第 50 卷 第 3 期 2001 年 3 月
1000-3290/2001/50(03)/0462-05

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol. 50, No. 3, March, 2001
©2001 Chin. Phys. Soc.

通过 λ/2 波片外腔同位相弱反馈实现激光二极管激光的强度噪声压缩*

董瑞芳 张俊香 张天才 张 靖 谢常德 彭堃墀

(山西大学光电研究所,教育部量子光学重点实验室,太原 030006)

(2000 年 4 月 3 日收到;2000 年 8 月 25 日收到修改稿)

由于低温下单模半导体量子阱激光器与准直透镜出现双折射效应,导致输出光场偏振状态发生变化,使单个线偏模的光子数噪声增加.利用 λ/4 波片补偿双折射,同时采用 λ/2 波片前后表面的同位相余反射光完成对激光二极管激光器的弱反馈,在抽运电流为 34.65 mA 时,获得压缩度为 2.8 dB,输出功率约 24 mW 的光子数压缩光.

关键词:噪声压缩,弱反馈,反关联

PACC:4250

1 引 言

随着光学测量及光学通讯技术的不断发展,人们对光信息在测量和传输过程中的灵敏度要求越来越高.非经典光场作为一种信息载体可极大地提高测量信噪比和通讯容量.因而,以非经典光场为"工具",完成量子信息处理的研究受到极大关注,产生可供实际应用的非经典光场是发展量子信息学科的重要技术基础之一.

自 Yamamoto 等[1,2]从理论上提出单模半导体激光器(laser diode,缩写为 LD)的输出光起伏在腔带宽范围内可以通过抑制抽运起伏获得压缩以来,人们从各方面采用不同形式对 LD 的光场噪声特性进行了研究.由于 LD 系统体积小、稳定度高、能耗低,是一种极具应用前景的非经典光源,通过各种手段提高 LD 输出光的压缩度并改善 LD 的输出特性,将会进一步推进 LD 的应用.恒流源驱动下的 LD 在常温下已经通过各种光学反馈技术得到强度压缩光场[3,4],但由于压缩度的获得受到 LD 量子效率的限制[2],致使常温下压缩度得不到很大的提高.采用低温环境降低输出光的阈值来提高量子效率,在自由运转情况下,就可直接获得压缩[5,6].但由于低温下 LD 与准直透镜的双折射效应[7,8],导致输出光的偏振特性发生改变,其噪声起伏对偏振状态具有一定的依赖关系.实验发现主偏振模与弱偏振模的强度起伏之间存在反关联特性[8],如果外光路中引入偏振元件,破坏了这种反关联,强度噪声将会增大.Kilper 等[8]在注入锁定的情况下,用偏振保留的平衡零拍探测法得到了 4.5dB 的压缩,但在压缩光的应用研究中,光路中不可避免地会引入起偏器件如光学隔离器等,造成输出光的噪声起伏增大.我们用 λ/4 波片补偿低温下的双折射效应,去除了偏振状态变化对压缩的影响,并采用 λ/2 波片外腔同位相弱反馈实现了 LD 激光强度噪声压缩,实验技术简单,输出稳定.

2 理论分析

2.1 外腔反馈激光器降低输出量子噪声的理论

由于单模半导体激光器的线宽很宽[9],且位相与振幅起伏之间存在强耦合[10],可以通过一定的外腔反馈技术压窄激光器的模式线宽,降低位相起伏,从而达到抑制强度噪声的目的.我们对单模半导体激光器的强度噪声功率谱的理论分析过程与文献[11]相同.在外腔弱反馈条件下,由引入反馈项的激光振荡模的运动方程及腔内受激载流子数密度的速率方程,得到关于电磁场强度起伏 $\Delta I(t)$ 的演化方程.加入由自发辐射噪声引起的朗之万随机项[12],

* 国家自然科学基金(批准号:69837010)及山西省自然科学基金(批准号:20001016)资助的课题.

并利用截断函数方法和傅里叶变换[13]，最后计算出归一化的功率谱密度 $S_{\Delta I}(\Omega)$. 图 1 为外腔反馈激光器的示意图.

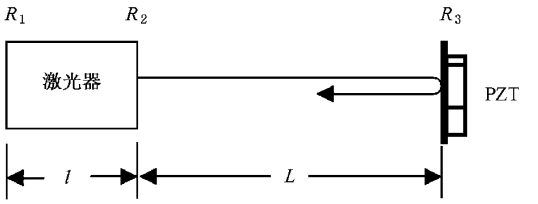

图 1　外腔反馈半导体激光器的模型　R_1，R_2，R_3 分别为激光器的前端面和后端面及外腔镜面的反射系数，l 为 LD 的腔长尺度，L 为外腔镜面与激光器的后端面间距

在外腔弱反馈条件下，激光振荡模与载流子数密度的运动方程为[11]

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\{E(t)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_0 t}\} = \left\{\mathrm{i}\omega_N(n) + \frac{1}{2}[G(n) - \Gamma_0]\right\} E(t)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_0 t} + kE(t-\tau)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_0(t-\tau)}, \quad (1a)$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}n = -\gamma n - G(n)\mid E(t)\mid^2 + P, \quad (1b)$$

其中 $E(t)$ 为激光输出场的振幅算符；ω_0 为激光场的频率；$\omega_N(n)$ 为激光腔中第 N 个纵模的振荡频率；$\omega_N(n) = N\pi c/\eta l$，其中 N 为整数，c 为光速，η 为材料的折射率；$G(n)$ 为增益系数；Γ_0 为腔的损耗因子；n 为载流子密度；γ 反比于受激粒子的自发辐射寿命；P 正比于单位体积内的抽运率；τ 为外腔循环一周的时间，$\tau = 2L/c$，k 为反馈系数，$k = \frac{c}{2\eta l}(1 - R_2)(R_3/R_2)^{1/2}$[14].

考虑半导体内部的增益和折射率与载流子密度有关，对 $G(n)$ 与 $\eta(n)$ 采用一阶近似给出

$$G(n) = G_0 + G_n\Delta n, \quad (2a)$$

$$\eta(n) = \eta_0 + \eta_n\Delta n. \quad (2b)$$

利用文献[11]的处理方法，在引入朗之万起伏算符的情况下，可以得到光子数噪声功率谱

$$S_{\Delta I}(\Omega) = \frac{R_s}{\mid Y\mid^2}\left\{(2I_0+1)\mid EH\mid^2 + \frac{\mid BH\mid^2}{2I_0} + \mid BF - CE\mid^2 - 2\mathrm{Re}[EH(BF - CE)^*]\right\}, \quad (3)$$

其中

$$A = \{\Omega + k[1 - \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Omega\tau}]\}\cos\omega_0\tau,$$

$$B = 2kI_0[1 - \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Omega\tau}]\sin\omega_0\tau,$$

$$C = -(G_nI_0/\Gamma V),$$

$$D = -(ka/2I_0)[1 - \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Omega\tau}]\sin\omega_0\tau,$$

$$E = \{\Omega + ka[1 - \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Omega\tau}]\}\cos\omega_0\tau,$$

$$F = -(\alpha G_n/2\Gamma V),$$

$$H = (\mathrm{i}\Omega + \gamma_e), J = \Gamma G_0,$$

$$Y = AEH - B(DH - FJ) - CEJ,$$

$$\gamma_e = \gamma + (G_nI_0/V),$$

$$\alpha = -(\omega_0\eta_n\upsilon_g/G_nc),$$

$$a = (\upsilon_g\eta_0/c),$$

其中 Ω 为频谱分析频率，R_s 为腔模的自发辐射速率，υ_g 为腔内的群速度，I_0 为内腔场的平均光强. 以我们在实验中所使用的 SDL-5411-G1 型半导体激光器（$R_1 = 0.95$，$R_2 = 0.04$，$l = 750\ \mu$m，出光口径为 $1\ \mu\mathrm{m} \times 3\ \mu$m，$\eta = 3.5$，$\lambda = 815$ nm）的参量确定取值[4] 取 $\alpha = 3$，损耗系数 $\Gamma = 3.975$，$G_0 = 4.3 \times 10^{11}\ \mathrm{s}^{-1}$，$G_n = 8.3 \times 10^{-7}\mathrm{cm}^3\mathrm{s}^{-1}$，$a = 0.71$，$V = 2.15 \times 10^{-9}\mathrm{cm}^3$，$R_s = 5 \times 10^{11}\mathrm{s}^{-1}$，$\gamma = 10^9\mathrm{s}^{-1}$，$I_0 = 12.9 \times 10^5$，$\omega_0 = 2.31 \times 10^{10}$ Hz. 将参量带入(2)式可以得到归一化的功率谱密度 $\log[S_{\Delta I}(\Omega)/I_0]$. 图 2 为 k 取不同值时对应的归一化光子数噪声功率谱. 从图 2 可以看出，在本文所研究的频段内（如 20—35MHz 范围内），不存在反馈时，也可以有压缩（零 dB 为噪声的标准量子极限，低于零表示噪声被压缩）；如果选择适当的位相 $\omega_0\tau$ 及增大反馈 k，可以获得更大的压缩. 但 k 的增大也会带来线宽增益因子 α 的增大，所以 k 的取值最大限度不能大于 $k_2 = (3/2) \times [\tau(a^2 + \alpha^2)^{1/2}]^{-1} = 0.486/\tau$[11]，这就是本文在实验中利用弱腔反馈来提高压缩度的理论推导.

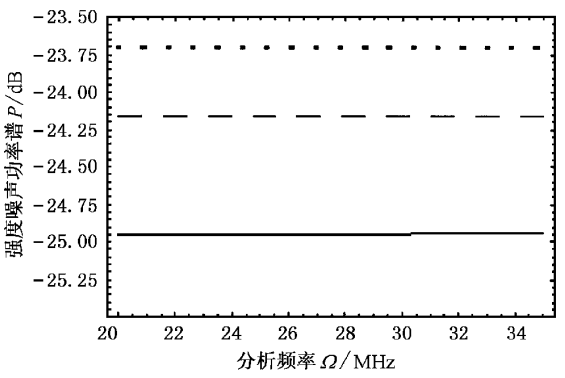

图 2　归一化光子数噪声功率谱的理论模型　···为 $k = 0$，---为 $k\tau = 0.1$，——为 $k\tau = 0.4$

2.2 以 $\lambda/2$ 波片作同位相弱反馈外腔元件的理论分析

从上节的分析可知，通过适当的外腔弱反馈可以增大 LD 强度噪声的压缩度. 我们在实验中利用 $\lambda/2$ 波片作外腔反馈元件，有以下两个优点：1. 由于光栅反馈和平面镜弱反馈[3]都带来损耗，限制着压缩度的进一步提高，而光路中通常需要用 $\lambda/2$ 波片调整光的偏振方向，以 $\lambda/2$ 波片兼作外腔反馈元件，可以减少其他插入损耗. 2. $\lambda/2$ 波片前后表面的两个反射光位相一致，不会因位相差而引入附加噪声. 光路中所使用的波片包括作为反馈元件的 $\lambda/2$ 波片在内，均镀有双面增透膜，且激光器的口径很小，在外腔长 L 取 36 cm 左右时，$\lambda/2$ 波片反射回去的光量满足 $k<k_2$，因而我们实际上采用的是通过 $\lambda/2$ 波片同位相弱反馈压缩 LD 输出光的强度噪声. 取 $\tau=2.39\times10^{-9}\mathrm{s}^{-1}$（对应 L 值为 35.85 cm）时，外腔反馈可以获得较大的压缩值. 图 3(a)和 3(b)分别给出了以 $\lambda/2$ 波片和任一增透元件作外腔反馈元件的强度噪声谱. 假定前后表面的反射光反馈量均为 $k=0.2/\tau$，前表面的反射光来回一周所用时间为 τ，则 $\lambda/2$ 波片后表面的反射光来回一周所用时间为 $\tau+360/\omega_0\mathrm{s}^{-1}$，图 3 为 $\lambda/2$ 波片作外腔反馈元件的归一化强度噪声谱. 从图 3 可以看到，前后表面反馈得到的强度噪声谱完全重合. 这样相当于 $\lambda/2$ 波片表面反射回去的反馈量为 $2k$，进一步降低了光子数起伏. 图 4 为普通增透元件的起伏谱，此时前后表面反射光不一定同位相，设后表面的反射光来回一周所用时间为 $\tau+240/\omega_0\mathrm{s}^{-1}$，与图 2 中 $k=0$ 的情况对比，光子数起伏明显增大. 图 3 和图 4 表明以 $\lambda/2$ 波片作为外腔反馈元件，实现同位相弱反馈可以较大地压缩 LD 输出光的强度噪声.

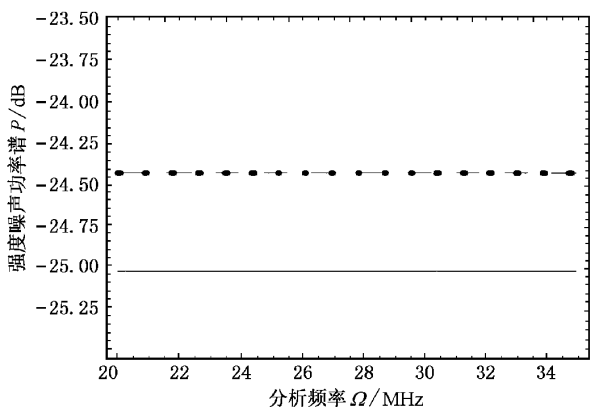

图 3 用 $\lambda/2$ 波片作外腔反馈元件的光子数起伏谱分析图 ···为由前表面反馈得到的强度噪声谱，– – – 为由后表面反馈得到的强度噪声谱，——为反馈量为 $2k$ 的情形

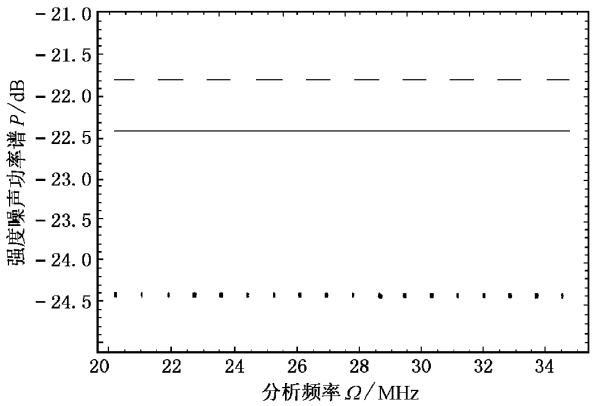

图 4 任一增透元件作外腔反馈元件的光子数起伏谱分析图 ——为前后表面共同反馈得到的强度噪声谱，其余图注同图 3

3 LD 激光强度噪声压缩的实验研究

图 5 为产生 LD 光子数压缩态光的装置图. 将 SDL-5411-G1 型量子阱半导体激光器与准直透镜（$f=6.5$ mm）置于充满液氮的杜瓦瓶（温度为 77K 左右）中冷却，用对 815 nm 增透镜将准直后的光从杜瓦瓶中引出，输出光的波长为 815 nm，阈值电流为 $I_{\mathrm{th}}=2.5$ mA.

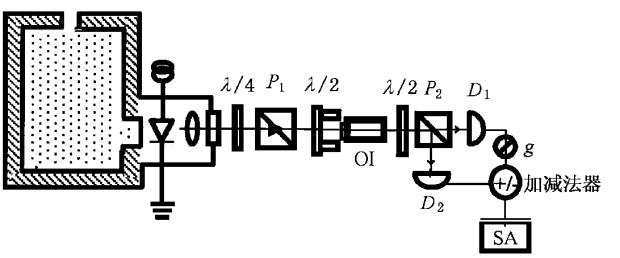

图 5 $\lambda/2$ 波片同位相弱反馈实现 LD 强度噪声压缩的实验装置图

当驱动电流为 $I_{\mathrm{dr}}=34.65$ mA 时，LD 远高于阈值工作（$I_{\mathrm{dr}}/I_{\mathrm{th}}=13.9$），此时 LD 发光的量子效率为 58%. 由于 LD 的光子数压缩度受限于其量子效率，理论上可以获得的压缩度极限为 3.7dB. 由于低温环境引起准直透镜以及半导体激光器产生双折射效应[7,8]，LD 输出光不再是线偏振光，存在两个完全正交的偏振分量，相应地称之为主偏振模及弱偏振模，主偏振模与弱偏振模的噪声之间存在量子（反）关联[8]，叠加在一起使总光束强度噪声降低.

当光路中引入偏振元件时，由于主偏振模与弱偏振模分离，两偏振模之间的反关联消失，会导致主偏振模的噪声起伏增大，称之为偏振噪声. 为避免因反关联效应被破坏而带来的偏振噪声，在引入偏振元件的情况下，应该采取一定措施保留反关联，防止输出光场强度压缩度降低. 本文利用 $\lambda/4$ 波片补偿偏振损耗，将因双折射产生的椭圆偏振光补偿为线偏振光，以抵消偏振噪声. 我们在 LD 输出光后面加一对 815 nm 的 $\lambda/4$ 波片和偏振棱镜 P_1. 先调节 P_1 使透射光强最强，然后旋转 $\lambda/4$ 波片，使得输出的椭圆偏振光转变为线偏光(偏振消光比达到 100 以上)，这样既尽可能地保留了偏振分量之间的反关联，同时也保证了压缩光的线偏振性. 由于 LD 对外部光学元件反射回的光极为敏感，实验中要避免 $\lambda/4$ 波片和棱镜 P_1 表面在正入射情况下剩余反射光回到激光器内，使得压缩度降低[15]. 可以通过仔细调节准直透镜与 LD 的距离，使得反射光在近 LD 表面的光斑很小，这样略微调偏波片与棱镜即可防止剩余反射回到 LD 中，并且倾斜度很小(不到 1°)，不会造成波片与棱镜偏振特性的变化. 我们将 P_1 之后的 $\lambda/2$ 波片用作 LD 的外腔同位相弱反馈元件，附于其上的 PZT 加直流扫描，用于精确调节反馈光的位相，以获得最大压缩. 当激光器运转于：I_{dr} = 34.65 mA 时，经平衡零拍探测(用两个完全相同的 DZT-*A* 探测器，探测效率约为 80%)，可以从谱仪上观察到输出光从 25 到 35MHz 范围内约 2dB 的稳定压缩，如图 6 所示. 扣除探测器和隔离器的损耗，该半导体激光器的压缩度约为 2.8dB(47.6%)，已接近 LD 的量子效率(η = 58%).

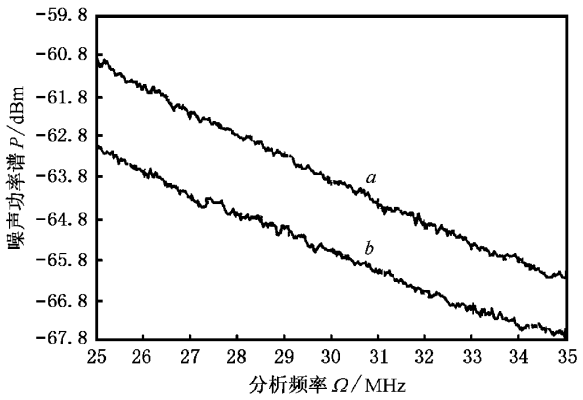

图 6　低温下采用偏振补偿和弱腔反馈获得的光子数噪声功率谱　曲线 *a* 为散粒噪声基准，与白光校准值完全符合 曲线 *b* 为半导体激光器的光子数噪声　此时驱动电流 I_{dr} = 34.65 mA，平衡零拍探测器探测到的光电流 $I_{PD1} = I_{PD2}$ = 7.92 mA. 谱仪分辨率带宽为 1.0MHz，视频带宽为 100Hz

由于 LD 体积小、稳定度高，由它直接输出的光子数压缩光是极具应用前景的非经典光源. 目前光子数压缩光已被用在众多光学测量中[16]. 由于噪声的降低可以增加光学通讯中的有用带宽，光子数压缩光的无噪声放大可以在光通讯中获得直接应用[17]，与光电转换相结合可以实现量子非破坏测量及量子窃听等[18,19]. 我们采用 $\lambda/4$ 波片混合低温下 LD 输出光场的主偏振模与弱偏振模，保持其强度反关联，并利用光路中的 $\lambda/2$ 波片兼作外腔弱反馈元件，在尽可能减小插入损耗的情况下，获得了压缩度为 2.8dB 的光子数压缩光场. 该系统结构简单，运转稳定，并能通过实现 LD 输出光的频率调谐，发展成为一种适应于实际应用的非经典光源.

4　结　　语

[1] Y. Yamamoto, S. Machida, O. Nilsson, *Phys. Rev.*, **A34** (1986), 4025.

[2] Y. Yamamoto, S. Machida, *Phys. Rev.*, **A35**(1987), 5114.

[3] Tian-cai Zhang, Zan-jia Hou, Jun-ming Wang, Chang-de Xie, Kun-chi Peng, *Chin. Phys. Lett.*, **13**(1996), 734.

[4] T. C. Zhang, Ph. D. Thesis, Institute of Opto-Electronics of Shanxi University(Taiynan,1998)(in Chinese)[张天才，博士学位论文，山西大学光电研究所(太原,1998)].

[5] Y. Yamamoto, S. Machida, Y. Itaya, *Phys. Rev. Lett.*, **58** (1987), 1000.

[6] M. J. Freeman, H. Wang, D. G. Steel, R. Graig, D. R. Scifres, *Opt. Lett.*, **18**(1993), 379.

[7] H. Wang, M. J. Freeman, D. G. Steel, *Phys. Rev. Lett.*, **71** (1993), 3951.

[8] D. C. Kilper, D. G. Steel, R. Graig, D. R. Scofres, *Opt. Lett.*, **21**(1996), 1283.

[9] Y. Yamamoto, T. Kimura, *IEEE J. Quant. Electron.*, **17** (1981), 919.

[10] H. J. Kimble, L. Mandel, *Phys. Rev.*, **A13**(1976), 2123；M. C. Teich, B. E. A. Saleh, D. Stoler, *Opt. Commun.*, **46** (1983), 244；M. C. Teich, B. E. A. Saleh, *J. Opt. Soc. Am.*, **B2**(1985), 275.

[11] P. Spano, S. Plazzolla, M. Tamburrini, *IEEE J. Quant. Electron.*, **20**(1984), 350.
[12] P. Spano, S. Plazzolla, M. Tamburrini, *IEEE J. Quant. Electron.*, **19**(1983), 1195.
[13] M. Born, E. Wolf, Principles of Optics (1964), Ch. 10.
[14] R. Long, K. Kobayashi, *IEEE J. Quant. Electron.*, **16** (1980), 347.
[15] J. Kitching, D. Provenzano, A. Yariv, *Opt. Lett.*, **20** (1995), 2526.
[16] S. Lathi, S. Kasapi, Y. Yamamoto, *Opt. Lett.*, **21**(1996), 1600; F. Marin, A. Bramati, V. Jost, E. Giacobino, *Opt. Commun.*, **140**(1997), 146.
[17] Y. Yamamoto, H. A. Haus, *Rev. Mod. Phys.*, **58**(1986), 1001.
[18] E. Goobar, A. Kalsson, G. Bjirk, *Phys. Rev. Lett.*, **71** (1993), 2002.
[19] J. F. Roch, J. Ph. Poizat, P. Grangier, *Phys. Rev. Lett.*, **71** (1993), 2006.

INTENSITY NOISE SQUEEZING OF LASER DIODE WITH INPHASE EXTERNAL WEAK FEEDBACK BY HALF WAVE PLATE*

DONG RUI-FANG ZHANG JUN-XIANG ZHANG TIAN-CAI ZHANG JING XIE CHANG-DE PENG KUN-CHI
(*Institute of Opto-Electronics, Key Laboratory of Quantum Optics, Ministry of Education, Shanxi University, Taiyuan* 030006, *China*)
(Received 3 April 2000; revised manuscript received 25 August 2000)

ABSTRACT

Due to the birefringence effect of the quantum well laser and the collimating lens in a low temperature cryostat, the polarization of the output light was changed, therefore the photon number fluctuation of the output individual linearly polarized mode was increased. By compensating the birefringence with a quarter wave plate, and utilizing an inphase external weak feedback to laser diode laser by means of residuary reflection from the two surfaces of a half wave plate, we obtained the output light of 24mW with the photon number fluctuation 2.8dB below the Standard Quantum Limit at the pump current of 34.65mA.

Keywords: noise squeezing, weak external feedback, quantum anti-correlation
PACC: 4250

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 69837010), and the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 20001016).