

# 时空分布的超短激光脉冲烧蚀电介质材料时等离子体的产生\*

倪晓昌 王清月

(天津大学精密仪器与光电子工程学院超快激光研究室,光电信息技术科学教育部重点实验室,天津大学 300072)

**摘 要** 若考虑聚焦平面内固定区域,脉冲空间分布可简化为一维问题.在此基础上,从脉冲的传播过程出发,本文分析了时空分布的超短激光脉冲与电介质材料相互作用时等离子体形成模式.在材料内部累积的能量与脉冲宽度、与空间相关的损伤区域、等离子体形成时间及其吸收系数有关.

**关键词** 超短激光脉冲;飞秒微加工;光学损伤;等离子体

**中图分类号** TN249 **文献标识码** A

## 0 引言

最近几年,超短激光脉冲越来越多地被应用到高精度材料加工过程的研究<sup>[1]</sup>.由于其具有非常高的激光场强( $>10^{12} \text{W/cm}^2$ ),非常短的脉冲宽度,以及非接触加工等特性,超短激光脉冲在微加工领域表现出了对材料的精确加工特性及其高加工效率<sup>[2]</sup>.电介质作为一种高带系材料,在微纳米技术中具有非常重要的地位.用超短激光脉冲对电介质材料进行微加工是一种颇具应用前景的新研究领域,它的独特优点包括:材料的精确微搬移;无熔融区;亚微米尺寸加工等<sup>[3]</sup>.超短激光脉冲与电介质相互作用的机理及实验研究已经成为激光应用领域的重要研究热点之一<sup>[6-8]</sup>.

由于超短脉冲宽度极窄,峰值强度很高,可以使聚焦体积内的分子由于多光子吸收而同时产生大量的自由电子,迅速形成等离子体.对电介质、水等高带系材料,聚焦区域内自由电子数的多少已不再影响等离子体形成过程.材料属性的影响主要体现在等离子体的形成时间及其对脉冲能量的吸收能力上. Docchio F. 等人早在 20 世纪 80 年代对纳秒脉冲与液体作用时等离子体产生及其对能量的屏蔽效应进行了理论分析及实验研究<sup>[9]</sup>. 随后, G. Mourou 等人对超短脉冲与电介质材料相互作用的机理进行了表述<sup>[4]</sup>. 最近, Fan C. H. 等人依靠多年的研究成果,与长脉冲情形比较,提出了一维飞秒激光损伤模型,并结合实验结果对具体参数作了验证<sup>[5]</sup>.

本文以上述作用机理为基础,考虑脉冲的空间

传播过程及其时间、空间分布,系统研究了超短激光脉冲在聚焦区域与材料相互作用以及等离子体产生的数学模型,并在确定参数下,得出了产生的等离子体对脉冲能量的吸收效率.

## 1 超短激光脉冲的时空表述

激光脉冲照射下,光强  $I(x, y, z, t)$  是一个与时间、空间有关的分布函数,表示为<sup>[10]</sup>

$$I(x, y, z, t) = I_{\text{sp-max}} \exp\left(-\frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2}\right) \quad (1)$$

$I_{\text{sp-max}}$  代表脉冲空间分布的极大值<sup>[11]</sup>

$$I_{\text{sp-max}} = P(z, t) / \int_{-a}^a \int_{-b}^b \exp\left(-\frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2}\right) dx dy \quad (2)$$

考虑脉冲的传播过程,脉冲功率可表示为<sup>[5]</sup>

$$P(z, t) = P_{\text{max}} \exp\left(-4 \ln 2 \cdot (t - z/c)^2 / t_{\text{FWHM}}^2\right) \quad (3)$$

式中,  $P_{\text{max}}$  为脉冲宽度内峰值功率,  $t_{\text{FWHM}}$  为全脉冲半极大脉冲宽度. 指数项中  $z/c$  项代表脉冲在介质中的传输,  $c$  代表脉冲在介质中传播速度.

脉冲为 Gauss 分布时,光束半径与轴向位置 ( $z$ ) 有关,沿脉冲传播方向变化而变化

$$\omega(z) = \omega_0 \left(1 + \frac{z^2}{z_R^2}\right)^{1/2} \quad (4)$$

$$z_R = \frac{n\pi\omega_0^2}{\lambda_0} \quad (5)$$

$\omega_0$  为束腰中心 ( $z=0$  时) 处最小光斑半径,  $z_R$  为瑞利长度,  $n$  为介质折射率,  $\lambda_0$  为激光的中心波长.

若  $a = b = \omega(z)$ , 则  $z=0, t=0$  代表峰值功率处于聚焦中心,光束中心光强值达到最大,由式(1)可得到

$$I(x, y, z, t) = 1.408 \frac{P_{\text{max}}}{\pi\omega(z)^2} \exp\left(-\frac{x^2 - y^2}{\omega(z)^2}\right) \quad (6)$$

对长脉冲,例如脉冲宽度为纳秒量级,中心波长 800 nm,最小光斑半径 10  $\mu\text{m}$  时,脉冲传播长度为几十个厘米,而  $z_R \sim 0.4 \text{ mm}$ ,脉冲宽度内传播程长

\*教育部科学技术研究重大项目 (No. 10410)、国家自然科学基金 (No. 60278003) 及中国高技术研究发展计划“863” (No. 2003AA311010) 资助  
Tel: 022-27404673 Email: nixiaochang@eyou.com  
收稿日期: 2003-09-02

较瑞利长度大很多,烧蚀材料为各向同性时,脉冲能量在脉冲宽度内足以传遍整个聚焦区域,脉冲能量成平均分布. 因此,脉冲聚焦区域可以看为一点,脉冲强度是一个与轴向位置无关的常数. 超短脉冲与材料作用主要靠多光子吸收,对于一定材料,只有光强超过一定值时该过程才发生,是局部的;况且,脉冲为飞秒量级时,脉冲传播长度远远小于瑞利长度,与聚焦区域同一量级,不可忽略. 脉冲能量在脉冲宽度内,不足以均匀分部整个聚焦区域,因此,必须考虑脉冲的空间分布.

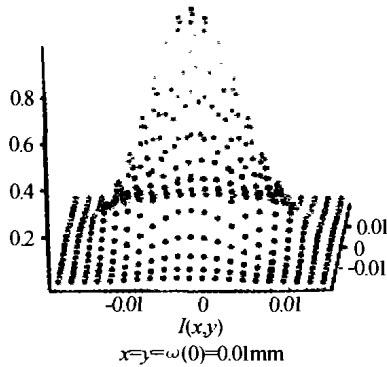


图1 光强的空间分布示意图  
Fig.1 Sketch map of intensity spatial distributing

## 2 超短激光脉冲聚焦区域的材料损伤及等离子体吸收

材料损伤是以一定区域出现烧蚀现象作为表征的,而式(1)中  $I_{sp-max}$  代表光束中心一点值. 因此,为了表示材料损伤的出现,可选取烧蚀区域半径为  $x = y = \omega(z)/n$ , 半径边缘强度变为一个只与  $z, t$  有关的函数,由式(6)就可以得到

$$I(z, t) = I_{sp-max} \exp\left(-\frac{2}{n^2}\right) \quad (7)$$

模型选取烧蚀区域的半径为聚焦区域的一半 ( $\omega(z)/2$ ) 进行分析. 烧蚀区域内的光强最低值可以令式(7)中  $n = 2$

$$I(z, t) = 0.607I_{sp-max} = \frac{0.855P_{max}}{\pi\omega^2(z)} \exp\left[\left(-4\ln 2\right)\left(\frac{t-a/c}{T_{FWHM}}\right)^2\right] \quad (8)$$

$z = 0, t = 0$  时,该值达到最大.

若令  $I(z, t) = I_{th} = P_{th}/\pi(\omega_0)^2, \beta = P_{max}/P_{th}, z = 0, t = 0$  时  $\beta \approx 1.1696$ . 需要指出的是:脉冲能量是分布在整个聚焦区域. 此时的  $P_{th}$  代表整个聚焦区域出现损伤时的平均功率;只有  $\beta > 1.1696$  时,  $\omega(z)/2$  区域才出现材料损伤;否则,该区域无损伤出现.

利用式(8)可以推出脉冲最初及最后超过材料损伤阈值的时刻

$$t_B(z)_\pm = z/c \pm \frac{T_{FWHM}}{2\sqrt{\ln 2}} \cdot \left\{ \ln \left[ 0.855\beta \left( 1 + \frac{2}{z_r^2} \right)^{-1} \right] \right\}^{1/2} \quad (9)$$

图2给出了时域内含传导项(图2b)与不含传导项(图2a)时超过材料损伤阈值的时刻与轴向位置的关系. 两种情形均为两段弧线组成,上半弧表示脉冲首先达到烧蚀阈值时刻,下半弧代表脉冲最后超过到烧蚀阈值时刻;两弧间距表示某一位置时脉冲功率高于阈值的时间. 在聚焦中心处弧间距最大,表示该位置处脉冲作用范围内,超过材料损伤阈值的相对位置 ( $\Delta z$ ) 最大. 所不同的是:含传导项时体现了脉冲传播过程,但图2(a)、(b)均不能反映脉冲峰值强度首先达到材料损伤阈值的确切位置(两弧不封闭). 从式(9)也很难推出与时间有关的损伤位置的表达式  $z(t)_\pm$ .

但从图2中可以得到,两弧线斜率无穷大时,就是脉冲峰值强度首先达到材料损伤阈值的位置. 图3给出了两种情形下对  $t_B(z)_\pm$  求导后相对轴向位置的曲线,可以很容易得出该参数时,脉冲峰值强度首先达到材料损伤阈值的位置  $z_{B0+} \sim -0.2126$  mm, 类似的,脉冲峰值强度最后通过材料损伤阈值的位置  $z_{B0-} \sim 0.2126$  mm.

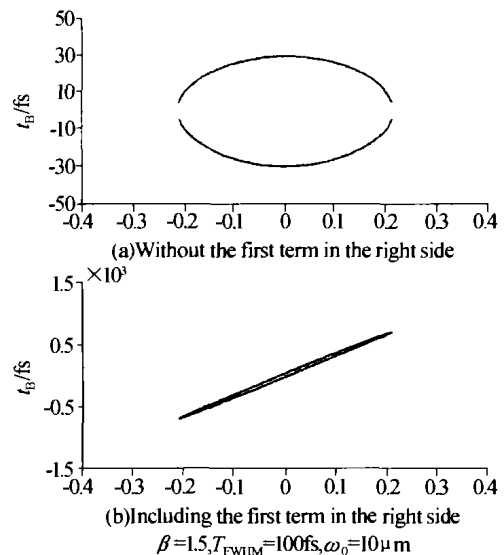


图2 超过材料损伤阈值的时刻与轴向位置的关系  
Fig.2 The relation of the time exceed the materials' threshold with the axial position of equation 9

分析长脉冲时,一般忽略等离子体形成过程<sup>[5]</sup>,认为只要光强达到材料阈值,等离子体就立刻形成. 对于超短激光脉冲,激光与材料相互作用过程是多光子吸收和离子雪崩两种作用机制. 等离子体的形成时间与光强、光子频率及材料属性有关,包括光子与电子及电子间的相互作用过程,其中电子间散射时间在几十或十几飞秒<sup>[12]</sup>. 况且,等离子

体的形成是以带电粒子密度达到一定值为表征的, 例如:  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . 因此, 飞秒脉冲与材料相互作用时, 等离子体形成过程不可忽略.

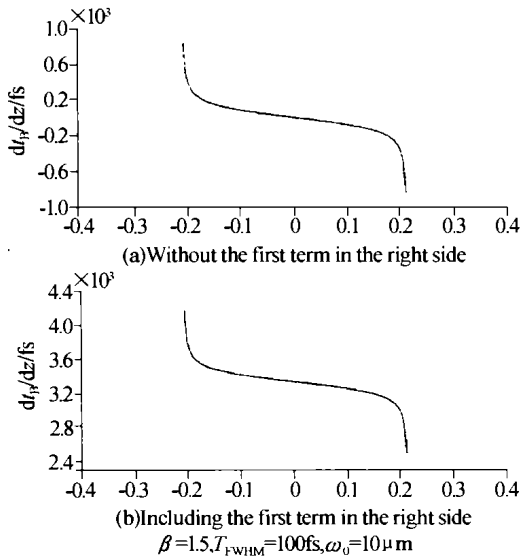


图3  $dt_b(z)_+/dt$  相对轴向位置的关系  
Fig. 3 The relation of the  $dt_b(z)_+/dt$  with the axial position of equation 9

从光强达到阈值时间  $t_0 = z_{B0+}/c$  等离子体开始产生, 经过一定时间  $t_{rise}$  后, 等离子体形成. 因此, 等离子体最初形成时间  $t_{form0} = t_0 + t_{rise}$ , 较脉冲强度达到损伤阈值滞后. 亦即图 2 中两弧线向上平移  $t_{rise}$ ; 依式(9), 可得等离子体形成时间表达式

$$t_{form}(z)_\pm = t_{rise} + z/c \pm \frac{T_{FWHM}}{4 \ln 2} \cdot \left\{ \ln \left[ 0.855\beta \left( 1 + \frac{z^2}{z_R^2} \right) \right]^{-1} \right\}^{1/2} \quad (10)$$

对于  $t_{rise} < T_{FWHM}$  情形, 前面提到, 等离子体存在时间为纳秒量级, 远远大于超短激光脉冲通过聚焦区域的时间, 因此, 最初形成的等离子体相对聚焦中心位置可看为不动. 随着脉冲向聚焦点的传播, 光斑半径减小, 光强增加, 达到材料阈值位置相对脉冲中心前移, 等离子体形成时间前移. 也就是说, 等离子体形成区域也以一定速度向前传播, 等离子体吸收脉冲能量相对增加. 总的来说, 超短激光脉冲与材料作用时等离子体形成过程是随位置及脉冲传播时间变化而变化的(图 4).

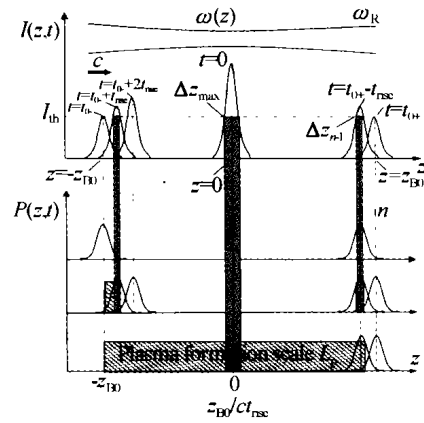


图 4 超短激光脉冲与电介质材料作用时等离子体形成过程示意图  
Fig. 4 The sketch map of the plasma generation process in the interaction of ultrashort laser pulse with dielectric materials

若等离子体形成时间  $t_{rise}$  确定, 将光强值高于材料阈值区域从最初等离子体产生位置开始以  $ct_{rise}$  为间隔进行划分, 划分的区域数为  $2z_{B0}/ct_{rise}$ , 取其整数部分为  $n$ , 则对于在  $z = -z_{B0} + ict_{rise}$  处, 超短脉冲形成的离子体长度为

$$L_p(z)_i = (i-1)ct_{rise} + \Delta z_{i-1}/2 \quad i = 1, 2, 3 \dots n \quad (11)$$

式中的  $\Delta z_{i-1}$  可以令式(10)中  $z = -z_{B0} + (i-1)ct_{rise}$  解得

$$\Delta z_{i-1} = c(t_B(z)_+ - t_B(z)_-) \quad i = 1, 2, 3 \dots n$$

图 4 给出的是光强值高于材料阈值区域刚好被整数划分时等离子体形成过程.

激光脉冲穿过等离子体可看为是被线性吸收的, 遵循 beer 定律

$$P_T = P(t) \exp(-\alpha_p z_{pl}) \quad (12)$$

其中,  $\alpha_p$  表示等离子体吸收系数;  $z_{pl}$  代表等离子体长度.

如式(11)所表述, 等离子体长度是一个与  $z$  有关的函数, 况且, 对于给定位置  $z$  处的等离子体长度不能作用整个脉冲  $p(t)$ , 而是存在一定的时间界限  $(-\infty \sim (t_B(z)_+ - t_B(z)_-)/2 - t_{rise})$ .

对于本模型,  $z = -z_{B0} + ict_{rise}$  处的脉冲被上一  $t_{rise}$  时刻形成的等离子体作用后脉冲随时间的分布为

$$P_T(t)_i = \begin{cases} P(t)_{i-1} & t > (t_B(z)_+ - t_B(z)_-)/2 - t_{rise} \\ P(t)_{i-1} \exp(-\alpha_p(L_{pi} - L_{p(i-1)})) & t < (t_B(z)_+ - t_B(z)_-)/2 - t_{rise} \end{cases} \quad (13)$$

依式(13)可迭代求出脉冲穿过聚焦区域 ( $i = n$ ) 时脉冲功率随时间分布表达式  $P_T(t)_n$ . 因此脉冲能量穿透等离子体区域的效率为

$$E_T = \int_{-\infty}^{\infty} p_T(t)_n dt / \int_{-\infty}^{\infty} p(t)_0 dt \quad (14)$$

图 5 给出的是一定参数下, 整个脉冲功率随时间的分布  $p(t)_0$ 、脉冲传输到  $z = -z_{B0} + 2ct_{rise}, ct_{rise}$  处

被上一  $t_{rise}$  时刻形成的等离子体作用的部分以及脉冲穿过聚焦区域后的脉冲功率随时间的分布图. 依式(14)可计算出图5(d)的穿透率为84.206%.

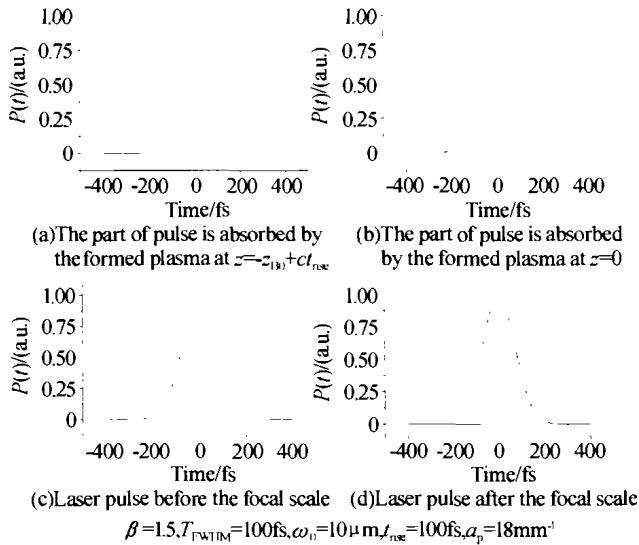


图5 脉冲功率随时间的分布

Fig. 5 The distribution of laser power with time

由式(11)可知,等离子体形成时间( $t_{rise}$ )越长,对于确定脉冲通过聚焦区域后形成的等离子体长度越短,脉冲的穿透等离子体的效率就越高,脉冲能量被等离子体吸收的量也就越低.

$t_{rise} > T_{FWHM}$  时,即脉冲宽度为几个光学周期甚至阿秒时,光强更强,等离子体形成时间更加滞后,对脉冲能量吸收很小或没有,激光脉冲直接与材料粒子作用,脉冲能量主要通过多光子过程吸收,脉冲利用率大大提高.

### 3 讨论

从模型本身分析,聚焦中心在材料表面或是在表面之上时,脉冲能量被等离子体吸收的几率是减小的. 因为,等离子体是在脉冲峰值之后形成. 聚焦中心在材料外部时聚焦区域的光强值越来越低,相对的,脉冲中心与等离子体区域相对距离加大. 因而被等离子体吸收的效率降低. 但实验操作中,往往是使聚焦中心位于材料表面以下,主要是为了避免聚焦中心处的空气击穿而损失脉冲能量. 加工经验表明<sup>[13]</sup>,聚焦中心位于材料表面以下时,加工出来的材料边缘较其它情形更规则,更利于深孔加工.

模型中采用的等离子体形成时间及其吸收系数是根据文献[10、12]确定的. 实际上,等离子体形成时间是与脉冲宽度有关的;吸收系数也是一个时间平均值,代表等离子体的有效值,对于确定的材料,吸收系数只与激光波长、脉冲宽度有关. 只要等离子体形成时间、吸收系数以及材料烧蚀阈值确定,

利用该模型,就可以计算出脉冲的穿透效率.

文章描述了超短激光脉冲与电介质材料相互作用时等离子体形成模式. 长脉冲情形,等离子体首先在聚焦中心形成,向脉冲入射方向膨胀;等离子体屏蔽效应的存在,使得聚焦区域之后的脉冲能量迅速降低. 超短激光脉冲时,等离子体在脉冲峰值之后形成,对脉冲能量的吸收将随着脉冲宽度的变短而降低;当脉冲宽度相对等离子体形成时间足够小时( $t_{rise} \gg T_{FWHM}$ ),脉冲能量将不受等离子体影响,脉冲利用率大大提高.

### 参考文献

- Ostendorf A. Precise structuring using femtosecond lasers. *The Review of Laser Engineering*, 2002, **30**(5):221~225
- Streltsov A M, Borrelli N F. Fabrication and analysis of a directional coupler written in glass by nanojoule femtosecond laser pulses. *Opt Lett*, 2001, **26**(1):42~43
- 倪晓昌,王清月. 飞秒激光烧蚀研究进展. *激光与光电子学进展*, 2002, **39**(9):4~9
- Ni X C, Wang C Y. *Laser & Optics Progress*, 2002, **39**(9):4~9
- Liu X, Du D, Mourou G. Laser ablation and micro-machining with ultra-short laser pulses. *IEEE J Quantum Electron*, 1997, **33**(10):1706~1716
- Fan C H, Sun J, Longtin J P. Plasma absorption of femtosecond laser pulses in dielectrics. *Journal of Heat Transfer*, 2002, **124**(4):275~283
- 刘青,刘卜,程光华,等. 激光导致的透明固体损伤模型. *光子学报*, 2003, **32**(5):525~528
- Liu Q, Liu P, Cheng G H, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(5):525~528
- 程光华,刘青,杨玲珍,等. 飞秒激光脉冲诱导透明介质的非线性吸收和折射率改变轮廓研究. *光子学报*, 2003, **32**(11):1281~1285
- Cheng G H, Liu Q, Yang L Z, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(11):1281~1285
- 刘青,程光华,王屹山,等. 飞秒脉冲在透明材料中的三维光存储及其机理. *光子学报*, 2003, **32**(3):273~279
- Liu Q, Cheng G H, Wang Y S, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(3):273~279
- Docchio F, Regondi P, Capon M R C, et al. Study of the temporal and spatial dynamics of plasma dynamics of plasmas induced in liquids by nanosecond Nd:YAG laser pulses. 1. Analysis of the plasma starting times, 2. Plasma luminescence and shielding. *Appl Opt*, 1988, **27**:3661~3674
- Liu J M. Simple technique for measurement of pulsed Gaussian-beam spot size. *Opt Lett*, 1982, **7**(5):196~198
- 高昕,宋宙模. 强脉冲激光金属表面烧蚀热场的数值仿真. *红外与激光工程*, 2000, **29**(24):62~66

- Gao X, Song Z M. *Infrared and Laser Engineering*, 2000, **29** (24): 62 ~ 66
- 12 Diels J C, Rudolph W. *Ultrashort laser pulse phenomena: fundamentals, techniques, and applications on a femtosecond time scale*, Optics and Photonics (Formerly Quantum Electronics) (books), 1979, Cleveland, Ohio, Case Western Reserve University
- 13 冯树强,肖安定,刘东华,等. 不锈钢激光打孔研究. 广西工学院学报, 1999, **10**(3): 38 ~ 41
- Feng S Q, Xiao A D, Liu D H, *et al.* *Journal of Guangxi Institute of Technology*, 1999, **10**(3): 38 ~ 41

## The Plasma Generation in the Temporal-spatial Ultrashort Laser Pulses Ablation on Dielectric Materials

Ni Xiaochang, Wang Ching-yue

*Ultrafast laser lab, Tianjin University, Key Laboratory of Opto-electronic Information and Technical Science,  
Ministry of Education, Tianjin 300072*

Received date: 2003-09-02

**Abstract** If the fixed area in focal scale is studied, the spatial distribution of laser pulse can be treated as an one-dimension problem. Basing on the pulse transmission process and the timporal-spatial pulse characteristic, the plasma generation mode of ultra-short laser pulses ablation on dielectric material is analyzed. The energy deposited into the material depends on the pulse duration and space-dependent breakdown region, the plasma rise time, and the plasma absorption coefficient.

**Keywords** Plasma; Ultrashort laser pulses; Femtosecond micromachining; Optical breakdown



**Ni Xiaochang** was born on November 4, 1974. He received his B. S. degree from Hebei University in 1998 and His M. S. and Doctor degree from Tianjin University in 2001 and 2004 respectively. Now he is a Post Doctor in School of Precision Instruments and Optoelectronics Engineering in Tianjin University. He is working in the field of femtosecond laser micromachining and its application.