

的内量子效率为 0.0015%,反偏工作时的量子效率根据 Coffa 等在 1998 年美国 MRS 春季会议的报告已经达到 0.01%—0.1%,调制频率也达到 10—100MHz. 与商用的化合物半导体 LED 相比,调制频率已经很接近,但发光效率还低约 2 个量级.

进一步需要解决的问题是:对正偏工作的 LED,主要是设法抑制非辐射复合机制. 为了减小 Auger 退激发,需要寻找一种与 Er 共掺杂的杂质,既能引入高的 Er 浓度,又不产生强的施主效应,因而不致于造成高的电子浓度. 为了减小背转移退激发,需要寻找一种能隙比较宽的硅基材料. 对反偏工作的 LED,主要是改进器件的结构设计,如果能够提高耗尽层层内热载流子的百分比来提高碰撞激发的有效截面,以及提高耗尽层内的 Er 浓度而又维持高的电场分布,那么实现室温下效率达到 1%的掺 Er 硅 LED 看来是有可能的.

随着掺 Er 硅发光研究的进展,人们已经开始思索用掺 Er 硅来实现半导体激光器的可能性.

参 考 文 献

[1] H. Ennen, J. Schneider, G. Pomrenke et al., *Appl. Phys. Lett.*, **43**(1983), 943.
[2] 盛麓、王迅, *物理*, **24**(1995), 402.
[3] J. Michel, B. Zheng, J. Palm et al., *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **422**(1996), 317.

[4] S. Coffa, G. Franzo, F. Priolo, *Appl. Phys. Lett.*, **69**(1996), 2077.
[5] M. Needels, M. Schluter, M. Lannoo, *Phys. Rev. B*, **47**(1993), 15533.
[6] 万钧、叶令、王迅, *物理学报*, **47**(1998), 652.
[7] U. Wahl, A. Vantomme, J. De Wachter et al., *Phys. Rev. Lett.*, **79**(1997), 2069.
[8] F. Priolo, G. Franzo, S. Coffa et al., *J. Appl. Phys.*, **78**(1995), 3874.
[9] D. L. Adler, D. C. Jacobson, D. J. Eaglesham et al., *Appl. Phys. Lett.*, **61**(1992), 2181.
[10] V. F. Masterov, F. S. Nasredinov, P. P. Seregin et al., *Appl. Phys. Lett.*, **61**(1992), 2181.
[11] J. L. Benton, R. F. Ferrante, D. C. Jacobson et al., *J. Appl. Phys.*, **70**(1991), 2672.
[12] H. Efeoglu, *Semicond. Sci. Technol.*, **8**(1993), 236.
[13] S. Libertino, S. Coffa, G. Franzo et al., *J. Appl. Phys.*, **78**(1995), 3867.
[14] N. T. Bagraev, D. E. Onopko, A. I. Ryskin et al., *Semiconductors*, **30**(1996), 970.
[15] L. Palmeshofer, Yu. Suprun - Belevich, M. Stepikhova, *Nuc. Ins. Meth. in Phys. Res.*, **B127 — 128**(1997), 479.
[16] A. Cavallini, B. Fraboni, S. Pizzini, *Appl. Phys. Lett.*, **72**(1998), 468.
[17] Y. S. Tang, K. C. Heasman, W. P. Gillin et al., *Appl. Phys. Lett.*, **55**(1989), 432.
[18] J. H. Shin, R. Serna, G. N. Van den Hoven et al., *Appl. Phys. Lett.*, **68**(1996), 997.
[19] S. Coffa, G. Franzo, F. Priolo, *MRS Bull.*, April (1998), 25.

螺旋波激发等离子体源的原理和应用*

房 同 珍

(中国科学院物理研究所,北京 100080)

摘 要 介绍了一种低气压、高密度等离子体源——螺旋波激发等离子体源(HWP),讲述了它的结构位形、天线耦合原理和参数设计原则,该离子源在实际中的应用以及目前研究状况.

关键词 螺旋波,等离子源,天线耦合

* 1998 - 04 - 09 收到初稿,1998 - 05 - 13 修回

PRINCIPLE AND APPLICATIONS OF HELICON⁻ WAVE EXCITED PLASMA SOURCES

Fang Tongzhen

(Institute of Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

Abstract A low pressure, high electron density plasma source —helicon - wave excited plasma source is described. Its configuration, antenna coupling and parameter design are outlined as well as a perspective of its application in etching and deposition and certain unsolved problems.

Key words helicon wave, plasma source, antenna coupling

1 引言

近几十年来,微电子工业迅速发展,同时带动了等离子体处理技术的发展,人们不断研制出具有革新意义的等离子体源,这里将要介绍的螺旋波激发等离子体源是最有前途的一种,在国际上已掀起研究热潮.螺旋波(helicon)是一种在与磁场平行的等离子体柱中传播的哨声波模式,它最早在1960年由Aigrain提出来,用以描述在高电导率的介质中传播的低频电磁波,如处于磁场中的低温金属、气体放电等离子体等.螺旋波的频率满足 $\omega_{ci} \ll \omega \ll \omega_{ce}$, ω_{ci} 与 ω_{ce} 分别为离子和电子回旋频率.在70年代初,人们就发现螺旋波激发放电具有很高的电离效率^[1,2].Boswell等人在0.2Pa充气压、0.045T约束磁场条件下,获得了高达 10^{12}cm^{-3} 的电子密度.在他的实验中,中性原子完全电离,有50%的原子发生了第二次电离^[3].目前,得到 $10^{12}\text{—}10^{13}\text{cm}^{-3}$ 电子密度已不是问题.人们对这种高电离效率的物理机制进行了探讨.1985年,F. F. Chen^[4]提出螺旋波是通过朗道阻尼的方式加热电子的.这一提法得到了Shoji^[5]和Boswell^[6]等人实验的验证,现在已为人们普遍接受.

螺旋波高电离效率的特性很快得到了发展和应用,螺旋波激发等离子体源应运而生.作为一种新的低气压、高密度等离子体源,日本、美国、澳大利亚、韩国和瑞典等国都在对它进行研

究.在这种装置中,最突出的优点就是当螺旋波在等离子体中传播时能使大面积的电子得到加热,电子密度高而均匀,约束磁场低.表1将它与导电等离子体(CCP)、感应等离子体(ICP)和电子回旋共振(ECR)等几种离子源作了比较.HWP等离子体源在溅射成膜、刻蚀处理等方面的应用以及它尚待发掘的内在发展潜力在国际上已引起了广泛的重视.在这里,我们将就该等离子体源的结构、原理、天线耦合、参数设计及目前的研究进展状况等问题作一简单介绍.

表1

	CCP	ECR	ICP	HWP
频率 f / MHz	0.05—13.6	2450	1—20	10—20
充气压 P / Pa	10—100	0.1—0.7	0.4—40	0.05—1
约束磁场 B / T	0	0.1	0	0.01
电子密度 n_e/cm^{-3}	10^{10}	10^{11}	$10^{10}\text{—}10^{11}$	$10^{12}\text{—}10^{14}$
电子温度 T_e / eV	1—5	3—25	1.9—6	2—10

2 结构原理

HWP离子源主要有以下几部分组成:天线、放电管、磁场线圈、射频源、真空抽气系统和处理腔等,如图1所示.

放电管是由绝缘材料做成,通常采用耐热的石英或派热克斯玻璃,直径2—10cm.磁场线圈提供均匀的轴向磁场 B_0 ,起着约束电子的作用,同时也是螺旋波得以传播的必要条件.由导线绕制成的Boswell型天线紧绕在放电管上,接通射频电源后将产生横向交变磁场 B_r ($B_r \ll B_0$),Boswell型天线在等离子体中激发 $m = 1$

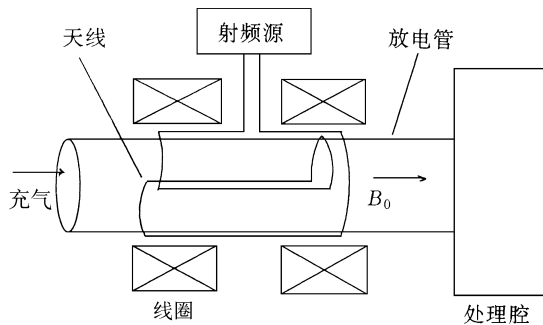


图1 螺旋波激发等离子体源装置

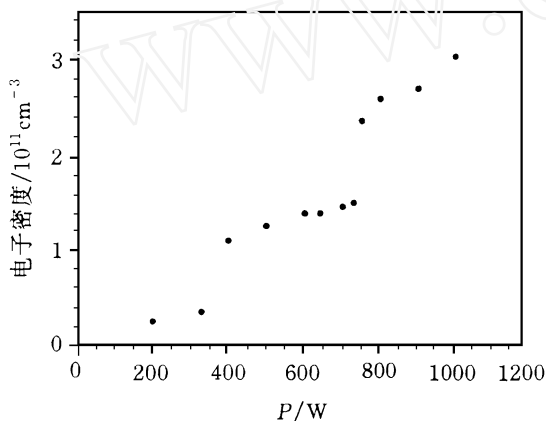


图2 电子密度随功率的分布

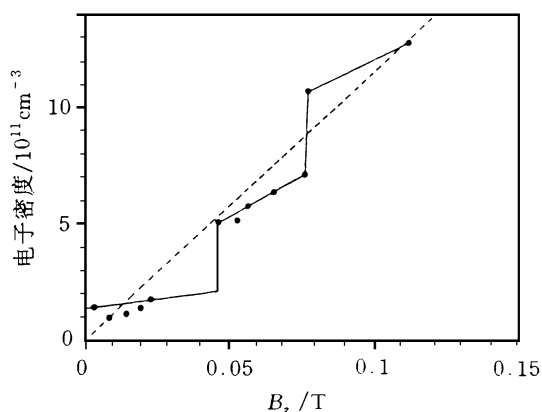


图3 电子密度随轴向约束磁场的分布

(右旋圆极化)螺旋波, m 为角向模数. 射频源的频率 2—70MHz. 需要指出的是, 轴向磁场的大小、射频源的功率可以根据具体要求选择, 它们与电子密度紧密相关, 如图 2、图 3 所示^[7]. 另外, 电子密度与充气压力也有关, 气压越高, 可获得的等离子体密度也越高. 刻蚀或薄膜沉积是在处理腔中完成的, 这样做有利于提高刻蚀

和成膜质量.

螺旋波是通过朗道阻尼的方式将能量传输给电子, 这基于一个前提就是天线能很好地给射频源供给的能量耦合传递给螺旋波, 因此, 天线的尺寸并不是任意的, 要弄清楚天线尺寸的选择问题我们必须从螺旋波的性质入手.

3 色散关系

螺旋波属于哨声波系列, 对于绝缘介质为边界、 R 为半径的放电管中产生的 $m = 1$ 螺旋波 [径向电流密度 $J_r(R) = 0$ 或螺旋波角向电场分量 $E_\theta(R) = 0$], 有如下关系成立:

$$mkJ_m(kR) + k_z R J_m'(kR) = 0,$$

$$kk_z = \frac{e\mu_0 n_0}{B_0}. \quad (1)$$

其中 $k^2 = k_z^2 + k_\perp^2$, k_z, k_\perp 分别为平行和垂直于轴向的波数, e, μ_0, n_0, ω 分别为电子电荷、真空磁导率、电子密度和射频源频率, J_m 为贝塞尔函数. 从色散关系和边界条件可以解出 k_z, k_\perp, k, R 之间的关系. 我们考虑以下两种极限情况:

$$k_\perp R = 3.83, \quad (k_z \ll k_\perp); \quad (2)$$

$$k_\perp R = 2.41, \quad (k_z \gg k_\perp).$$

对于低密度 ($k_z \ll k_\perp$) 等离子体而言, $k = k_\perp$, 根据 (1) 式, 螺旋波波长 λ_z 可写成

$$\lambda_z = \frac{2\pi}{k_z} = \frac{3.83}{R} \cdot \frac{B_0}{e\mu_0 n_0 \omega}; \quad (3)$$

对高密度 (对应 $k_z \gg k_\perp$) 等离子体来说, $k = k_z$, 则

$$\lambda_z = \frac{2\pi}{k_z} = \left[\frac{2}{e\mu_0 n_0 \omega} \right]^{1/2}; \quad \text{方面}$$

所谓电子密度的高低是这样确定的, 设 $k_z = k_\perp$ ($2.5/R$) 时的电子密度为 n_0^* , n_0^* 对不同尺寸和参数的装置取值是不同的. 如果等离子体密度满足 $n_0 \ll n_0^*$, 计算螺旋波波长应采用 (3) 式, 反之, 若 $n_0 \gg n_0^*$, 则应用 (2) 式, λ_z 的确定对于天线尺寸的选择是至关重要的.

4 天线耦合与种类

如图 4 所示为一名古屋 (Nagoya type) 型天线,接通射频电源后将在等离子体中感应与所示电流方向相反的电场 E_m ,在这个电场下产生感应电流,由于电子不能摆脱磁场束缚作横向运动,因此在天线两侧发生电荷分离

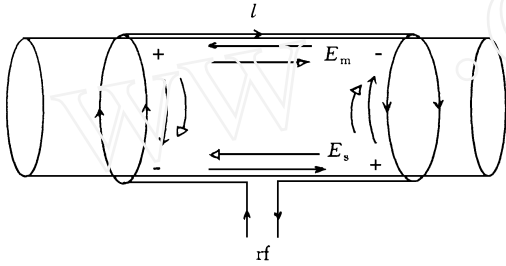


图 4 名古屋型天线耦合原理 ($m=1$)

并产生相应的射频电场 E_s . 在轴向, E_m 和 E_s 方向相反并基本完全抵消;在横向, E_m 和 E_s 方向相同,并且叠加起来的电场在天线两端方向相反. 设 $E = E_s + E_m$, 天线长度为 l_a , 以函数形式表示 E , 可写成:

$$E(z) = E_0 \left[\cos\left(z + \frac{l_a}{2}\right) - \cos\left(z - \frac{l_a}{2}\right) \right] \quad (4)$$

就是说,电场集中地分布在天线两端 z 范围内,如图 5 (a) 所示. 对 (4) 式进行傅里叶变换得到

$$E_y^2(k_z) = 4 E_0^2 \left(\frac{l_a}{2} \right)^2 \sin^2 \frac{k_z l_a}{2} \quad (5)$$

如图 5 (b) 所示,从图中我们可以看出 $k_z = \pi/l_a, 3\pi/l_a, 5\pi/l_a \dots$ 即 $l_a = \pi/z, 3\pi/z, 5\pi/z \dots$ 时耦合最强. $k_z = 0, 2\pi/l_a, 4\pi/l_a \dots$ 对应 $l_a = \infty, 2\pi/z \dots$ 时耦合最弱. 在频率为 10^6 Hz 情况下,螺旋波波长通常为几十厘米的量级,因此,从耦合和节约角度考虑,取 $l_a = \pi/z$ 是最佳选择.

Boswell 类型天线并不是唯一的一种,用得比较多的还有名古屋 (Nagoya) 系列和螺旋 (Shoji) 型天线,见图 6. 这几种天线都是用来激

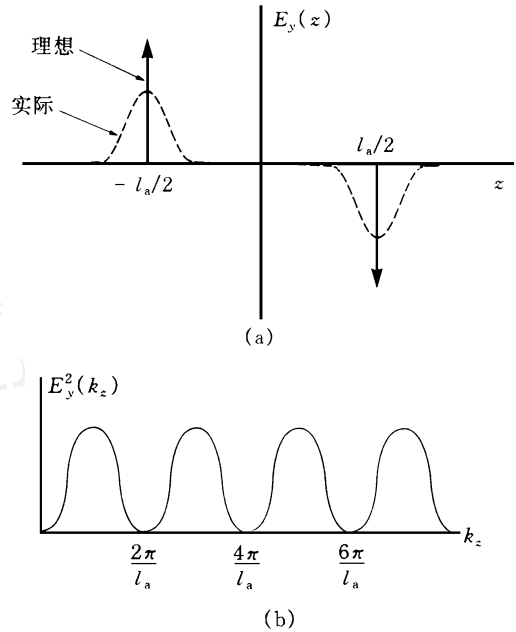


图 5 天线耦合电场

(a) 理想的和实际的电场; (b) 功率谱的空间分布

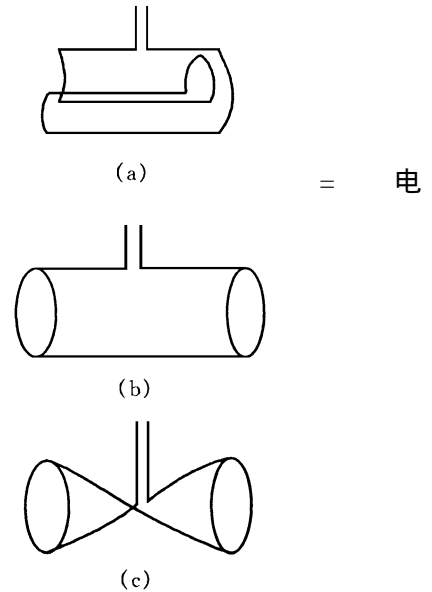


图 6 几种常用的天线位形 ($m=1$)

(a) Boswell 型; (b) Nagoya 型; (c) Shoji (helical) 型

发右旋 ($m=1$) 螺旋波的. 尽管多数实验都设计成可以激发 $m = \pm 1$ 螺旋波的模式,但实际上,人们观察到右旋螺旋波总是被优先激发出来,却很少观察到左旋螺旋波的传播. F. F. Chen

分别用这几种天线做了实验^[8],并测量了电子密度和磁场的关系曲线,他发现 Boswell 和 Nagoya type 这两种天线几乎有着完全重合的 $n - B$ 曲线,Shoji 型天线与前两者相比能激发产生更高的电子密度,但 $m = 1$ Shoji 型天线激发的等离子体在整个放电过程中密度很不稳定.

5 参数设计

对于 HWP 等离子体源的设计,需要确定的参数有放电管半径 R ,天线长度 l_a ,射频源的频率 f ,功率 P 和轴向磁场 B_0 . l_a 的选择取决于 ω ,它由 R, f, B_0, n_0 等参数决定. 射频能量是通过天线耦合传递给螺旋波,只有当它的相速度与电子运动速度接近,即 $v_p = \omega / k_z \approx v_{th}$ 时,螺旋波才能加热电子,发挥高电离效率的作用. 设 E_f 为放电气体电离截面峰值对应的能量值,以 eV 为单位. 则

$$v_p = \frac{\omega}{k_z} = \left[\frac{2eE_f}{m_e} \right]^{1/2}, \quad (6)$$

m_e 为电子质量,利用(3)式可得

$$\frac{B_0(\text{T})}{n_0(10^{13}\text{cm}^{-3})} = 3.12 \times 10^{-3} \sqrt{E(\text{eV})} \cdot R(\text{cm}). \quad (7)$$

我们看到,当放电气体种类 (E_f) 和 R 确定以后, B/n 就是一个常数. 频率通常选用 13.56MHz 或者是它的谐频、次谐频. 根据(6)式,确定了频率即确定了波长,天线的长度也随之确定.

在第二部分中我们提到过密度与功率有密切的关系. 不仅如此,功率还必须满足平衡放电过程中能量损失这一条件. 另外,有研究认为功率太低,管中放电模式根本不是螺旋波激发产生^[6].

6 应用

螺旋波激发等离子体源作为新一代的低气压 ($< 1.3\text{Pa}$)、高密度 ($> 10^{11}\text{cm}^{-3}$) 离子源已经

在刻蚀、薄膜沉积等领域得到广泛的研究和应用,人们期待着它能适应向两个相反方向分化的趋势要求:一是超大规模集成技术中超精细结构薄膜的生成;另一个是大面积的刻蚀技术 ($\sim 0.5\text{m}^2$). HWP 等离子体源由于其电离效率高、密度高且均匀和投入相对较低等特点在一系列低气压、高密度等离子体源中具有明显优势. 最近, K. Yamaya 等人^[9]首次以复合材料为靶得到了嵌铝 ZnO 薄膜,并将以螺旋波激发放电和直流磁控管放电两种情形下沉积得到的 ZnO Al 薄膜作了比较. 他发现,前种方法生成的薄膜厚度均匀,在可见光波段具有更高的透光率,可达 80% 以上,在可见光中心波段区域接近 100%,而后种方法生成的薄膜透光率只有 60%—70%. 此外,前种薄膜的电阻特性与衬底温度无关,而后的电阻特性则随着初底温度剧烈变化^[10]. HWP 溅射技术有望成为一种成熟的生长半导体薄膜的方法.

尽管如此,尚有不少物理机制方面的问题需要进一步探讨研究,包括在应用领域,虽然从技术的角度讲已经解决,但从物理的角度考虑还并没有搞清楚问题的实质. 例如, Boswell 等人^[11]利用螺旋波激发 SF_6 等离子体对 Si, SiO_2 进行刻蚀实验时,发现对于 Si,用脉冲放电和连续放电刻蚀速率基本相同,而且,随着脉冲持续时间的增加(占空比保持不变),Si 的刻蚀速率降低. 对此他们这样解释:在刻蚀过程中氟原子起主要作用,在脉冲间隙时间较短时,余辉等离子体仍然存在,随着脉冲间隙时间的拉长,余辉等离子体没有那么长的寿命,所以 Si 的刻蚀速率随之下降. 然而这种说法对于 SiO_2 却解释不通,因为 SiO_2 的刻蚀速率随脉冲间隙时间(或脉冲时间)增加而增加.

另外,虽然 F. F. Chen 最先提出,在该种等离子体源装置中能量传输机制是朗道阻尼^[4],而且已为人们普遍接受,但现在又有人提出等离子体中的快电子是直接从天线下面的等离子体中发射出来的^[12-14],这个问题也需研究证实. 在另一项有关螺旋波放电实验的工作中, F. F. Chen^[8]由于偶然的机会发现放电管的端

物理

板(如直径大小、接地状况)对放电模式影响非常大,他认为这是不可理解的.在研究密度与磁场关系的实验时,他还发现在很低的磁场处($B_0 \sim 2 \times 10^{-3} \text{T}$)有一个密度峰,他确认这是电子回旋峰,因而提出一个新的设想,即射频波 ECR 离子源,如果这种设想可行的话,那么建造一台 rf ECR 将比微波 ECR 离子源经济多了.

在不断涌现的问题当中,最富有挑战性意义的就是为什么螺旋波放电具有极高的电离效率以及右旋螺旋波远较左旋螺旋波占主导地位.在一系列低气压、高密度等离子体源中,螺旋波激发等离子体源是人们所赋期望值最高的,它已成为世界研究热点,我们希望通过本文的介绍能引起有关研究者们的关注.

参 考 文 献

- [1] J. P. Klosenbergl, B. McNamara, P. C. Htonemann, *J. Fluid. Mech.*, **21**(1965) ,545.
 [2] R. W. Boswell, *Phys. Lett. A*, **33**(1970) ,457.

- [3] R. W. Boswell et al. , *Phys. Lett. A*, **91**(1982) ,163.
 [4] F. F. Chen, Australian National University Report ANU - PRL IR85/ 12 ,(1985) .
 [5] A. Komori, T. Shoji et al. , *Phys. Fluids B*, **3**(1991) , 893.
 [6] A. R. Ellingboe, R. W. Boswell, *Phys. Plasma*, **3** (1996) ,2797.
 [7] Michael A. Lieberman, Allen J. Lichtenberg, Principles of Plasma Discharges and Materials Processing, John Wiley & Sons, Inc. , New York (1994) , 440.
 [8] F. F. Chen, *J. Vac. Sci. Technol. A*, **10**(1992) ,1389.
 [9] K. Yamaya, Y. Yamaki et al. , *Appl. Phys. Lett.*, **72** (1998) ,235.
 [10] T. Minami, H. Sato, et al. , *Jpn. J. Appl. Phys.*, part2, **31**(1992) ,L257.
 [11] R. W. Boswell, D. Henry, *Appl. Phys. Lett.*, **47** (1985) ,1095.
 [12] P. Zhu, R. W. Boswell, *Phys. Fluids B*, **3**(1991) ,869.
 [13] A. Ellingboe, R. W. Boswell, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **39** (1994) ,1460.
 [14] Keiji Nakamura et al. , *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34**(1995) , 2152.

(上接第 177 页)

另外,还有其他的一些选通成像技术,例如吸收选通法^[17]、空间滤波法、受激 Raman 散射增益法^[18]和其他的一些可产生互相关联的非线性光学现象^[19]都可以实现选通.

参 考 文 献

- [1] K. M. Yoo, R. R. Alfano, *Opt. Lett.*, **15**(1990) ,320.
 [2] 侯比学、陈国夫,光子学报,**27**(1998) ,317.
 [3] L. Wang, P. P. Ho, X. Liang et al. , *Opt. Lett.*, **18** (1993) ,241.
 [4] L. Wang, P. P. Ho, R. R. Alfano, *Appl. Opt.*, **32** (1993) ,5043.
 [5] J. C. Hebden, R. A. Kruger, K. S. Wong, *Appl. Opt.*, **30**(1991) ,788.
 [6] D. S. Dilworth, E. N. Leith, J. L. Lopez, *Appl. Opt.*, **29** (1990) ,691.
 [7] 侯比学、成 铎、陈国夫,光子学报,**27**(1998) ,212.
 [8] B. B. Das, K. M. Yoo, R. R. Alfano, *Opt. Lett.*, **18** (1993) ,1092.

- [9] J. C. Hebden, *Appl. Opt.*, **32**(1993) ,3837.
 [10] K. M. Yoo, Qirong Xing, R. R. Alfano, *Opt. Lett.*, **16** (1991) ,1019.
 [11] 张伟力、邢歧荣、陈 野等,光学学报,**17**(1997) ,1624.
 [12] E. Leith, E. Arons, H. Chen, et al. *Optics & Photonics News*, Oct. (1993) ,19.
 [13] E. Leith, H. Chen, Y. Chen et al. , *Appl. Opt.*, **30** (1991) ,4204.
 [14] H. Chen, M. Shih, E. Arons, *Appl. Opt.*, **33**(1994) , 3630.
 [15] H. Chen, Y. Chen, D. Dilworth et al. , *Opt. Lett.*, **16** (1991) ,487.
 [16] 侯比学、陈国夫、丰 善等,光学学报,**18**(1999) .
 [17] K. M. Yoo, Feng Liu, R. R. Alfano, *Opt. Lett.*, **16** (1991) ,1068.
 [18] M. D. Duncan, R. Mahon, L. L. Tankersley et al. , *Opt. Lett.*, **16**(1991) ,1868.
 [19] M. Bashkansky, J. Reintjes, *Appl. Opt.*, **32**(1993) , 3842.