

大尺寸团簇在超短超强激光场中的动力学行为^{*}

刘建胜^{1,2)} 李儒新¹⁾ 朱频频¹⁾ 徐至展¹⁾ 刘晶儒²⁾

¹⁾ 中国科学院上海光学精密机械研究所 强激光光学开放实验室, 上海 201800)

²⁾ 西北核技术研究所, 西安 710024)

(2000 年 9 月 25 日收到, 2000 年 11 月 12 日收到修改稿)

利用“流体动力学”模型分析了超短脉冲激光与团簇的相互作用机制. 在共振吸收附近, 等离子体球的电子密度、温度由于共振吸收加热和团簇膨胀变化非常快, 仅用准静态的介电常数并不能完全描述团簇在共振吸收处的物理过程. 提出了有效介电常数模型, 对团簇在共振吸收处的行为进行了适当的修正, 并且分析了高价电离态离子和高能离子产生的机制以及不同波长激光和团簇尺寸对高价电离态离子和高能离子产生机制的影响.

关键词: 超短超强激光, 团簇, 共振吸收, 有效介电常数

PACC: 5250J, 5240M, 3640

1 引言

最近几年里, 强激光与团簇相互作用成为一个十分活跃的研究领域. 从最初 Mcpherson 等^[1-3]在利用波长 248 nm, 功率密度 $0.5-80 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ 的超短激光与 Xe, Kr 团簇相互作用中观察到异常的内壳层 X 射线辐射以及高电离态的离子到现在 Ditmire 等^[4]利用 D_2 团簇实现台式聚变短短几年内, 对激光与团簇相互作用的研究取得了长足的进展. 许多实验表明强度在 $10^{16}-10^{18} \text{ W/cm}^2$ 的激光在与团簇相互作用时能产生很强的光子能量在 100—5000 eV 的 X 射线辐射, 并在实验中观察到 keV 的电子和 MeV 的离子. 表明激光在与团簇相互作用过程中有更高的耦合效率. Mcpherson 等在实验中观察到原子内壳层 X 射线辐射, 并认为团簇在与激光相互作用过程中产生了空心原子. 如果产生这种空心原子的数量足够多, 或者弄清楚空心原子产生的物理机制, 团簇将可以成为潜在的 X 射线激光增益介质. 然而, 到目前为止, 无论从理论还是实验上来说, 这种可能性还不十分清楚.

至今, 存在三种模型描述团簇与激光的相互作用过程, 并解释实验中观察到的许多奇特的现象.

Mcpherson 等利用外壳层电子电离的集体相关运动模型解释团簇内产生内壳层空穴以及高电离态离子的机制, 并进而解释团簇内反常的 X 射线辐射. 这种模型本身并不完善, 理论也不很清楚, 无法给出定量的描述. Rose-Petruck 等^[5]提出“电离点火”模型, 指出由于团簇内部离子产生的电场与激光场的共同作用引起团簇内部离子的迅速电离, 从而产生高电离态的离子. 但是这种模型采用 Monte-Carlo 方法模拟团簇在激光场中的运动, 不能描述团簇内部原子的集体行为, 而且只能模拟较小的团簇. 第三种描述激光与团簇相互作用的模型是 Ditmire 等提出的“流体动力学”模型. 虽然“流体动力学”模型尚不能描述高能离子能谱的特征, 但是最近的实验^[6,7]表明“流体动力学”模型能较好地解释团簇的膨胀过程, 团簇的共振吸收效应、高电离态离子以及高能离子的产生等实验现象. 由于“流体动力学”模型把团簇近似看成是等离子体小球, 因而要求团簇足够大(直径 2.0 nm 以上), 团簇在膨胀过程中, 绝大多数电子仍然留在团簇内部, 使之能近似为一等离子体球. 因此对于激光与较大团簇的相互作用, “流体动力学”模型是一个较好的近似模型. 尽管如此, 关于团簇在共振吸收处的行为, Ditmire 没有给出详细的解释. 在共振吸收处, 团簇内部的屏蔽电场获得很大的增强,

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 19974058)、国家杰出青年科学基金(批准号: 69925513)、上海应用物理中心(批准号: 99JC14006)、国家重点基础研究发展规划项目(批准号: G1999075200)、国家 863 计划项目、中国科学院“百人计划”项目和“引进国外杰出人才”项目资助的课题.

如果屏蔽场强足够高,将能直接通过光场电离产生高电离态的离子.在 Ditmire 的“流体动力学”模型中,电子在共振吸收处的温度达到 $100\text{keV}^{[8]}$ 以上,这在物理上是很难理解的,而且在实验中没有观察到如此高温的电子.下面我们利用“流体动力学”模型来分析激光与团簇的相互作用机制,提出了有效介电常数模型,对团簇在共振吸收处的行为进行了适当的修正.

2 激光与团簇相互作用的“流体动力学”模型

“流体动力学”模型把团簇看成是一介质球,在激光场的作用下光电离产生电子,形成一个类似金属小球的等离子体球.等离子体球内每个原子感受的电场是等离子体球在外场中由于极化产生的屏蔽场,原子的电离主要是屏蔽场的隧道电离和电子碰撞电离引起的.由于团簇内部高密度电子的产生,团簇主要通过逆韧致吸收加热,并伴随流体动力学膨胀和库仑爆炸.关于激光与团簇相互作用的“流体动力学”模型,文献^[8]给出了详细的描述.在这里为引入有效介电常数,我们只讨论团簇的吸收机制.

2.1 团簇的吸收机制

团簇可近似为一均匀的等离子体球,介电常数为 ϵ .当激光强度小于 $10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$ 时,激光能量主要是通过电子碰撞逆韧致吸收沉积到电子上,其加热速率类似于一个介质球对激光的吸收速率.每单位体积能量的沉积速率为^[8] $\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{1}{8\pi} E \cdot \frac{\partial D}{\partial t}$,其中团簇内光场 $E = \frac{1}{2} \mathcal{R}(E e^{i\omega t} + \text{c. c.})$, $D = \epsilon E$. 对一个激光周期取平均,则能量的沉积速率为

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\omega}{8\pi} \ln(\epsilon) |E|^2 = 7312.5 \omega \ln(\epsilon) |E|^2 \quad (\text{eV} \cdot \text{nm}^{-3} \text{fs}^{-1}). \quad (1)$$

由于团簇的尺寸相对于激光波长来说小得多,团簇内部的电场可以认为是一个均匀电场.该电场 E 是等离子体球在外场中由于极化产生的屏蔽场, $E = 3E_0/|\epsilon + 2|$, E_0 为激光在真空中的电场,采用原子单位.介电常数 ϵ 为等离子体的介电常数: $\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}$, 其中 $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e/m_e}$ 是等离子体频率, ν 是电子-离子碰撞频率^[8,9]

$$\nu = \frac{4}{9} \left(\frac{2\pi}{3} \right)^{1/2} \frac{Z n_e e^4}{m_e^{1/2} (T_e + U_p)^{3/2}} \ln \Lambda \\ = 0.563 \frac{Z n_e}{(T_e + U_p)^{3/2}} \ln \Lambda \quad (\text{fs}^{-1}), \quad (2)$$

其中 n_e 为电子密度,单位采用 nm^{-3} ,有质动能和电子温度的单位采用 eV , $\ln \Lambda$ 为库仑对数(取值一般在 5—20 之间), Z 为离子的平均电离态.在激光与团簇相互作用的早期,电子密度非常大, $n_e/n_c > 3$, n_c 为临界密度.因此团簇内原子感受到的电场 E 小于激光场,而且由于此阶段激光场较弱,团簇加热比较缓慢.当由于团簇膨胀以及电子的逃逸使得电子密度接近于 $3n_c$ 时,团簇内的电场获得共振增强,团簇迅速加热,电子温度急剧上升.而且在此 3 倍临界密度处,团簇内电场共振增强的程度会直接影响团簇内电子对激光的吸收程度、电子温度以及离子所获得的最大动能,甚至还会影响着高价离子产生的程度.对此可以作一个简单的估算,例如当 $n_e = 3n_c = 4.8 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$ 时(激光波长为 800nm),假设电子温度为 1000eV ,离子电离态为 Kr^{8+} ,如果库仑对数取为 10,则电子-离子碰撞频率 $\nu \approx 0.007\text{fs}^{-1}$, $|\epsilon + 2| \approx 0.009$,因此团簇内电场 $E = 3E_0/|\epsilon + 2| \approx 300E_0$.如果团簇膨胀引起共振吸收刚好发生在驱动激光峰值场强处(这可以通过控制团簇大小和激光脉宽来实现),则对应于 $10^{16}\text{W}/\text{cm}^2$ 的驱动激光,团簇内的电场强度可高达 $10^{21}\text{W}/\text{cm}^2$.这样高的场强可以直接通过隧道电离产生高价的离子如 Kr^{28+} .然而在实验中并未观察到如此高电离态的离子.另外,还存在饱和吸收的问题.如果介电常数采用 Drude 模型,上面的等离子体吸收模型没有考虑对激光的吸收上限.如果采用上面的吸收模型,当电场的共振增强程度足够高时,团簇每单位体积能量的沉积速率会大于激光的辐射通量,而这也是不实际的.显然,这样的介电常数和吸收模型是不合理的.

2.2 有效介电常数

事实上,团簇内部电场的共振增强程度并没有上面估算的那么高.一个可能的原因是:在共振吸收附近,等离子体球的电子密度、温度由于共振吸收加热和团簇膨胀变化得非常快,仅用准静态的介电常数 ϵ 并不能完全描述团簇在共振吸收处的物理过程.这可以通过等离子体中的 Maxwell 方程进行分析:

$$\nabla \times H - \frac{\epsilon_0}{c} \dot{E} = \frac{4\pi}{c} \sigma E, \quad (3a)$$

$$\nabla \times E - \frac{\mu}{c} \dot{H} = 0, \tag{3b}$$

$$\nabla \cdot E = \frac{4\pi}{c} \rho, \nabla \cdot H = 0. \tag{3c}$$

对(3a)(3b)两式进行变换,则有

$$\nabla \times (\nabla \times E) = \frac{\mu}{c} [\epsilon_0 \dot{E} + \epsilon_0 \ddot{E}] + 4\pi (\dot{\sigma} + \sigma \dot{E}). \tag{4}$$

如果令 $E = E_0 e^{-i\omega t}$, 则(4)式变为

$$\begin{aligned} \nabla \times (\nabla \times E) &= \frac{\mu}{c^2} [(-\omega^2 \epsilon_0 - i\omega \dot{\epsilon}_0) + 4\pi(\dot{\sigma} - i\omega \sigma)] E \\ &= -\frac{\mu \omega^2}{c^2} \left(\epsilon + i \frac{\dot{\epsilon}}{\omega} \right) E, \end{aligned} \tag{5}$$

其中介电常数 $\epsilon = \epsilon_0 + i4\pi\sigma/\omega = \epsilon_0 - \omega_p^2/\omega(\omega + i\nu)$, 对于等离子体, $\epsilon_0 = 1$. 如果假定等离子体内电荷密度均匀分布, 则有 $\nabla \cdot \rho = 0$, 因此波动方程变为

$$\nabla^2 E + \frac{\mu \omega^2}{c^2} \left(\epsilon + i \frac{\dot{\epsilon}}{\omega} \right) E = 0. \tag{6}$$

由上式,可以对快速膨胀的等离子体球定义一有效的介电常数 $\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon + i \frac{\dot{\epsilon}}{\omega}$. 从中可以看出,当介电常

数的变化速率可以与激光的频率相比拟时, $i \frac{\dot{\epsilon}}{\omega}$ 将会取很大的作用. 由于团簇在共振吸收处电子温度、密度的快速变化,引起介电常数的快速变化,从物理上来说主要是引起了位移电流的快速变换,这种快速变换的电流产生的电场在某种程度上减弱了团簇内电场的共振增强程度. 尽管如此,在共振吸收处,由于团簇内部电场的增强,仍然有可能直接通过光场电离产生高电离态的离子.

图1显示了7.5nm的Kr团簇在与激光相互作用过程中在共振吸收附近有效介电常数随时间的变化情况. 从中可以看出在3倍临界密度附近,介电常数 ϵ 变化很快,特别是 ϵ 的实部 $\text{Re}(\epsilon)$ 的快速变化使得有效介电常数的虚部 $\text{Im}(\epsilon_{\text{eff}})$ 有较大的取值,因此会大大弱化共振增强和吸收的程度. 在3倍临界密度附近,采用Drude模型的准静态介电常数 ϵ 的虚部 $\text{Im}(\epsilon)$ 取值约为0.0003,而有效介电常数的虚部 $\text{Im}(\epsilon_{\text{eff}}) \approx 0.3$. 因此如果不采用有效介电常数,团簇内电场的增强达到10000倍,这样高的共振增强是难以理解的. 但是如果采用有效介电常数,电场的增强只有10倍.

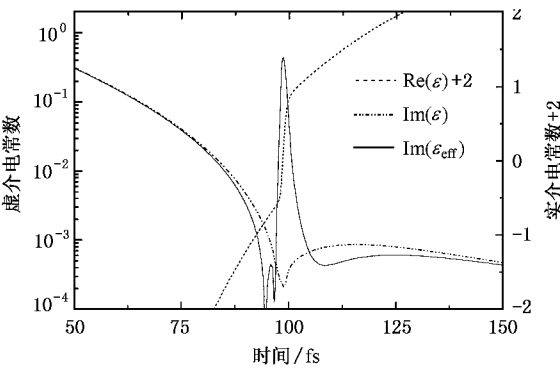


图1 7.5nm的Kr团簇在与激光相互作用过程中等离子体介电常数和有效介电常数在共振吸收附近随时间的变化曲线(激光波长800nm,脉宽140fs,强度 2×10^{16} W/cm²)

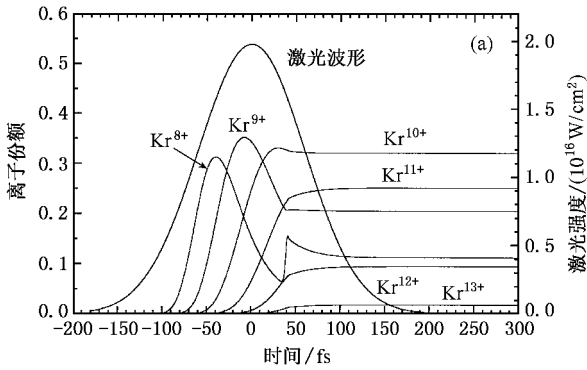
3 数值模拟

在引入有效介电常数对原有的“流体动力学”模型进行修正后,下面利用这一修正的模型研究团簇与超短强激光相互作用中的若干动力学行为.

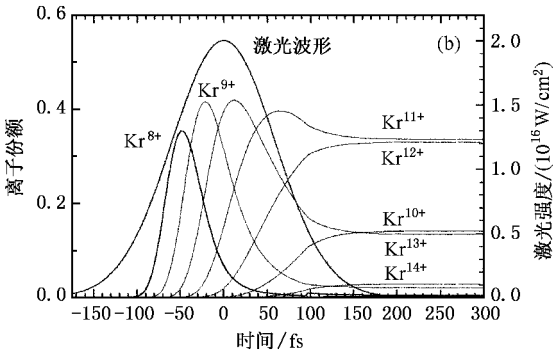
3.1 不同尺寸的团簇与激光的相互作用

大量的实验表明^[10,11]团簇的尺寸效应是影响团簇与激光相互作用的一个重要因素,尺寸太大或者太小都会影响团簇对激光的吸收程度. 尺寸太小(如小于1nm)团簇的行为更像分子,在强场的作用下迅速膨胀解体,从而削弱了团簇对激光的吸收. 如果尺寸太大,团簇膨胀缓慢,团簇内电子在团簇与激光相互作用期间一直处在很高的密度,同样也会削弱团簇对激光的吸收. 当然,激光的参数也是一个很重要的因素. 为了分析团簇的尺寸效应,选择相同的激光参数(功率密度 2×10^{16} W/cm²,脉宽140fs,波长为800nm)条件,对不同尺寸的Kr团簇与激光相互作用的团簇的膨胀、离子的电离、离子的动能等过程进行了计算. 半径分别为5.0,7.5,10nm的Kr团簇在与激光相互作用过程中离子的电离、电子温度浓度、团簇的膨胀速度随时间的演变如图2,3,4,5所示. 从中可以看出:

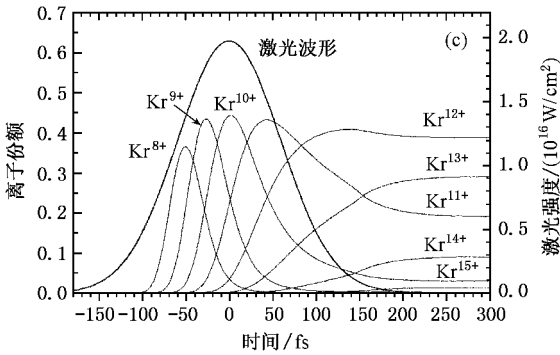
1. 团簇的尺寸越大,团簇内离子的电离程度越高,对应的平均电离度分别为 Kr^{12+} , Kr^{13+} , Kr^{14+} . 这与团簇内离子电离的机制有关,团簇内离子电离的主要机制是电子碰撞电离. 激光场的隧道电离主要发生在团簇膨胀的早期,相当于给团簇的一个电离点火过程. 当团簇内电子的密度超过临界密度时,团



(a)



(b)



(c)

图2 Kr离子(从8价到15价)份额在团簇激光相互作用过程中随时间的变化关系(团簇半径分别为(a)5nm(b)7.5nm(c)10nm)

簇内离子感受到一个低于激光场的屏蔽场,此后团簇内电子通过逆韧致吸收加热,并伴随团簇的膨胀与离子的碰撞电离过程.由于电子密度很高,电子碰撞电离的速率很大,电子碰撞电离相对于光场电离来说起主要作用.由于大尺寸的团簇膨胀速度较慢,电子的加热和电子离子碰撞电离的时间要长,因此,较大尺寸的团簇在与激光作用过程中能产生较高电

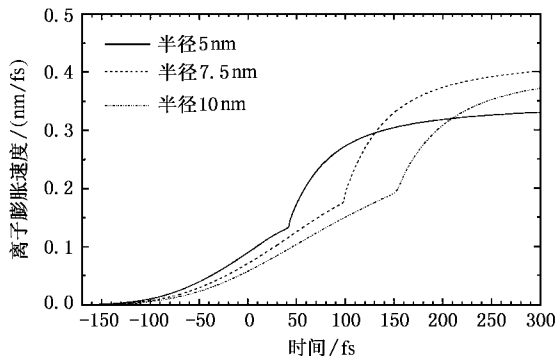


图3 不同尺寸的团簇在与激光相互作用过程中离子的膨胀速度随时间的变化关系

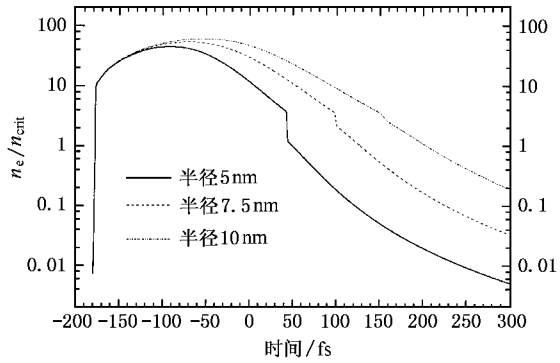


图4 不同尺寸的团簇在与激光相互作用过程中电子密度随时间的变化关系

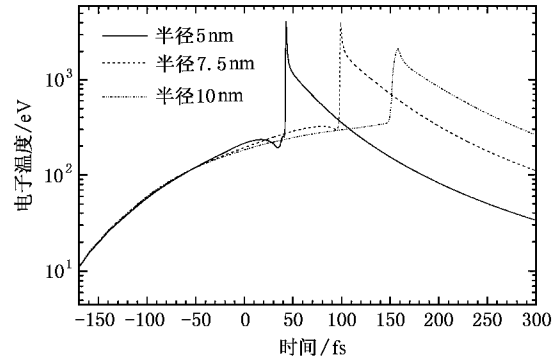


图5 不同尺寸的团簇在与激光相互作用过程中电子的温度随时间的变化关系

离态的离子.

2. 对于半径分别为5.0,7.5,10nm的Kr团簇,团簇膨胀获得的最大膨胀速度分别为0.33,0.4,0.36nm/fs.通过计算($E_{\text{ion}}=0.3M_iv^2$),可以得到离子的平均动能分别为24,36,27keV.因此对于特定的激光参数,离子获得最大平均动能对应一个最佳的团簇尺寸.对于大尺寸的团簇,当电子密度由于膨胀下

降到3倍临界密度而引起共振吸收时,团簇处于激光的后沿,此时激光强度很低,引起的共振吸收也较弱,因此离子获得的动能反而下降。

3.2 团簇与不同频率超短脉冲激光的相互作用

选择不同频率的激光(功率密度 $2 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$,脉宽140fs,频率分别为 ω_0 , $2\omega_0$, $3\omega_0$,基频对应的波长为800nm),对半径为14nm的Kr团簇与激光相互

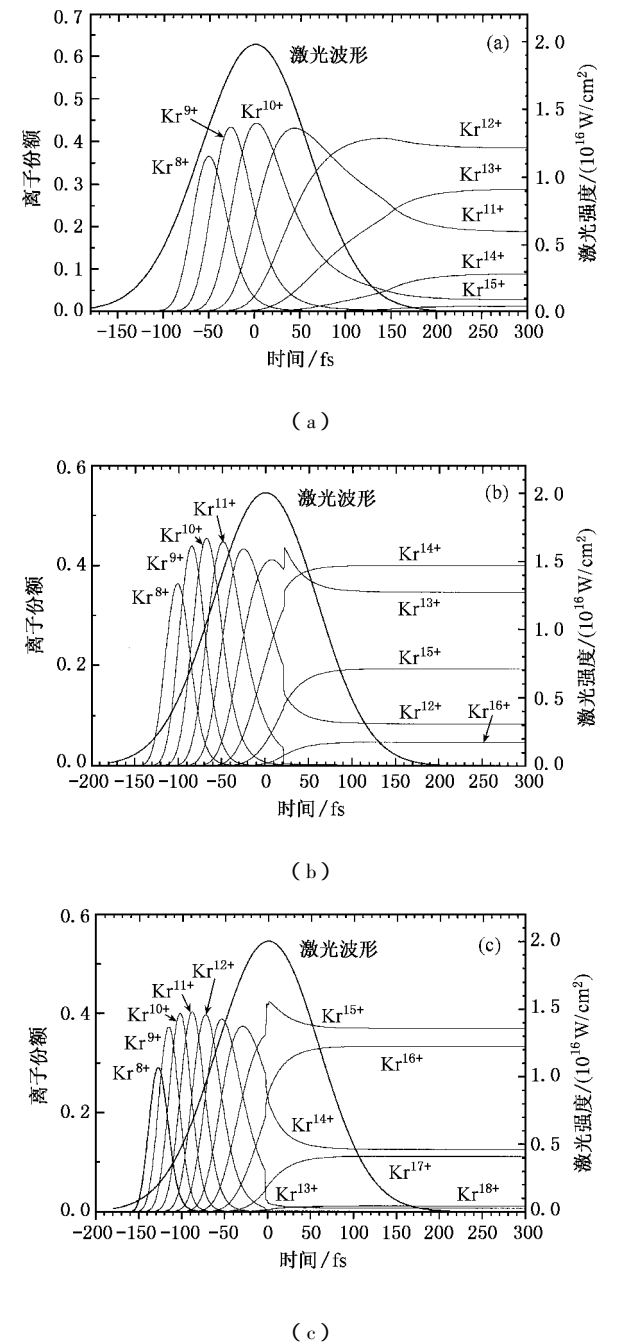


图6 Kr离子(从8价到17价)份额在团簇激光相互作用过程中随时间的变化关系(激光频率分别为(a) ω_0 (b) $2\omega_0$ (c) $3\omega_0$,基频对应的波长为800nm)

作用的团簇的膨胀、离子的电离、离子的动能等过程进行了计算.对于基频,团簇半径为10nm,如果取为14nm,团簇在经过膨胀达到共振吸收时,团簇处在激光的后沿,激光的大部分能量已经过去了.对于频率分别为 ω_0 , $2\omega_0$, $3\omega_0$ 的激光,离子的电离、电子温度、浓度以及团簇的膨胀速度随时间的演变如图6和图7所示.从中可以看出:(1)激光频率越高,团簇内离子的电离速率越快,电离程度越高,对应的平均电离度分别为 Kr^{14+} , Kr^{15+} , Kr^{17+} .(2)对于频率分别为 ω_0 , $2\omega_0$, $3\omega_0$ 的激光,在与团簇作用过程中,由于团簇的膨胀获得的最大膨胀速度分别为0.36, 0.58, 0.66nm/fs.通过计算可以得到离子获得的平均动能分别为27, 74, 96keV.

计算结果表明短波长激光对激光的吸收效率更高,电子的温度上升得更快,因此电子碰撞电离的速率也更快,从而能够产生更高价电离态的离子.由于电子温度高,团簇膨胀的速率也要快得多,离子能够获得更高的功能.这可以从团簇的吸收机制(1式)加以解释,团簇内能量的沉积速率与激光的频率成正比,而且由于短波长激光对应的临界密度高,团簇内电子对激光场的屏蔽也要小一些,因此,对于短波长激光,激光与团簇的耦合作用更强.但是由于团簇膨胀的速率更快,对于短波长激光,应该选择更大尺寸的团簇.

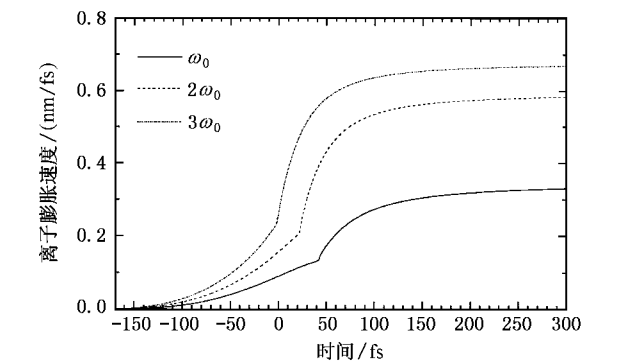


图7 Kr团簇在与不同频率激光相互作用过程中离子的膨胀速度随时间的变化关系

4 分析讨论

由于流体动力学模型仅考虑团簇的均匀膨胀,也没有考虑不同电离态离子在膨胀速度上的区别,因此不能给出离子的能谱特征.对于均匀膨胀,离子的分布与 v^2 成正比.因此能量越高,离子数越多,这

与实验结果是相矛盾的. 但是如果从能量守恒的角度来看, 计算离子均匀膨胀的速度应该能够获得离子的平均动能, 而不是离子的最大动能. 在我们的计算中, 离子的平均动能与实验结果是比较接近的. 但是在文献 [12] 中, 计算的最大动能与实验结果吻合, 而如果按这种模型来计算, 离子的平均动能比实验结果高出很多. 这一点不一致可能解释为流体动力学模型过高的估计了团簇的共振增强吸收. 由于团簇在共振吸收处温度很高, 一部分高温电子迅速从团簇逃逸, 而留在团簇内的电子由于膨胀迅速冷却, 因此团簇内存在共振吸收可以解释团簇与激光相互作用过程中电子的双温分布^[13]. 另外, 流体动力学模型能够解释高电离态离子的产生. 如果仅从光场的隧道电离来看, 强度为 $2 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ 的激光场只

能够产生 8 价的 Kr^{8+} 离子. 产生电离态为 Kr^{12+} , Kr^{13+} , Kr^{14+} , Kr^{15+} , Kr^{16+} , Kr^{17+} 的离子所需要的激光强度分别为 4.6×10^{17} , 6.2×10^{17} , 8.4×10^{17} , 1.1×10^{18} , 1.4×10^{18} , $1.7 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, 因此团簇与强场相互作用过程中高价离子主要是通过电子碰撞电离或共振增强电场产生的. 利用流体动力学模型计算 Ar 和 Xe 团簇与超短脉冲激光的相互作用过程发现选择适当的团簇尺寸和激光功率密度可以获得较大份额的类氦 Ar^{8+} 和类镍 Xe^{26+} 离子, 这种结果暗示有可能利用团簇作为工作介质与激光的相互作用实现有增益放大的 X 射线输出.

感谢曾志男、刘智、帅斌、程亚以及张文琦老师对本工作的支持.

-
- [1] A. Mcpherson, T. S. Luk, B. D. Thompson, K. Boyer, C. K. Rhodes, *Appl. Phys. B: Photophys. Laser Chem.* **57** (1993) 337.
 - [2] A. Mcpherson, B. D. Thompson, A. B. Borisov, K. Boyer, C. K. Rhodes, *Nature* (London) **370** (1994) 631.
 - [3] B. D. Thompson, A. Mcpherson, K. Boyer, C. K. Rhodes, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **27** (1994) A391.
 - [4] J. Zweiback, R. A. Smith, T. E. Cowan, G. Hays, V. P. Yanovsky, T. Ditmire, *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 2634.
 - [5] C. Rose-Petrucci, K. J. Schafer, K. R. Wilson, C. P. J. Barty, *Phys. Rev.* **A55** (1997) 1182.
 - [6] T. Ditmire, E. Springate, J. W. G. Tisch, Y. L. Shao, M. B. Mason, N. Hay, J. P. Marangos, M. H. R. Hutchinson, *Phys. Rev.* **A57** (1998) 369.
 - [7] J. Zweiback, T. Ditmire, M. D. Perry, *Phys. Rev.* **A59** (1999) 3166.
 - [8] T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik, R. W. Falcone, M. D. Perry, *Phys. Rev.* **A53** (1996) 3379.
 - [9] Heinrich Hora, *Physics of Laser Driven Plasmas* John Wiley & Sons, Inc. 1981.
 - [10] T. Mocek, C. M. Kim, H. J. Shin, D. G. Lee, Y. H. Cha, K. H. Hong et al., *Appl. Phys. Lett.* **76** (2000) 1819.
 - [11] S. Dobosz, M. Lezius, M. Schmidt, P. Meynadier, M. Perdrix, D. Vernhet, *Phys. Rev.* **A56** (1997) R2526.
 - [12] E. Springate, N. Hay, J. W. G. Tisch, M. B. Mason, T. Ditmire, *Phys. Rev.* **A61** (2000) 044101-1.
 - [13] Y. L. Shao, T. Ditmire, J. W. Tisch, E. Springate, J. P. Marangos, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 3343.

DYNAMICS OF LARGE-SIZE ATOMIC CLUSTERS IN ULTRA-SHORT
HIGH-INTENSITY LASER PULSES^{*}

LIU JIAN-SHENG¹⁾²⁾ LI RU-XIN¹⁾ ZHU PIN-PIN¹⁾ XU ZHI-ZHAN¹⁾ LIU JING-RU²⁾

¹⁾(Laboratory for High Intensity Optics ,Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics ,Chinese Academy of Sciences ,Shanghai 201800 ,China)

²⁾(Northwest Institute of Nuclear Technology ,Xi 'an 710024 ,China)

(Received 25 September 2000 ; revised manuscript received 12 November 2000)

ABSTRACT

The interaction of atomic clusters with high-intensity lasers has been investigated based on the hydrodynamic model developed by Ditmire *et al.* By solving Maxwell equations ,an effective plasma dielectric constant is found to replace the quasistatic plasma dielectric constant ϵ derived from the Drude model .In the vicinity of resonance absorption ,the electron density and temperature undergo such a rapid change that the quasistatic plasma dielectric constant ϵ is no longer appropriate to demonstrate the behavior of resonance absorption .Employing this model ,the interaction of atomic clusters with high-intensity lasers at different frequencies has also been studied .

Keywords : ultra-short high-intensity laser , clusters , resonance absorption , effective plasma dielectric constant

PACC : 5250J , 5240M , 3640

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.19974058).