

Faraday 反常色散滤光器

郭弘, 党安红, 韩耀强, 高嵩, 曹洋, 罗斌

北京大学信息科学技术学院, 北京 100871

E-mail: hongguo@pku.edu.cn

2008-11-04 收稿, 2009-11-23 接受

国家自然科学基金重点项目(批准号: 60837004)和国家高技术研究发展计划资助项目

摘要 介绍了滤光器的作用以及当前各种应用系统对滤光器的性能要求, 原子滤光器与其他传统滤光器的区别, 国内外原子滤光器的研究进展. 特别地, 给出了 Faraday 反常色散滤光器的重要指标——透过率的普遍计算方法, 此计算方法对被动式和主动式 Faraday 反常色散滤光器都适用, 并与实验结果符合得很好. 最后对本小组近年来在实验和理论方面的研究成果进行了总结性介绍. 其中, Rb-FADOF 的实验结果与理论计算吻合得很好, 而 Cs-ESFAD-OF 的新方案在理论上得到了比较好的结果.

关键词

原子滤光器
Faraday 效应
透射谱

滤光器的作用是从较强的宽带背景光中提取出微弱的窄带光信号, 它是水下光通信, 自由空间光通信, 深空光通信, 遥感, 激光雷达, 气象等各种应用技术中的核心关键器件之一. 为了能够有效地抑制背景光噪声(包括太阳辐射, 黑体辐射以及由大气, 海水等散射介质引起的散射光和海底生物发光等), 保证接收系统有较高的信噪比, 同时又能高效率地传输信号光, 使得接收系统有较高的检测灵敏度, 要求滤光器具有如下性能: 窄带宽、高透射率、大视场角和较高的带外噪声抑制比, 同时为了满足实时光通信的需要, 要求系统有较快的时间响应度.

传统的滤光器如干涉滤光片, 其通带宽度在 10 nm 的量级; 利用双折射效应做成的一些晶体滤光器, 其滤光带宽与晶体的厚度成反比, 增加晶体的厚度会大大缩小其接收立体角并增加通带内的损耗, 难以同时满足窄带宽和高透射率的要求. 总之, 传统滤光器的性能远远不能满足目前实际应用的要求.

气体介质因其浓度较低, 一直未能成为重点的研究对象. 但是其固有的超窄带共振特性渐渐引起人们的兴趣, 于是人们开始研究以不同原子蒸汽为工作介质的新型滤光器, ARF(atom resonance filter, 原子共振滤光器)便是其中之一. 其原型是 Gelbwa-

chs 等人^[1,2]在 1978 年用 Na 蒸汽实现的原子蒸汽量子计数器. 1979 年, Marling 等人^[3]明确提出了利用原子共振跃迁实现滤光器的思想, 并报道了用 K, Cs, Rb 等碱金属元素得到的实验结果, 结果表明 ARF 具有超窄带宽, 大视场角等特点. 此后, 人们对 ARF 进行了广泛而深入的理论和实验研究, 单从波长来讲, 就覆盖了从近紫外, 可见光到近红外的波长范围, 并被迅速地应用到实际的工作系统中, 如 Shimizu 等人^[4]在 20 世纪 80 年代初用 Na-ARF 实现了高分辨率激光雷达, 1983 年美国报道研制成功可与 XeCl-Pb 蓝光激光输出匹配的 Cs-ARF 并进行了实验. 1988 年以来 Shay 小组在与 Nd 倍频激光器匹配的主动式 ARF 上做了大量的理论和实验研究^[5~7], 取得了一系列有价值的成果, 他们研究的背景是水下通信、对潜通信和深空通信. Marling 等人的研究重点是工作在 Fraunhofer 暗线上的 ARF^[8,9]. Fraunhofer 暗线是由于太阳外层元素吸收造成的太阳连续发射谱上的暗线, 它是大气激光通信的天然信道, 具有固有的弱背景噪声特性. 总之 ARF 的研究发展到今天已经非常成熟, 人们先后对碱金属^[10~12], 碱土金属和铯^[13,14]的多种跃迁波长的 ARF 进行了研究报道. 但随着研究的深入, 人们逐渐认识到 ARF 的局限性, 比如响应慢, 透射

英文引用格式: Guo H, Dang A H, Han Y Q, et al. Faraday anomalous dispersion optical filter(in Chinese). Chinese Sci Bull (Chinese Ver), 2010, 55: 527~533, doi: 10.1360/972008-2204

率低,不能用于成像等,便开始寻找更为完善和性能优良的滤光器。

一种新型的原子滤光器——Faraday 反常色散滤光器 (Faraday anomalous dispersion optical filter, FADOF) 在 1991 年首次被研制成功^[15]。其实 FADOF 的原理早在 1956 年 Ohman^[16]就提出,它是利用原子蒸汽共振跃迁频率处的 Faraday 旋光特性实现滤光的原理。1970 年,Beckers 对 Ohman 提出的原理进行了两种极端情形的理论分析^[17],但一直没有引起重视。这种滤光原理直到 1982 年才被 Yeh^[18]重视,并对它进行了更深入的研究,建立了反常色散磁光滤光器的理论模型,他的这些基础理论研究为 Faraday 反常色散原子滤光器奠定了基础。1991 年 Yin 和 Shay^[19]小组在前人关于共振 Faraday 效应的理论基础上,提出了计算 FADOF 透射谱的理论。首次得到了 Rb-FADOF 的实验结果^[15]。并对 K^[20], Cs^[21]FADOF 中进行了理论和实验研究,他们对滤光器的透射率,通带宽度,噪声抑制比,视场角等性能指标进行了详细的分析。1993 年 Menders 等人^[22,23]给出了适用于波矢与磁场方向成任意角度的磁光滤光器的理论模型。当两者平行时,滤光器被称为 FADOF,当两者垂直时,则被称为 Voigt 滤光器,并报道了这两种滤光器的实验结果。随后 Chen 和 She, Gelbwachs 分别发表了 Na^[24], Ca^[25]FADOF 的理论和实验结果。

FADOF 的研究之所以倍受重视,根本原因是适应了实际应用的需要,其优良的性能给诸如自由空间通信,水下光通信,深空通信,遥感以及激光雷达等应用系统的设计和实现带来了许多便利。其高透射率,窄带宽和高噪声抑制比可以降低对系统发射机功率的要求,提高数据传输速率和降低传输过程中的误码率,它还具有较宽的视场角,完全可以满足卫星光链路跟瞄宽视场系统的要求,另外 FADOF 具有成像能力,可用 CCD 阵列成像来进行目标的捕捉和跟踪。

以上 FADOF 的理论和实验研究,滤光过程都是在原子的基态到激发态之间建立的。如果在原子的第一激发态和更高激发态之间建立滤光过程,会使得波长的选择更加广泛,这种滤光器称之为主动式 Faraday 反常色散原子滤光器(excited state Faraday anomalous dispersion optical filter, ESFADOF)。ESFADOF 的工作介质主要是碱金属蒸汽,因为从碱金属元素的第一激发态到更高激发态之间的跃迁中有

许多分布在蓝绿光波段,而蓝绿波段的激光在海水中有良好的传输特性。

海洋是人类生存环境的一个重要组成部分,它除了具有极端重要的军事意义,同时也蕴含着丰富的资源。军事上的意义体现在激光探潜和对潜通信两大领域。民用领域则包括海底探险,探矿,化学分析,污染监测以及大规模的渔业捕捞等。总而言之,这些应用所需的不外乎水下通信系统和水下成像系统。海洋物理学的研究表明,海水对波长以 480 nm 为中心,近 60 nm 宽波段内的光波吸收较小,这一波段称为“海水窗口”,所以与之匹配的主动式 FADOF 的研究和开发具有重要的意义。1995 年, Billmers 等人^[26]首次提出利用金属 K 的激发态做 FADOF,工作波长为 532 nm,可用于水下激光通信,但透过率极低。之后又有相关的报道^[27-29],但是透过率都较低,无法达到实际应用的标准。

20 世纪 80 年代末以来北京大学一直从事原子滤光器方面的理论和实验研究工作,在这个领域一直跟踪着前沿的工作,有些方面属于世界先进水平。在国内率先开展了 Cs-ARF^[12]和 Rb-ARF 的研究,在 90 年代初,开始对 Rb-FADOF 进行研究,取得了成功^[30,31],并将其用于激光通信系统中^[32,33]。从 1995 年起,又开始对 ESFADOF 的研究,并先后报道了在 Rb^[27-29]里的实验结果和理论分析。

目前,原子滤光器的研究重点仍然是 FADOF。它的研究在理论和实验两方面都已经比较深入,已进入工程化阶段,即如何使之小型化,并安装在实用系统中^[32-35]。关于 ESFADOF 的研究,理论处理和实验研究的难点都集中在光抽运过程,即如何把更多的基态原子抽运到第一激发态,形成稳定的粒子数布居,以提高滤光器的透射率。至于 ESFADOF 透射谱的计算则可以借鉴已发展成熟的 FADOF 的理论处理方法。所以,找到切实可行的提高抽运效率的措施以提高透射率是当前研究的重点和难点,这方面的突破将会推动其实用化的进程。

1 FADOF 基本原理及透射谱的普遍计算方法

Faraday 反常色散现象是指线偏振光置于加有恒定纵向磁场的原子蒸汽中传播时,由于原子吸收线附近的反常色散引起共振 Faraday 效应,光只能以圆极化寻常波的模式存在,而且左圆极化(LCP)和右圆

极化(RCP)分别对应不同的极化率和传播速度,这样随传播距离增大,线偏振光偏振面会发生旋转。

如图 1 所示, FADOF 由两个正交的 Glan 棱镜和置于纵向磁场中的原子汽室构成, 第一个 Glan 棱镜 P1 用于起偏, 原子蒸汽的共振 Faraday 效应使通带内的信号光的偏振面发生旋转, 通过对温度和磁场的改变来控制旋转的角度, 使通带内的信号光能够最大限度地透过用于检偏的第二个 Glan 棱镜 P2, 而带外信号偏振面不变, 于是被两片正交的 Glan 棱镜阻断。这便是 FADOF 滤光的基本原理。

下面给出计算 FADOF 透射谱的普遍方法, 该计算方法不仅适用于 FADOF, 对 ESFADOF 的透射过程也是同样适用的。

透射率 Tr 定义为^[18]

$$Tr = \frac{1}{2} e^{-\bar{\alpha}L} [\cosh(\Delta\alpha L) - \cos(2\rho L)], \quad (1)$$

其中原子汽室长度为 L , 平均吸收系数 $\bar{\alpha}$, 圆双色性系数 $\Delta\alpha$ 和圆双折射系数 ρ 的表达式分别如下,

$$\bar{\alpha} = \frac{\pi\nu}{c} \text{Im}(\chi_+ + \chi_-), \quad (2a)$$

$$\Delta\alpha = \frac{\pi\nu}{c} \text{Im}(\chi_+ - \chi_-), \quad (2b)$$

$$\rho = \frac{\pi\nu}{c} \text{Re}(\chi_+ - \chi_-), \quad (2c)$$

方程(2)中, c 表示真空中的光速, ν 为入射光频率。从上面两式可以看出透射率是由原子极化张量 $\chi_{\pm}$ 决定的。

设一个光频段的电磁波为

$$E = E_0 e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)/2} + \text{c.c.}, \quad (3)$$

沿 z 方向进入 FADOF。假设原子处于基态 $|\gamma\rangle$ 上, 且此电磁波的频率与原子跃迁频率非常接近, $\omega \approx \omega_0 \equiv E_2 - E_1/\hbar$, 其中 E_1 和 E_2 分别为基态 $|\gamma\rangle$ 和激发态 $|\gamma'\rangle$ 的能量, 上标“ $'$ ”表示激发态。在电磁波的作用下, 原子的电偶极矩 $\mathbf{d}$ 可以写为^[36]

$$\mathbf{d} = \frac{e^2 \langle \gamma | \mathbf{r} | \gamma' \rangle [E_0 \langle \gamma' | \mathbf{r} | \gamma \rangle]}{2\hbar(\omega_0 + \Delta\omega - \omega - i\Gamma/2)} e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)} + \text{c.c.}, \quad (4)$$

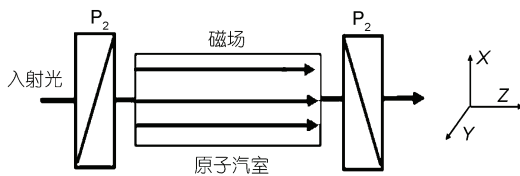


图 1 FADOF 结构图

方程(3)和(4)中的 c.c. 表示复共轭, e 为电子电量, E_0 是电场的复振幅, $\mathbf{k}$ 代表电磁波的波矢, Γ 为自然线宽。

电偶极矩 $\mathbf{d}$ 也可以定义为

$$\mathbf{d} = \frac{1}{2} \chi \varepsilon_0 E_0 e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)} + \text{c.c.}, \quad (5)$$

由上面两式, 可以求出极化率张量 χ 的表达式:

$$\chi_{\pm}(\gamma, \gamma') = \frac{e^2 S_{\pm}(\gamma, \gamma')}{2\varepsilon_0 \hbar(\omega_0 + \Delta\omega - \omega - i\Gamma/2)}, \quad (6)$$

这里 ε_0 为真空中的介电常数, 下标“+”代表左旋圆分量, “-”代表右旋圆分量, 此式中 $S_{\pm}(\gamma, \gamma')$ 是谱线强度^[36], 由谱线跃迁理论可知它是与 $3j$ 系数, $6j$ 系数以及约化矩阵元相关的。

以上计算均针对的是单原子。原子气体在考虑 Maxwell-Boltzmann 速度分布, 处于热平衡状态时, 可以看作一个原子系综, 其中 Maxwell-Boltzmann 速度分布, 即

$$f(v)dv = N \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} e^{-mv^2/2k_B T} dv, \quad (7)$$

式中 N 为原子总数, k_B 表示 Boltzmann 常数, m 和 T 分别为原子质量和温度。引入 Voigt 参数 α 和归一化频率^[18]

$$\alpha = \frac{\Delta\nu_N}{\Delta\nu_D} \sqrt{\ln 2}, \quad (8a)$$

$$\nu = \frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu_D} \sqrt{\ln 2}, \quad (8b)$$

$$\delta\nu = \frac{2\Delta\nu}{\Delta\nu_D} \sqrt{\ln 2}, \quad (8c)$$

其中 $\Delta\nu_N = \Gamma/2\pi$ 为自然线宽, $\Delta\nu_D$ 为 Doppler 展宽的半高全宽, 表示为

$$\Delta\nu_D = 2\sqrt{\ln 2} \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}. \quad (9)$$

则总的原子极化张量 $\chi_{\pm}$ 可写为

$$\chi_{\pm} = \sum_{\gamma} \sum_{\gamma'} \frac{3iN_{\gamma} e^2 K_{\pm}(\gamma, \gamma') f \sqrt{\ln 2}}{8\pi m \varepsilon_0 \nu_0 \Delta\nu_D \sqrt{\pi}} W(\nu \mp \delta\nu + i\alpha), \quad (10)$$

这里 f 表示振子强度, 等离子色散函数 $W(x+iy)$ 被定义为^[37]

$$W(x+iy) = \frac{i}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2}}{x+iy-t} dt, \quad (11)$$

N_{γ} 是能级 $|\gamma\rangle$ 上的原子数密度, $K_{\pm}(\gamma, \gamma')$ 为

$$K_{\pm}(\gamma, \gamma') = \frac{2m}{3\hbar f} \cdot \frac{\omega_0}{2J' + 1} \cdot S_{\pm}(\gamma, \gamma'). \quad (12)$$

2 本小组实验研究进展

本小组 Rb-FADOF 实验结构如图 2 所示, 半导体激光器型号是 HL7851G, 发射的 780 nm 的光束经两个分束镜后被分为三束, 一束由波长计监测, 另一束通过 FADOF, 被光电探测器 2 接收, 再用存储示波器记录波形, 测到的信号由计算机保存和分析; 最后一束光通过 Rb 参考汽室以标定相对频率. Rb-FADOF 的结构为, 原子蒸汽泡 (直径为 10 mm, 长为 30 mm) 处于轴向磁场中, 磁场大小为 318 Gs (1 Gs=0.1 mT), 在泡的两端放两个正交的偏振片. Rb 蒸汽泡置于加热炉中, 并通过精密控制使其工作在适当的温度.

在实验过程中, 改变 Rb-FADOF 的操作温度从 80~120℃, 我们可以得到等效带宽从 3.89 GHz 变化到 5.81 GHz, 最大透过率从 29.9%到 65.1%有明显的提高, 当 Rb-FADOF 工作温度为 120℃时, 达到最大透过率 65.1%, 如图 3 所示.

从 FADOF 的理论计算中我们也可以看到同样的结果, 图 4 所示的实验结果与图 5 的理论计算结果吻合得非常好. 在实验过程中, 我们采用的 Glan 棱镜透过率在 90%以上, 原子汽室窗片透过率在 92%以上, 原子蒸汽的透过率在 98%以上. 级联起来, 整个系统最大透过率为:

$$Tr \geq (90\%)^2 \times (92\%)^2 \times 98\% \approx 67.1\%. \quad (13)$$

可以看出, 我们的 Rb-FADOF 透过率的损耗主要是由光学部件所引起的, 因此可以通过提高对光学部件的加工工艺来提高透过率. 目前的实验结果: 对信号光透过率可达到 60%以上(线偏振光), 或者 30%以上(圆偏振光). 该透过率已完全满足大气, 深空

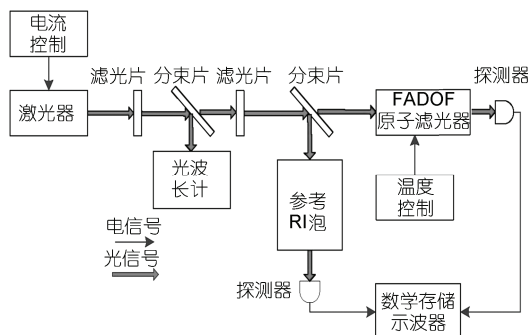


图2 实验框架图

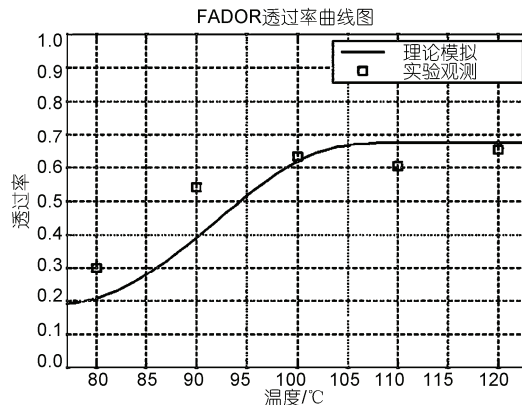


图3 透过率随着温度变化曲线

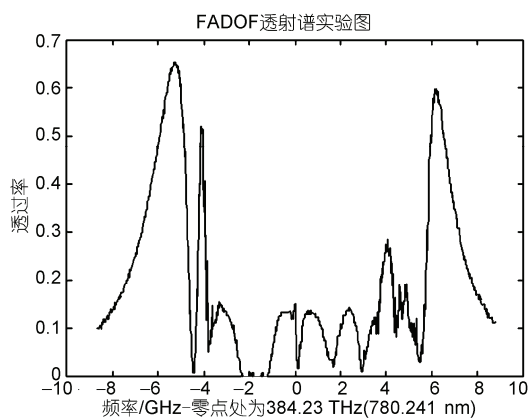


图4 FADOF在120℃时的实验透射谱

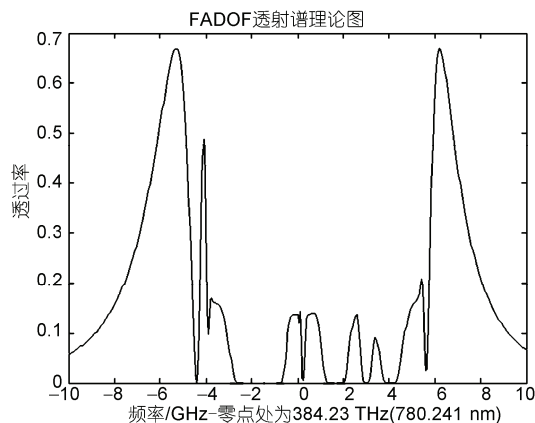


图5 FADOF在120℃时的理论透射谱

空间激光通信等应用领域的要求.

3 本小组理论研究进展

由于 ESFADOF 的信号光对跃迁下能级的原子

数密度的影响较小,所以抽运过程和滤光过程可以看作是相互独立的过程.上一节给出的透射谱的计算方法对 FADOF 和 ESFADOF 都适用,因此正如前面分析的 ESFADOF 的研究理论处理和实验研究的难点都集中在光抽运过程,即如何把更多的基态原子抽运到第一激发态,形成稳定的粒子数布居,以提高滤光器的透射率.然而,由于原子在基态存在超精细分裂,使得抽运到第一激发态的粒子数受到限制,从而大大地降低了透过率.

国内外的研究在处理抽运问题时,用速率方程来代替严格意义上的密度矩阵来描述原子体系,由于 ESFADOF 的工作温度较高,汽室内发生的物理过程比较丰富,将每一个物理过程都分析清楚并在速率方程中加以准确的表达,是非常复杂的工作,主要包括:自发辐射和受激跃迁,原子碰撞引起的基态超精细子能级间的自旋交换,共振囚禁效应以及能量积蓄过程.同时,与 FADOF 相比,由于原子对抽运光的强烈吸收,使得滤光跃迁下能级上的原子数密度沿光的路径是衰减的,不能像 FADOF 那样认为是沿轴向均匀分布的,从而在较大程度上影响了第一激发态的原子数密度.即使在温度很高,抽运功率很大的情况下透过率也不是很高,无法达到实际应用的水平.

本研究组的理论研究表明, Cs-ESFADOF 第一激发态粒子数密度与透过率的关系如图 6 所示.可以看出,要提高透射率,关键是如何提高第一激发态的粒子数布局.

我们提出用严格的密度矩阵的方式来描述原子体系,并且抽运过程采用双抽运光来实现.我们采用的 ESFADOF 能级结构如图 7 所示.

从基态 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 到第一激发态 $|2\rangle$ 为抽运过程,

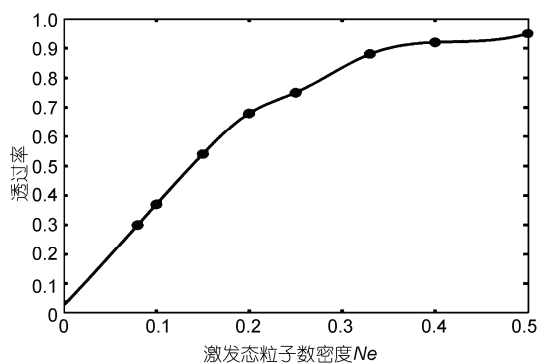


图 6 透过率随第一激发态粒子数密度变化曲线

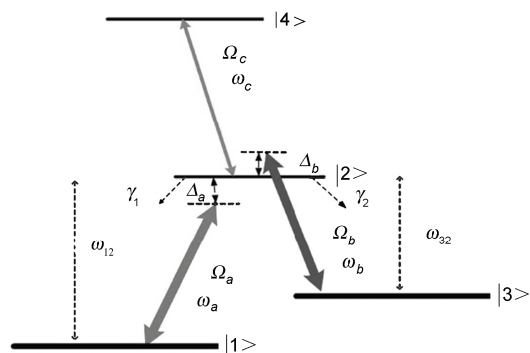


图 7 ESFADOF 能级结构图

第一激发态 $|2\rangle$ 到更高激发态 $|4\rangle$ 是滤光过程,这两部分可以分开讨论,滤光过程同 FADOF,在这里使用三能级 Λ 型来讨论抽运过程.

在旋转波近似下,三能级 Λ 结构的 Hamiltonian 可以写为:

$$H = -\hbar\Delta_a|1\rangle\langle 1| - \hbar\Delta_b|3\rangle\langle 3| - \left(\frac{1}{2}\hbar\Omega_a|2\rangle\langle 1| + \frac{1}{2}\hbar\Omega_b|2\rangle\langle 3| + \text{h.c.}\right), \quad (14)$$

这里 $\Delta_a = \omega_{12} - \omega_a$ 和 $\Delta_b = \omega_{32} - \omega_b$ 分别为两束抽运光的失谐量, Ω_a, Ω_b 分别为两束抽运光的 Rabi 频率, γ_1, γ_2 分别为第一激发态到两个下能级的自发辐射率.由(14)式我们可以得到第一激发态粒子数密度 ρ_{22} 的方程:

$$\dot{\rho}_{22} = -(\gamma_2 + \gamma_1)\rho_{21} + \frac{i}{2}(\rho_{21}\Omega_a - \rho_{12}\Omega_a^*) + \frac{i}{2}(\rho_{32}\Omega_b - \rho_{23}\Omega_b^*), \quad (15)$$

可以得到,当两束抽运光的光强和失谐量达到一定的关系时,第一激发态的粒子布居数可以达到 20% 以上,如图 8 所示,相对应的理论透过率可以达到 70% 以上(如图 6).这种新型的 ESFADOF 的理论研究结果比国内外所报道的理论和实验结果^[26-29]提高

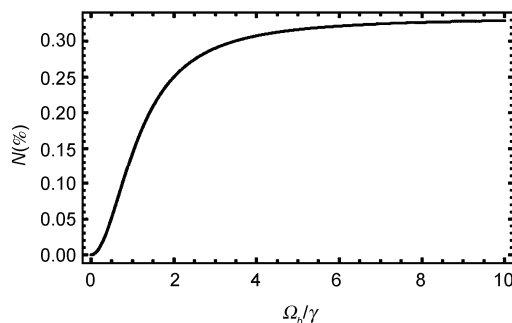


图 8 第一激发态粒子数与抽运光光强的关系

$$\Delta_a = -\Delta_b = -\Omega_a/2, \quad \Omega_a = \Omega_b, \quad \gamma = \gamma_2 = \gamma_1$$

了一个数量级,已经完全可以满足水下通信系统和水下成像系统对蓝绿波段光源的需求.

4 总结

本文对国内外 FADOF 的研究进展情况进行了概述,介绍了它的基本原理和透射谱的计算方法,并对本研究小组在实验和理论上的研究进展进行了介绍.

其中, Rb-FADOF 的实验结果与理论计算吻合得很好,而 Cs-ESFADOF 的新方案在理论上得到了比较好的结果.目前,本研究小组的主要工作有:一方面,在现有 Rb-FADOF 研究的基础之上,就提高磁场的均匀性,以及小型化和易操作方面进行了改进;另一方面,针对新型 Cs-ESFADOF,已基本完成理论模型的建立和模拟仿真计算,相应的实验正在准备之中.

参考文献

- Gelbwachs J A, Klein C F, Wessel J E. Infrared detection by an atomic vapor quantum counter. *IEEE J Quantum Electron*, 1978, QE-14: 77—79
- Gelbwachs J A, Wessel J E. Atomic vapor quantum counter: Narrow and infrared upconverter. *IEEE J Quantum Electron*, 1980, ED-27: 99—108
- Marling J B, Nilsen J, West L C, et al. An ultrahigh-Q isotropically sensitive optical filter employing atomic resonance transitions. *J Appl Phys*, 1979, 50: 610—615
- Shimizu H, Lee S A, She C Y. High spectral resolution lidar system with atomic blocking filters for measuring atmospheric. *Appl Opt*, 1983, 22: 1373—1380
- Chung Y C, Shay T M. Experimental demonstration of a diode laser excited optical filter in atomic Rb vapor. *IEEE J Quantum Electron*, 1988, QE-24: 709—711
- Shay T M, Chung Y C. Ultrahigh-resolution, wide-field-of-view optical filter for the detection of frequency-doubled Nd:YAG radiation. *Opt Lett*, 1988, 13: 443—445
- Shay T M, Garcia D F. Theoretical model for a background noise limited laser-excited optical filter for doubled Nd laser. *IEEE J Quantum Electron*, 1990, QE-26: 1135—1139
- Gelbwachs J A. Proposed Fraunhofer – wavelength atomic filter at 534.9 nm. *Opt Lett*, 1990, 15: 1165—1167
- Gelbwachs J A, Chan Y C. Passive Fraunhofer – wavelength atomic filter at 422.7 nm. *Opt Lett*, 1991, 16: 336—338
- Minden M, Brusselbach H. Detection of 532nm frequency-doubled Nd: YAG radiation in an active rubidium atomic resonance filter. *Opt Lett*, 1990, 15: 384—386
- Flusberg A. The spectral characteristics of an atomic cesium resonance filter. *J Appl Phys*, 1983, 54: 6036—6037
- 邓群立, 王庆吉, 郑乐民. Cs-ARF 荧光响应特性的理论分析. *光学学报*, 1991, 11: 896—900
- Oehry B P, Schupita W, Magerl G. Lamp-pumped thallium atomic line filter at 535.046nm. *Opt Lett*, 1991, 16: 1620—1622
- Molisch A F, Oehry B P, Schupita W, et al. Quantum efficiency and signal bandwidth of thallium atomic line filters. *Opt Commun*, 1992, 90: 245—250
- Dick D J, Shay T M. Ultra noise rejection optical filter. *Opt Lett*, 1991, 16: 867—869
- Ohman Y. On some new auxiliary instruments in astrophysical research. *Stockholm Obs*, 1956, 19: 3—9
- Beckers J M. Narrow band filters based on magneto-optical effect. *Appl Opt*, 1970, 9: 595—599
- Yeh P. Dispersive magneto-optical filters. *Appl Opt*, 1982, 21: 2069—2075
- Yin B, Shay T M. Theoretical model for a Faraday anomalous dispersion optical filter. *Opt Lett*, 1991, 16: 1617—1619
- Yin B, Shay T M. A potassium Faraday anomalous dispersion optical filter. *Opt Commun*, 1992, 94: 30—32
- Yin B, Shay T M. Faraday anomalous dispersion optical filter for the Cs 455nm transition. *IEEE Photon Technol Lett*, 1992, 4: 488—490
- Menders J, Benson K, Bloom S H, et al. Ultranarrow line filtering using a Cs Faraday filter at 852 nm. *Opt Lett*, 1991, 16: 846—848
- Menders J, Searcy P, Roff K, et al. Blue cesium Faraday and Voigt magneto-optical atomic line filters. *Opt Lett*, 1992, 17: 1388—1390
- Chen H, She C Y, Searcy P, et al. Sodium vapor dispersive Faraday filter. *Opt Lett*, 1993, 18: 1019—1021
- Chan Y C, Gelbwachs J A. A Fraunhofer wavelength magneto-optical atomic filter at 422.7 nm. *IEEE J Quantum Electron*, 1993, QE-29: 2379
- Billmers R I, Contarino V M, Squicciarini M F, et al. Induced dichroism excited atomic line filter at 532 nm. *Opt Lett*, 1995, 20: 1427
- Zhang L, Tang J X. Experimental study on optimization of the working conditions of excited state Faraday filter. *Opt Commun*, 1998, 152: 275—279
- Duan M H, Li Y M, Tang J X, et al. Excited state Faraday anomalous dispersion spectrum of rubidium. *Opt Commun*, 1996, 127:

210—214

- 29 Peng Y F. Transmission characteristics of an excited state Faraday optical filter at 532 nm. *J Phys B: At Mol Opt Phys*, 1997, 30: 5123—5129
- 30 陈怀林, 彭玉峰, 汤俊雄, 等. 一种新型原子共振滤光器研究. *光学学报*, 1992, 12: B841—845
- 31 Peng Y F, Tang J X, Wang Q J. Study of Faraday anomalous dispersion spectra of the hyperfine structure of Rb D2 lines. *Acta Phys Sin*, 1993, 2: 1—8
- 32 Tang J X, Wang Q J, Li Y M, et al. Experimental study of a novel free space optical communication system. *Opt Eng*, 1994, 33: 3758—3761
- 33 Tang J X, Wang Q J, Li Y M, et al. Experimental study of a model digital space optical communication system with new quantum devices. *Appl Opt*, 1995, 34: 2619—2622
- 34 Popescu A, Walldorf D, Schorstein K, et al. On an excited state Faraday anomalous dispersion optical filter at moderate pump powers for a Brillouin-lidar receiver system. *Opt Commun*, 2006, 264: 475—481
- 35 Rabady R, Avrutsky I. Experimental characterization of simultaneous spatial and spectral filtering by an optical resonant filter. *Opt Lett*, 2004, 29: 605—607
- 36 Corney A. *Atomic and Laser Spectroscopy*. Oxford: Clarendon Press, 2006
- 37 Summers D, Thorne R M. The modified plasma dispersion function. *Phys Fluids B*, 1991, 3: 1835—1847

Faraday anomalous dispersion optical filter

GUO Hong, DANG AnHong, HAN YaoQiang, GAO Song, CAO Yang & LUO Bin

School of Electronics Engineering and Computer Science, Peking University, Beijing 100871, China

The function and requirements of optical filter for different systems are introduced, whereby the distinctions of atomic optical filter in comparison to the traditional optical filter are presented and the development of atomic filter is summarized. Furthermore, a general model for calculating the transmittance of Faraday anomalous dispersion optical filter (FADOF) is presented, which is applicable for both passive and active working modes of FADOF. It shows that the theoretical calculation match the experimental results perfectly. Also, we report the progress on the theory and experiment research of passive and active FADOF in our group.

atomic filter, Faraday effect, transmission spectrum

doi: 10.1360/972008-2204