

# 受激布里渊散射对激光在水中衰减特性的影响<sup>\*</sup>

刘 娟<sup>1)</sup> 白建辉<sup>2)</sup> 倪 恺<sup>1)</sup> 景红梅<sup>2)</sup> 何兴道<sup>1)</sup> 刘大禾<sup>1)†</sup>

1) 无损检测技术教育部重点实验室,南昌航空工业学院自动学院,南昌 330034)

2) 应用光学北京市重点实验室,北京师范大学物理系,北京 100875)

(2007 年 4 月 5 日收到,2007 年 5 月 19 日收到修改稿)

测量了不同能量的光束,通过不同长度的水介质在窄线宽与宽线宽两种情况下的衰减系数,研究了受激布里渊散射对激光在水中衰减特性的影响. 结果发现,激光光束在水中传播时的衰减系数与激光光强和线宽有关,而不是通常情况下所认为的常数. 还从理论上进行了分析.

关键词: 衰减系数, 受激布里渊散射

PACC: 4265C, 7820B, 7835

## 1. 引 言

激光在大气中的传输,人们已开展了广泛的研究,并有了相当深刻的认识. 而对于激光在水中传输的研究还不够深入. 目前,关于激光在水中的传输,主要是对光在水中的衰减系数进行了测量<sup>[1-3]</sup>,对确定的波长,其值为常数. 对 532 nm 波长,激光功率不大时在很纯净的水中其数值为 0.04—0.05 m<sup>-1</sup>. Fry 在纯净水对光的吸收方面也做了一些初步的工作<sup>[4,5]</sup>. 现在,人们对光在水中传输的基本认识是光在水中的传播受吸收和散射两个因素的影响,即总的衰减系数为  $\gamma = \alpha + b$  ( $\gamma$  为总衰减系数,  $\alpha$  为吸收系数,  $b$  为散射系数),其中,散射比吸收约小一个数量级,故吸收起决定作用. 近年来,随着海洋激光雷达技术的发展<sup>[6-13]</sup>,人们迫切需要了解激光,特别是强激光在水中的传输规律. 近来,我们发现,激光在水中的衰减与激光的强度和线宽有密切的关系. 这是由于,当激光功率高于阈值是,会相继发生受激布里渊散射<sup>[14-17]</sup>,受激拉曼散射<sup>[18,19]</sup>,受激热散射等强非线性光学过程<sup>[20-22]</sup>. 这导致光在水中的衰减急剧变化,此时,衰减系数不再是一个常数. 因此,激光在水中的衰减成为一个需要深入研究的问题,这对于研究激光在水中的传输规律是一个极为重要的基础. 本文报道了我们在这方面的工

## 2. 实验测量

实验测量装置如图 1 所示. 所用的激光器为种子注入脉冲 Nd:YAG (Continuum Poewerlite Precision II 8000),其倍频后的输出波长为 532 nm,脉冲频率为 10 Hz,脉宽为 8 ns. 我们通过控制激光器的种子开关来得到不同线宽的光束,有种子注入时,激光线宽为 90 MHz,无种子注入时,激光线宽为 30 GHz. 样品水池的长度分别为 0.8 m, 1.2 m, 1.6 m, 2.0 m. 为了尽可能保持激光系统的热稳定性不变,我们通过脉冲延迟与发生器 (Stanford Research System DG535) 来控制激光器的工作,并调节放大级与震荡级之间的时间延迟,从而控制输出激光能量的大小. 偏振片 10 与四分之一波片 3 的作用是为了最大限度减小强背向受激散射信号返回激光器.

为消除各个玻璃表面反射及玻璃材料吸收的影响,我们采用了下面的实验方案. 首先让激光垂直通过无水的样品池,并记录下探测器 1 和 2 探测到的光强  $I_1$  和  $I_2$ . 设分束镜的分光比为  $k_1$ , 样品池前后表面玻璃的衰减率为  $k_2$ , 在垂直入射的情况下玻璃和空气界面之间的透射率为  $T_1$ , 则经过无水样品池后的光强为

$$I_2 = I_1 k_1 k_2^2 T_1^4. \quad (1)$$

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号:30574016)和国家高技术研究发展计划(863)(批准号:2002AA633110)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人, E-mail: dhlh@bnu.edu.cn

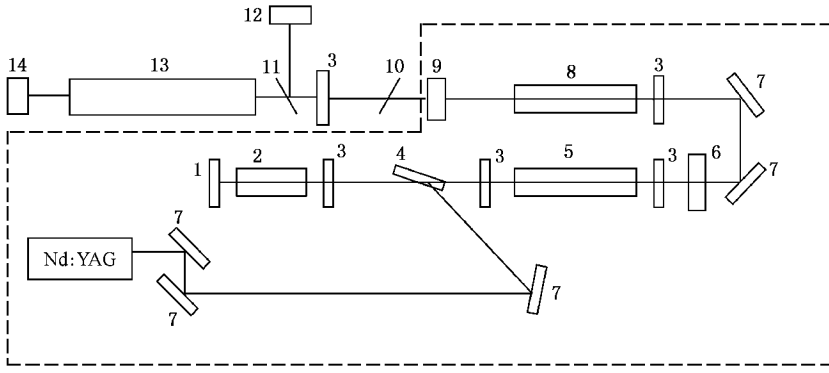


图 1 测量水中衰减系数的实验光路 1. 腔镜; 2. Q 开关; 3. 四分之一波片; 4. 偏振耦合镜; 5. 震荡级 YAG 棒; 6. 输出镜; 7. 反射镜; 8. 放大镜; 9. 倍频晶体; 10. 偏振镜; 11. 分束镜; 12. 探测器 1; 13. 样品水池; 14. 探测 2

然后,在光路不变的情况下,将样品池加满水,并再次记录探测器 1 和 2 所测得的光强,设此时记录的数值为  $I_1$  和  $I_2$ .光从空气进入玻璃的透射率仍为  $T_1$ ,从玻璃进入水的透射率设为  $T_2$ ,设激光在样品池内水中的平均衰减系数为  $\gamma$ ,水池的长度为  $l$ .则通过样品池后的光强为

$$I_2 = I_1 k_1 k_2^2 T_1^2 T_2^2 e^{-\gamma l}. \quad (2)$$

由菲涅耳公式可知,正入射情况下  $T =$

$$\frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)}. \text{取玻璃折射率 } n_1 = 1.4985, \text{水折射率 } n_2$$

$= 1.3328$ , 并设激光经过无水的样品池时衰减为千分之一,求解 (1) 和 (2) 式可以得到平均衰减系数为

$$\gamma = -\frac{1}{l} \ln\left(\frac{I_2/I_1}{I_2/I_1} \times 0.927388\right). \quad (3)$$

### 3. 实验结果及讨论

图 2 为实验测量结果.实验中所用的水为经简单过滤后的自来水.图中所示的结果为 8 次测量的平均,误差棒给出了均方差.可以看到,实验结果具

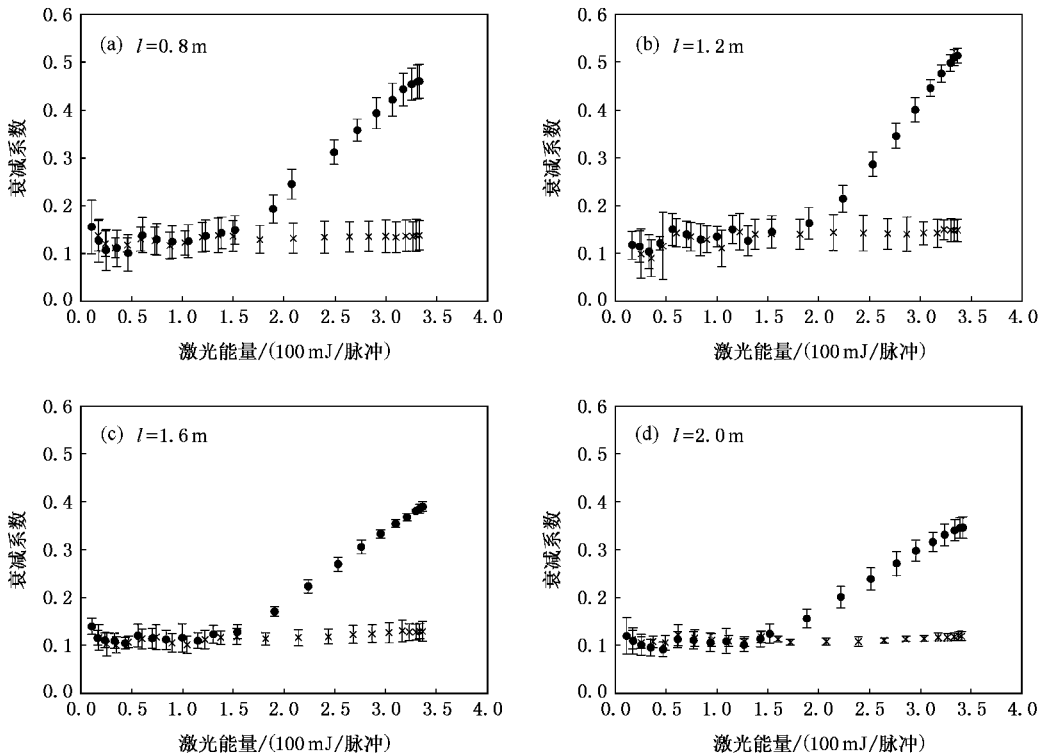


图 2 不同长度样品水池中衰减系数的测量结果(测量中,分别使用种子注入激光(线宽为 90 MHz)和非种子注入激光(线宽为 30 GHz).图中·为种子注入激光测量结果,×为非种子注入激光测量结果)

有以下规律：

1) 种子注入激光束与非种子注入激光束在水中的衰减系数存在明显的差异. 非种子注入激光的衰减系数基本为常数. 种子注入激光的衰减系数在激光能量较小时为常数, 在超过某一能量后急剧增大. 曲线的斜率随样品水池长度的增加而减小.

2) 对于每一个样品水池长度, 非种子注入激光的衰减系数与种子注入激光的衰减系数在能量较低时基本相等, 都维持在  $0.1 \text{ m}^{-1}$  左右. 随着激光能量的增加, 种子注入激光与非种子注入激光的衰减系数发生分离, 且分开的程度越来越大. 在长度为  $0.8 \text{ m}$  的样品水池中分离位置约在  $170 \text{ mJ}$ — $180 \text{ mJ}$ , 而在其他三个长度的样品水池中, 衰减系数的分离位置均在  $150 \text{ mJ}$ .

3) 四种长度水样品的衰减系数, 在入射的激光能量超过某一值之后, 都经历一段近乎线性增长的范围, 而线性增长的斜率随样品水池长度的增加而减小.

对于上述实验现象, 可部分做如下的物理解释.

1) 在线性衰减区域, 纯水的衰减系数约为  $0.045$ — $0.05 \text{ m}^{-1}$ , 而我们所用水是经简单过滤的自来水, 并非纯水. 因此, 我们测量的衰减系数为  $0.1 \text{ m}^{-1}$  左右. 这个数值与光在大洋中海水的衰减系数一致.

2) 非种子注入激光的衰减系数以及能量较小的种子注入激光的衰减系数为常数, 表明激光此时在水中处于线性衰减阶段, 这与现有的研究结果一

致. 这时光的衰减主要由水的吸收与散射引起. 而有种子注入激光的衰减系数出现急剧增长的原因是由于入射激光能量超过了水中受激散射的阈值而发生受激散射所导致的. 在水中, 当激光的脉宽为纳秒量级时, 受激布里渊散射的阈值远低于受激拉曼散射的阈值, 故, 首先发生的受激散射是受激布里渊散射. 另外, 受激拉曼散射在前后两个方向都存在, 即包含斯托克斯分量和反斯托克斯分量, 前向散射起主导作用, 而受激布里渊散射只有背向散射的斯托克斯分量. 这两个因素基本上排除了受激拉曼散射的产生. 而受激热散射的阈值远高于受激拉曼散射, 也可以排除. 因此, 当入射光能量高于一定阈值时, 在水中首先发生的只能是受激布里渊散射, 而受激拉曼散射和受激热散射均被抑制.

为了准确说明水中所发生的散射现象, 图 3(a) 和 (b) 分别给出了水中同一位置激光能量低于和高于阈值时的散射光谱. 测量光谱时, 所用的激光为种子注入激光(线宽为  $90 \text{ MHz}$ ). 散射光先经过一个准直系统成为近似的平行光以使谱线的角间隔足够大. 然后, 散射光进入一个自由光谱范围为  $19.6 \text{ GHz}$  的石英 F-P 标准具, 其两个表面的反射率为  $99.5\%$  (在  $532 \text{ nm}$  处). 经标准具分光的信号由 ICCD 成像系统(Princeton Instruments PI-MAX2-1003)记录光谱. 可以清楚看到, 激光能量低于阈值时, 散射光谱中斯托克斯分量和反斯托克斯分量都存在. 而激光能量高于阈值时, 散射光谱中只有斯托克斯分量, 且其强度远高于瑞利散射. 这是典型的受激布里渊散射现象.

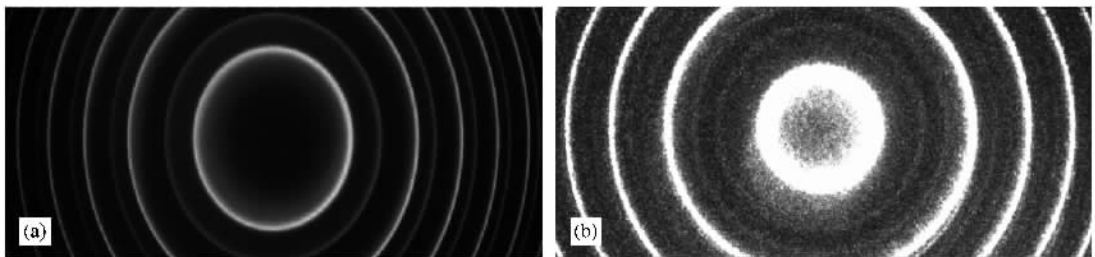


图 3 不同入射激光能量下水中的散射光谱 (a) 激光能量低于阈值时的自发布里渊散射光谱 (b) 激光能量高于阈值时的受激布里渊散射光谱

## 4. 理论分析

下面用受激布里渊散射理论对实验现象进行分析.

我们所用的种子注入激光的线宽为  $90 \text{ MHz}$ , 可

求得其相干长度为  $3.3 \text{ m}$ , 大于我们实验所用的样品水池的最大长度  $2 \text{ m}$ , 即激光相干长度大于 SBS 有效相互作用长度, 可认为此时发生的为窄带受激布里渊散射<sup>[23, 24]</sup>. 另外, 激光器的脉冲宽度大于被激发的声子寿命, 因此, 散射过程满足稳态受激布里渊散射<sup>[25]</sup>. 则耦合波方程为

$$\frac{\partial}{\partial z} I^P = g I^P I^S - \alpha I^P, \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} I^S = -g I^P I^S - \alpha I^S, \quad (5)$$

$I^P$  为入射激光光强,  $I^S$  为受激布里渊散射光强,  $\alpha$  为水的吸收系数,  $g$  为增益系数. 可得

$$\frac{\partial}{\partial z} I^P = -\alpha I^P. \quad (6)$$

联合求解 (5) 和 (6) 式, 得到在水中  $z$  处的受激布里渊散射光强为

$$I^S(z) = I^S(l) \exp\left[\frac{g I^P(0) \{e^{-\alpha z} - e^{-\alpha l}\}}{\alpha} - \alpha(l-z)\right] \quad (l < l_c^M), \quad (7)$$

$l_c^M$  为激光相干长度,  $l$  为 SBS 有效相互作用长度.  $I^S(l)$  为自发布里渊散射光强,  $I^P(0)$  为入射光在样品水池中的初始光强.

我们可以定义 : 受激布里渊散射的特征增益长度为  $L$ . 它表示在一个脉冲宽度时间内可发生全程受激布里渊散射的长度范围. 由于我们所用激光器的脉冲宽度为  $8 \text{ ns}$ , 可得其特征增益长度为  $L = 1 \text{ m}$ . 利用  $\alpha \ll 0.1$ , 可认为  $\alpha l \ll 1$ . 则 (7) 式可简化为

$$I^S(z) = I^S(l) \exp\{[g I^P(0) - \alpha] l - \alpha z\}. \quad (8)$$

设水中的激光衰减仅由受激布里渊散射和水的吸收引起, 由 (8) 式可以得到平均衰减系数为

$$\gamma = -\ln\left\{\exp(-\alpha l) - \frac{I^S(l)}{I^P(0)}\right\} / l \times \exp\{[g I^P(0) + \alpha] l\}. \quad (9)$$

图 3 为由 (9) 式得到的  $1 \text{ m}$  长样品水池的计算结果. 可以看到, 理论计算的衰减系数与实验测量结果图 2 是符合的.

对于  $0.8 \text{ m}$  长的水池, 在水池的全程范围内均发生受激布里渊散射, 而对于  $1.2 \text{ m}$  的水池, 其长度已经超过了受激布里渊散射的特征增益长度  $1 \text{ m}$ . 因此, 在水池的后端, 激光束将经历一段衰减较小的

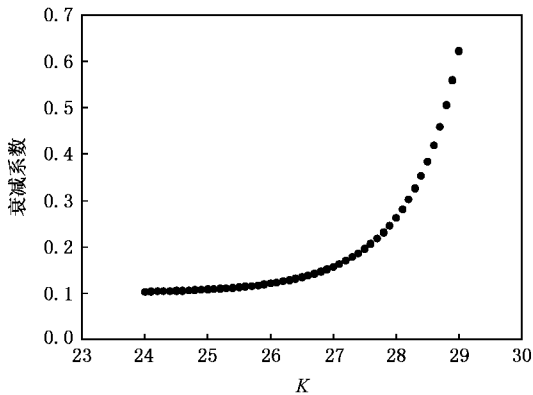


图 4 激光在水中衰减系数的理论计算结果  $K = [g I^P(0) + \alpha] l - 30$

线性衰减区域, 这使得在  $1.2 \text{ m}$  范围内的平均衰减小于在  $0.8 \text{ m}$  范围内全程发生受激布里渊散射的衰减. 对于  $1.6 \text{ m}$  及  $2.0 \text{ m}$  的水池可以同样理解. 因此, 水池的长度越大, 衰减较小的线性衰减区域则越长, 全程范围内的平均衰减就会越弱. 这就是造成图 2 实测衰减系数变化曲线的斜率随水池长度增加而减小的原因.

另外, 由于  $0.8 \text{ m}$  的水池长度小于受激布里渊散射的特征增益长度  $1 \text{ m}$ , 这就在一定程度上限制了受激布里渊散射的发生, 导致其受激布里渊散射阈值略高于其他长度较大的水池. 这就是图 2 所示的实验中在  $0.8 \text{ m}$  水池中种子注入激光与非种子注入激光的衰减系数分离位置较远的原因. 只要水池的长度超过了特征增益长度, 受激布里渊散射都会充分发生. 因此, 这个分离位置就不再变化. 图 2 所揭示的实验规律②正是这一性质的体现.

本文给出的实验测量和理论分析清楚揭示了激光束在水中的衰减特性. 为进一步研究激光在水中的传输规律提供了可靠的基础.

[ 1 ] Sullivan S A 1963 *J Opt Soc Am* **53** 962  
 [ 2 ] Query Maivin R, Cary Philip G, Waring Rachard C 1978 *Appl. Opt.* **17** 3587.  
 [ 3 ] Smith R C, Baker K S 1981 *Appl. Opt.* **20** 177  
 [ 4 ] Pope R M, Fry E S 1997 *Appl. Opt.* **36** 8699  
 [ 5 ] Pope R M, Fry E S 1997 *Appl. Opt.* **36** 8710  
 [ 6 ] Hirschberg J G, Byrne J D, Wouters A W, Boynton G C 1984 *Appl. Opt.* **23** 2624  
 [ 7 ] Hickman G D, Harding J M, Games M C, Pressman A I, Kattwar G W, Fry E S 1991 *Remote Sens. Environ.* **36** 165  
 [ 8 ] Liu D, Xu J F, Li R S, Dai R, Gong W P 2002 *Opt. Commun.* **203** 335  
 [ 9 ] Xu J F, Ren X B, Gong W P, Dai R, Liu D H 2003 *Appl. Opt.* **42** 6704  
 [ 10 ] Dai R, Gong W, Xu J, Ren X, Liu D 2004 *Appl. Phys. B* **79** 245  
 [ 11 ] Xu J, Dai R, Gong W, Ren X, Liu D 2004 *Appl. Phys. B* **79** 131

- [ 12 ] Gong W , Dai R , Sun Z , Ren X , Shi J , Lin G , Liu D 2004 *Appl. Phys. B* **79** 635
- [ 13 ] Sh J I , Li G , Gong W , Bai J , Huang Y , Liu Y , Li S , Liu D 2007 *Appl. Phys. B* **86** 177
- [ 14 ] Hasi W L J , Lü Z W , Li Q , Ba D X , Zhang Y , He W M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5252 ( in Chinese ) [ 哈斯乌力吉、吕志伟、李强、巴德欣、张 祎、何伟明 2006 物理学报 **55** 5252 ]
- [ 15 ] Lin D Y , Gao H Y , Wang S Y , Jiang X C , Lü Z W 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4151 ( in Chinese ) [ 林殿阳、高洪岩、王双义、蒋萧村、吕志伟 2005 物理学报 **54** 4151 ]
- [ 16 ] Lü Y L , Dong Y K , Lü Z W 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5247 ( in Chinese ) [ 吕月兰、董永康、吕志伟 2006 物理学报 **55** 5247 ]
- [ 17 ] Wang Y L , Lü Z W , He W M , Zhang Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 883 ( in Chinese ) [ 王雨雷、吕志伟、何伟明、张 祎 2007 物理学报 **56** 883 ]
- [ 18 ] Zuo J , Li Z W , Tian Y J , Chen J , Gao S Q , Lu G H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 889 ( in Chinese ) [ 左 剑、里佐威、田艳杰、陈健、高淑琴、陆国会 2007 物理学报 **56** 889 ]
- [ 19 ] Pu X Y , Yang Z , Jiang N , Chen Y K , Dai H 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2443 ( in Chinese ) [ 普小云、杨 正、江 楠、陈永康、戴 宏 2003 物理学报 **52** 2443 ]
- [ 20 ] Su H , Tang S H 2004 *Opt. Commun.* **242** 649
- [ 21 ] Rivoire G , Wang D 1993 *J. Chem. Phys.* **99** 9460
- [ 22 ] Kudryavtseva A D , Tcherniega N V 2002 *Journal of Russian Laser Research* **23** 288
- [ 23 ] Yakov D ' , Yu E 1970 *J ETP Lett* **11** 243
- [ 24 ] Narum P , Skeldom M D , Boyd W 1986 *IEEE J. Quantum Electron.* **22** 2161
- [ 25 ] Damzen M J , Vlad V I , Babin V , Mocofanescu A 2003 *Stimulated Brillouin Scattering : Fundamentals and Applications* 2003 ( Bristol , Institute of Physics Publishing ) pp1—42

## Attenuation characteristics of laser beam in water<sup>\*</sup>

Liu Juan<sup>1)</sup> Bai Jian-Hui<sup>2)</sup> Ni Kai<sup>1)</sup> Jing Hong-Mei<sup>2)</sup> He Xing-Dao<sup>1)</sup> Liu Da-He<sup>1)†</sup>

1 *Key Laboratory of Nondestructive Test ( Ministry of Education ) , Nanchang Institute of Aeronautical Technology , Nanchang 330034 , China*

2 *Applied Optics Beijing Area Major Laboratory , Department of Physics , Beijing Normal University , Beijing 100875 , China*

( Received 5 April 2007 ; revised manuscript received 19 May 2007 )

### Abstract

Through different sample lengths the attenuation coefficient of laser beam with different pulse energy was measured experimentally in water. And the effect of stimulated Brillouin scattering on the attenuation characteristics of water was studied. It was found that the attenuation coefficient is dependent on the pulse energy and the line width of the laser , but not a constant , as usually assumed to be. Theoretical analysis is also given.

**Keywords** : attenuation coefficient , stimulated Brillouin scattering

**PACC** : 4265C , 7820B , 7835

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10574016 ) and by the National High Technology Research and Development Program of China ( Grant No. 2002AA633110 ).

<sup>†</sup> Corresponding author , E-mail : dhliu@hnu.edu.cn