

暗中空光束的产生及应用*

刘南春 王文宝 高伟建 印建平

(苏州大学物理系 苏州 215006)

摘要 综述了几何光学、模式变换、光学全息、计算全息、横模选择、中空光纤等几种产生暗中空光束的方法,并简单介绍了暗中空光束在原子光学及其他领域的应用。

关键词 暗中空光束

GENERATION OF DARK HOLLOW BEAMS AND THEIR APPLICATIONS

LIU Nan-Chun WANG Wen-Bao GAO Wei-Jian YIN Jian-Ping

(Department of Physics, Suzhou University, Suzhou 215006)

Abstract Various techniques to generate dark hollow beams, such as by geometrical optics, mode-conversion, optical holography, computer-generated holography, transverse-mode selection and hollow fibers, are reviewed. The applications of dark hollow beams in atomic optics and the other fields are also discussed.

Key words dark hollow beam

1 引言

在传播方向上中心强度或轴向强度为零的光束称为暗中空光束^[1]。由于暗中空光束具有一些新颖独特的物理性质,如强度呈圆桶形分布、暗斑尺度极小、传播不变性、无加热效应以及无损耗效应等,因而在激光光学、光信息处理、粒子波导、同位素分离、材料科学以及生物医药等领域有着广泛的应用前景。尤其是近年来,随着光的辐射压力对中性原子的激光冷却与囚禁的实现,使微观粒子的三维操控技术日趋成熟,从而使暗中空光束在原子光学中的应用成为目前原子物理学与原子光学研究前沿的热门课题之一。

90年代以来,各国学者相继提出了许多产生暗中空光束的方法,如几何光学方法^[2]、模式变换方法^[3]、光学全息方法^[4]、计算全息方法^[5,6]、横模选择方法^[7]、中空光纤方法^[8]、非线性方法^[9,10]等,并取得了较好的结果。下面,就上述方法作一简单介绍,以供有兴趣的读者参考。

2 暗中空光束的产生

2.1 几何光学方法

几何光学法^[2]产生暗中空光束的实验装置如

图1(a)所示,其原理较为简单:当高斯光束入射至双圆锥棱镜,经二次折射后,即可在棱镜的另一端输出一中心强度为零的暗中空光束。

假设高斯光束是功率为 P_0 ,束腰为 $2w_0$,波长为 λ 的 TEM_{00} 波,双圆锥棱镜长为 $2L$,顶角为 2θ ,折射率为 n 。经过光学分析可知,暗中空光束的光强可近似表达为两束调制后的高斯光束的光强 $I_{g\pm}(y, z)$ 之和,即

$$I_d(y, z) = I_+(y, z) + I_-(y, z), \quad (1)$$

其中 $I_{\pm}(y, z) = \frac{P_0}{\pi w_{\pm}(y, z)^2} \exp\left[-\frac{2(y \mp R_0)^2}{w_{\pm}(y, z)^2}\right]$, 两束调制后的高斯光束在坐标 (y, z) 处的束腰表示

为 $w_{\pm}(y, z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{[z + (y \mp R_0)/\tan\theta]^2}{z_0^2}}$, 而

且图1(a)中暗中空光束的内径 $2R_0$ 由棱镜长 $2L$ 及顶角 2θ 决定,表示为 $R_0 = L \sin 2\theta \cdot \left|1 - \frac{\sin\theta}{\sqrt{n^2 - \cos^2\theta}}\right|$ 。

实验中双圆锥棱镜长 $2L = 4.3 \text{ mm}$,顶角 $2\theta = 90^\circ$ 。当用束腰 $2w_0 = 0.7 \text{ mm}$,截面相对强度分布如图1(b)所示的氦氛激光入射时,可得截面相对强度以及截面形状如图1(c)所示的暗中空光束。图1(c)

* 江苏省自然科学基金资助项目

1999-04-08 收到初稿,1999-08-13 修回

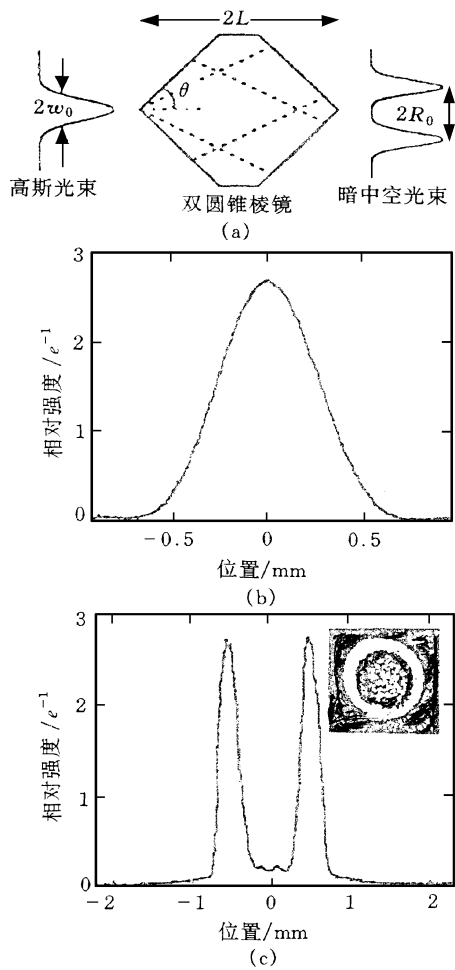


图1 几何光学方法

中环状光斑的内外径分别为 0.6 mm 和 1.4 mm. 暗中空光束直径 $2R_0 = 1.0 \text{ mm}$, 与理论计算值吻合得很好, 但这种方法产生的暗中空光束为一发散光束.

2.2 模式变换方法

拉盖尔-高斯光束(L-G光束)也是一种暗中空光束.L-G光束可以由厄密-高斯光束(H-G光束)经过模式变换得到^[3].

假设 L-G 光束沿 +z 方向传播, 在 x 轴方向极化.L-G 光束的电场表达式为^[11]

$$E(\mathbf{R}) = i w \left[u_{p,l} \hat{x} + \frac{i}{k} \frac{\partial u_{p,l}}{\partial x} \right] e^{ikz} \quad (l \neq 0), \quad (2)$$

其中函数 $u_{p,l}$ 可用柱坐标表示^[11], 并含有位相因子 $e^{il\phi}$. 位相因子的存在说明 L-G 模式光束具有轨道角动量, 而且 L-G 光束存在一个螺旋形位相结构, 具有相位奇点, 但位相在光强为零的光轴上是不确定的, 所以可得暗中空光束^[3]. 该方法的实验装置

如图 2 所示. 图中 M_1, M_2 为球面反射镜, He-Ne 为激光管, BS 为分束器, f_1 是短焦距透镜, f_3 和 f_4 是柱面透镜, 这样就组成了一个模式变换器. 实验结果如图 3 所示, 其中上面一排是输入的 H-G 模式, 下面一排是相应的输出 L-G 模式.

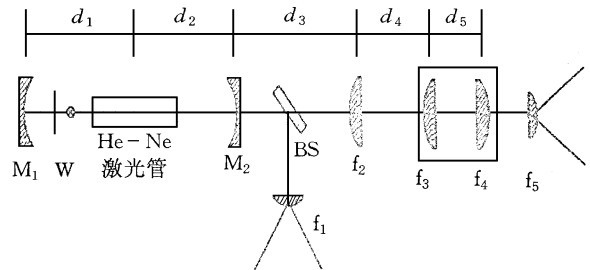


图2 模式变换方法

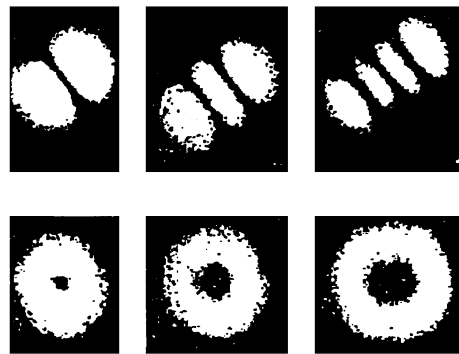


图3 模式变换法的实验结果

2.3 光学全息方法

1994 年, Lee 等人^[4] 利用放大的全息重现技术成功地将高斯光束转化为一种与贝塞尔光束 J_1 相似的中空光束 J'_1 . 众所周知, 除了零阶贝塞尔光束外, 其他高阶贝塞尔光束均是中心强度为零的暗中空光束, 并且 n 阶贝塞尔函数只比零阶贝塞尔函数多一个位相因子 $e^{\pm in\theta}$, 位相因子可通过加入一个圆楔形位相环来实现. 实验中位相环的作用是由显微镜的载物玻片来实现的, 装置如图 4 所示.

在图 4 所示装置中, BS_1, BS_2 和 BS_3 是分束器, H_1 和 H_2 是全息片, PP 是位相片. 实验所得的暗斑直径范围是 70.3—78.0 μm .

2.4 计算全息法

这种方法是利用螺旋波中心光强为零的特点, 以及螺旋波与平面波干涉条纹是位错光栅的性质, 并且通过计算全息来得到中空光束^[5,6].

当螺旋波与同方向的平面波 $E(z) = E_0 \exp(-ikz)$ 相干涉, 即二者之间的夹角 $\varphi = 0$ 时, 干涉图案的光强分布为

$$I(r, \theta, z) = E_0^2 + [E_0 \text{rexp}(P)]^2 + 2E_0^2 \text{rexp}(P) \cos(\phi), \quad (3)$$

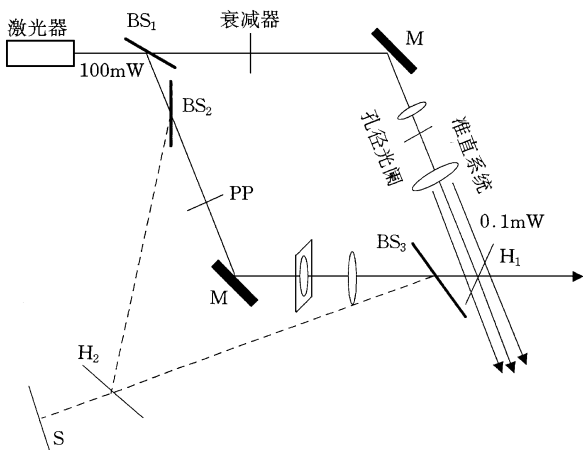


图4 光学全息方法

其中

$$P = \ln \frac{(kA/2)^2}{z^2 + (kA/2)^2} - r^2 \frac{A}{A^2 + (2z/k)^2},$$

$$\phi = \theta - r^2 \frac{2z/k}{A^2 + (2z/k)^2} - \arctan \left| \frac{Ak}{2z} \right| + \pi,$$

此时干涉条纹光强极大的条件为 $\cos(\phi) = 1$, 即 $\phi = 2n\pi (n=1, 2, 3 \dots)$, 其干涉图是如图5(a)所示的螺旋形位错条纹。

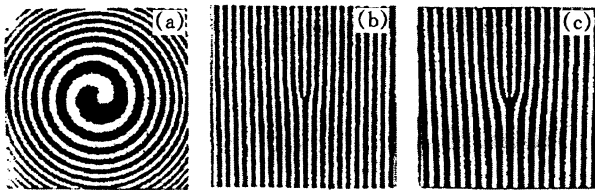


图5 计算全息方法

如螺旋波与平面波的夹角为 ϕ , 则干涉条纹极大的条件为

$$\arctan(y/x) - (x^2 + y^2) \frac{2z/k}{A^2 + (2z/k)^2} - \arctan(Ak/2z) - kx \sin(2\phi) - 2kz \sin(\phi) + \pi = 2n\pi. \quad (4)$$

当 A 取适当值时, 其干涉条纹是如图5(b)所示的位错形条纹. 如螺旋波是二阶螺旋波, 则产生如图5(c)的二阶位错条纹。

所以, 用计算全息法可以得到螺旋波, 即暗中空光束. 实际操作如下: 取一适当 A 值, 根据(3)式在计算机上编程显示二维干涉图, 用相机将此干涉图按比例缩微到胶片上, 就制成了所需的位错光栅; 当用平面波照射此光栅时, 就可得到暗中空光束。

澳大利亚的 Heckenberg 等人于1992年首先报道了这种方法^[5]. 最近, 国内苏州大学的高伟建等人也进行了这方面的研究, 并取得了初步的结果^[6].

2.5 横模选择方法^[7]

这种方法是利用侧泵浦掠入射染料激光来得到一种光斑直径随激光频率变化的暗中空光束. 实验仪器的结构如图6所示, 激光在法布里-珀罗干涉仪的反射面和频选仪之间产生. 频选仪由可调镜面和衍射光栅构成. 凹透镜用来发散腔内光束. 如果激光以固定波长 λ 入射, 法布里-珀罗干涉仪厚度为 d , 折射率为 n , 则最大输出处的入射角 θ 由下式决定:

$$2nd\cos(\theta) = m\lambda, \quad (5)$$

其中 m 是整数. 长度倒数单位 (如 cm^{-1}) 的 $1/(2nd)$ 倍是干涉仪的自由光谱范围. 由于入射光束是轴对称的, 所以输出光束是环状的, 即暗中空光束. 通过调节激光频率, 即可得到一组不同圆环直径的暗中空光束。

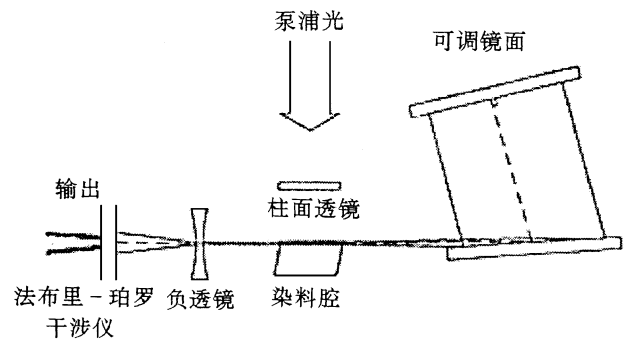


图6 横模选择方法

2.6 中空光纤方法

利用中空光纤^[8]也可以得到暗中空光束. 在对中空光纤进行模式分析时, 可以采用弱波导近似^[1]. 在柱坐标下, 中空光纤的横向电场可表示为

$$E_t(r, \theta) \propto \begin{cases} I_m(vr) \sin(m\theta) & \text{(空心区)} \\ [G J_m(ur) + C_2 N_m(ur)] \sin(m\theta) & \text{(中心区)}, \\ K_m(wr) \sin(m\theta) & \text{(包层区)} \end{cases} \quad (6)$$

其中 $u = \sqrt{k^2 n_1^2 - \beta^2}$, $v = \sqrt{\beta^2 - k^2}$, $w = \sqrt{\beta^2 - k^2 n_2^2}$ 是三个特征常数, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 是波数, β 是传播常数. J_m 和 N_m 分别是第一类和第二类的第 m 阶贝塞尔函数, I_m 和 K_m 分别是第一类和第二类修正的第 m 阶贝塞尔函数. 通过对以上方程的分析可知, 当 $m=0$ 时, 即可得到 $LP_{01}, LP_{02}, LP_{03}$ 等模式输出的暗中空光束。

实验所用装置如图7所示. 光源为 He-Ne 激光器或二极管激光器. L_1 和 L_2 两透镜组成的望远镜系统对入射光进行扩束和准直. VA_1 和 VA_2 均是

可变光阑. L_3 是一个会聚透镜, 焦距为 100 mm. 中空光纤的内径为 $7\mu\text{m}$, 外径为 $14.6\mu\text{m}$, 敷层的直径为 $123.4\mu\text{m}$. n_1, n_2 分别是纤芯和敷层的折射率, 相对折射率 $\Delta n = (n_1^2 - n_2^2) / (2n_1^2) = 0.18\%$, $n_2 = 1.45$. CCD 阵列用来测量暗中空光束的暗斑尺寸和径向强度分布, CCD 照相机用来观测暗中空光束的光斑.

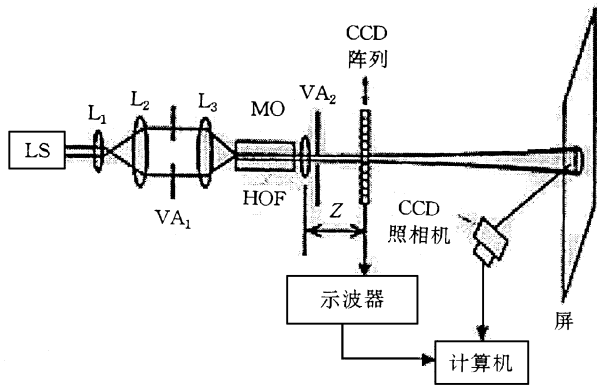


图 7 中空光纤方法

此外, 产生暗中空光束的方法还有空间孤子^[9]和光学涡旋态^[10]等非线性光学方法.

3 暗中空光束的应用前景

暗中空光束在原子光学中的广泛应用已逐渐形成了原子光学的一个新的分支——暗束原子光学^[1,10], 它包括原子束的准直和聚焦^[1]、原子漏斗^[12]、原子波导^[1,13]、原子势阱^[14,15]以及光学囚禁的玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)^[16,17]等.

例如, Balykin 等人采用两束传播方向相反的高斯光束作为原子柱面透镜, 对 Na 原子束进行了聚焦, 最近, 印建平等人提出一个将 Sisyphus 冷却应用于激光原子透镜来减小原子束的焦斑尺寸的方案, 从而提高了原子透镜的空间分辨率, 可望形成一种新的计算机控制的原子刻蚀术^[1].

超冷、高密、并且连续的原子束在原子光学、原子刻蚀以及原子全息术等方面有着许多应用. 但怎样才能得到这样的原子束呢? 由于在磁光势阱中可以得到高密度的冷原子团, 所以, 如何将冷原子团导出是得到上述原子束的关键. 但是, 仅将磁光势阱关闭是不行的, 因为原子团在重力和原子间斥力的作用下将四散逃逸. 所以可行的方法是利用原子漏斗. Riis, Swanson, Schiffer 等人分别利用不同的技术构成了各种原子漏斗, 并产生温度在 $10\mu\text{K}$ 以上的冷原子束. 最近, 印建平等人提出一个利用中空光

纤产生的消逝波和暗中空光束串联工作的原子漏斗方案, 由于暗中空光束自身感应的 Sisyphus 冷却, 可以获得温度为 $2.5\mu\text{K}$ 的超冷原子束输出^[12].

暗中空光束在粒子^[19]和生物细胞的激光操纵^[20]和控制^[4]方面也有广泛的应用. 例如, 在水中可以囚禁直径为 $20\mu\text{m}$ 的空心玻璃球^[19]. 在这种情况下, 只要球壳厚度远小于球的半径, 就可以认为该小球的折射率是小于水的, 这样, 当小球处于会聚暗中空光束的中空部分时, 通过对小球所受梯度力的计算, 可以知道, 小球将被囚禁于暗中空光束的中心.

此外, 暗中空光束还在非线性光学^[18]以及光学准直与波导^[21]等方面有着重要作用. 由此可见, 暗中空光束的研究已经涉及到包括物理学、现代光学、原子光学、生物学、医学和微电子学等重要学科, 同时它正在引起人们的广泛注视与极大兴趣.

参 考 文 献

- [1] Yin J P, Wang W, Zhu Y *et al.* *J. Opt. Soc. Am. B*, 1998, 15 (1) : 25—33
- [2] Ito H, Sakaki K, Jhe W *et al.* *Phys. Rev. A*, 1997, 56 : 712—718
- [3] Power W L, Allen L, Babiker M *et al.* *Phys. Rev. A*, 1995, 52 : 479—488
- [4] Lee H S, Stewart B W, Choi K *et al.* *Phys. Rev. A*, 1994, 49 : 4922—4927
- [5] Heckenberg N R, McDuff R, Smith C P *et al.* *Opt. Lett.*, 1992, 17(3) : 221—223
- [6] 高伟建, 王文宝, 朱士群. *光学学报*, 1998, 18(10) : 1467—1469 [GAO Wei Jian, WANG Wen Bao, ZHU Shi Qun. *Acta Optica Sinica*, 1998, 18(10) : 1467—1469 (in Chinese)]
- [7] Wang X, Littman M G. *Opt. Lett.*, 1993, 18(10) : 767—768
- [8] Yin J P, Noh H R, Lee K *et al.* *Opt. Commun.*, 1997, 138 : 287—292
- [9] Tikhonenko V, Akhmediev N N. *Opt. Commun.*, 1996, 126 : 108—112
- [10] Mamaev A V, Saffman M, Zozulya A A. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 77 : 4544—4547
- [11] Haus H A. *Waves and Fields in Optoelectronics* (Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1984)
- [12] Yin J P, Zhu Y F, Wang Y Z. *Phys. Rev. A*, 1998, 57(3) : 1957—1966
- [13] Yin J P, Zhu Y F, Jhe W *et al.* *Phys. Rev. A*, 1998, 58 : 509—513
- [14] Kuga T, Torii Y, Shiokawa N *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 78 : 4713—4716
- [15] Yin J P, Zhu Y F, Jhe W *et al.* *Phys. Lett. A*, 1998, 248 : 309—318
- [16] Yin J P, Zhu Y F. *Opt. Commun.*, 1998, 152 : 421—428

[17] Yin J P, Zhu Y F, Wang Y Z *et al.* Chin. Phys. Lett., 1999, 16(5):350-352
 [18] Mamaev A V, Saffman M, Zozulya A A. Phys. Rev. Lett., 1996, 76(13):2262-2265

[19] Gahagan K T, Swartzlander Jr G A. Opt. Lett., 1996, 21(11):827-829
 [20] Padegett M, Allen L. Phys. World, 1997(9):35-38
 [21] Truscott A G *et al.* Phys. Rev. Lett., 1999, 82(7):1438-1441

二阶非线性串级效应及其全光晶体管作用*

李涛 田建国 周文远 张春平 张光寅

(南开大学物理学院光子学中心 天津 300071)

摘要 二阶非线性串级效应,特别是基频光波通过串级过程(二次谐波产生过程和随后的频率下转换过程)获得的相移,是实现全光信号处理的一条非常有希望的途径.文章对二阶非线性串级效应的物理原理和基于此的全光晶体管的研究进行了综合介绍.

关键词 二阶非线性串级效应,全光晶体管

CASCADED SECOND-ORDER NON-LINEAR EFFECTS AND ALL-OPTICAL TRANSISTOR ACTION VIA CASCADED SECOND-ORDER NONLINEARITIES

LI Tao TIAN Jiann Guo ZHOU Wen Yuan ZHANG Chun-Ping ZHANG Guang-Yin

(*Photonics Center, Institute of Physics, Nankai University, Tianjin 300071*)

Abstract Cascaded second-order non-linear optical effects, specifically the phase-shift that a fundamental frequency wave experiences through cascading during second-harmonic generation and the successive down-conversion, are a promising route to all-optical signal processing. The physical principle of cascaded second-order nonlinear optical effects and their applications in all-optical transistor action are reviewed.

Key words cascaded second-order non-linear effects, all-optical transistor

1 引言

随着光通信、光计算和光学信息处理技术的发展,急需解决快速的全光信息处理技术.以开关器件为例,人们目前正以极大的热情进行全光开关的研究,这是基于以下几个原因:第一,全光开关可以突破限制电子开关单道传输速率的瓶颈;第二,电子开关吸收光而产生热,从而严重阻碍了信息的高速率传播;第三,全光开关可以避免由光电转换引起的各种问题.全光信息处理技术除全光开关外还包括超短光脉冲的产生、压缩、调制和放大等,而超短光脉冲的调制和放大又是这些技术的关键.因此,在光学和光子学领域,研究和制造具有类似电子管、晶体管作用的光子晶体管就成为一个引人注目的课题.

全光信息处理以前一直被认为是三阶非线性现象的领域,因而强三阶非线性极化率材料备受关注.

在这些材料中,折射率的变化依赖于光强 I , $\Delta n = f(I)$.在全光信息处理的研究中,由折射率变化而引起的非线性相移是最关键的量.基于光学 Kerr 效应的非线性相移和 $(2\pi/\lambda)n_2 IL$ 成比例,其中 λ 是光波波长, I 是光强, L 是光波相互作用长度.一般材料的非线性折射系数 n_2 很小,因此要获得大的非线性相移,必须增加光强和光波相互作用长度,这就使得实现集成化的全光器件困难重重.一般有两个途径来解决这个问题:第一,寻找和制造具有大的三阶非线性极化率的材料;第二,用另外的物理机理来实现非线性相移.

近几年来,人们把注意力集中到了利用二阶非线性串级效应来实现非线性相移的研究上.二阶非线性串级过程和三阶非线性过程类似,但是具有更高的效率.而且二阶非线性串级过程综合了二阶和

* 1999-04-30 收到初稿,1999-07-12 修回