

一种新颖的表面光波导型原子(或分子)分束器^{*}

纪宪明^{1)†} 印建平²⁾

¹⁾ 南通大学理学院, 南通 226007)

²⁾ 光谱学与波谱学教育部重点实验室, 华东师范大学物理系, 上海 200062)

(2004 年 12 月 20 日收到, 2005 年 1 月 31 日收到修改稿)

提出了一种采用二元 π 位相板与柱面透镜组合而构成表面光波导型原子(或分子)分束器及其 Mach-Zehnder 干涉仪与 X-分束器列阵的新方案, 介绍了本方案的物理思想与基本原理, 导出了光强分布、强度梯度、分束距离和分束路径的宽度与光学系统参数间的解析关系, 并分析和讨论了本方案的潜在应用及其可行性. 研究表明, 本方案设计新颖、光路简单, 便于与其他元件组合构成具有表面微结构的集成原子(或分子)光学元器件及其全光型原子(或分子)芯片.

关键词: 原子(或分子)光波导, 原子(或分子)分束器, 原子(或分子)芯片, 二元 π 位相板

PACC: 3280P, 3380P, 4250

1. 引言

与光学分束器在光子光学中的作用一样, 原子(或分子)分束器在冷原子(或冷分子)波动性的研究中起着重要作用, 它是原子光学(或分子光学)研究中的重要元器件之一. 早期原子分束器的原理通常是利用原子与周期性分布的光场(驻波场)、磁场等相互作用来实现原子束的相干分裂^[1-3], 但由于技术条件的限制, 周期性势场的尺寸总是远大于原子的德布罗意波长, 分束的角度很小, 难以满足原子光学研究的需要.

近年来, 人们根据原子波导技术提出了一些波导型原子分束器方案, 如 Schmiedmayer 小组和 Cornell 小组以及印建平等人分别提出了多种磁波导型原子分束器^[4-8]. 在 2000 年, Pruvost 小组提出并实验研究了采用两束相交的红失谐高斯激光束实现波导原子的非相干分束^[9]; 同年 Zhu 小组实验研究了采用蓝失谐空心光束实现波导原子的非相干分束^[10]. 2001 年, Birkel 小组提出了采用两束平面光波照明两个柱面透镜构成原子分束器的方案^[11, 12]. 这些波导型原子分束器的主要优点是分束角度大、范

围宽, 并在分束过程中由于波导势场的横向囚禁作用, 被波导的冷原子束发散角可被有效地压缩.

然而, 随着原子芯片和集成原子光学的发展, 上述分束方法还不能满足原子芯片和集成原子光学的需要. 为此, 本文提出了一种新颖的、可实现表面微型化和集成化的原子(或分子)分束器及其 Mach-Zehnder 干涉仪与 X-分束器列阵网络的方案, 计算了分束器的光强分布及其波导⁸⁵Rb 原子的光学偶极势, 并就本方案的潜在应用及其可行性进行了分析与讨论.

2. 表面光波导型原子分束器方案

图 1(b)(c)和(d)是产生 Y-分束器、X-分束器和 M-Z 干涉仪的三种二元 π 相位板, 图中黑色部分的位相为 π , 白色部分的位相为 0, 将这些相位板分别与柱面透镜制作在同一块透明衬底板上, 构成一个组合元件, 用一束红失谐的单色平面光波照明, 在柱面透镜的焦平面上产生的光强分布, 可用来导引冷原子(或冷分子), 实现超冷原子(或超冷分子)的相干分束与传输.

我们用图 1(a)来说明 Y-分束器相位板的划分

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10174050, 10374029 和 10434060), 江苏省教育厅高校自然科学基金(批准号: 04kj140109)和上海市重点学科以及教育部 211 专项基金资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: jixm@ntu.edu.cn

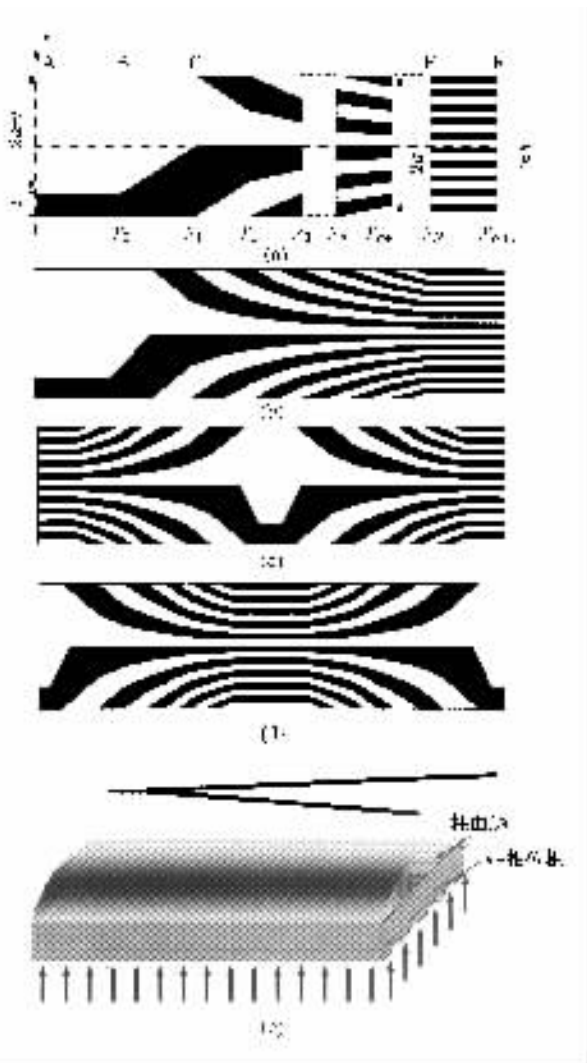


图1 表面光波导型原子分束器的方案 (a)Y-分束器相位板的相位划分方法 (b)Y-分束器相位板 (c)X-分束器相位板 (d)M-Z干涉仪相位板 (e)构成Y-分束器的原理性实验装置

方法和实现物质波分束的物理思想,这一思想来源于单缝和多缝的夫琅禾费衍射.众所周知,单缝夫琅禾费衍射在柱面透镜焦平面上的光强分布(衍射图样)主要是一条零级主最大亮纹,次极大光强远小于主最大,可以忽略不计.若把单缝分为相位为 π 和0的两条缝(如图1(a)中的AB段, x 方向总宽度为 $2a$),相位值为 π 的宽度为 t ,相位值为0的宽度为 $(2a-t)$.当 t 较小时,焦平面上的衍射光强分布仍然是一条零级主最大亮纹;当 t 较大时,衍射图样变为两条亮纹.若把单缝分为 $2N$ 条等宽度的缝, π 相位和0相位相间排列(如图1(a)中EF段),也就是变成周期为 $2a/N$ 的二元相位型光栅.根据光栅衍射理论,这种光栅的衍射,消除了零级和其他偶数级衍射主最大,只存在奇数级衍射主最大.而 ± 1

级衍射主最大的光强远大于其他奇数级主最大和次最大,忽略高级次主最大和次最大,衍射图样就是 ± 1 级衍射主最大亮纹,两条亮纹间的距离与 N 成正比.而我们的目的是要得到Y形的光强分布,即衍射图样由一条亮纹连续地演变为两条分开的亮纹,并要求分开的距离较大.为此,我们在图1(a)中,沿 y 方向从B到E分为 N 小段,各小段分界线的 y 坐标分别记为 $y_0, y_1, y_2, \dots, y_N$,在第一小段(BC段),从 y_0 开始,相位值为 π 的宽度 t 随 y 线性增加,到 y_1 时,分成等宽度反相位的双缝,相应的衍射图样由一条沿 y 方向的亮纹渐渐地演变为两条亮纹.为了增大两亮纹间的距离,并保持亮纹的光强分布连续均匀,在第二小段,从 y_1 开始,逐渐减小原双缝的宽度,同时分别从两边插入相位值为 π 和相位值为0的尖劈(相位板的总宽度始终保持不变),到 y_2 变为等宽度的四缝,在第三小段,从 y_2 开始,同样从两边插入相位值为 π 和相位值为0的尖劈,并逐渐减小四缝的宽度,到 y_3 变为等宽度的6缝,依次类推下去;在第 $n+1$ 小段,从 y_n 处的 $2n$ 缝开始,到 y_{n+1} 处变为 $2(n+1)$ 缝,最后变为 N 个周期的相位型光栅,形成图1(b)所示的Y-分束器相位板.其中,在各小段上,0相位和 π 相位间的分界线是方程

$$\begin{cases} x_{00} = \frac{a-t}{y_1-y_0}(y-y_0), & (n=0) \\ x_{nk} = -\frac{ak_s}{n(n+1)}\left(\frac{y-y_{n+1}}{y_{n+1}-y_n}-n\right) & (1 \leq n \leq N-1) \end{cases} \quad (1)$$

的直线及 y 轴,这里 $k_s = \begin{cases} k, & (k < 0) \\ k+1, & (k \geq 0) \end{cases}$, $(-n \leq k \leq n-1)$.如图1(e)所示,如果采用平面光波(或准平面光波)照射,则在焦平面上得到Y形亮纹.当照射光为红失谐光时,这种光强分布可用于冷原子(或冷分子)的波导分束,这就是我们所提出的表面光波导型原子分束器方案的基本物理思想.

若把两个Y-分束器相位板反向串接起来,则可以得到如图1(c)和(d)所示的相位板,从而分别用于构成X-分束器和Mach-Zehnder干涉仪.

3. Y-分束器光强分布的计算与分析

如图1(e)所示,用振幅为 A 、波长为 λ 的单色

平面光波照射我们的光学系统。取以下坐标系： z 轴沿透镜像轴方向，位相板平面设为 xoy 平面($z = 0$)。柱面透镜与相位板重叠(透镜和相位板的厚度忽略不计)。柱面透镜后垂直于光轴的平面为 $x'oy'$ 平

面。透镜的振幅透射率函数为 $t(x) = \exp[-i\pi x^2/(\lambda f)]$ ，其中 f 是透镜焦距。根据费涅耳衍射理论，在距离位相板为 z 的 $x'oy'$ 平面上，光扰动分布可表示为：

$$\begin{aligned} U(x', y', z) = & \int_0^{y_0} \left[\int_{-(a-t)}^a - \int_{-a}^{(a-t)} \right] u(x, y, z) \cdot t(x) dx dy + \int_{y_0}^{y_1} \left[\int_{x_{00}}^a - \int_{-a}^{x_{00}} \right] u(x, y, z) \cdot t(x) dx dy \\ & + \sum_{n=1}^{N-1} \sum_{k=-n}^{n-1} \int_{y_n}^{y_{n+1}} (-1)^{k+1} \left[\int_{x_{nk}}^{x_{nk+1}} - \int_{x_{nk}}^{x_{nk+1}} \right] u(x, y, z) t(x) dx dy \\ & + \sum_{k=-N}^{N-1} \int_{y_N}^{y_{N+1}} (-1)^{k+1} \int_{x_{kN}}^{x_{kN+1}} u(x, y, z) t(x) dx dy, \end{aligned} \tag{2}$$

式中

$$t(x) = \frac{A}{\lambda z} \exp \left[\frac{i\pi}{\lambda} \left(\frac{y^2 + x^2 - 2yy' - 2xx'}{z} \right) \right], \tag{3}$$

(2)式右边第一项积分是图 1(a)中 AB 段位相板产生的光扰动，在透镜焦平面上的光强分布为

$$I(x', f) = I_0 \frac{4a^2}{f\lambda} \frac{\sin^2[\pi ax'(\lambda f)] + \sin^2[\pi(a-t)x'(\lambda f)] \cos[2\pi ax'(\lambda f)]}{[\pi ax'(\lambda f)]^2}, \tag{4}$$

其中 $I_0 = A^2$ 是照明光的光强。计算表明：当 $0 \leq t \leq 0.33a$ 时，焦平面上的衍射主最大是一条亮纹，主最大光强随着 t 的增大而减小；且当 $t = 0.33a$ 时，亮纹的最大光强与图 1 中 EF 段的相位光栅产生的 ± 1 级衍射主最大较接近；当 $0.33a < t < a$ 时，随着

t 的增大，衍射图样逐渐变为两条分开的主最大亮纹，其光强 I_{\max} 随 t 变化不大。表 1 是根据(4)式计算得到的 I_{\max} 随 t 变化的数据。根据这一数据，我们在设计相位板时，在图 1(a)中的 AB 段取 $t = 0.33a$ ，使得整个分束器的主最大光强基本均匀。

表 1 I_{\max} 随 t 变化的数据

$t(a)$	0	0.1	0.2	0.3	0.33	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1
$I_{\max}(I_0 a^2/\lambda f)$	4	3.243	2.562	1.951	1.79	1.648	1.752	1.882	1.996	2.072	2.10

(2)式右边最后一项是图 1(a)中 EF 段(N 周期的位相光栅)衍射的光扰动，在焦平面上的光强分布为：

$$I_N(x', f) = I_0 \frac{\sin^2[2\pi ax'(\lambda f)]}{[2\pi ax'(\lambda f)]^2} \tan^2[\pi ax'(\lambda f)], \tag{5}$$

衍射图样是两条平行的主最大亮纹。

而(2)式右边第二项和第三项积分分别是 BC 段和 CE 段相位板衍射的光扰动，它们都是一组复杂的误差函数，但计算表明：若把(4)式中的 t 改为 y 的线性函数 $t' = x_{00} + a$ ，计算得到的光强分布与第二项的光强分布十分接近，衍射图样从一条亮纹开

始逐渐地变为分开的两条亮纹；若把(5)式中的 N 视为随 y 变化的连续变量(以图 1(a)中 y_n 到 y_{n+1} 小段为例，把 y_n 处看作是 n 个周期的光栅，从 y_n 到 y_{n+1} ，光栅的周期数连续地从 n 变化到 $n+1$)，可以用(5)式近似计算 CE 段相位板的衍射，衍射图样中，两条主最大亮纹间的距离随 y 的增大而增大。

根据(5)式，我们计算了焦平面上 ± 1 级衍射主最大的最大光强 $I_{N\max}$ 、光强梯度的最大值 $(\partial I/\partial x)_{\max}$ ， ± 1 级主最大间的距离 $\Delta x_{N\max}$ 以及主最大亮纹的宽度 $\Delta x_{1/e^2}$ (光强值为最大光强 $1/e^2$ 的两点间距离)随 N 变化的关系列于表 2。

表 2 $\Delta x_{N\max}$, $I_{N\max}$ ($\partial I/\partial x$) $_{\max}$ 和 $\Delta x_{1/e^2}$ 与 N 的关系

N	1	2	3	4	5	6	8	10	100	1000
$I_{N\max}/I_o a^2 \lambda^{-1} f^{-1}$	2.10	1.74	1.67	1.65	1.64	1.64	1.63	1.63	1.63	1.63
$(\partial I/\partial x)_{\max}/I_o a^3 (\lambda f)^{-2}$	8.78	6.62	6.26	5.92	5.81	5.74	5.65	5.64	5.61	5.61
$\Delta x_{N\max}/\lambda f a^{-1}$	0.742	1.857	2.902	3.93	4.94	5.95	7.96	9.97	100	1000
$\Delta x_{1/e^2}/\lambda f a^{-1}$	0.63	0.68	0.692	0.694	0.696	0.698	0.699	0.70	0.70	0.70

由表 2 可以看出,当 $N \geq 3$ 时, $I_{N\max}$ ($\partial I/\partial x$) $_{\max}$ 和 $\Delta x_{1/e^2}$ 随 N 的变化都不大, $\Delta x_{N\max}$ 随 N 的增大而增大,可由以下近似计算公式:

$$I_{N\max} = 1.63 I_o \frac{a^2}{\lambda f}, \tag{6}$$

$$\left. \frac{\partial I}{\partial x} \right|_{\max} = 5.62 I_o \frac{a^3}{(\lambda f)^2}, \tag{7}$$

$$\Delta x_{1/e^2} = 0.7 \frac{\lambda f}{a}, \tag{8}$$

$$\Delta x_{N\max} = N \frac{\lambda f}{a}. \tag{9}$$

在 z 方向的光强分布与 a , f , λ 和 N 间的关系十分复杂,但数值积分计算表明,当 $N > 5$ 和 $f/a < 20$ 时,还可以得到计算 $\Delta z_{1/e^2}$ (主最大在 z 方向的宽度和 $(\partial I/\partial z)_{\max}$) 的经验公式:

$$\Delta z_{1/e^2} \approx 2.94 \lambda \left(\frac{f}{a} \right)^2, \tag{10}$$

$$\left(\frac{\partial I}{\partial z} \right)_{\max} \approx 1.60 I_o \frac{a^4}{\lambda^2 f^3}, \tag{11}$$

上述二式表明 $\Delta z_{1/e^2}$ 和 $(\partial I/\partial z)_{\max}$ 随相对孔径 (a/f) 变化得很快.

取 $2a = 0.12\text{mm}$, $N = 12$, $f = 1.13\text{mm}$, $\lambda = 1.06\text{mm}$, $I_o = 3 \times 10^7 \text{W/m}^2$, 而图 1(a)中 y_n 的数值如表 3 所示. 根据 (6)–(11) 式,我们分别计算了 $I_{N\max}$, $(\partial I/\partial x)_{\max}$, $(\partial I/\partial z)_{\max}$, $\Delta x_{1/e^2}$ 和 $\Delta z_{1/e^2}$, 其结果分别为: $I_{N\max} = 1.46 \times 10^8 \text{W/m}^2$, $(\partial I/\partial x)_{\max} = 2.52 \times 10^{13} \text{W/m}^3$, $(\partial I/\partial z)_{\max} = 3.84 \times 10^{11} \text{W/m}^3$, $\Delta x_{1/e^2} = 13.9 \mu\text{m}$ 和 $\Delta z_{1/e^2} = 1.1\text{mm}$. 在输出端 $\Delta x_{N\max} = 240 \mu\text{m}$. 图 2(a) 和 2(b) 分别是焦平面上光强分布密度和焦平面上不同 y 值处沿 x 方向的一维光强分布.

表 3 Y-分束器位相板中 y_n 的数值

y_0	y_1	y_2	y_3	y_4	y_5	y_6	y_7	y_8	y_9	y_{10}	y_{11}	y_{12}
1	1.5	2	2.4	2.8	3.1	3.4	3.7	4	4.25	4.5	4.75	5

由 (8) 和 (9) 式可知,增大位相板的宽度,可以减小亮纹的宽度,增大 N 则可增大分束距离. 如果将

a 增大到 0.3mm , N 增大到 120, 照明光强减小为 $I_o = 7.5 \times 10^6 \text{W/m}^2$. 如果 f 和 λ 不变,则最大光强不变,最大分束距离增大一倍,而亮纹的宽度则减小为 $\Delta x_{1/e^2} = 2.78 \mu\text{m}$. 显然,这样的分束器可用于实现超冷原子的单模物质波相干分束(由于 N 较大时,计算容量很大,本文未作详细计算).

当用图 1(c) 和 (d) 所示的两相位板分别与柱面透镜组合时,根据同样的方法可以计算出衍射光强分布. 图 3 是两相位板在透镜焦平面上的衍射光强密度图. 实际上,这两种光强分布就是图 2(a) 中的两个“Y”型光强分布的反向串接,当 a , f 和 N 等参数相同时,其光强分布的各参数亦相同.

4. 分束器的潜在应用与可行性分析

4.1. 分束器的潜在应用

由于交流 Stark 效应,在红失谐光场中,处于强场搜寻态的二能级原子将受到光场偶极力的吸引作用,其相互作用偶极势 $U_D(\mathbf{r})$ 为吸引势. 当失谐量 $\delta = \omega_l - \omega_a \approx \omega_l$ 时, $U_D(\mathbf{r})$ 可由下式给出^[13]

$$U_D(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2} \frac{\alpha_s}{[1 - (\omega_l/\omega_a)^2]} |E_{\text{ms}}|^2, \tag{12}$$

其中 $|E_{\text{ms}}|^2 = \sqrt{\mu_o/\epsilon_o} I(\mathbf{r})$, $I(\mathbf{r})$ 是光场强度, α_s 是基态原子的标量极化率.

另一方面,当冷原子在红失谐光场中运动时,还将发生光子自发辐射[包括瑞利(Rayleigh)散射和拉曼(Raman)散射],自发辐射速率为 S_{sp} ^[13]:

$$S_{\text{sp}} = S_{\text{Rayleigh}} + S_{\text{Raman}}, \tag{13}$$

式中 S_{Rayleigh} 和 S_{Raman} 分别是 Rayleigh 散射速率和 Raman 散射速率,分别由下式估算^[13]:

$$S_{\text{Rayleigh}} = \frac{8\pi r_o^2 I(\mathbf{r}) \omega_l^3}{3\hbar \omega_a^4}, \tag{14}$$

$$S_{\text{Raman}} = \frac{8}{9} \left(\frac{\Delta_\beta \omega_l}{\omega_a^2} \right)^2 \cdot S_{\text{Rayleigh}}, \tag{15}$$

其中 r_o 是经典电子半径($= 2.818 \times 10^{-15} \text{m}$), Δ_β 为

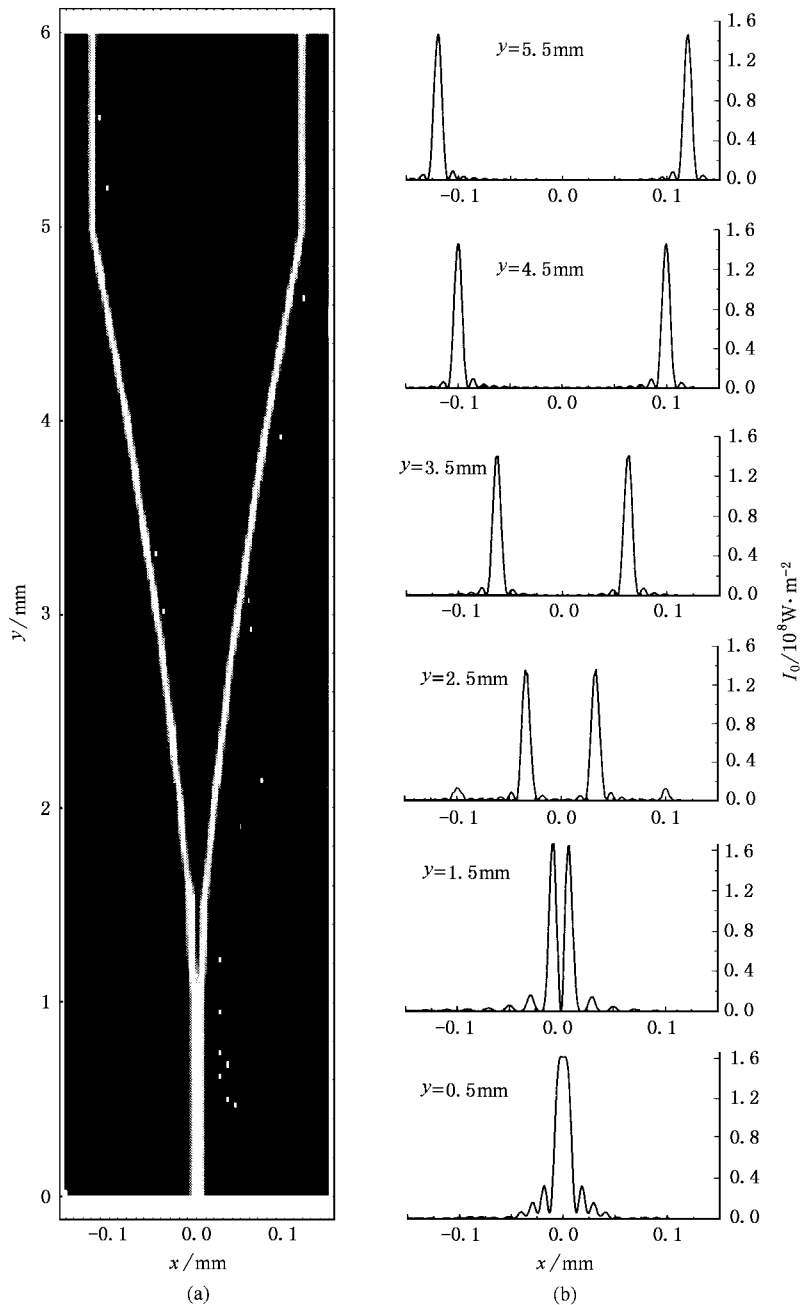


图2 Y-分束器光强分布 (a)二维光强分布密度图 (b) x 方向一维光强分布

精细结构分裂. 对于 ^{85}Rb 的 D_2 线, $\alpha_s = 5.3 \times 10^{-39} \text{ m}^2/\text{J}^{[14]}$, $\omega_a = 2\pi \times 3.85 \times 10^{14} \text{ Hz}$, $\Delta_{fs} = 2\pi \times 7.1 \times 10^{12} \text{ Hz}$. 在图2所示的光强分布中, 与最大光强 ($I_{N\max} = 1.46 \times 10^8 \text{ W/m}^2$) 对应的光学偶极势 $U_{D\max} = 46.8 \mu\text{K}$, Rayleigh 散射和 Raman 散射速率分别为 $S_{\text{Rayleigh}} = 1.52 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ 和 $S_{\text{Raman}} = 2.49 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$. 显然, 这种分束器不仅具有较高的光学偶极势(标准光学粘胶中冷原子的温度 $3\text{--}20 \mu\text{K}^{[15]}$, 超冷原子的温度更低), 而且光子散射速率可忽略不计.

采用图 2(a) 和 (b) 的光强分布, 可分别构成 X-分束器和 Mach-Zehnder 干涉仪, 用于研究物质波的相干分束与干涉. 如果以图 1(c) 所示的相位板为一个单元, 构成相位板阵列, 与一维柱面透镜阵列组合, 并适当选取参数 f , λ 和 a , 使 $\Delta x_{\max} = 2a - \Delta x_{1/e}$, 则可在透镜焦平面上得到 X 形分束器的阵列网络, 可用于量子计算与量子信息处理. 例如, 当取 $2a = 0.18 \text{ mm}$, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, $N = 12$ 和 $f = 1.22 \text{ mm}$ 时, 我们可得到 $\Delta x_{N\max} = 0.17 \text{ mm}$ 和 $\Delta x_{1/e} = 10.0 \mu\text{m}$. 若用 9

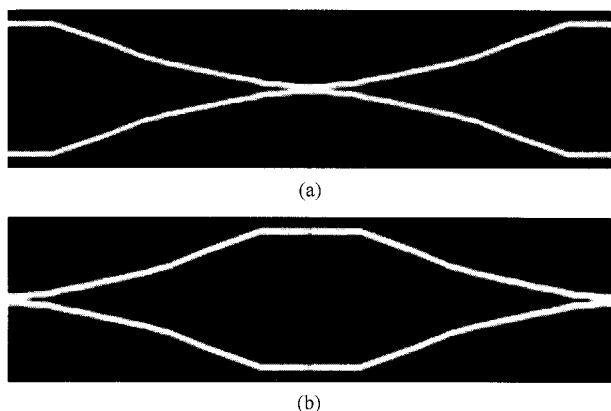


图3 X-分束器和 Mach-Zehnder 干涉仪的光强分布密度图
(a) X-分束器光强分布密度图 (b) Mach-Zehnder 干涉仪的光强分布密度图

块 X-分束器位相板排成 3×3 阵列与三个长柱面透镜组合,则可产生 3×3 的 2D X-分束器列阵,如图 4 所示.

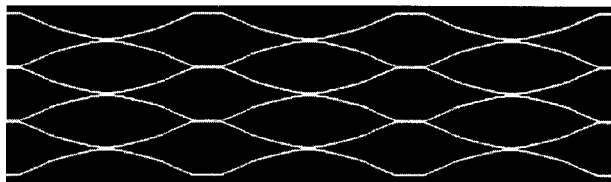


图4 X-分束器的 2D 列阵网络

另外,在本方案中,我们仅用一个 π 位相板与柱面透镜的组合元件和一束光波照明,即可构成原子分束器及其干涉仪,因而光路简单,分束路径可表面化和集成化,且分束距离和分束路径的宽度可通过改变相位板的宽度、缝数、照射光波长和透镜焦距等灵活调节,因此,如果将我们提出的表面光波导型分束器及其干涉仪与其他原子光学器件相组合,即可构成全光型集成原子光学及其原子芯片.

4.2. 分束器方案的可行性分析

在表面光波导型分束器的方案中,所用光学元

件仅仅是柱面透镜和二元相位板的组合,可用现有的微光学元件制作技术将相位板与柱面透镜制作在同一透明衬底的上、下两个表面上.若把衍射型微柱面透镜刻制在基底的上表面,则可将相位板刻制在下表面,在相位板的相位值为 π 处刻蚀 $\lambda/(2n-1)$ (其中 n 是介质的折射率)深度,相位值为 0 处不刻蚀,即可得到所需要的组合元件.用波面整形技术对 TEM_{00} 模式的高斯光波进行适当整形后,可作为实验中所需要的照射光波,与采用平面波照射的情形相比,误差很小^[16].结果表明产生图 2 所示的光强分布,所需要的激光功率约为 20W (这是高功率 YAG 激光器的最大输出功率),根据上述计算,这种光强分布产生的光偶极势比较高,足以收集并导引来自光学粘胶中的冷原子,即使激光功率小于 20W,或者在波面整形中有能量损耗,使分束器的光强和光偶极势减小一点,这种分束器仍然是可用的.

5. 结 论

本文提出了一种采用二元 π 位相板与柱面透镜组合而构成表面光波导型原子(或分子)分束器及其 Mach-Zehnder 干涉仪与 X-分束器列阵网络的新方案,介绍了本方案的物理思想与基本原理,导出了光强分布、强度梯度、分束距离和分束路径的宽度等参数与光学系统参数间的解析关系,并以 $A^2 = 3 \times 10^7 \text{ W/m}^2$, $a = 0.06 \text{ mm}$, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ 和 $f = 1.13 \text{ mm}$ 为例,计算了表面光波导型分束器的光强分布、强度梯度、分束距离和分束路径宽度等参数及其波导⁸⁵Rb 冷原子时的光学偶极势与光子散射速率.最后还分析了本方案的可行性,讨论了本方案在原子光学和量子信息科学中的潜在应用.研究结果表明:本方案产生的分束器具有较高的光学偶极势和较低的光子散射速率.此外,本方案设计新颖、光路简单,便于与其他原子光学器件组合,构成具有表面微结构的集成原子(或分子)光学器件及其全光型原子(或分子)芯片.

[1] Lenef A, Hammond T D, Smith E T *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 760
Gustavson T L, Bouyer P and Kasevich M A 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2046

[3] Bongs K, Burger S, Birkel G *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3577
[4] Cassettari D, Hessmo B, Folman R *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5483

[5]

Cassettari D , Chenet A , Folman R *et al* 2000 *Appl. Phys. B* **70** 721

[6]

Muller D , Cornell E A , Prevedelli M *et al* 2000 *Opt. Lett.* **25** 1382

[7]

Liu N , Gao W , Yin J 2002 *Eur. Phys. J. D* **19** 137

[8]

Zobaay O , Garraway B M 2000 *Opt. Commun.* **178** 193

[9]

Houde O , Kadio D , Pruvost L 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5543

[10]

Yan M , Yin J , Zhu Y 2000 *J. Opt. Soc. Am.* **17** 1817

[11]

Birkel G , Buchkremer F B J , Dumke R *et al* 2001 *Opt. Commun.* **191** 67

[12]

Dumke R , Muther T , Volk M *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 220402

[13]

Takekoshi T , Yeh J R and Knize R J 1995 *Opt. Commun.* **114** 421

[14]

Friebel S , Scheunemann R , Walz J *et al* 1998 *Appl. Phys. B* **67** 699

[15]

Ungar P J , Weiss D S , Riis E *et al* 1989 *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2058

[16]

Xianming J , Jianping Y 2004 *Acta. Phys. Sin.* **53** (12) 4163 [纪宪明、印建平 2004 物理学报 **53** 4163]

A novel beam-splitter for surface wave-guided atoms or molecules^{*}

Ji Xian-Ming^{1,2,*} Yin Jian-Ping¹⁾

¹⁾Key Laboratory for Optical and Magnetic Resonance Spectroscopy of Ministry of Education , Department of Physics , East China Normal University , Shanghai 200062 ,China)

²⁾Science College , Nantong University , Nantong 226007 , China)

(Received 20 December 2004 ; revised manuscript received 31 January 2005)

Abstract

We propose a new scheme to form a surface Y- or X-shaped beam splitter for optically wave-guided atoms (or molecules) and its Mach-Zehnder interferometer by using the combination of a binary π phase plate and a micro-cylindrical lens. The physics idea and basic principle of our beam splitter are introduced , and the analytic relationships between the intensity distribution (or the intensity gradient , or the splitting distance , and splitting-path width) and the parameters of our optical system are derived and discussed. The potential applications of the beam splitter and its experimental feasibility are discussed. Our study shows that the design is novel and the scheme is simple , and it can be used to construct various integrated atom- (or molecule-) optical elements with surface micro-structures , and even to form some all-optically integrated atom (or molecular) chips.

Keywords : atomic (or molecular) optical wave-guiding , atomic (or molecular) beam-splitter , atom (or molecule) chip , binary π phase plate

PACC : 3280P , 3380P , 4250

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10174050 , 10374029 and 1034060) , the Natural Science Foundation of College of Jiangsu province (Grant No. 04kj140109) , and Shanghai Priority Academic Discipline and the 211 Foundation of the Educational Ministry of China.

[†] Corresponding author. E-mail : jixm@nttc.edu.cn