

超短高功率脉冲激光与物质 相互作用及其应用

江志明¹ 让-克劳德·基夫² 徐至展¹

(¹中国科学院上海光机所, 上海 201800;

²魁北克大学国立科学研究所能量与材料分部, 加拿大魁北克省)

提要 超短高功率脉冲激光系统的小型化实用化极大地促进了激光与物质相互作用的物理和应用研究。回顾加拿大魁北克大学国立科学研究院材料研究所(简称 INRS)的超短高功率脉冲激光产生高温高密度等离子体的最新研究成果及其在分子物理和辐射约束高温高密度等离子体物理中的应用。

关键词 超短激光脉冲, 激光等离子体

1 引 言

啁啾脉冲放大技术大幅度地降低了激光脉冲宽度, 提高了激光峰值功率, 同时也使高功率脉冲激光器趋于小型化、实用化。目前, 一套安装在数平方米的工作台上的激光器, 其输出峰值功率聚焦后产生的功率密度在 10^{18} W/cm^2 以上, 脉宽在几百飞秒以下。激光器的小型化使兆瓦量级输出功率的激光器不再为大型实验室所专有, 各中小型实验室均有可能建立类似的激光系统, 因而广泛地促进了激光与物质相互作用的研究, 也使其应用前景非常光明。

超短高功率脉冲激光与物质的相互作用, 其基本特点有^[1]:

(1) 当超短脉冲激光辐照到固体靶上, 在极短的脉宽时间内可忽略不计激光生成等离子体在被加热期间的膨胀。如果激光脉冲足够干净(本底远小于脉冲峰值, 并且不至于产生等离子体), 产生的等离子体密度特征长度将远小于激光波长, 激光与等离子体间的能量耦合将发生在厚度为趋肤深度^[2], 等离子体具有极高的能量密度。而这种高温固体密度等离子体将会辐射极强和极短的 X 射线脉冲^[3], 其相应的原子物理过程也是瞬态和非局域性的^[4];

(2) 极高的光束功率密度产生的有质动力将会平衡等离子体热压, 维持等离子体的高密度^[5]。以至于在高密度等离子体中产生空洞^[6];

(3) 焦点附近的电磁场强度可与原子内部的库仑场相比拟, 原子的域上离化效应非常显著, 诸如高次谐波发射等非常明显^[7]。极高的场强可使原子瞬时被光电场电离, 形成高激发态粒子布居, 产生软 X 射线激光发射^[8]。此外, 一些崭新的激光等离子体现象, 如远红外辐射^[9]、离子准直^[10]、强耦合拉曼不稳定性^[11]等, 也都在实验室里被观察到了。

本文将回顾 INRS 的超短高功率脉冲激光与等离子体相互作用的实验结果, 讨论超短高

功率脉冲激光器在原子物理、分子物理、X 光激光物理和等离子体物理等领域中的可能应用。

2 高温近固体密度等离子体物理

要产生近固体密度等离子体,脉冲的信噪比是至关重要的。如果在主激光脉冲前有低密度预生成等离子体,该等离子体将会阻止主脉冲与固体靶直接相互作用,平均等离子体密度大大降低^[3]。

图 1 是在相同的功率密度 ($2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$) 下,用波长 $1 \mu\text{m}$ 激光(低信噪比 10^{-6})和波长 $0.53 \mu\text{m}$ 激光(高信噪比 10^{-10})辐照固体铝靶时获得的 K 壳层 X 光光谱。光谱线为铝的类氦共振线 ($1s^2 - 1s2p$)、类锂伴线和特征 K_{α} 辐射,具体实验条件见参考文献[12]。由于类锂伴线是由激发态到激发态的跃迁,一般为光性薄,可以作为极好的等离子体密度和温度的诊断谱线。理论计算和实验表明^[13,14],当电子密度高于 10^{23} cm^{-3} 时,类锂伴线的各态可认为已达到局域热力学平衡(LTE),由电子密度和温度决定的 Stark 加宽是谱线加宽的主要机制,加宽程度可由等离子体密度 N_e ,离子温度与电子温度比值 T_i/T_e 来决定,因此类锂伴线的谱线加宽可以有效地用于等离子体电子密度诊断。对于波长 $1 \mu\text{m}$ 激光,短脉冲激光与预生成等离子体相互作用,类锂伴线的内壳层激发线 $qr[1s^2 2s^2 S - 1s2s2p(^1P)^2P]$ 和 $kj(1s^2 2p^2 P - 1s2p^2 P)$ 峰值大于电子碰撞激发线 $ad(1s^2 2p^2 P - 1s2p^2 P)$ 峰值,表明谱线发射区域的电子密度较低 ($< 10^{22} \text{ cm}^{-3}$)^[13],等离子体中电子处于强烈的非 Maxwellian 分布,离子过程强烈地与时间发展有关,

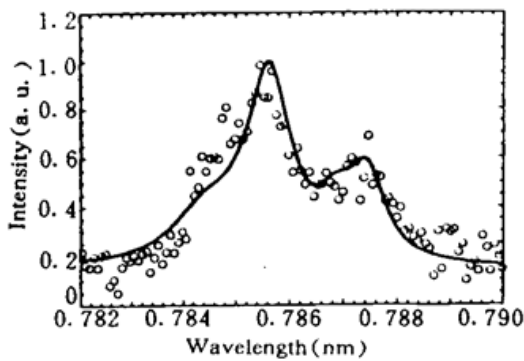


Fig. 2 Al Li-like spectrum showing Stark broadening. The dots are taken from Fig. 1 (b) while the solid line is calculation using electron density $2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$

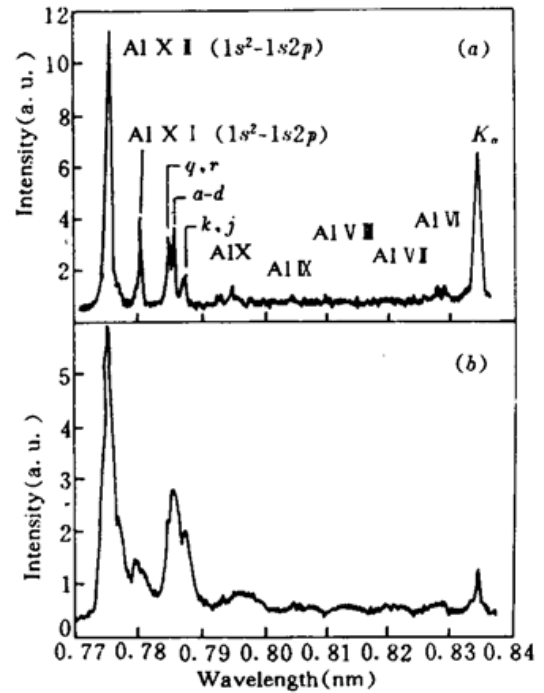


Fig. 1 Time-integrated K-shell spectra obtained with an ultrashort laser pulse irradiating the solid Al target at an intensity of $2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$
(a) $1.05 \mu\text{m}$, contrast 10^6 ; (b) $0.53 \mu\text{m}$, contrast 10^{10}

等离子体的谱线形状取决于多种因素^[13]。对于波长 $0.5 \mu\text{m}$ 的激光,由于激光脉冲直接辐照到固体靶上,激光能量与等离子体的耦合发生在固体靶的极表面(小于激光波长),等离子体密度接近固体密度,类锂伴线严重加宽, qr 、 kj 峰值远小于 AD 峰值。图 2 是图 1 (b) 中类锂伴线谱线轮廓和理论计算谱线轮廓。谱线轮廓与 Stark 谱线加宽模型计算轮廓拟合相当完美(计算参量为: $T_e = 600 \text{ eV}$, $T_i = 100 \text{ eV}$, $N_e = 2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$),类锂伴线处于 LTE 态,平均电子密度为 $2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, 50 倍于 $0.53 \mu\text{m}$ 激光的临界密度 ($4 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$),接近于铝类锂离子的固体密度 ($6 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$)。

在很高的激光功率密度辐照下,激光场的有

质动力将能有效地改变等离子体的密度轮廓^[6]。我们的实验结果表明,超短脉冲激光产生等离子体的电子密度明显地受有质动力的影响。对同一等电子系列而言,要产生尽量高的平均发射密度需要考虑激光功率密度和固体靶材料的制约^[12]。图 3 给出了铝靶等离子体平均电子密度随激光功率密度的变化。其变化趋势可以这样解释:当激光功率密度较小时,等离子体在本身的热运动下膨胀,电子密度较低;激光的功率密度适当时,激光场的有质动力可以与等离子体热压平衡。由等离子体热膨胀而造成的密度降低可以忽略;当激光功率密度更高时,激光辐射压大于等离子体热压,X 射线发射受激光辐射压的限制而维持在最高密度;当激光光强大于最佳值时,有质动力迫使等离子体膨胀由准一维转化为二维或三维过程,等离子体中心出现凹陷或空洞^[6],平均电子密度也就降低。对固体铝靶来说,激光功率密度在 $7\sim 8\times 10^{17}\text{ W/cm}^2$ 时,类锂伴线的平均发射密度达到最高值($4\times 10^{23}\text{ cm}^{-3}$,见图 3)。

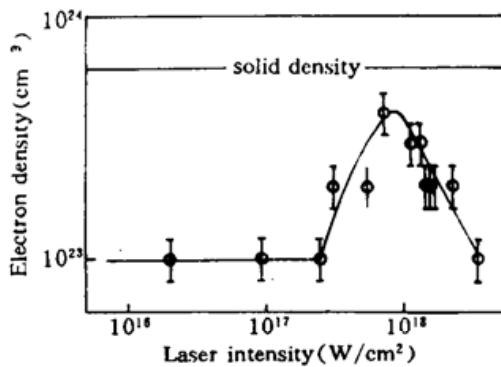


Fig. 3 Average emission density deduced from Al Li-like spectrum implying the ponderomotive force effect of intense laser pulses

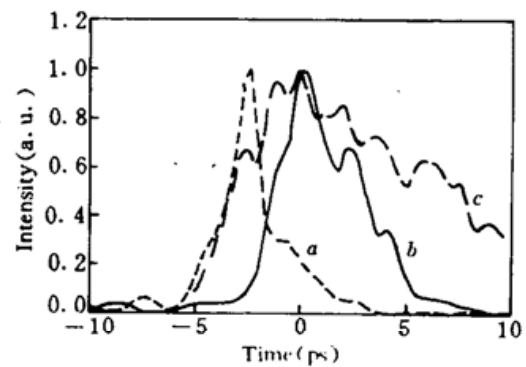


Fig. 4 Time evolution of Al Li-like emission at $8\times 10^{17}\text{ W/cm}^2$

(a) $0.53\ \mu\text{m}$, Li-like; (b) $0.53\ \mu\text{m}$, He-like; (c) $1.05\ \mu\text{m}$, He-like

3 超快 X 光脉冲源

高温等离子体将会产生极其丰富的各类电磁波辐射。超短激光脉冲产生的高温近固体密度等离子体其特点之一是快速的加热和冷却过程,相应的原子辐射过程也是非常快速的,是一种有效的超短 X 和 XUV 脉冲光源。

前面已经提到,激光有质动力在这样强的功率密度下对等离子体的演化过程起着重要的作用。在适当的条件下,辐射压力可平衡等离子体热压,迫使辐射发生在极高的平均等离子体密度范围。而在此时由于等离子体的冷却速率极大,X 射线发射时间极短。

用弯曲晶体 X 光谱仪配合快速 X 光条纹相机,我们研究了铝的 K 壳层 X 光谱的时间演化特性^[15]。图 4 是铝的类氢 (a) 和类锂 (b) 谱线的时间演化过程,入射激光功率密度为 $8\times 10^{17}\text{ W/cm}^2$ 。从图 4 中可以看到,谱线有极快的上升沿(条纹相机的分辨极限约为 1.5 ps),暗示着极快的激光加热过程。类氢线的 FWHM 约 7 ps ,远大于类锂伴线的 FWHM (3 ps),这可以认为是类氢线发射的平均密度远小于类锂的平均发射密度^[12],从而具有较小的冷却速率和较长的发射时间。值得注意的是图中类锂线的峰值出现得比类氢线早 $1\sim 1.5\text{ ps}$ ^[15],表明了等离子体内部的电离平衡的建立时间。

同样地,当激光脉冲的对比度不高,有预等离子体产生时,不但平均等离子体密度降低而且也增大了谱线的发射时间。图 4 中的 (c) 是同样激光功率密度内波长 $1\ \mu\text{m}$ 激光产生铝等离

子体的类氦谱线的时间演化过程。较长的下降时间表明了较长的等离子体冷却时间^[16]。

另外比较引人注目的是 K_{α} 特征谱线的行为。 K_{α} 谱线的发射主要是由等离子体中的超热电子激发固体靶而产生的。通过 K_{α} 强度的测量可以估计超热电子的数量^[17]。在我们的实验条件下,观察到超热电子的温度为 20 keV(假定超热电子分布是 Maxwellian 型),超热电子所具有的能量约为 3% 的入射激光能量^[12]。产生超热电子的时间尺度应与激光脉冲宽度相当。因此 K_{α} 的弛豫时间由激光脉宽、超热电子在固体靶内的能量交换时间(0.5 ps)和超热电子在等离子体中的传输时间所决定(约 1 ps)。然而我们的观察结果表明 K_{α} 辐射出乎意料地长。长的 K_{α} 发射时间暗示着超热电子经历了更长的输运过程,强烈的等离子体的自生磁场使超热电子围绕磁场进行螺旋运动,从而延长相应谱线的发射时间^[15]。

4 超快激光等离子体的非稳态和非 Maxwellian 效应

由较长激光脉冲(如数百 ps)产生的激光等离子体,电子速度分布一般可认为是 Maxwellian 分布。在产生大量 X 射线辐射的等离子体冕区中,辐射和碰撞过程同样重要,等离子体近似处于稳态,其中的电离态和离子的分布的行为可用碰撞辐射平衡模型来较好地描述。然而由亚 ps 脉宽的超强激光产生的等离子体极大地改变了上述的稳态条件。等离子体的加热和冷却可以发生在比原子激发和弛豫的特征时间尺度更快的时间范围内。例如,电子温度为 400 eV,电子密度为 10^{24} cm^{-3} 的铝等离子体,其碰撞电离的类锂离子的时间尺度是 2 ps,而其类氦共振线的碰撞电离时间更长。^[18]更进一步在这种等离子体中,密度的特征长度可比电子的平均自由程还短。理论计算表明^[4],等离子体加热会形成非局域性的电子热流,电子速率分布显示出强烈的非 Maxwellian 的特点,并且是各向异性的。采用偏振 X 射线光谱分析法,我们已经证实了在 ps 量级脉宽、1 μm 激光(低脉冲信噪比)产生等离子体中的非麦氏电子速率分布^[18]。

如前所述,高信噪比的超短高功率脉冲激光辐射到等离子体上,激光与固体靶能量耦合仅发生在极小的趋肤深度内,生成的等离子体密度近似于固体密度,其原子物理过程可用局域热平衡模型描述。然而当信噪比降低时,由于预生成等离子体的存在而使平均等离子体密度大幅度地降低(参考图 1 和图 2),同时原子物理过程亦发生相应的变化。

双脉冲实验可以有效地用于研究激光等离子体的非稳态和非麦氏分效应^[19]:人为引进第一超短脉冲作为预脉冲,产生高密度预生成等离子体;第二个高信噪比的亚 ps 脉宽高强度相互作用激光在滞后于预脉冲的一定时间沿相同的方向辐射到预生成等离子体上,不同的滞后时间使第二脉冲与不同特征长度的等离子体相互作用。

图 5 是滞后时间为 60 ps 时获得的铝类锂伴线的时间积分光谱,双脉冲激光具有相同的强度: 10^{16} W/cm^2 。我们的实验结果表明双脉冲辐照靶可极大地增加 X 谱线的辐射强度,而光谱的强度主要由第二脉冲决定,较大的滞后时间确定了第二脉冲与密度约为临界密度的等离子体相互作用,其 kj 线辐射应与低信噪比的实验(图 1)相似。实际上我们观察到了内壳层碰撞激发态(ad 线)的强烈增加。值得注意的是 ad/kj 线的强度比值已接近局域热平衡模型的极限(在电子温度为 400 eV,电子密度为 10^{24} cm^{-3} 时该比值为 1.79)。当滞后时间减小时,与第二个脉冲相互作用的预生成等离子体的密度增加,标尺长度减小。相应的类锂伴线的强度比值也变大,谱线加宽愈加明显。在这样的条件下,类锂谱线不仅轮廓对电子密度非常灵敏,其异常高的

谱线强度比和谱线轮廓也强烈地依赖于非麦氏电子速率分布和时间相关的非稳态过程。在较密的等离子体区域, 类锂离子丰度增加, 由于非局域热输运, 具有 2 keV 的电子密度远比具有局域温度的麦氏分布预计的多。非麦氏电子速率分布中较多的高能电子能够增强内壳层伴线的增强。这些高能电子主要会增加碰撞激发态的分布, 产生内壳层 ad 激发线的增加^[4]。而非稳态效应则使类氦离子在电离平衡上比类锂离子延迟, 从而限制了 kj 跃迁上能级的双电子捕获能力。

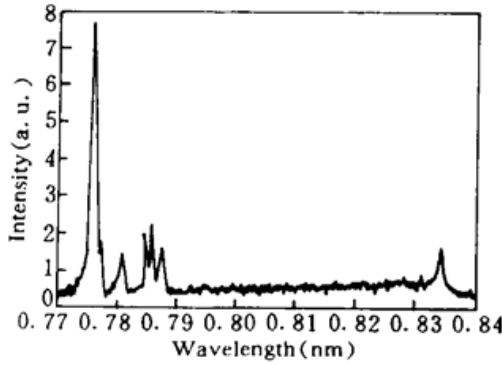


Fig. 5 Time-integrated K-shell Al spectrum obtained with a two-pulse configuration with the pulse intensities of 10^{16} W/cm². The time between the two pulse peaks is 60 ps

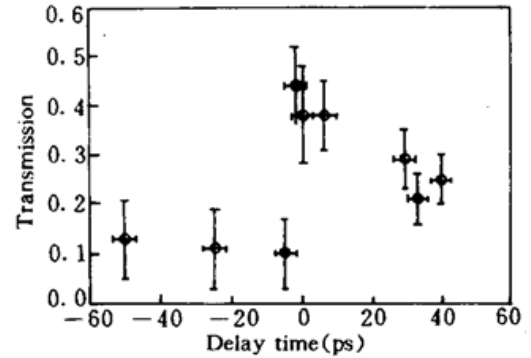


Fig. 6 The transmission curve obtained in a pump-probe experiment. The X-ray is 0.4986 nm corresponding to the shaping resonance absorption edge of SF₆ gas. The negative delay time indicates the probe X-ray pulse is earlier than the pump optical pulse

5 超短高功率激光与物质相互作用的应用

5.1 超快 X 光源在分子物理中的应用

X 射线衍射和吸收光谱是决定分子和凝聚态物质结构的有效诊断方法, 其所用的 X 光源的时间特性可以决定时间分辨率。物质结构的信息通过 X 光的衍射花样直接反映出来, 或者通过与纯原子吸收光谱比较, 从分子吸收光谱的光谱调制部分反映出来。X 射线吸收光谱的不同区域反映了光电子在不同复杂程度的结构中的散射和干涉。最简单的吸收区域是在吸收边附近^[20]。对于有对称结构的分子, 吸收边附近可出现很强的共振吸收, 从而在吸收谱中出现形状共振峰(Shaping resonance)。当分子的对称性被破坏时, 共振峰也将消失。

分子吸收光谱的这种特性可以用于直接诊断化学反应中分子结构的演化过程。在 INRS, 我们采用泵浦-诊断技术初步研究了对称分子 SF₆ 在超短激光脉冲作用下分子吸收光谱的变化。SF₆ 分子在 2.486 keV (0.4986 nm) 附近有极其显著的形状共振峰^[20]。由超快激光 (0.53 μm, 400 fs) 产生的等离子体发射的 0.5 nm 左右的 X 射线 (脉宽为 3 ps 左右) 脉冲 (诊断光) 辐照 SF₆ 气体喷流, 由光谱仪记录吸收光谱。一束 532.0 nm, 500 fs, 50 mJ 的超快激光脉冲 (泵浦光) 则在不同的时刻聚焦到相同的 SF₆ 气体上, 引起 SF₆ 分子的瞬间解体。改变 X 光脉冲与泵浦光脉冲间的延迟时间, 0.4986 nm 光谱线有不同的透射率, 可以反映出 SF₆ 分子的解体及弛豫过程。图 6 给出了 SF₆ 吸收谱在 0.4986 nm 吸收峰的透射率随延迟时间的变化。当延迟时间为 0 ps 左右时, 可以看到透射率急剧上升, 反应出 SF₆ 分子已被泵浦光解体。稍后, 由于分子的重组、热运动、解体产生的碎片和离子等, 透射率渐渐减小。

显然, 3 ps 脉宽的 X 光脉冲对于直接跟踪分子解体过程仍然太长, 进一步的观测需要超

快 X 光源向更短脉宽、更高亮度和更高的光子能量方向发展。

5.2 辐射约束高温高密度等离子体物理

前节已述,高功率超短脉冲激光由于其极高的辐射压,平衡了等离子体热膨胀,等离子体得以维持极高的密度,这样就提供了一种有效的加热等离子体至极高的温度同时又维持极高的密度方法。可以设想,两束高功率超短脉冲激光同时相向辐照到趋肤深度左右厚度的薄膜靶上。激光加热期间,等离子体密度由激光辐射压维持在近固体密度,而温度则可被加热到几千电子伏。这种在实验室产生的极端等离子体状态对于解决天体物理中有关稠密物质的辐射吸收有重要应用意义。这种状态也为高温近固体密度等离子体中的电离动力学,特别是多电子原子和准分子状态提供了实验条件^[18]。

参 考 文 献

- 1 C. Joshi, P. Corkum. Interaction of an ultra-intense laser light with matter. *Phys. Today*, 1995, **48** : 36
- 2 J. C. Kieffer, J. P. Matte *et al.*. Absorption of an ultrashort laser pulse in very steep plasma density gradient. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1989, **QE-25** : 2640
- 3 J. C. Kieffer, M. Chaker *et al.*. Ultrafast X-ray sources. *Phys. Fluids*, 1993, **B5** : 2676
- 4 J. P. Matte, J. C. Kieffer *et al.*. Spectroscopic signature of non-Maxwellian and Nonstationary effects in plasma heated by intense, ultrashort laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, **72** : 1208
- 5 X. Liu, D. Umstadter. Competition between ponderomotive and thermal forces in short-scale-length laser plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **69** : 1935
- 6 S. Wilks, W. Kruer, M. Tabak *et al.*. Absorption of ultra-intense laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **69** : 1383
- 7 A. L'Huillier, Ph. Balcou. High-order harmonic generation using intense femtosecond pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **70** : 774
- 8 Y. Nagata, K. Midorikawa *et al.*. Soft-X-ray amplification of the Lyman- α transition by optical-field-induced ionization. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71** : 3774
- 9 H. Hamster, A. Sullivan *et al.*. Subpicosecond electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71** : 2725
- 10 A. Bell, F. Beg, Z. Chang *et al.*. Observation of plasma confinement in picosecond laser-plasma interaction. *Phys. Rev.*, 1993, **E48** : 2087
- 11 C. Darrow, C. Coverdale *et al.*. Strongly coupled stimulated Raman backscatter from subpicosecond laser-plasma interaction. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **69** : 442
- 12 Z. Jiang, J. C. Kieffer, J. P. Matte *et al.*. X-ray spectroscopy of hot solid density plasma produced by subpicosecond high contrast laser pulses at $10^{18} \sim 10^{19} \text{ W/cm}^2$. *Phys. Plasmas*, 1995, **2** : 1702
- 13 O. Peyrusse, J. C. Kieffer *et al.*. $1s2l2l' - 1s2l$ line spectra in high density, non-Maxwellian and highly transient plasmas. *J. Phys.*, 1993, **B26** : L511
- 14 C. Y. Chien, J. S. Coe *et al.*. Production of a high-density and high temperature plasma with an intense high-contrast subpicosecond laser. *Opt. Lett.*, 1993, **18** : 1535
- 15 J. C. Kieffer, Z. Jiang *et al.*. Picosecond dynamics of a hot solid-density plasma. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1996 (to be published)
- 16 Z. Jiang, J. C. Kieffer *et al.*. XUV spectroscopy of subpicosecond laser produced plasmas. *Chin. Phys. Lett.*, 1994, **11** : 554
- 17 J. C. Kieffer, H. Pepin, A. Amiranoff. Hot electron energy deposition profile in CO laser target; a comparison between K and continuum measurements. *Appl. Phys. Lett.*, 1984, **44** : 494
- 18 J. C. Kieffer, C. Y. Cote *et al.*. Towards hot solid density plasmas with ultra-high-intensity sub-picosecond lasers. *Can. J. Phys.*, 1994, **72** : 802
- 19 C. Y. Cote, Z. Jiang *et al.*. Time-resolved keV spectroscopy of the interaction of a subpicosecond laser pulse with preformed plasmas. *Phys. in Canada*, 1995, **51** : 122
- 20 R. Ferenc, K. Wilson, J. C. Kieffer *et al.*. Measurement of ultrashort X-ray pulse by photon correlation. *SPIE*, 1995, **2523** : 306

Intense Ultrafast Laser-matter Interaction and Its Application

Jiang Zhiming¹ Jean-Claude Kieffer² Xu Zhizhan¹

(¹ Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800;

² Institut National de la Scientifique Recherche (INRS), Quebec, Canada)

Abstract The development of the Table Top Terawatt laser system has opened a new horizon for the laser-matter interaction. In this paper we will review the latest experiments on intense ultrafast laser produced hot, dense plasmas carried out at INRS and discuss the application of such plasmas in atomic physics and radiation confined plasma physics.

Key words ultrafast laser pulse, laser plasma

He-Ne 激光照射对葡萄球菌及化脓性炎症的影响

1 材料和方法

1.1 青霉素耐药株青霉素酶测定

取青霉素(13 unit/ml)药液 2 滴于玻片两端,然后取金葡萄菌耐药株及敏感株各 1 环分别涂于药液中,使细菌呈团状。再滴加碘-淀粉液各 1 滴,5 min 后观测结果。耐药菌液从淡紫色变成白色。敏感菌仍为淡紫色。

1.2 He-Ne 激光体外杀菌试验

将青霉素耐药菌株 2 亿接种至肉汤培养基 2 ml 中,采用 24 mW He-Ne 激光直接照射菌液,每次照射 2 h,每日 1 次,连续照射 4 天,照射完后用肉汤将菌液配成 1 万菌/ml,取 0.2 ml 计算菌落数。

1.3 He-Ne 激光体内抗菌试验

取昆明种子鼠 24 只,随机分为 2 组,每组 12 只,取金葡萄液(30 亿/ml)0.5 ml,注入小鼠背部皮下,其中 I 组为对照组,II 组为激光组,注射菌液后 4 h 开始照射激光,每次照射 30 min,每日 1 次,连续照射 7 次,观测激光组与对照组病灶直径、病理组织学及外周血白细胞变化。

2 结果

从表 1 可见,He-Ne 激光照射具有抗菌及消炎作用,激光组与对照射相比,活菌数及病灶直径明显减少,组间比较 $P < 0.01$,差异有高度显著性。

从表 2 可见,激光组外周血中性粒细胞及单核细胞减少,炎灶组织菌量减少,而非激光组淋巴细胞减少,炎灶组织菌量多,炎性细胞浸润,两组间比较 $P < 0.05$,差异有显著性。

Table 1 Antibacterium and diminishinflammation functions of He-Ne laser

Group	Number of active bacterium ($x + s$)	P	Diameter of focus infection ($x + s$)	P
Control	2469+57		1.53+0.41	
Laser	1110+36	<0.01	0.56+0.10	<0.01

Table 2 Effect of He-Ne laser on leucocyte and histopathology in mice with focus of infection

Group	Control ($x + s$)	Laser ($x + s$)	P
Lymphocyte(%)	42.3+3.6	58.4+2.7	<0.05
Neutrophil(%)	39.1+4.5	24.2+3.5	<0.05
Monocyte(%)	19.6+1.4	15.4+2.5	<0.05
Histopathology	lot bacterium and inflammation cell	little bacterium and inflammation	

(山东滨州医学院 高美华 王海燕 邱世翠 李武修;

收稿日期: 1996 年 1 月 19 日)