数, 并且其中一种材料是导体.

图3(a)是前光栅周期固定为 $p_1 = 300$ nm, 后光栅周期 $p_2 = 100\text{--}800$ nm时电池结构的吸收光谱, 其中白色虚线表示的是由前光栅产生的一阶平面波导模式, 黑色虚线是根据(2)式计算得到的SPP模式的色散曲线, 从左至右4条SPP色散曲线所对应的衍射级次为1—4阶. 图中2阶SPP模式的峰值不明显的原因是后光栅的高度满足了位相相消的条件, 2阶SPP模式的强度变弱. 图3(b)中给出的是图3(a)中四个标注点所对应的磁场分布图, 图3(c)给出了用平面波导理论计算得到的色散曲线. 结合图3(b)和(c)可判断得到, A点所对应的模式是由后光栅激发的一阶SPP模式, B点是由后光栅激发的三阶SPP模式, C点则是由后光栅激发的 TM_{11} (下标中第一个数字代表的是波导模式级次, 第二个下标是衍射级次) 波导与4阶SPP的混合模式, D点是由前光栅激发的一阶波导模式. 可以发现, 我们模拟计算得到的SPP模式出现的位置以及其对应的衍射级次与理论计算的SPP模式(如图3(a)中4条黑色虚线所示)的结果一致. 图3(a)中的C点出现混合模式的原因可借助于图3(c)得到解释: 由图3(c)看到, 后光栅激发的四阶SPP模式出现在800 nm位置, 而相应于电池结构的一阶平面 TM_{11} 波导模式也出现在800 nm位置附近, 两者相互重合, 导致了场图中所看到的两个模式的耦合.

当后光栅周期 p_2 为150 nm和600 nm时, 积分吸收达到极大值. 分析图3(a)和(b)的计算结果可知, 后光栅周期为150 nm时, 对电池结构光吸收增强的贡献主要来自于后光栅所激发的一阶SPP模式(图3(b)中的A图). 而后光栅周期为600 nm时, 对电池结构光吸收增强的贡献则不仅来自于前光栅所激发的 TM_{11} 波导模式(图3(b)中的D图), 而且还来自于后光栅所激发的 TM_{11} 波导模式和四

阶SPP模式(图3(b)中的C图)以及三阶SPP模式(图3(b)中的B图).

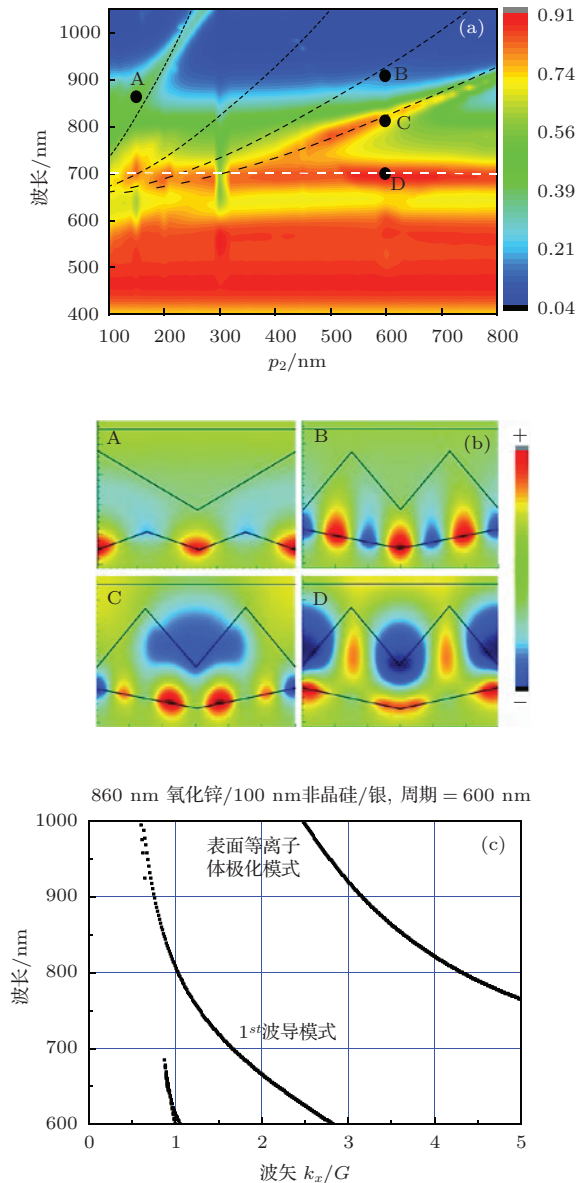


图3 (网刊彩色) (a) 前光栅周期为 $p_1 = 300$ nm时电池结构的吸收光谱与后光栅周期的关系(图中从左到右4条黑线为理论计算的衍射级次为1阶—4阶的SPP模式出现的位置); (b) 相应于(a)中A—D各点的磁场分布; (c) 应用平面波导理论计算得到的氧化锌/非晶硅/银平板波导结构的光波导模式色散关系 ($G = 2\pi/600$ cm)

由图3(a)看到一个明显的特征, 在前后光栅周期相同 ($p_1 = p_2 = 300$ nm)时, 在650 nm以上的长波段未呈现明显的吸收峰. 由经过C点和D点的两条线可知, 在700 nm波长位置应该出现由前后光栅激发的一阶波导模式, 然而实际上在此波长位置却未出现相应的吸收峰. 吸收峰对应了太阳能电池结构中的吸收模式, 在相同周期的双光栅结构的吸收曲线中未出现吸收峰意味着电池结构中吸

收模式无法被激发或者激发强度过小, 从而导致相同周期双光栅结构的积分吸收明显小于偏离该比值时的数值. 出现此现象的原因可以用以下理论解释. 当一个波导层的两个界面上各有一个不同周期的光栅层时, 此波导层中与前光栅相关的第 i 和与后光栅相关的第 j 阶等效传播常数可以表示为

$$\begin{aligned} \beta_{ij} &= k_0(\sqrt{\varepsilon_1} \sin \theta_1 - i\lambda/p_1 - j\lambda/p_2) \\ &= k_0\sqrt{\varepsilon_0} \sin \theta_0, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 k_0 是真空中波矢, ε_0 和 ε_1 分别是入射媒质和波导层的介电系数, θ_0 和 θ_1 分别是入射媒质和波导层中的入射角和衍射角, λ 是真空中波长, p_1 和 p_2 分别是前后两个光栅的周期. 当入射波在前后光栅经历第 i 和 $-j$ 级衍射后, 将重新返回到前光栅与入射媒质界面. 由 (3) 式可知, 当满足 $ip_2 = -jp_1$ 的条件时, 有 $\beta_{ij} = 0$ 成立, 按照互易定理 [24], 此光波将以零级波的形式返回到入射媒质. 所以当前后两个光栅的周期相同或仅为小的整数比时, 在低的 i 和 j 衍射级次即可有 $ip_2 = -jp_1$ 成立, 从而使入射光易于重新返回入射媒质. 低衍射级次的光传播模式无法被激发或者激发强度减小, 最终导致结构吸收效率的降低.

3.3 侧向入射条件下的光泄漏

为分析前后光栅周期分别为 300 nm 和 600 nm 时电池结构具有最大的积分吸收的原因, 我们设置入射光由电池结构的左侧入射, 并计算了其在前光栅与空气界面的侧向泄漏以及在四个前光栅距离的右侧的透射与后光栅周期的关系. 计算时入射光波长范围取为 400—900 nm, 吸收层的折射率实部设为 4, 虚部设为 0, 前光栅的周期固定为 300 nm. 结构示意图以及计算结果分别如图 4 (a) 和 (b) 所示. 由图 4 (b) 看到, 当后光栅周期为 300 nm 时, 入射光的侧向泄漏为极小, 而右侧透射则为极大. 这是由于光在波导层中传播时, 前后表面结构对称的波导层能够很好地保持光在界面处的衍射角, 使得硅波导层(硅吸收层)中传输的模式不易泄漏到空气中. 相同周期的光栅结构的对称性高, 所以该结构泄漏到空气中的光能量为极小值, 透射光能量为最大值. 然而根据光的互易性原理, 这也表明在正入射时, 相同周期光栅结构中耦合到硅波导层中并激发出横向传播模式的光能量也是极小值, 即相同周期光栅结构由于其对称性高, 适合波导模式的传播, 但是却不利于光耦合到硅波导层激发横向传播

的模式. 因此, 相同周期结构出现了吸收曲线吸收峰缺失、积分吸收极小的现象. 由图 4 (b) 看到, 当后光栅周期为 600 nm 时, 光的侧向泄漏要大于相同光栅周期的结构, 但同时其右侧透射也相当可观. 这表明前后光栅周期为 300—600 nm 的结构不仅具有好的光耦合效率, 同时又具有好的波导传输特性, 由此导致该结构的太阳能电池具有了最大的积分吸收(与图 2 (a) 结果一致).

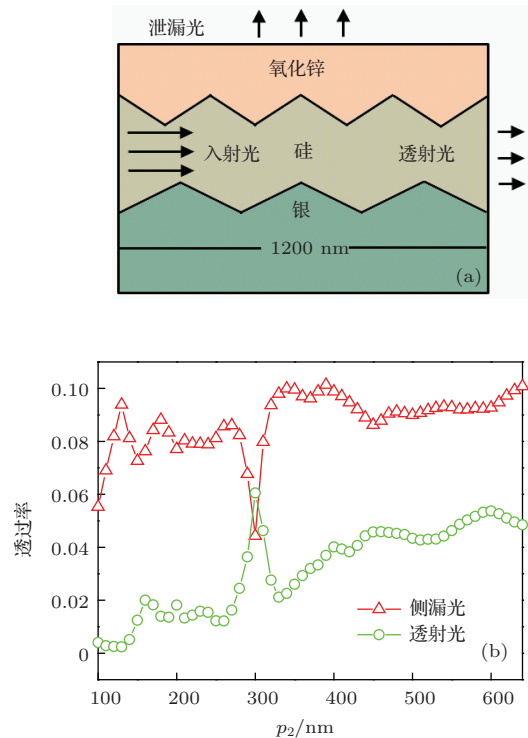


图 4 (网刊彩色) (a) 侧向入射以及在前界面和右侧光透射的结构示意图; (b) 在前界面的侧向泄漏以及在右侧的透射与后光栅周期的关系

3.4 光栅参数对结构吸收效率的影响

对于前后光栅周期比为 1:1 和 1:2 的结构, 我们进一步分析了前后光栅高度 H_1 和 H_2 、前后光栅填充比 FF_1 和 FF_2 、硅层等效厚度 D_{a-Si} 、以及相对侧向位移 dp_1 对积分吸收的影响. 在 $H_1 = 100$ nm, $H_2 = 30$ nm, $FF_1 = FF_2 = 1$, $D_{a-Si} = 100$ nm, $dp_1 = 0$ nm 的三角光栅结构的基础上分别改变其中一项参数而保持其他参数不变, 计算了 $p_1 = p_2 = 300$ nm 和 $p_1 = 300$ nm, $p_2 = 600$ nm 的结构的积分吸收, 结果如图 5 所示. 这里的填充比指的是三角光栅的底边与光栅周期的比值, 吸收增益指的是前后光栅周期分别是 300 nm—600 nm 的结构其积分吸收与前后光栅周期均为 300 nm 的结构的积分吸收之比. 从图 5 (a)

和(b)看到, 几乎在所有光栅高度和填充比下, 吸收增益均大于1, 即前后光栅周期为300—600 nm 的结构积分吸收都大于光栅周期为300—300 nm 的结构. 只有当 H_2 为0, 或者 FF_2 趋近于0时, 吸收增益才为1, 这是由于 $H_2=0$ 或者 $FF_2 = 0$ 时, $p_1 = p_2 = 300$ nm 结构和 $p_1 = 300$ nm, $p_2 = 600$

nm 结构相同, 即只有前光栅周期为300 nm 的单面光栅结构. 在不同的光栅高度的情况下, 光栅周期为300—600 nm 的结构最高可比光栅周期为300—300 nm 的结构吸收提高23%, 不同填充比的情况下最高可达19%.

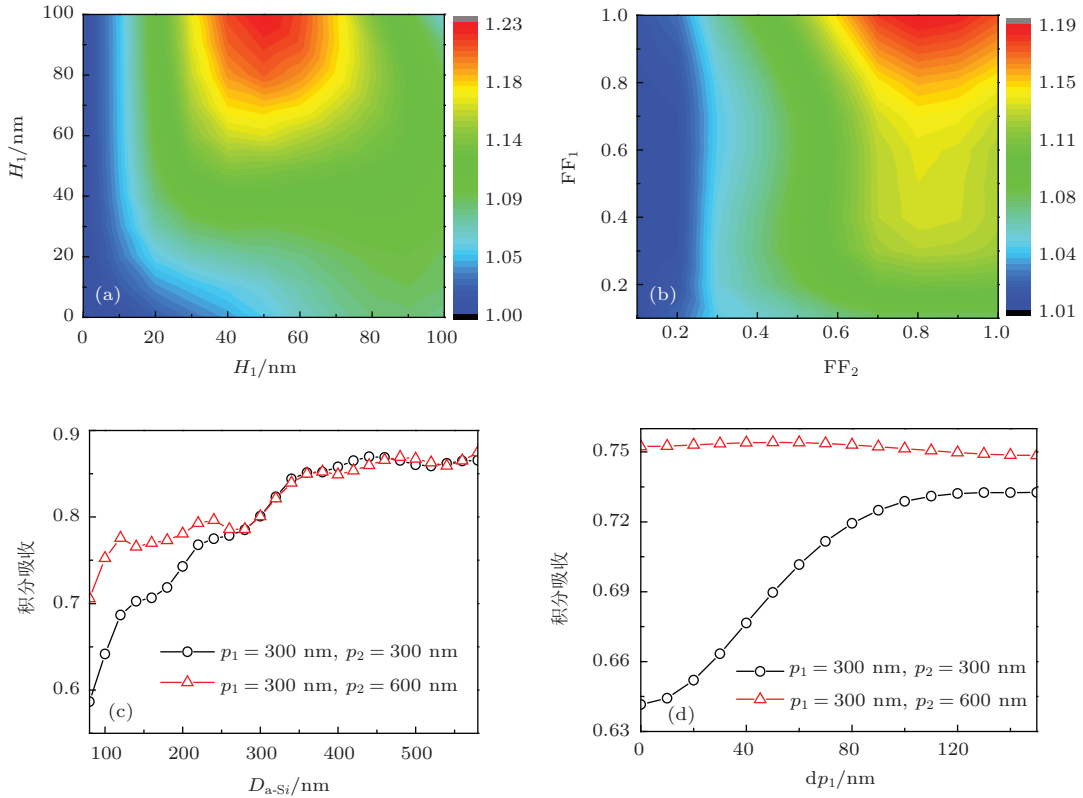


图5 (网刊彩色) (a) 不同前后光栅高度 H_1 和 H_2 、(b) 不同前后光栅填充比 FF_1 和 FF_2 时300—600 nm 的结构相比于300—300 nm 结构的吸收增益; (c) 不同硅层等效厚度 D_{a-Si} 及(d) 相对侧向位移 dp_1 时300—600 nm 的结构与300—300 nm 的结构积分吸收曲线

图5(c)表明, 当 D_{a-Si} 小于300 nm时, 前后光栅周期300—600 nm 的结构积分吸收明显高于前后光栅周期为光栅周期300—300 nm 的结构积分吸收. 当 D_{a-Si} 大于300 nm 时, 两种结构的积分吸收趋于接近. 对于非晶硅太阳能电池来说, D_{a-Si} 一般不会超过300 nm, 所以这种前后光栅不同周期的结构适用于提高非晶硅太阳能电池效率. 由图5(d)看到, 在整个 dp_1 变化范围, 前后光栅周期分别为300 nm和600 nm 的结构积分吸收都高于前后光栅周期均为300 nm 的结构. 而且前者受相对侧向位移的影响较小, 后者受相对侧向位移的影响较大. 对应后者, 当 dp_1 大于90 nm 时, 其积分吸收平稳地趋于73%. 这表明在周期比为1:1 的结构时引入相对侧向位移也可以提高结构的吸收特性, 其他文献中已提出这种方法并证实可以提高太阳能电池的吸收效率[8,25]. 不过我们注意到当 dp_1 大于

90 nm 时, 前后光栅所导致的光之间的相位差已远远偏离 π 而趋于零, 即光栅结构已远远偏离容易制备的1:1 共晶光栅结构, 这将使制备变得困难. 相比之下, 前者在制备时无需考虑相对侧向位移的影响, 有助于提高制备成品率. 而在制备不同前后光栅周期结构方面, Schuster 等已经提供了前后不同结构的双光栅的制作方法[26], 这种方法可用于制作我们提出的前后不同周期光栅的结构.

3.5 远场条件下结构吸收与光栅周期的关系

以上分析中我们所针对的硅吸收层为100 nm, 因此光在其中的传播不可避免地存在着近场效应, 从而使结构仅在低的衍射级次出现光泄漏现象. 当吸收层厚度增加, 使光在其中的传播满足远场传

播条件时, 我们预计在高的衍射级次也会出现光泄漏现象. 为此, 我们将吸收层的厚度设为 1000 nm, 前后光栅层厚度均设为 180 nm, 并计算了积分吸收与前后光栅周期的关系, 结果如图 6 所示. 图中三条斜虚线分别表示了前后光栅周期比为 1:1, 1:2 和 1:3 的位置. 考虑到在实际应用时 1000 nm 厚的硅薄膜电池使用的多晶硅材料, 折射率数据取自文献 [16]. 而光栅层厚度取为 180 nm, 是为了使入射光在经过前或后光栅的衍射后, 不会因光栅脊和光栅槽所引起的相位差而导致光强的减弱. 由图 6 看到, 不仅在光栅周期比为 1:1 的结构中, 而且在光栅周期比为 1:2 和 1:3 的结构中也出现了积分吸收下降的现象. 这表明在光栅周期比为 1:2 的结构中, 当 $i = 2, j = 1$ 时, $ip_2 = -jp_1$ 成立, 使光泄漏条件得到满足. 同理, 在光栅周期比为 1:3 的结构中, 当 $i = 3, j = 1$ 时, $ip_2 = -jp_1$ 成立, 使光泄漏条件得到满足. 在硅吸收层厚度为 100 nm 的结构中, 虽然也可出现在 $i = 2, j = 1$, 以及 $i = 3, j = 1$ 时使 $ip_2 = -jp_1$ 成立, 但由于近场效应的作用, 实际的远场衍射条件受到破坏, 因此使光泄漏现象不再出现, 从而出现光吸收增强的现象 (如在非晶硅吸收厚度为 100 nm, 前后光栅周期比为 1:2 的情形).

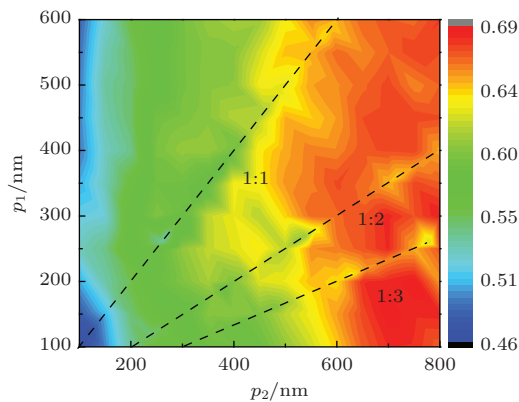


图 6 (网刊彩色) 硅的厚度为 1000 nm 的电池结构积分吸收与前后光栅周期的关系

4 结 论

在薄膜电池结构中, 相同周期的共形双光栅结构有助于波导模式的传播, 但不利于入射光向波导模式的耦合, 因此不利于光吸收效率的提高. 前后光栅周期比偏离 1:1 后有助于抑制光的泄漏, 提升电池的光吸收效率. 当硅的厚度小于 300 nm 时 1:2 周期比的光栅结构可以提高入射光耦合到共振吸收模式的效率, 同时有助于被激发的共振模式在波导中的传播. p_1 小于 p_2 时光栅结构光吸收性能的

提高主要起因于光波导模式的有效激发和传播, 而 p_1 大于 p_2 时光栅结构光吸收性能的高则主要来自于后光栅界面上所激发的 SPP 模式. 当硅吸收层厚度增加到 1000 nm 时, 由于远场衍射条件得到较好的满足, 从而使前后光栅周期比为 1:2 和 1:3 的电池结构也会出现光泄漏现象, 具有最大光吸收效率的结构将偏离这些周期比结构的位置.

参考文献

- [1] Nguyen-Huu N, Cada M, Pištora J 2014 *Opt. Express* **22** A68
- [2] Liu B F, Bai L S, Wei C C, Sun J, Hou G F, Zhao Y, Zhang X D 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 208801 (in Chinese) [刘伯飞, 白立沙, 魏长春, 孙建, 侯国付, 赵颖, 张晓丹 2013 物理学报 **62** 208801]
- [3] Jia H X, Luo L, Li B L, Xu Z H, Ren X K, Jiang Y S, Cheng L, Zhang C Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 168802 (in Chinese) [贾河顺, 罗磊, 李秉霖, 徐振华, 任现坤, 姜言森, 程亮, 张春艳 2013 物理学报 **62** 168802]
- [4] Jia Z N, Z X D, Liu Y, Wang F, Fan J, Liu C C, Zhao Y 2014 *Chin. Phys. B* **23** 046106
- [5] Meng X, Drouard E, Gomard G, Peretti R, Fave A, Seassal C 2012 *Opt. Express* **20** A560
- [6] Deceglie M G, Ferry V E, Alivisatos A P, Atwater H A 2012 *Nano Lett.* **12** 2894
- [7] Haase C, Stiebig H 2006 *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* **14** 629
- [8] Chriki R, Yanai A, Shappir J, Levy U 2013 *Opt. Express* **21** A382
- [9] Biswas R, Xu C 2011 *Opt. Express* **19** A664
- [10] Ferry V E, Polman A, Atwater H A 2011 *ACS Nano* **5** 10055
- [11] Madzharov D, Dewan R, Knipp D 2011 *Opt. Express* **19** A95
- [12] Rahul D, Stefan F, Meyer-Rochow V B, Yasemin Ö, Saeed H, Dietmar K 2012 *Bioinspir. Biomim.* **7** 16003
- [13] Wang K X, Yu Z, Liu V, Cui Y, Fan S 2012 *Nano Letters* **12** 1616
- [14] Abass A, Le K Q, Alù, Burgelman M, Maes B 2012 *Physical Review B* **85** 115449
- [15] Heine C, Morf R H 1995 *Appl. Opt.* **34** 2476
- [16] Palik E D 1985 *Handbook of Optical Constants of Solids* (Orlando: Academic Press) pp571—573
- [17] refractive index database, Bond W L <http://refractive-index.info/>[2014-2-5]
- [18] Lumerical FDTD solution, Lumerical.inc www.lumerical.com/[2014-2-5]
- [19] Chao C C, Wang C M, Chang J Y 2010 *Opt. Express* **18** 11763
- [20] Ferry V E, Sweatlock L A, Pacifici D, Atwater H A 2008 *Nano Lett.* **8** 4391
- [21] Abass A, Shen H, Bienstman P, Maes B 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 023111
- [22] Xiang C P, Liu J T, Xu B Z, Wang W M, Wei X, Song G F, Xu Yun 2014 *Chin. Phys. B* **23** 38803

- [23] Raether H 1988 *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings* (New York: Springer) pp4—6
 [24] Hoop T d 1959 *Appl. Sci. Res.* **8** 135
 [25] Xia Z H, Wu Y G, Liu R C, Liang Z M, Zhou J, Tang P L 2013 *Opt. Express* **21** A548
 [26] Schuster C S, Kowalczewski P, Martins E R, Patrini M, Scullion M G, Liscidini M, Lewis L, Reardon C, Andreani L C, Krauss T F 2013 *Opt. Express* **21** A433

Influence of front and back grating period on light trapping of dual-grating structure thin film solar cell*

Liang Zhao-Ming Wu Yong-Gang[†] Xia Zi-Huan Zhou Jian Qin Xue-Fei

(School of Physical Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China)

(Received 28 April 2014; revised manuscript received 29 May 2014)

Abstract

In this paper, the influence of different front and back grating period ratio on the optical absorption property of a dual-grating structured thin film solar cell is analyzed using finite difference time domain method. Grating height, fill factor, and thickness of silicon layer are optimized, and the resonance modes that contribute to the absorption enhancement are studied. Results show that light leakage effect exists in the conformal grating structure with grating period ratio of 1:1, the structure with grating period ratio deviating from 1:1 suppresses the light leakage from the silicon active layer. The effective excitation and propagation of waveguide modes in the silicon active layer play an important role in the absorption enhancement of the structure with the front grating period smaller than the back grating period, while the excitation and propagation of the plasmonic modes in the active layer dominate the absorption enhancement of the structure with the front grating period larger than the back grating period. The light leakage effect also exists in the structure with grating period ratio of 1:2 and 1:3 when the silicon active layer is thick. As a result, the structure with the best absorption property deviates from the structures with these grating period ratios.

Keywords: thin film solar cell, light trapping, finite difference time domain, dual grating period

PACS: 88.40.hj, 73.61.-r, 02.70.Bf, 24.10.Ht

DOI: 10.7498/aps.63.198801

* Proect sponsored by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60977028), and the Key Project Foundation of Shanghai, China (Grant No. 09JC1413800).

[†] Corresponding author. E-mail: ygwu@tongji.edu.cn