

低损耗超小模面积杂化表面等离激元波导

许丹 黄勇刚 王小云 何浩 何海龙

吉首大学物理与机电工程学院, 湖南 吉首 416000

摘要 提出了一种在矩形金属沟槽中插入两块相同的矩形硅核的新型杂化波导结构,基于有限元方法,在波长为1550 nm时,系统地研究了两块介质核间的距离、介质核的高度、宽度以及介质核与金属间的距离对有效模面积和传播距离的影响。计算结果表明,通过左右狭缝或者中间狭缝的场增强效应,能得到低损耗超小模面积的杂化模,当介质核与金属间的距离比较大时,相对于中间无狭缝的情况,当缝隙为5 nm时,该结构的有效模面积急剧减小,约减到原来的七分之一,而传播距离略有增长,在50个波长左右,而且中间缝隙越窄(不等于0 nm),模面积越小,传播距离越大,介质核越高,传播距离越远而模面积几乎不变。当介质核与金属间的距离比较小时,中间缝隙越小,介质核的宽度越小,模面积越小。

关键词 光学器件; 杂化表面等离激元波导; 有限元理论; 有效模面积; 传播距离

中图分类号 0439 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201535.0623003

Hybrid Surface Plasmon Polariton Waveguide of Low-Loss and Ultra-Small Modal Area

Xu Dan Huang Yonggang Wang Xiaoyun He Hao He Hailong

College of Physics, Mechanical and Electrical Engineering, Ji Shou University, Jishou, Hunan 416000, China

Abstract A novel hybrid waveguide structure of rectangular silicon insert two identical nuclei in a rectangular metal trench is presented. Based on the finite element method, variations of effective mode area and propagation distance with distance between the two nuclear medium, nuclear medium height and width, the distances between dielectric core and metal are systematic studied at a wavelength of 1550 nm. Calculated results show that the enhanced effect of field in gaps of the dielectric core or between dielectric core and metal can get a low loss hybrid mode of ultra-small modal area. When the distances between dielectric core and metal is wide, the gap in dielectric core is 5 nm, effective mode area of the structure is drastically reduced to about one-seventh respect to the nuclear medium with no gap and the propagation distance increasing a slight remains at 50 wavelengths around. And the smaller the mode area is, the longer the propagation distance is. The higher the gap dielectric core is, the smaller the propagation distance is, and the mode area is almost invariably. When the height of dielectric core is higher, the propagation distance is longer, but the effective mode area changes minor. When the distance between dielectric core and metal is narrow, the gap of nuclear medium and nuclear medium width are much narrower, the effective mode area are smaller.

Key words optical devices; hybrid surface plasmon polariton waveguide; finite element theory; effective modal area; propagation length

OCIS codes 230.7380; 220.4830; 240.6680

1 引言

为实现快速、高效、紧凑的新型纳米集成光学器件,人们需要研究亚波长尺度的光波导。对于传统的波

收稿日期: 2015-01-13; 收到修改稿日期: 2015-03-12

项目基金: 国家自然科学基金(11464014、11347215)、湖南省自然科学基金(13JJ6059、13JJB015、13JJB010)、湖南省教育厅科学研究项目(13C750、13B091)

作者简介: 许丹(1988—),女,硕士研究生,主要从事量子光学方面的研究。E-mail:154593420@qq.com

导师简介: 王小云(1974—),女,硕士,教授,硕士生导师,主要从事量子光学等方面的研究。

E-mail:wxyyun@163.com(通信联系人)

导结构,如:高折射率介质波导^[1-3],光子晶体波导^[4-12]等能以较低的损耗导光,但是,这些结构都不能突破衍射极限,其模场能量被限制在与波长相当的尺度范围内传播,而基于表面等离子激元的金属纳米线波导^[13-17]、金属沟槽型波导^[18-20]等主要通过光与金属表面电子集体振荡的耦合,将能量限制在金属表面附近、尺度远小于光波长的横截面内,然而由于金属的欧姆损耗,其传播距离受到限制。通常,模式压缩程度与传播距离此消彼长,模式压缩得越厉害,传播距离越短。

近年来,为了得到更加紧凑的低损耗波导结构,基于模式耦合的各种新型波导结构被广泛研究,例如:2004年,V R Almeida等^[2]研究了两个高折射率矩形介质波导的耦合,所形成的对称模式的模场强度在波导中间的低折射率狭缝区域获得极大增强,能量密度最大的位置在低折射率狭缝中。2008年,R F Oulton等^[21]将GaAs纳米线置于半无限大的银衬底上,研究了介质波导模和表面等离子激元模的耦合,基于耦合模理论,研究纳米线和银衬底之间的距离以及纳米线的直径对杂化模特性的影响,数值证实,该杂化模具有较低损耗,同时实现亚波长限光。基于相似的原理,各种不同结构和材料的杂化波导结构被提出,例如:2012年陈林等^[15]提出了在一块很薄的金属膜两侧对称地放置两个相同的硅纳米线波导,该结构可归结为将光波模式限制在纳米线与金属膜之间狭小的纳米范围内,在1.55 μm波段,实现434 μm的传输距离和0.0096 μm²的极小模斑面积^[21-24]。

最近,Yang Pengfei等^[25]将一块矩形高折射率(Si)介质波导放在矩形金属槽中,金属表面的等离子激元模与高折射率介质波导模耦合,其对称模式的能量密度被限制在介质波导中传输,因此极大降低了损耗,同时实现了亚波长限光。数值结果表明,介质波导的宽度、高度、与金属沟槽边界之间的狭缝宽度以及覆盖层折射率对该结构的传播距离有重要的影响,当介质波导较宽,覆盖层折射率 $n_c = 1$ 时,此模式能量密度在高折射率介质核中最强。此时,该杂化模式更接近于高折射率的介质波导,如果在该高折射率介质中心引入一条狭缝,类似于狭缝导波原理^[2],模式的场和能量密度在介质核之间的狭缝中进一步得到急剧增强,进而急剧降低该模式的模面积而同时保持较长的传播距离。

基于以上考虑,本文在矩形金属沟槽中引入两块矩形Si介质核,研究狭缝宽度、介质核与金属沟槽边界之间的宽度以及介质核的宽度等结构参数对沟槽边界上的表面等离子激元模与狭缝波导模的耦合的影响,预期在高折射率介质核之间的狭缝处,耦合模式的场和能量密度得到增强,从而实现低损耗超小模面积波导。由于狭缝波导模的场增强效应强烈的依赖于狭缝的宽度,首先研究中间狭缝宽度对模面积和传播距离的影响,而介质核与金属沟槽边界之间的宽度对表面等离子激元模具有重要的作用,因此,接下来分析了此宽度的功能,最后,在给定狭缝宽度情况下,又系统研究了介质核宽度对模面积和传播距离的影响。

2 理论模型

图1为杂化表面等离子激元波导示意图,将两个相同的矩形高折射率介质核,对称地放在一个矩形金属沟槽波导中,高折射率核之间以及高折射率核与金属沟槽边界之间狭缝为低折射率材料,其折射率与覆盖材料一致均为 n_c 。金属沟槽和介质核的高度为 H ,高折射率介质核的宽度为 W_d ,高折射率介质核之间的低折射率材料宽度为 W_c (当 W_c 时,即为Yang Pengfei等^[25]提出的新型杂化波导结构),高折射率介质核与沟槽边界之间的距离为 W_s 。采用基于有限元的商业软件Comsol进行数值模拟,研究介质核中间的狭缝宽度 W_c 、介质核与金属沟槽边界间宽度 W_s 、以及介质核宽度 W_d 、高度 H 对波导的有效模面积及传播距离的影响。其中,有效模面积为^[15]: $A_m = W_m / \max[W(r)]$, W_m 和 $W(r)$ 分别为电磁场总的能量和能量密度,

$$W(r) = \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{Re} \left[\frac{d[\varepsilon(r)\omega]}{d\omega} \right] |E(r)|^2 + \mu_0 |H(r)|^2 \right\}, W_m = \iint W(r) d^2r。$$

计算中,以自由空间衍射极限面积 $A_0 = \lambda^2/4$ 为基本单位。传播距离^[15]: $L = \lambda/[4\pi \operatorname{Im}(N_{\text{eff}})]$ 。有效模面积中的模场分布以及传播距离中的有效折射率 N_{eff} 可通过商业软件Comsol的模式分析求解器计算得到^[11-12,21], $\operatorname{Im}(N_{\text{eff}})$ 为模式有效折射率的虚部。其中,设定波长为1550 nm时,各材料的折射率为^[1,2,15,21,25]:金属采用Ag,其折射率为 $n_{\text{Ag}} = 0.1453 + 11.3587i$,高折射率的介质核为硅,其折射率为 $n_{\text{Si}} = 3.5$,低折射率材料为空气,其折射率 $n_c = 1$ 。

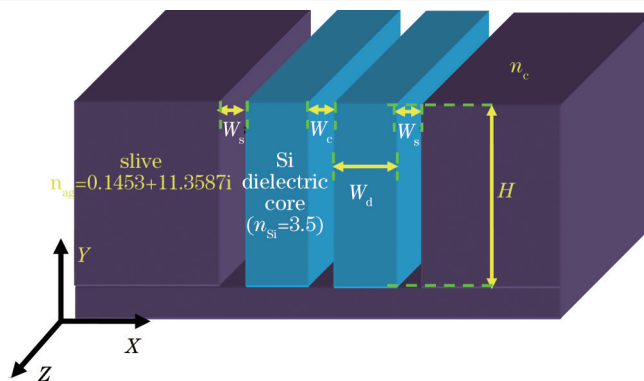


图 1 杂化表面等离激元波导示意图

Fig.1 Schematic illustration of the hybrid surface plasmon polariton

3 计算结果

如图 1 所示的波导结构具有较多的可调参数,不同的参数或极限情况下,该波导结构具有不同的特性:当介质核的宽度 $W_d = 0$ nm 时,该结构蜕变为沟槽型波导;当介质核与沟槽之间的距离 W_s 很小时,左右狭缝处的模式可看做是由金属-空气-Si 形成的杂化模;当 W_s 很宽(极限时趋近于无穷),左右狭缝处的模式为金属-空气界面处的表面等离激元模,与中间介质核的耦合很弱;当介质核间的狭缝宽度 W_c 很宽(极限时趋近于无穷)时,左右两个狭缝处的模式相互耦合变弱,且类似于 V R Almeida 等^[2]提出的原理,由两块介质核和中间狭缝形成的狭缝模式的场增强效应较弱(W_c 趋近于无穷的极限时模式不存在),而当 W_c 较小时,两块高折射率的介质可形成较强的狭缝型波导模。提出的波导结构可能存在的一种模式,即为该狭缝波导模(中间)与由左右狭缝耦合形成的对称模式的耦合。当 $W_c = 0$ nm 时,此结构蜕变为 Yang Pengfei 等^[25]所研究的新颖波导结构,其模式由介质波导模与金属表面等离激元模耦合而成,其中,介质核 Si 的宽度 W_d 以及介质核与金属沟槽间的距离 W_s 对波导模式有不同的影响,当介质核的宽度 W_d 比较大时,能量密度在介质核 Si 中最强,此时接近介质波导模;当介质核 Si 的宽度 W_d 一定时,如果两边的介质核与沟槽边界之间的缝隙宽度 W_s 越大,其模式越接近介质模。

3.1 W_d 较宽时, W_c, W_s 对 A_m 和 L 的影响

基于以上定性分析,介质核宽度 W_d 决定了左右两边狭缝模与中间狭缝模的耦合,而当 W_d 较宽时,左右狭缝模的特性主要由 W_s 决定,中间狭缝模特性主要由 W_c 决定。因此,本节首先研究 W_s 固定时, W_c 对 A_m 和 L 影响,随后研究 W_c 固定时, W_s 对 A_m 和 L 的影响。为了更进一步对该波导结构所存在的所有模式有一个宏观的认识,图 2(a)、(b)、(c)中给出该结构,当 $W_d = 150$ nm, $H = 400$ nm, $W_s = 50$ nm, $W_c = 15$ nm 时所存在的三个典型模式的电场主要分量分布,分别用模 A、模 B、模 C 表示这三个模。模 A 的电场分量主要为 E_y , 主要由介质核 Si 与底部金属 Ag 形成的表面等离激元,模 B、模 C 的电场分量主要为 E_x , 其中模 B 沿 x 方向呈反对称分布,而模 C 沿 x 方向呈对称分布。不同于模 A、模 B,模 C 的模场主要分量在中间狭缝 W_c 中最大,约为 W_s 中电场的三倍左右、为介质核 Si 中的 10 倍左右。

图 2(d)和(e)分别为三种模式所对应的模面积 A_m 和传播距离 L 。对于模 A、模 B,中间缝隙 W_c 对模面积 A_m 和传播距离 L 的影响很小,这主要是由于模 A 是底部处 Ag-Si 表面处的表面等离激元模,而模 B 由于反对称,在对称中心附近即中间狭缝处的模场 E_x 很弱,在这两种情况下,中间的空气狭缝可看做是微扰。而对于模 C,由于是对称模式,所以在中间位置,模场 E_x 值较大,此时,引入的空气狭缝具有较大的作用,相比于介质核中间没有狭缝即 $W_c = 0$ nm 时,引入狭缝可以急剧降低模面积 A_m 而保持较大的传播距离 L 。例如,当 $W_c = 0$ nm 时, $A_m = 0.098 A_0$ 、 $L = 48 \lambda$, 而 $W_c = 5$ nm 时, $A_m = 0.014 A_0$ 、 $L = 50 \lambda$, 相对于没有狭缝的结构,介质核中间有狭缝的模面积 A_m 有了急剧的减小,约减小到原来的七分之一,而 L 略有增长。这可以通过狭缝波导工作原理来理解:在中间狭缝和介质核 Si 的界面处,法向(即 x 方向)电位移矢量是连续的,即有 $D_{x,si} = D_{x,air}$, 由 $D = \epsilon E = n^2 E$, 而界面两边具有极大的折射率对比,因此界面上的电场不连续并且产生跃变,所以有 $E_{x,air}/E_{x,si} = 3.5^2/1$, 理论上,在中间狭

缝边界处两边,空气处的电场沿 x 方向的分量约为 Si 中的 12 倍,所以导致界面两侧空气中的能量密度约为 Si 中的 12 倍,而没有中间狭缝时,能量密度的最大值在中间位置[图 3(a)],因此,引入中间的空气狭缝,能进一步提高能量密度,最大约 12 倍,导致模面积能降低约一个数量级,数值计算表明:通过引入一个 5 nm 的狭缝,模面积降到原来的七分之一。另一方面,由于能量密度更加集中在中间区域而远离具有吸收的金属 Ag,其传播距离 L 将会略有提高,传播距离 L 增长了 2 个波长左右。因此,在介质核中间引入一条比较窄的缝隙,可以急剧的减小模式 C 的面积且保持较大的传播距离,以下部分着重只研究模 C 的特性。

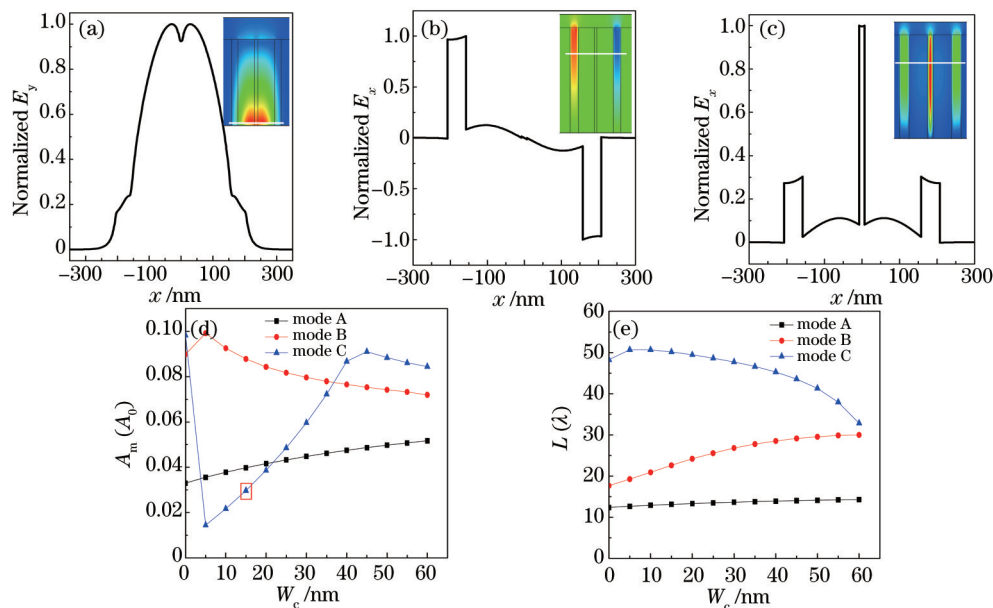


图 2 (a)、(b)、(c)该杂化波导的模 A、模 B、模 C 的归一化的电场分布,对应着插图中白色线所标记的位置;

(d)、(e)模 A、模 B、模 C 分布下,不同介质核缝隙宽度 W_c 对其有效模面积和传播距离的影响

Fig.2 (a)、(b)、(c)Normalized electric field distribution of the mode A, mode B and mode C of the hybrid waveguide corresponding to the position of white line in the interior illustrations, respectively; (d)、(e) influence of the distance between two dielectric cores W_c to its effective modal area and propagation length under the distribution of mode A, mode B and mode C, respectively

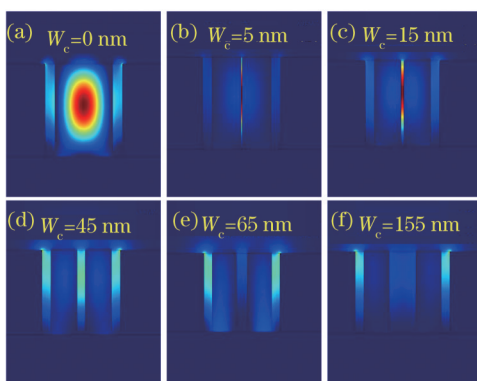


图 3 不同狭缝宽度下能量密度的分布

Fig.3 Energy density distribution with different distances between two dielectric cores

3.1.1 W_s 固定时, W_c 对 A_m 和 L 影响

图 2(d)和(e)中,唯一变化的参数为中间狭缝宽度 W_c ,对于模 C:当 W_c 不等于 0 nm 时,随着 W_c 的增加,模面积 A_m 先增大后减小,而传播距离 L 却是逐渐减小,这不同于传统的模面积减小时传播距离会减小的一般规律。为了更清楚的解释上述现象,给出不同 W_c 时模场的能量密度分布情况。图 3(b)~(f) 分别对应狭缝 $W_c = 5$ nm、15 nm、45 nm、65 nm、155 nm 时的情况。可以明显看出,随着 W_c 的增加,中间狭缝 W_c 中的能量密度急剧降低,当 $W_c = 45$ nm 时[图 3(d)],缝隙中的能量密度明显比 $W_c = 5$ nm [图 3(b)] 时的能量密度急剧减少,而且此时中间狭缝与左右狭缝中的能量密度差不多,这意味着中间狭缝的场增强效应越来越弱,模面积定义

式中的分母急剧减小,导致模面积急剧增大,随着 W_c 的进一步增大[图 3(e)、(f)],能量密度在左右狭缝中以及 Ag 的直角处和底面附近增大,在中间狭缝及附近的介质核中的相对强度变弱,此时,左右缝隙处的表面等激元模耦合减弱,导致中间区域的能量密度降低(容易想象当 W_c 无限大时,中间缝隙模将不存在,可以把此时的结构看做两个独立的相同的狭缝波导),左右狭缝模形成的对称和反对称模式都趋近于构成它们的左右两个无耦合的狭缝模式的特性。

由于随着 W_c 的增加,模式能量密度在 Ag 的直角处以及底部的 Ag 附近越来越强,因此,波导的模面积 A_m 和传播距离 L 应当依赖于高度。图 4 给出波导在不同高度 H 下, W_c 对模式的 A_m 和 L 的影响,计算中仍然设定: $W_s = 50 \text{ nm}$, $W_d = 150 \text{ nm}$ 。从图 4(a)中可以清晰看到,在较小的 W_c 时,相比于 $H = 300 \text{ nm}$ 、 400 nm 的情况, $H = 200 \text{ nm}$ 时的模面积 A_m 最大、其传播距离 L 最短,且 W_c 不能大于 55 nm ,否则模式 C 不再存在。不难理解,对于模式 C ,它的电场分量主要为 E_x ,当高度 H 逐渐增加,左右狭缝处的表面等激元模耦合增强,能量密度在底部 Ag 附近减弱,损耗自然小,这一观点与 Yang Pengfei 等^[25]得出的结论相同。在比较宽的 W_s 、 W_d 下,随着高度 H 的增加,传播距离 L 在逐渐增大。另一方面,当 W_c 比较宽时(大于 35 nm), $H = 300 \text{ nm}$ 时的 A_m 比 $H = 400 \text{ nm}$ 时的要小。因此,在 W_c 比较小时,要获得较长的 L , $H = 400 \text{ nm}$ 的结构要优于 $H = 300 \text{ nm}$ 的结构,当 W_c 比较大时,要获得较小的 A_m , $H = 300 \text{ nm}$ 要更加好一些。以上结论是在 W_d 和 W_s 比较大的条件下得到的,接下来的研究中选取中间高度 $H = 300 \text{ nm}$,保持较小的 W_c ,研究不同宽度 W_s 对模面积 A_m 和传播距离 L 的影响。

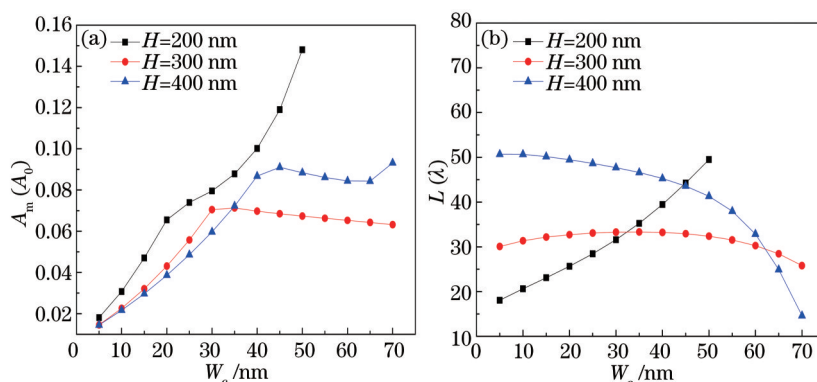


图 4 (a) 介质核高度 H 对有效模面积的影响; (b) H 对传播距离的影响

Fig.4 (a) Height of dielectric core H effects on effective modal area; (b) H effects on propagation length

3.1.2 W_c 固定时, W_s 对 A_m 和 L 的影响

以上分析表明,对于较大的 W_s , W_c 越小(不等于 0 nm),中间场增强效应越大,模面积越小,传播距离越长。因此,接下来,固定较小的 W_c ,研究 W_s 对 A_m 和 L 的作用。图 5(a)和(b)分别表示介质核与金属间距离 W_s 对模面积 A_m 和传播距离 L 的影响,计算中介质核的宽度 W_d 仍然为 150 nm ,中间狭缝宽度分别设为: $W_c = 0 \text{ nm}$ 、 10 nm 、 20 nm 、 50 nm 。由图可知,当 $W_c = 0 \text{ nm}$ 、 10 nm 、 20 nm 时,传播距离 L 的变化趋势几乎相同,都是随着 W_s 的增大,先增大后缓慢减小,特别是 W_s 从 10 nm 增加到到 30 nm 时: $W_c = 10 \text{ nm}$ 、 20 nm 的 L 几乎从 25λ 急剧增大到 35λ ,达到最大值,随后随着 W_s 的增加缓慢下降,这主要是因为对于较小的 W_s ($W_s < 30 \text{ nm}$),左右两边狭缝顶部处的场及能量密度很强,导致较大的辐射损耗以及金属银的吸收损耗。通过增加波导的高度 H 能减少这两种损耗,如图 4(b)中所展示对于较小的 W_c ,随着 H 的增大,传播距离 L 急剧增大。随着 W_s 的增加,左右狭缝中的相对能量密度减弱,因此传播距离 L 急剧增加,而随着 W_s 的进一步增加,左右狭缝的模式耦合变弱,波导模式由左右及中间的狭缝模耦合而成,渐进的变为只有中间狭缝的模式,且其能量密度在介质核 Si 的底部靠近左右狭缝处增大,由于靠近底部的金属 Ag ,导致传播距离 L 减小。然而,模面积 A_m 却表现出极大的不同: $W_c = 0 \text{ nm}$ 时的 A_m 大部分大于 $W_c = 20 \text{ nm}$ 、 50 nm 时的 A_m ,并且远大于 $W_c = 10 \text{ nm}$ 时的情况,这主要是由于对于较大的 W_s (例如 $W_s = 30 \text{ nm}$),中间的狭缝中场增强可能强于左右狭缝中的场,且随着 W_c 的增大而减弱,因此 $W_c = 10 \text{ nm}$ 时的 A_m 远小于 $W_c = 0 \text{ nm}$ 和 20 nm 时的 A_m ;对于较小的 W_s (例如 $W_s = 10 \text{ nm}$),随着 W_c 的增加, A_m 在逐渐减小,这主要是由于此时左右狭缝处的场增强效应非常强,能量密度的最大值出

现在左右狭缝处,随着 W_c 的增加,左右狭缝的耦合逐渐减弱。另外,当 W_c 增大到 50 nm 时,若 $W_s > 30$ nm,模式 C 不存在,因为此时中间和两边的狭缝模式都不存在,所以要想模式 C 存在,中间狭缝 W_c 不能太宽而且 W_s 也不能太宽,以保证中间以及两边的狭缝模式较强。

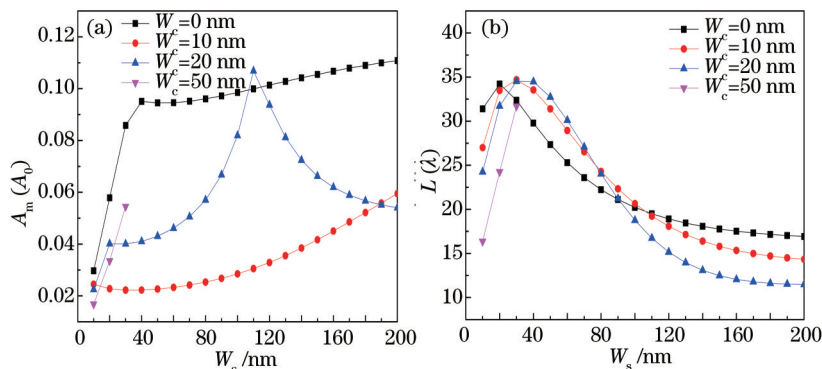


图 5 (a) 介质核与金属间距离 W_s 对有效模面积的影响; (b) W_s 对传播距离的影响

Fig.5 (a) Weigh of the gap between dielectric core and metal material W_s effects on effective modal area; (b) W_s effects on propagation length
 总之,当 W_c 较大时, W_s 要小,模式才存在;当 W_c 较小时, W_s 存在一个合适的值,使得模面积 A_m 小,传播距离 L 大,例如: $W_c = 10$ nm 时, $W_s = 30$ nm 时的 A_m 最小, L 最大。

3.2 W_c 和 W_s 固定时, W_d 对 A_m 和 L 的影响

以上研究表明,在 W_d 相对较宽时,要得到较小的 A_m 和较大的 L , W_c 要小(不等于 0),且 W_s 在 30 nm 附近存在一个合适的值,这是在较大 W_d 的情况下得到的结论,由于中间介质核的宽度 W_d 对所研究的模式具有重要的影响,决定了中间的狭缝模式是否存在以及左右狭缝模式的耦合强度,如果 W_d 太小,中间的狭缝 W_c 模式有可能不存在,两边狭缝 W_s 处的表面等离激元模耦合增强。所以,接下来保持较小的 W_c 和 W_s ,研究不同宽度 W_d 对 A_m 和 L 的影响。

3.2.1 W_c 一定时,不同 W_s 下, W_d 对 A_m 和 L 的影响

首先研究 W_d 对左右狭缝模式耦合的作用,即在相同 W_c 不同 W_s 情况下,介质核宽度 W_d 对 A_m 和 L 的影响。计算中,设定 W_c 为 0 nm(无中间狭缝模)、10 nm(中间狭缝模较强)、30 nm(中间狭缝模较弱),分别对应图 6(a)和(b)、(c)和(d)、(e)和(f)。图 6(a)、(b)即 $W_c = 0$ nm,此时中间无狭缝模,当 $W_s = 0$ nm 时,随 W_d 的增加,其 A_m 增长很快,传

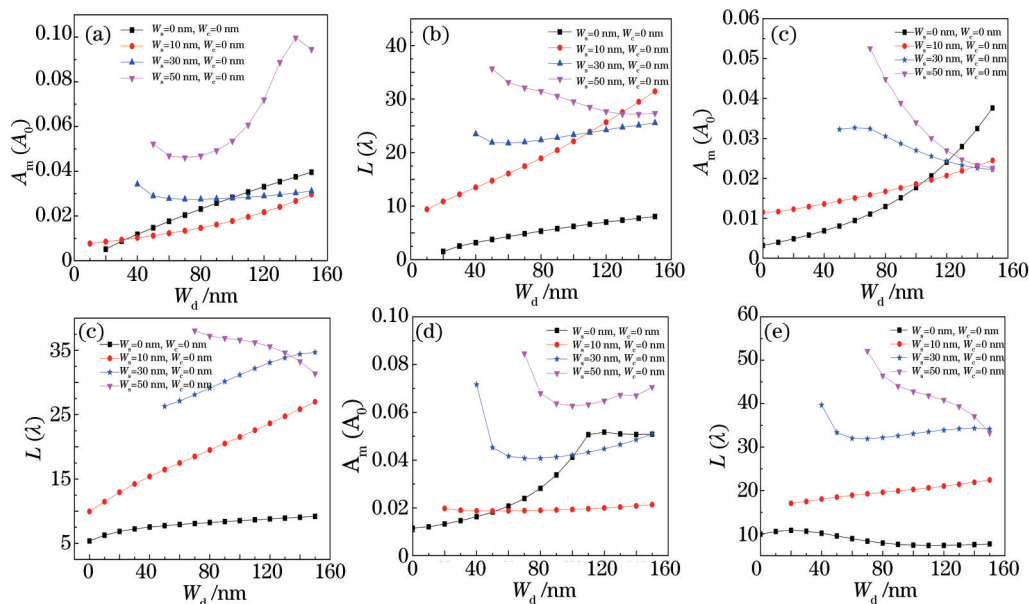


图 6 介质核宽度 W_d 对其模面积 A_m 和传播距离 L 的影响。(a)、(b) $W_c = 0$ nm; (c)、(d) $W_c = 10$ nm; (e)、(f) $W_c = 30$ nm

Fig.6 Variations of effective modal area and propagation length with wide of dielectric core.

(a)、(b) $W_c = 0$ nm; (c)、(d) $W_c = 10$ nm; (e)、(f) $W_c = 30$ nm

播距离 L 都很小且远小于其它 W_s 的情况,这一规律在其他 W_c 的情况下也存在,另外,相比于 $W_s=10\text{nm}$ 的情况,当 $W_d>30\text{nm}$ 时,其模面积 A_m 很大而传播距离 L 又很小,因此,为实现低损耗超小模面积, W_s 最好不等于 0nm 。还可以清晰看出,当 W_s 比较宽时(30nm 、 50nm), W_d 也要较宽,否则模式C就不存在,此现象在接下来讨论的 $W_c=10\text{nm}$ 、 30nm 时仍然存在,这主要因为左右狭缝模式是由表面等离子激元模和Si核波导模耦合而成,该狭缝模式要存在需要较宽的 W_d 。对于较宽的 W_s ,其 A_m 很大,主要原因是左右狭缝中的场增强效应很弱,比较有趣的是,当 $W_d>110\text{nm}$ 时,与 $W_s=30\text{nm}$ 时相比, $W_s=10\text{nm}$ 时的 L 大而 A_m 却小,其原因是 $W_s=10\text{nm}$ 时,能量密度的最大值出现在左右狭缝中,远大于中间Si核的能量密度,而 $W_s=30\text{nm}$ 时的能量密度最大值在Si核中,强于左右狭缝中的能量密度。所以,当 $W_c=0\text{nm}$ 时,即中间不存在狭缝场增强效应,要获得较小的 A_m 和相对较长的 L , W_s 最好比较小(不等于 0nm),此时在左右狭缝中存在场增强效应而降低模面积 A_m ,而且在 W_s 较小的情况下($W_s=10\text{nm}$),随着 W_d 的减小, A_m 也在逐渐减小,而 L 都在 10λ 以上。

对于 $W_c=10\text{nm}$,即图6(c)、(d),可以观察到更加有趣的现象:随 W_d 的增加,在 W_s 较小时,模面积 A_m 增加,而 W_s 较大时, A_m 减小, $W_s=50\text{nm}$ 的 A_m 和 $W_s=10\text{nm}$ 的 λ 相交于 $W_d=140\text{nm}$,其原因是由于 $W_s=10\text{nm}$ 时,能量密度的最大值出现在两边狭缝,而 $W_s=50\text{nm}$ 时,能量密度最大值处于中心狭缝处。另外值得一提的是,当 $W_s=30\text{nm}$ 时,随着 W_d 的增加, A_m 在逐渐减小而 L 在逐渐增大,这与传统的模面积减小时传播距离减小的一般规律不同,例如:当 $W_d=150\text{nm}$ 时, A_m 最小,大约为 $0.024A_0$, L 最大,为 36λ ,这与图5一致。所以在 $W_c=10\text{nm}$ 时即中间狭缝中存在较强的场增强效应时,要得到较小的 A_m 和相对比较大的 L ,可以考虑采用较宽的 W_d 和一个最优的 W_s (计算结果表明 30nm 最好),使得左右狭缝模与中间狭缝模能较好的耦合。

对于 $W_c=30\text{nm}$ 即图6(e)、(f), $W_s=10\text{nm}$ 时的 A_m 远小于 $W_s=30\text{nm}$ 及 50nm 时的 A_m ,而且随着 W_d 的增加,其 A_m 和 L 是缓慢增长,在 $0.02A_0$ 和 20λ 左右。还能明显看出随着 W_s (不等于 0nm)的减小, A_m 在急剧减小。所以在 $W_c=30\text{nm}$ 时即中间狭缝模场增强效应较弱时,当 W_d 很窄(小于 50nm),要得到较小的 A_m , $W_s=0\text{nm}$ 时比较好,而当 W_d 比较宽时, W_s 越小(不等于 0nm)越好。

综上所述,结构中场增强效应可能存在于左右狭缝中或者中间狭缝中,这取决于 W_c 的大小,要获得较小的 A_m 和 10λ 以上的 L ,如果 $W_c=0\text{nm}$ 时, W_s 最好比较小,而且在较小的 W_s 下($W_s=10\text{nm}$),随着 W_d 的减小, A_m 也在逐渐减小。若 $W_c=10\text{nm}$ 时,在 W_d 比较窄时, W_s 越小越好,而 W_d 比较宽时(大于 140nm), W_s 相对大一些(30nm)比较好。若 $W_c=30\text{nm}$,当 W_d 很窄小于 50nm 时, $W_s=0\text{nm}$ 时,相对比较好,而 W_d 比较宽时, W_s 越小越好。

以上是在 W_c 一定,不同的 W_s 下得到的结论,那么对于 W_s 一定,不同的 W_c 时,图6不能很好地描述介质核宽度 W_d 对 A_m 和 L 的影响,在图6中,对于 $W_s=0\text{nm}$ 的总体 L 都在 10λ 以内,所以排除这种情况。选取 $W_s=10\text{nm}$ [图7(a)、(b)]即左右狭缝中存在较强的场增强效应,以及 $W_s=30\text{nm}$ [图7(c)、(d)]即左右狭缝中场增强效应较弱,在较小的 W_c ($W_c=0\text{nm}$ 、 10nm 、 30nm)情况下,研究介质核宽度 W_d 对其 A_m 和 L 的影响。

3.2.2 W_s 一定,不同 W_c 下, W_d 对 A_m 和 L 的影响

图7(a)为 $W_s=10\text{nm}$,不同的 W_c 所对应的三条曲线相交于一点,当 $W_d<110\text{nm}$ 时, W_c 越小,模面积 A_m 越小,传播距离 L 也越短,但是当 $W_d>110\text{nm}$ 时,情况恰好相反,此时随着 W_c 的减小, A_m 和 L 都增大,这主要是由于 $W_s=10\text{nm}$ 时,左右狭缝具有较强的场增强效应,能量密度的最大值在左右狭缝中,较小的 W_d 和较小的中间狭缝宽度 W_c 有利于左右狭缝模式的耦合,类似于J Takahara等^[13]和Si Bozhevoelength等^[19]所提的耦合模原理,当 $W_d<110\text{nm}$ 时,模式更像左右狭缝耦合成的对称模式,此时, W_c 的增加等效于增大了左右狭缝之间的距离,因此耦合变弱,而当 $W_d>110\text{nm}$ 时,模式更接近于中间的狭缝模,而 W_c 的增加对中间狭缝模具有较大的影响, W_c 越大,中间狭缝及与之相邻的高折射率介质核中能量密度越弱(详见图3中的分析),导致模面积减小。因此,当左右狭缝中存在较强的场增强效应即 W_s 较窄时,要获得较小的 A_m ,若 W_d 比较窄时, W_c 越小越好,而 W_d 比较宽时, W_c 相应要大一些, A_m 会更小。

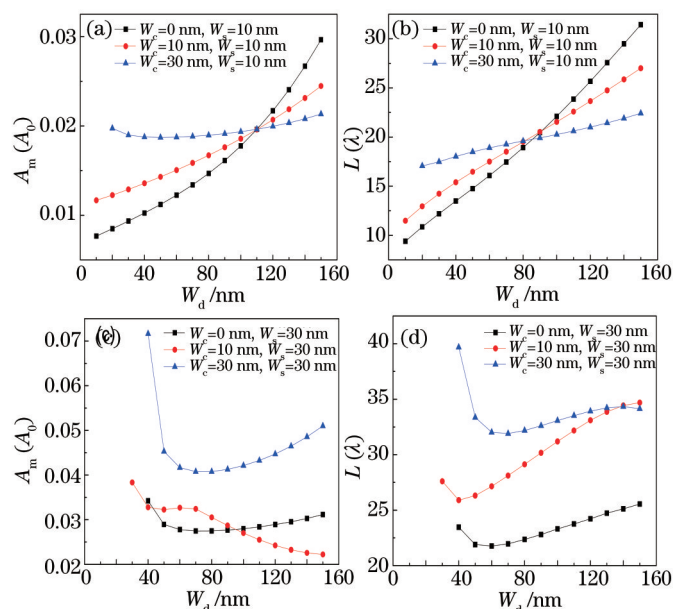


图 7 介质核宽度 对其模面积 和传播距离 L 的影响。(a)和(b)中 $=10\text{ nm}$, (c)和(d)中 $=30\text{ nm}$

Figure 7 Variations of effective modal area (A_m) and propagation length (L) with the wide of dielectric core (W_d), for $W_s=0\text{ nm}$ in (a) and (b), $W_s=30\text{ nm}$ in (c) and (d), respectively.

当 $W_s=30\text{ nm}$ 时,即左右狭缝中场增强效应较弱, W_d 相应要较宽,否则模式 C 就不存在。当 $W_c=30\text{ nm}$ 时,其 L 都在 30λ 以上,而模面积 A_m 远大于 $W_c=0\text{ nm}$ 、 10 nm 时的情况。如果 $W_d>100\text{ nm}$,相比于 $W_c=0\text{ nm}$ 时的情况, $W_c=10\text{ nm}$ 所对应的 A_m 小而 L 却远大于,而且随着 W_d 的增加,其差别越来越大,尤其当 $W_d=150\text{ nm}$ 时,其 A_m 最小, L 最大,这与图 6 的描述是相一致的,即当两边狭缝中场增强效应较弱时,为了减小模面积,在中间引入一条狭缝,可使得中间狭缝的场增强,从而实现超小模面积。

以上分析表明:对于 $W_s=10\text{ nm}$ 时,模面积 A_m 和传播距离 L 存在折中,此时模面积越小,传播距离越小,若 W_d 比较窄 ($W_d<110\text{ nm}$), W_c 越小 A_m 越小 L 越小,而 W_d 比较宽时 ($W_d>110\text{ nm}$), W_c 相对大一些, A_m 会小。当 $W_s=30\text{ nm}$ 时,若是 W_d 比较宽时(大于 100 nm), W_c 应不为 0 nm 且如果越小中间场增强效应越强,即模面积 A_m 越小,传播距离 L 越长。

以上结论,是在高度 $H=300\text{ nm}$ 时得到的,图 4 是在 W_d 、 W_s 比较大时研究了高度 H 对 A_m 和 L 的影响,其中,当 W_c 比较小时, $H=300\text{ nm}$ 和 400 nm 的 A_m 相差很小,几乎可以忽略,但是 L 却有很大的差别。另外,从图 7 中可以观察到, W_s 比较小 (30 nm) 时, L 几乎在 20λ 以上。因此,接下来着重考虑在较小的 W_c 和 W_s 下,研究高度 H 分别为 400 nm 和 300 nm 时, W_d 对其 A_m 和 L 的影响,计算分别设定: $W_s=10\text{ nm}$ 、 30 nm , $W_c=0\text{ nm}$ 、 10 nm , $H=300\text{ nm}$ 、 400 nm 。

3.2.3 W_c 和 W_s 固定,不同高度 H 下, W_d 对 A_m 和 L 影响

图 8(a)、(b)和(c)、(d)分别对应着 $W_s=10\text{ nm}$ 和 30 nm 。其中,图 8 中的实心点、空心点分别表示高度 $H=300\text{ nm}$ 、 400 nm 。图 8(a)、(b)即 $W_s=10\text{ nm}$:无论 $H=300\text{ nm}$ 还是 400 nm , $W_c=0\text{ nm}$ (正方形)或者 $W_c=10\text{ nm}$ (圆形),所对应的 A_m 和 L 的变化趋势几乎相同,只是随着高度 H 的增加, A_m 和 L 略有增大。不同于以上 W_s 比较小的情况,当 W_s 比较大时 [$W_s=30\text{ nm}$, 即图(c)和(d)],高度 H 对 A_m 和 L 具有重要的影响:类似于图 7,当 W_d 较大时, $W_c=10\text{ nm}$ 时的模面积 A_m 比 $W_c=0\text{ nm}$ 时的 A_m 小,传播距离 L 大。尤其是 $W_c=10\text{ nm}$ 时,在 W_d 较大的情况下, $H=400\text{ nm}$ 时的 A_m 相差很小,但是 L 却远大于 $H=300\text{ nm}$ 的情况,例如: $W_d=150\text{ nm}$ 时, $H=300\text{ nm}$ 、 400 nm 的 A_m 和 L 分别为 $0.0223 A_0$, 34λ 、 $0.0228 A_0$, 51λ 。这主要是因为对于较大的 W_s (30 nm),能量密度在左右狭缝的上部具有较大的分布, H 越大,在上部的分布越小,因此,随着 H 的增大,传播长度 L 急剧增大。

当 W_s 较小时 ($W_s=10\text{ nm}$),无论 $W_c=0\text{ nm}$ 还是 $W_c=10\text{ nm}$,高度 H 对模面积 A_m 和传播距离 L 影响不大,高度 H 越高,模面积 A_m 和传播距离 L 都稍有增加;当 W_s 比较大时 [$W_s=30\text{ nm}$, 即图 8(c)和(d)],高度 H 对 A_m

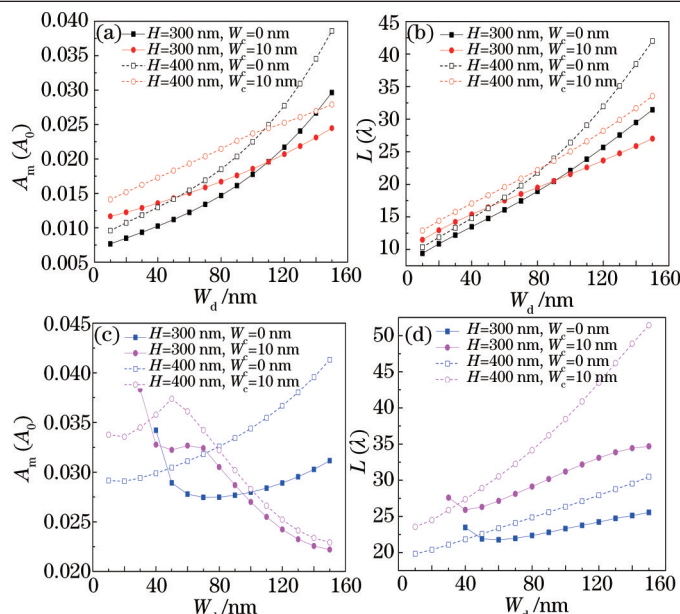


图8 介质核高度分别在400 nm、300 nm时, W_d 对其模面积 A_m 和传播距离 L 的影响。(a)、(b) $W_s = 10$ nm; (c)、(d) $W_s = 30$ nm

Fig.8 Variations of effective modal area and propagation length with height of dielectric core which is 400 nm and 300 nm, respectively. (a)、(b) $W_s = 10$ nm; (c)、(d) $W_s = 30$ nm

和 L 具有重要的影响:数值表明当 $W_c = 10$ nm 时,其模面积比 $W_c = 0$ nm 时的小,而传播距离 L 大于 $W_c = 0$ nm 时的情况,另外,与 $H = 300$ nm 相比, $H = 400$ nm 时的 A_m 相差很小,但是 L 却大得多。

4 结 论

提出了一种新型杂化波导结构,基于有限元的方法,在波长为 1550 nm 时,系统地研究了两块介质核间的距离,介质核的宽度、高度及介质核与金属间的距离对有效模面积 A_m 和传播距离 L 的影响。结果显示,通过左右狭缝或者中间狭缝的场增强效应,能得到低损耗超小模面积的杂化模。当介质核与金属间的距离比较大时,即左右狭缝场增强效应较弱时:在介质核 Si 中间引入一条狭缝(5 nm),其模面积 A_m 相对于中间无缝隙的结构有所减小,约减到原来的七分之一,而传播距离 L 相比略有增长,维持在 50λ 左右,而且中间缝隙 W_c 越窄(不等于 0 nm),模面积 A_m 越小,传播距离 L 越大,另外,随着高度 H 的增加,其 A_m 几乎不变,而 L 显著增加。当介质核与金属间的距离比较小时,即左右狭缝场增强效应较强时:模面积 A_m 和传播距离 L 存在折中,此时模面积越小,传播距离越小,若 W_d 比较窄($W_d < 110$ nm), W_c 越小 A_m 越小 L 越小,而 W_d 比较宽时($W_d > 110$ nm), W_c 相对大一些, A_m 会小,另外,此时,高度 H 对模面积 A_m 和传播距离 L 影响不大,高度 H 越高,模面积 A_m 和传播距离 L 都稍有增加。对于杂化波导结构,与表面等离子激元纯波导相比,可以将光波模式限制在两块高折射率介质之间的狭缝中,从而实现低损耗,亚波长模场限光。理论分析与结果可以进一步为实验室设计及制备高性能的杂化波导提供理论参考与指导。

参 考 文 献

- 1 Dai Daoxing, He Sailing. Low-loss hybrid plasmonic waveguide with double low-index nano-slots[J]. Opt Express, 2010, 18(17): 17958-17966.
- 2 V R Almeida, Q Xu, C A Barrios, et al.. Guiding and confining light in void nanostructure[J]. Opt Lett, 2004, 29(11): 1209-1211.
- 3 T Tsuchizawa, K Yamada, H Fukuda, et al.. Microphotronics devices based on silicon microfabrication technology[J]. IEEE J Sel Top Quantum Electron, 2005, 11(1): 232-240.
- 4 S Bay, P Lambropoulos, K Mølmer. Atom-atom interaction in strongly modified reservoirs[J]. Phys Rev A, 1997, 55(2): 1485-1496.
- 5 S Hughes. Modified spontaneous emission and qubit entanglement from dipole-coupled quantum dots in a photonic crystal nanocavity[J]. Phys Rev Lett, 2005, 94(22): 227402.

- 6 Gonzalez-Tudela, Martin-Cano, E Moreno, *et al.*. Entanglement of two qubits mediated by one-dimensional plasmonic waveguides[J]. Phys Rev Lett, 2011, 106(2): 020501
- 7 Qu Lianjie, Yang Yuede, Huang Yongzhen. Slow-light characteristics of photonic crystal waveguides[J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(1): 0113002.
曲连杰, 杨跃德, 黄永箴. 光子晶体波导慢光特性研究[J]. 光学学报, 2011, 31(1): 0113002.
- 8 V R Almeida, Q F Xu, C A Barrios, *et al.*. Guiding and confining light in void nanostructure[J]. Opt Lett, 2004, 29 (11): 1209-1211.
- 9 Zhu Zhihong, Ye Weimin, Yuan Xiaodong, *et al.*. Photonic crystal waveguide directional coupler[J]. Acta Optica Sinica, 2003, 23 (10): 1237-1240.
朱志宏, 叶卫民, 袁晓东, 等. 光子晶体波导定向耦合器[J]. 光学学报, 2003, 23(10): 1237-1240.
- 10 Li Jiahua, Yu Rong, Wu Ying. Dipole-induced high-order sideband comb employing a quantum dot strongly coupled to a photonic crystal cavity via a waveguide[J]. Phys Rev B, 2014, 89(3): 035311
- 11 Zhang Xiaoyang, A Hu, T Zhang, *et al.*. Subwavelength plasmonic waveguides based on ZnO nanowires and nanotubes: a theoretical study of thermo-optical properties[J]. Appl Phys Lett, 2010, 96(4): 043109.
- 12 Zhang Xiaoyang, A Hu, J Z Wen, *et al.*. Numerical analysis of deep sub-wavelength integrated plasmonic devices based on semiconductor-insulator-metal strip waveguides[J]. Opt Express, 2010, 18(18): 18945-18959.
- 13 J Takahara, S Yamagishi, H Taki *et al.*. Guiding of a one-dimensional optical beam with nanometer diameter[J]. Opt Lett, 1997, 22 (7): 475-477.
- 14 Bian Yunsheng, Zheng Zheng, Zhao Xin, *et al.*. Guiding of long-range hybrid plasmon polariton in a coupled nanowire array at deep-subwavelength scale[J]. IEEE Photon Technol Lett, 2012, 24(15):1279-1281
- 15 Chen Lin, Zhang Tian, Li Xun, *et al.*. Novel hybrid plasmonic waveguide consisting of two identical dielectric nanowires symmetrically placed on each side of a thin metal film[J]. Opt Express, 2012, 20(18): 20535-20544.
- 16 Cui Naidi, Liang Jingqiu, Liang Zhongzhu, *et al.*. Two stage photonic crystal beam compressor based on silicon nanowire waveguide[J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(1): 0123004.
崔乃迪, 梁静秋, 梁中翥, 等. 基于硅纳米线波导的两级光子晶体缩束器[J]. 光学学报, 2012, 32(1): 0123004.
- 17 Hu Mengzhu, Zhou Siyang, Han Qin, *et al.*. Ultraviolet surface plasmon polariton propagation for ZnO semiconductor-insulator-metal waveguides[J]. Acta Phys Sin, 2014, 63(2): 029501.
胡梦珠, 周思阳, 韩 琴, 等. 紫外表面等离激元在基于氧化锌纳米线的半导体-绝缘介质-金属结构中的输运特性研究[J]. 物理学报, 2014, 63(2): 029501.
- 18 D F P Pile, T Ogawa, D K Gramotnev, *et al.*. Two-dimensionally localized modes of a nanoscale gap plasmon waveguide[J]. Appl Phys Lett, 2005, 87: 261114.
- 19 S I Bozhevolnyi, V S Volkov, E Devaux, *et al.*. Channel plasmon-polariton guiding by subwavelength metal grooves[J]. Phys Rev Lett, 2005, 95(4): 046802.
- 20 S I Bozhevolnyi. Effective-index modeling of channel plasmon polaritons[J]. Opt Express, 2006, 14(20): 9467-9476.
- 21 R F Oulton, V J Sorger, D A Genov, *et al.*. A hybrid plasmonic waveguide for subwavelength confinement and long-range propagation[J]. Nat photonics, 2008, 2(8): 496-500.
- 22 Bian Yunsheng, Gong Qihuang. Highly confined guiding of low-loss plasmon waves in hybrid metal-dielectric slot waveguides[J]. Nat Nanotech, 2014, 25(34): 345201.
- 23 C C Huang. Ultra-long-range symmetric plasmonic waveguide for high-density and compact photonic devices[J]. Opt Express, 2013, 21(24): 29544-29557.
- 24 Zhang Zhonglai, Wang Jian. Long-range hybrid wedge plasmonic waveguide[J]. Sci Rep, 2014, 4: 06870.
- 25 Yang Pengfei, Di Zhigang, Xu Hongxing. Low-loss light transmission in a rectangularshaped hybrid metal trench at 1550 nm[J]. Opt Express, 2013, 21(14): 17053-17059.

栏目编辑: 韩 峰