

文章编号: 0253-2239(2008)07-1395-05

光场诱导的原子激光的量子相干性

孔凡志 周 明 黄春佳

(长沙理工大学物理与电子科学学院, 湖南 长沙 410076)

摘要 基于全量子理论, 分别研究了在几种重要的光场作用下, 从原子玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)体耦合输出的原子激光的量子相干特性。结果表明, 粒子数态光场诱导的原子激光总是反聚束的, 相干态光场诱导的原子激光是任意阶相干的, 而压缩相干态光场诱导的原子激光总是聚束的。表明用光场诱导产生的原子激光具有与初始光场完全相同的量子相干性质。

关键词 量子光学; 原子激光; 玻色-爱因斯坦凝聚; 相干度

中图分类号 O431.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20082807.1395

Quantum Coherence Properties of Atom Laser Induced by Light Field

Kong Fanzhi Zhou Ming Huang Chunjia

(School of Physics and Electronic Science, Changsha University of Science and Technology,
Changsha, Hunan 410076, China)

Abstract The quantum coherence properties of atom laser induced from atomic Bose-Einstein condensation (BEC) interacting with several sorts of important light fields are studied by quantum theory. The results show that the atom lasers induced by light field in Fock state, coherent state, and squeezing coherent state are always anti-bunching, the n th-order coherent, and bunching, respectively. These results indicate that the quantum coherence properties of atom laser are completely identical to that of the initial light field interacting with the atomic BEC.

Key words quantum optics; atom laser; Bose-Einstein condensation; coherence degree

1 引 言

原子玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)的实现是 20 世纪末物理学领域取得的重大突破之一, 开辟了相干原子物理学研究的新领域^[1,2]。如同用部分反射镜将相干光子束耦合出激光腔形成激光一样, 把原子从原子阱内的 BEC 体中引出来, 形成相干原子束, 通常称之为“原子激光”。1997 年, Mewes 等^[3]用射频耦合方式将原子从 BEC 体中输出, 首次实现了原子激光器。1998 年, Anderson 等^[4]实现了类似于锁模激光器的原子激光器, 输出了一连串的原子弹射。1999 年, E. W. Hagley 等^[5]成功地研制出世界第一台可控可调、高准直、“准连续”的钠原子激光器, 实现了物质波激光器研制领域的重大突破。1999 年, Bloch 等^[6]也实现了可连续输出 100 多毫秒的铷原子激光器。近年来人们对原子 BEC 的产生及其独特性质以及原子 BEC 与光场的相互作用

进行了大量的理论研究^[7~18]。L. You 等^[7]提出的一种普遍的与光子相互作用的原子量子场论, 不仅可用于处理超冷原子的量子统计性质, 而且可用于描写原子 BEC 的形成以及 BEC 的量子光学性质。C. P. Sun 等^[8]针对原子激光的耦合输出实验提出了一种类似于 J-C 模型的理论分析模型。其后, H. Jing 等^[9]进一步研究了压缩原子激光的量子动力学理论, 提出利用压缩相干态光场与原子 BEC 的相互作用可以产生压缩原子激光。Zhou 等^[10]讨论了一种利用压缩相干态光场与三能级原子 BEC 的相互作用可以产生双模压缩原子激光的方案。但文献^[8~10]均没有考虑超冷原子之间的相互作用。然而, BEC 中原子间的相互作用对于原子 BEC 的形成及其相关性质都是一个非常重要的影响因素。因此, 研究 BEC 中原子间的相互作用对光场量子特性的影响, 无疑具有特别重要的理论意义和应用价值。

收稿日期: 2007-09-28; 收到修改稿日期: 2008-02-29

作者简介: 孔凡志(1968-), 男, 副教授, 主要从事量子光学、原子与分子物理等方面的研究。E-mail: kongfz@126.com

文献[11,12]分析了原子间相互作用对原子激光压缩性质的影响。本文在文献[8~12]的基础上,研究光场与原子 BEC 相互作用诱导产生的原子激光的相干特性,分别讨论了从粒子数态光场、相干态光场和压缩相干态光场与原子 BEC 相互作用系统耦合输出的原子激光的量子相干性质。

2 系统哈密顿量与态矢

考虑原子间的相互作用,光场-原子 BEC 系统的总哈密顿量为^[11]

$$H = \omega_0 b_1^\dagger b_1 + \omega a^\dagger a + \epsilon(a^\dagger b_0^\dagger b_1 + ab_0 b_1^\dagger) + \Omega(b_0^\dagger b_0^\dagger b_0 b_0 + b_0^\dagger b_1^\dagger b_0 b_1 + b_1^\dagger b_0^\dagger b_1 b_0 + b_1^\dagger b_1^\dagger b_1 b_1), \quad (1)$$

式中 a^\dagger 和 a 分别为光场光子的产生算符和湮没算符, b_0^\dagger 和 b_0 、 b_1^\dagger 和 b_1 分别表示基态原子、激发态原子的产生算符和湮没算符, ω 和 ω_0 分别为光场圆频率和原子本征跃迁圆频率, ϵ 和 Ω 分别表征光场-原子相互作用强度和 BEC 中原子间相互作用强度。

这里只讨论弱光场情形,采用熟知的 Bogoliubov 近似^[19]. 假定初始时刻处于 BEC 的原子数目很大,以至于在与光场相互作用的过程中基态原子数的缓慢变化可以忽略不计,从而可以将系统哈密顿量中的 b_0 和 b_0^\dagger 分别用 $\sqrt{N_0}e^{-i\theta}$ 和 $\sqrt{N_0}e^{i\theta}$

替代,其中 N_0 为 BEC 中的平均原子数。考虑到被光场激发到上能级的原子数远小于 N_0 ,故可略去含 $b_1^\dagger b_1^\dagger b_1 b_1$ 的项。记 $b = b_1, b^+ = b_1^+$,最后系统哈密顿量简化为

$$H = \omega_0 b^+ b + \omega a^\dagger a + \epsilon \sqrt{N_0}(a^\dagger b e^{i\theta} + ab^+ e^{-i\theta}) + \Omega(N_0^2 + 2N_0 b^+ b). \quad (2)$$

为了更清楚地揭示原子 BEC 中原子间相互作用对光场-BEC 系统能级的影响,略去不重要的常量项 $N_0^2 \Omega$,令 $\epsilon_n = \epsilon \sqrt{N_0}$,将系统哈密顿量改写为

$$H = (\omega_0 + 2N_0 \Omega)b^+ b + \omega a^\dagger a + \epsilon_n(a^\dagger b e^{i\theta} + ab^+ e^{-i\theta}), \quad (3)$$

可以看出,BEC 中原子间的相互作用使原子 BEC 的能级间隔 $\omega_0 + 2N_0 \Omega$ 较“裸原子”的能级间隔 ω_0 增大了 $\Delta = 2N_0 \Omega$,能级间隔的增加量 $\Delta = 2N_0 \Omega$ 与 BEC 中的原子数 N_0 和原子间的相互作用强度 Ω 的乘积成正比。

在共振条件 ($\omega = \omega_0$) 下,求解系统的海森伯 (Heisenberg) 运动方程

$$i\dot{a} = [a, H] = \omega a + \epsilon_n b e^{i\theta}, \quad (4)$$

$$i\dot{b} = [b, H] = \epsilon_n a e^{-i\theta} + (\omega_0 + 2N_0 \Omega)b,$$

得到

$$a(t) = \frac{e^{-i(\omega+N_0\Omega)t}}{\gamma} \{ [\gamma \cos(\gamma t) + iN_0\Omega \sin(\gamma t)] a(0) - i\epsilon_n \sin(\gamma t) e^{i\theta} b(0) \}, \quad (6)$$

$$b(t) = \frac{e^{-i(\omega+N_0\Omega)t}}{\gamma} \{ -i\epsilon_n \sin(\gamma t) e^{-i\theta} a(0) + [\gamma \cos(\gamma t) - iN_0\Omega \sin(\gamma t)] b(0) \}, \quad (7)$$

式中 $\gamma = \sqrt{\epsilon_n^2 + N_0^2 \Omega^2} = \sqrt{N_0(\epsilon^2 + N_0 \Omega^2)}$ 。

3 原子激光的量子相干特性

首先讨论原子激光的二阶相干特性,类似于普通光场,定义原子激光的二阶相干度为

$$g_a^{(2)} = \frac{\langle (b^+)^2 b^2 \rangle}{\langle b^+ b \rangle^2}, \quad (8)$$

在某一状态下,若 $g_a^{(2)} > 1$,则可知原子激光呈现聚束效应;若 $g_a^{(2)} < 1$,则呈现反聚束效应;若 $g_a^{(2)} = 1$,则原子激光是二阶相干的。

设初始时刻所有原子均处于基态并发生 BEC,激发态为真空态.系统的初始态矢可表示为

$$|\psi(0)\rangle = |\beta\rangle_g \otimes |0\rangle_e \otimes |\Phi\rangle_f, \quad (9)$$

式中 $|\beta\rangle_g$ 为原子基态湮没算符 b_0 的本征态,表示在基态发生 BEC 的原子处于相干态,即有 $b_0 |\beta\rangle_g = \sqrt{N_0} \exp(-i\theta) |\beta\rangle_g$,此处 N_0 为处于 $|\beta\rangle_g$ 态并发生 BEC 的平均原子数;而 $|\Phi\rangle_f$ 为光场的初始态矢。

3.1 初始光场为粒子数态光场

设 $|\Phi\rangle_f = |n\rangle_f$,即初始时刻光场处于粒子数态, n 为初始光场的光子数。

利用(6)式、(7)式,可以得到

$$\langle \psi(0) | b^+ (t) b(t) | \psi(0) \rangle = \frac{n \epsilon^2}{\epsilon^2 + N_0 \Omega^2} \sin^2 [\sqrt{N_0 (\epsilon^2 + N_0 \Omega^2)} t], \quad (10)$$

$$\langle \psi(0) | b^{+2} (t) b^2 (t) | \psi(0) \rangle = \frac{(n^2 - n) \epsilon^4}{(\epsilon^2 + N_0 \Omega^2)^2} \sin^4 [\sqrt{N_0 (\epsilon^2 + N_0 \Omega^2)} t], \quad (11)$$

$$g_a^{(2)} = \frac{\langle (b^+)^2 b^2 \rangle}{\langle b^+ b \rangle^2} = \left(1 - \frac{1}{n}\right) < 1, \quad n > 0 \quad (12)$$

(12)式表明,通过粒子数态光场-原子 BEC 相互作用诱导产生的原子激光总是反聚束的。

3.2 初始光场为相干态光场

设 $|\Phi\rangle_f = |\alpha\rangle_f$, 即初始时刻光场处于相干态, $|\alpha\rangle_f = D(\alpha) |0\rangle_f$, 其中 $D(\alpha) = \exp(\alpha a^+ - \alpha^* a)$, $\alpha = \sqrt{n} e^{i\varphi}$, n 为初始光场的平均光子数。

利用(6)式、(7)式,可以得到

$$\langle \psi(0) | b^+ (t) b(t) | \psi(0) \rangle = \frac{n_0 \epsilon^2}{\epsilon^2 + N_0 \Omega^2} \sin^2 [\sqrt{N_0 (\epsilon^2 + N_0 \Omega^2)} t], \quad (13)$$

$$\langle \psi(0) | b^{+2} (t) b^2 (t) | \psi(0) \rangle = \frac{n_0^2 \epsilon^4}{(\epsilon^2 + N_0 \Omega^2)^2} \sin^4 [\sqrt{N_0 (\epsilon^2 + N_0 \Omega^2)} t], \quad (14)$$

$$g_a^{(2)} = \frac{\langle (b^+)^2 b^2 \rangle}{\langle b^+ b \rangle^2} = 1. \quad (15)$$

(15)式表明,通过相干态光场-原子 BEC 相互作用诱导产生的原子激光是二阶相干的。

利用(6)式、(7)式,还可以进一步得到,原子激光的任意阶相干度均等于 1, 即有

$$g_a^{(n)} = \frac{\langle (b^+)^n b^n \rangle}{\langle b^+ b \rangle^n} = 1, \quad n = 1, 2, \dots \quad (16)$$

由此可知,通过相干态光场-原子 BEC 相互作用诱导产生的原子激光的状态可以表示为相干态。

事实上,若相干态光场-原子 BEC 相互作用系统初始时刻处于 $|\psi(0)\rangle = |\beta\rangle_g \otimes |0\rangle_e \otimes |\alpha\rangle_f$ 态,利用系统的时间演化算符 $U(t)$, 则任意 t 时刻系统所处状态为

$$|\psi(t)\rangle = U(t) |\psi(0)\rangle. \quad (17)$$

如前所述,忽略 BEC 中基态原子随时间的缓慢变化,则

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle &= |\beta\rangle_g \otimes U(t) |0\rangle_e \otimes |\alpha\rangle_f = |\beta\rangle_g \otimes U(t) |0\rangle_e \otimes \exp\{\alpha a^+ (0) - \alpha^* a(0)\} |0\rangle_f = \\ &= |\beta\rangle_g \otimes U(t) \exp\{\alpha a^+ (0) - \alpha^* a(0)\} U^+ (t) U(t) |0\rangle_e \otimes |0\rangle_f = \\ &= |\beta\rangle_g \otimes \exp\{\alpha a^+ (-t) - \alpha^* a(-t)\} |0\rangle_e \otimes |0\rangle_f, \end{aligned} \quad (18)$$

此处

$$a(-t) = \frac{e^{i(\omega+N_0\Omega)t}}{\gamma} \{[\gamma \cos(\gamma t) - i N_0 \Omega \sin(\gamma t)] a(0) + i \sqrt{N_0} \epsilon \sin(\gamma t) e^{i\theta} b(0)\}, \quad (19)$$

$$a^+(-t) = \frac{e^{-i(\omega+N_0\Omega)t}}{\gamma} \{[\gamma \cos(\gamma t) + i N_0 \Omega \sin(\gamma t)] a^+(0) - i \sqrt{N_0} \epsilon \sin(\gamma t) e^{-i\theta} b^+(0)\}, \quad (20)$$

最后得

$$|\psi(t)\rangle = |\beta\rangle_g \otimes |\beta'(t)\rangle_e \otimes |\alpha'(t)\rangle_f, \quad (21)$$

其中

$$\alpha'(t) = \alpha \alpha_a^* (-t) = \alpha \frac{e^{-i(\omega+N_0\Omega)t}}{\gamma} [\gamma \cos(\gamma t) + i N_0 \Omega \sin(\gamma t)], \quad (22)$$

$$\beta'(t) = \alpha \beta_a^* (-t) = \alpha \frac{e^{-i[(\omega+N_0\Omega)t-\theta]}}{\gamma} [-i \sqrt{N_0} \epsilon \sin(\gamma t)]. \quad (23)$$

从(21)式看到,相干态光场-原子 BEC 相互作用系统的态矢具有因子化的形式,所产生的原子激光处于相干态 $|\beta'(t)\rangle_e$, 具有任意阶相干的性质。

3.3 初始光场为压缩相干态光场

设 $|\Phi\rangle_f = |\alpha, \xi\rangle_f$, 即初始时刻光场处于压缩相干态, $|\alpha, \xi\rangle_f = D(\alpha) S(\xi) |0\rangle_f$, 其中 $D(\alpha) = \exp(\alpha a^+ - \alpha^* a)$, $S(\xi) = \exp\left[\frac{1}{2}(\xi^* a^2 - \xi a^{+2})\right]$, 且有 $\alpha = \sqrt{n} \exp(i\varphi)$, $\xi = r \exp(i\eta)$, n 为初始光场的平均光子数, r 为光场的初始

压缩因子。

利用(6)式、(7)式,可以得到

$$\langle \psi(0) | b^+(t)b(t) | \psi(0) \rangle = \frac{\epsilon^2 [n_0 \cosh(2r) + n_0 \sinh(2r) + \sinh^2 r] \sin^2 [\sqrt{N_0(\epsilon^2 + N_0 \Omega^2)} t]}{\epsilon^2 + N_0 \Omega^2}, \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \langle \psi(0) | b^{+2}(t)b^2(t) | \psi(0) \rangle &= \frac{\epsilon^4}{8(\epsilon^2 + N_0 \Omega^2)^2} [(3n_0^2 + 4n_0 + 5) - 4(n_0^2 + 4n_0 + 2) \cosh(2r) + \\ &3(3n_0^2 + 4n_0 + 1) \cosh(4r) - 16n_0 \sinh(2r) + \\ &(8n_0^2 + 12n_0) \sinh(4r)] \sin^4 [\sqrt{N_0(\epsilon^2 + N_0 \Omega^2)} t], \end{aligned} \quad (25)$$

因此原子激光的二阶相干度为

$$\begin{aligned} g_a^{(2)} &= [(3n_0^2 + 4n_0 + 5) - 4(n_0^2 + 4n_0 + 2) \cosh(2r) + 3(3n_0^2 + 4n_0 + 1) \cosh(4r) - \\ &- 16n_0 \sinh(2r) + (8n_0^2 + 12n_0) \sinh(4r)] / [8n_0 \cosh(2r) + n_0 \sinh(2r) + \sinh^2 r]. \end{aligned} \quad (26)$$

可以验证,对于任意的 $n_0 > 0$ 和 $r > 0$, 总有 $g_a^{(2)} > 1$, 即压缩相干态光场诱导的原子激光总是呈现出聚束效应。

从(10)式、(13)式和(24)式不难看出,不论采用何种光场,所产生的原子激光的平均原子数均可表示为

$$\begin{aligned} \bar{N} &= \langle \psi(0) | b^+(t)b(t) | \psi(0) \rangle = \\ &N_a \sin^2 [\sqrt{N_0(\epsilon^2 + N_0 \Omega^2)} t]. \end{aligned} \quad (27)$$

可见,原子激光的平均原子数随时间周期性地变化,即从原子 BEC 输出的是脉冲式的原子激光。原子激光脉冲的振荡周期由原子-光场相互作用强度、BEC 中基态原子数及原子间相互作用强度决定,而脉冲幅度 N_a 除与上述因素有关外,还依赖于初始光场的强度。

4 结 论

根据对光场-原子 BEC 相互作用诱导的原子激光相干性质的研究,得到如下结果:粒子数态光场诱导的原子激光总是反聚束的,相干态光场诱导的原子激光是任意阶相干的,而压缩相干态光场诱导的原子激光总是聚束的。如所周知,粒子数态光场、相干态光场和压缩相干态光场本身分别是反聚束、任意阶相干和聚束的。这表明,用光场诱导产生的原子激光具有与初始光场相同的相干性质。同时也看到,在光场作用下,从原子 BEC 耦合输出的是脉冲式的原子激光,其振荡周期由原子-光场相互作用强度、BEC 中基态原子数及原子间相互作用强度决定,而脉冲幅度除与上述因素有关外,还依赖于初始光场的强度。

参 考 文 献

1 M. H. Anderson, J. R. Enscher, M. R. Methews *et al.*.

- Observations of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor[J]. *Science*, 1995, **269**(5221): 198~201
- 2 K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews *et al.*. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **75**(22): 3969~3973
- 3 M. O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn *et al.*. Output coupler for Bose-Einstein condensed atoms [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **78**(4): 582~585
- 4 B. P. Anderson, M. A. Kasevich. Macroscopic quantum interference from atomic tunnel arrays[J]. *Science*, 1998, **282**(5394): 1686~1689
- 5 E. W. Hagley, L. Deng, M. Kozum *et al.*. A well-collimated quasi-continuous atom laser [J]. *Science*, 1999, **283**(5408): 1706~1709
- 6 I. Bloch, T. W. Hänsch, T. Esslinger. Atom laser with a cw output coupler[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, **82**(15): 3008~3011
- 7 L. You, M. Lewenstein, J. Cooper. Quantum field theory of atoms interacting with photons. II. Scattering of short laser pulses from trapped bosonic atoms[J]. *Phys. Rev. A*, 1995, **51**(6): 4712~4827
- 8 C. P. Sun, H. Zhan, Y. X. Miao *et al.*. On the quantum dynamic theory of the MIT output coupler for the Bose-Einstein condensation[J]. *Commun. Theor. Phys.*, 1998, **29**(2): 161~166
- 9 H. Jing, Y. A. Han, J. L. Chen *et al.*. Quantum dynamical theory for squeezed atom laser[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2000, **17**(12): 862~864
- 10 M. Zhou, C. J. Huang. Squeezing properties of two-model squeezed field interacting with Bose-Einstein condensate of V-type three-level atoms [J]. *Acta Physica Sinica*, 2003, **51**(11): 2514~2516
- 周 明,黄春佳. V型三能级原子玻色-爱因斯坦凝聚体与双模压缩光场相互作用系统中光场的压缩特性[J]. *物理学报*, 2002, **51**(11): 2514~2516
- 11 M. Zhou, J. Y. Fang, C. J. Huang. Squeezing effect of light caused by Bose-Einstein condensate composed of interactive atoms [J]. *Acta Physica Sinica*, 2003, **52**(8): 1916~1919
- 周 明,方家元,黄春佳. 相互作用原子玻色-爱因斯坦凝聚体诱导的光场压缩效应[J]. *物理学报*, 2003, **52**(8): 1916~1919
- 12 M. Zhou, C. J. Huang. Influence of the interaction between atoms on the squeezing properties of atomic laser [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(1): 54~57
- 周 明,黄春佳. 原子间相互作用对原子激光压缩性质的影响 [J]. *物理学报*, 2004, **53**(1): 54~57
- 13 L. M. Kuang. Quantum statistical properties of photons and atoms in interaction of an atomic Bose-Einstein condensate with

- lasers[J]. *Commun. Theor. Phys.*, 1998, **30**(2): 161~168
- 14 L. M. Kuang, L. Zhou. Generation of atom-photon entangled states in atomic Bose-Einstein condensate via electromagnetically induced transparency[J]. *Phys. Rev. A*, 2003, **68**(4): 043606
- 15 C. J. Huang, M. Zhou, K. W. Mo. A scheme for the generation of two-mode atomic laser [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2003, **1**(12): 686
- 16 C. J. Huang, M. Zhou, F. Z. Kong *et al.*. Fidelity of quantum state for interacting system of light field and Bose-Einstein condensate[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2005, **3**(7): 410~413
- 17 Zhou Ming, Huang Chunjia. Influence of the inter-atomic interaction on the squeezing properties of two-mode atom laser [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(10): 1575~1579
- 周 明, 黄春佳. 原子间相互作用对双模原子激光压缩性质的影响[J]. *光学学报*, 2006, **26**(10): 1575~1579
- 18 Yin Jianling, Liu Chengyi, Liu Jiang *et al.*. Propagation of the transverse separable atom laser beam [J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(5): 705~708
- 殷建玲, 刘承宜, 刘 江 等. 横向可分原子激光的传输[J]. *光学学报*, 2004, **24**(5): 705~708
- 19 C. J. Pethick, H. Smith. *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases* [M]. London: Cambridge University Press, 2002. 205~209

光学前沿——首届“大珩杯”光学期刊优秀论文评选活动的通知

为了进一步提高我国光学期刊的学术水平和论文质量,吸引和催生优秀稿件,鼓励和培育优秀作者,促进我国光学、激光科技事业发展,《光学学报》、《中国激光》、*Chinese Optics Letters* 特发起“光学期刊优秀论文评选活动”,在光学泰斗王大珩先生的支持下,本活动特命名为光学前沿——首届“大珩杯”光学期刊优秀论文评选活动。自 2008 年起,期刊编辑部将每年举办优秀论文评选活动。

主办单位: 中国科学院上海光学精密机械研究所

联合主办单位: 相干(北京)商业有限公司

协办单位: 江西连胜实验装备有限公司

时间安排:

参评论文统计截止时间: 2008 年 8 月 30 日。

论文作者提交申请材料时间: 2008 年 7 月 1 日~9 月 30 日(论文被引的材料和论文所在项目或课题获奖的证明),请在 中国光学期刊网上提交。

审核时间: 2008 年 10 月 8 日~10 月 30 日。

编辑部将在 2008 年年底对获奖作者进行公开表彰,并颁发证书和奖金。

希望作者踊跃参加。

详情请浏览: <http://www.opticsjournal.net/Daheng.htm>

咨询电话: 021-69918427 胡 冰 E-mail: hubing@siom.ac.cn

光学期刊联合编辑部

2008-06-16