

激光场对快速分子离子与固体相互作用的影响^{*}

王桂秋 王友年

(大连理工大学物理系, 三束材料改性国家重点实验室, 大连 116024)

(2002 年 7 月 16 日收到 2002 年 9 月 4 日收到修改稿)

利用线性化的流体力学方程和泊松方程, 描述了在强激光场作用下快速分子离子在固体中产生的电激发过程, 并推导出分子离子中两个离子之间的动力学相互作用势和相互作用力的一般表达式. 通过数值求解离子的运动方程, 研究了激光场的参量对分子离子库仑爆炸过程和能量损失的影响.

关键词: 激光场, 分子离子, 库仑爆炸, 能量损失

PACC: 6180M, 3480B

1. 引言

20 世纪 70 年代以来, 快速分子离子与固体材料的相互作用过程一直吸引着人们的兴趣, 这主要是由于它在材料表面改性和团簇惯性约束聚变等领域有着重要的应用. 早在 1971 年, Poizat 和 Remillieux^[1]就从实验上研究了 H_2^+ 在碳膜中的穿行过程. 1974 年, Brandt 等^[2]首次在实验上观察到高速 H_2^+ 和 H_3^+ 在固体中穿行时产生的“库仑爆炸”现象, 并发现离子团簇的能量损失不同于相对应的独立运动的离子的能量损失之和, 即所谓的邻近(vicinage)效应. 这种 vicinage 现象是由于组成团簇的离子运动时产生的电激发相互干扰而产生的. 近年来由于实验手段的不断提高, 人们对离子团簇与固体相互作用过程诸多方面进行了较详细地研究, 如离子团的库仑爆炸过程、电荷态的变化及能量损失等^[3-14]. 特别是 Arista^[12]最近对当前有关离子团与固体相互作用过程的理论工作进行了详细的评述.

另一方面, 强激光场对离子团簇与物质相互作用过程的影响也成为人们近年来研究的一个热点, 这是因为有可能同时借助于强激光场和高能离子团簇来驱动惯性约束聚变^[15-22]. 由于强激光场的辐照, 固体表面层的电子成分将被“激活”, 甚至固体表面将被烧蚀而产生汽化等离子体. 这样离子束在这样一个“激活”的靶中的能量损失将不同于在冷靶中的能量损失. 理论研究已表明, 激光场确实将对离子

团簇在固体中的能量损失起调制作用^[23, 24], 即在中高速度下激光场能够降低离子的能量损失; 而在低速情况下, 由于吸收光子而影响了等离子体激发响应过程, 从而导致了离子能量损失的增加. 特别是 Nersisyan 和 Akopyan^[25]发现: 当激光场很强时, 在固体中运动的带电粒子将被激光场加速. 最近, Silva 和 Galvão^[26]研究了激光场对在热等离子体中运动的离子团簇能量损失的影响. 然而, 在他们的工作中并没有考虑激光场对离子团簇库仑爆炸过程的影响. 事实上, 当一个快速的离子团簇进入固态靶的时候, 由于它不断地与固体中的原子发生快速碰撞, 在穿行几个原子层后, 其外层价电子将被迅速剥离掉. 当该离子团在固体中进一步穿行时, 由于内部的库仑力的排斥作用, 团簇中的离子逐渐拉开, 即伴随着发生了库仑爆炸过程. 由于离子团簇的能量损失是离子之间相对距离的函数, 这样离子团簇的库仑爆炸过程将直接影响到其能量损失. 此外, 由于离子团簇中离子之间的动力学相互作用势呈现出很强的非对称性分布^[27, 28], 即所谓的“尾流效应”, 因此可以期望这种尾流效应也将影响离子团簇的库仑爆炸过程和能量损失. 最近我们采用了一种仅与频率有关的介电函数研究了强激光场对快速分子离子在固体中的库仑爆炸过程和能量损失^[29], 但由于这种介电函数不包含色散效应, 它仅适用于描述高速离子团簇与物质的相互作用过程. 为了考虑介质极化的色散效应, 本文将采用线性流体力学模型和泊松方程来描述在强激光场作用下快速分子离子在固体中产生的

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 19975008)和教育部“跨世纪优秀人才培养计划”基金资助的课题.

激发过程,并研究激光场对分子离子库仑爆炸和能量损失的影响.为了讨论方便,本文采用原子单位(a.u.),即 $m_e = \hbar = e = 1$.

2. 相互作用势

固体中的电子成分被看成是一种简并的自由电子气,设其密度为 n_0 .假设激光场的形式为 $E(t) = E_0 \sin \omega_0 t$,则电子气中单个电子的速度为

$$u_0(t) = \frac{1}{\omega_0} E_0 \cos(\omega_0 t), \quad (1)$$

式中 E_0 为激光场的场强, ω_0 为激光场的频率.作为低阶近似,假设在激光场的作用下电子气的密度仍保持均匀分布.

现在考虑一个电荷数为 Z_1 速度为 v 的点离子在电子气中穿行,则该离子的电荷密度分布为

$$\rho_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t) = Z_1 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t). \quad (2)$$

在离子的作用下,电子气的平衡状态将受到扰动,并在离子周围产生感应电势.在一阶扰动近似下,电子气的扰动密度 $n_1(\mathbf{r}, t)$ 和速度 $u_1(\mathbf{r}, t)$ 及电势 $\Phi(\mathbf{r}, t)$ 可以由如下线性化的流体方程和泊松方程来确定^[30]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_0 \cdot \nabla\right) n_1 &= -n_0 \nabla \cdot \mathbf{u}_1, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_0 \cdot \nabla\right) \mathbf{u}_1 &= \nabla \Phi - \frac{v_F^2}{3n_0} \nabla n_1 \\ &\quad + \frac{1}{4n_0} \nabla(\nabla^2 n_1) - \gamma \mathbf{u}_1, \\ \nabla^2 \Phi &= 4\pi[n_1 - \rho_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t)], \end{aligned} \quad (3)$$

式中 $v_F = (3\pi^2 n_0)^{1/3}$ 为电子气的 Fermi 速度, γ 为摩擦系数.在动量平衡方程等号右侧第一项表示静电力,其他项是电子气的内部相互作用力和摩擦力.

引入一种类傅里叶变换^[23]

$$A(\mathbf{r}, t) = \iint \frac{d\mathbf{k} d\omega}{(2\pi)^3} A(\mathbf{k}, \omega) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t - i\mathbf{k} \cdot \mathbf{a}_e \sin \omega_0 t} \quad (4)$$

式中 $A(\mathbf{r}, t)$ 为任意变量, $\mathbf{a}_e = E_0/\omega_0^2$ 为在激光场的作用下电子的振幅矢量.借助于这种变换,并利用方程(3),则电势可以表示成为

$$\Phi(\mathbf{k}, \omega) = \frac{4\pi \rho_{\text{ext}}(\mathbf{k}, \omega)}{k^2 \epsilon(\mathbf{k}, \omega)}, \quad (5)$$

式中

$$\epsilon(\mathbf{k}, \omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma) - (v_F^2 k^2/3 + k^4/4)} \quad (6)$$

为固体的介电函数, $\omega_p = \sqrt{4\pi n_0}$ 为电子气的振荡频率.上述介电函数也称为等离子-极点近似(plasmon-pole approximation, 简称为 PPA)介电函数,它包含了介质极化的色散效应.在方程(5)中, $\rho_{\text{ext}}(\mathbf{k}, \omega)$ 为外电荷密度 $\rho_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t)$ 的类傅里叶变换,

$$\begin{aligned} \rho_{\text{ext}}(\mathbf{k}, \omega) &= 2\pi Z_1 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\mathbf{k} \cdot \mathbf{a}_e) \\ &\quad \times \delta(\omega + n\omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}), \end{aligned} \quad (7)$$

式中 $J_n(x)$ 为第一类贝塞耳函数.这样根据方程(4)–(7),可以得到

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{r}, t) &= \frac{Z_1}{2\pi^2} \sum_{n,m} \int \frac{d\mathbf{k}}{k^2} J_n(\mathbf{k} \cdot \mathbf{a}_e) J_m(\mathbf{k} \cdot \mathbf{a}_e) \\ &\quad \times \frac{e^{i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}-\mathbf{v}t)} e^{i(n-m)\omega_0 t}}{\epsilon(\mathbf{k}, \omega_n)}, \end{aligned} \quad (8)$$

式中 $\omega_n = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - n\omega_0$ 为激光耦合的多普勒移位频率.

下面考虑一个速度为 v 的双原子分子离子在电子气中穿行.假设两个离子的电荷数都是 Z_1 , 位置分别在 \mathbf{r}_1 和 \mathbf{r}_2 , 则两个离子之间的相互作用势可以表示为

$$\begin{aligned} U(\mathbf{r}_{12}, t) &= \int d\mathbf{r} \rho_{\text{ext}}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, t) \Phi(\mathbf{r} - \mathbf{r}_2, t) \\ &= \sum_{n,m} \frac{Z_1^2}{2\pi^2} \int \frac{d\mathbf{k}}{k^2} J_n(\mathbf{k} \cdot \mathbf{a}_e) J_m(\mathbf{k} \cdot \mathbf{a}_e) \\ &\quad \times \frac{e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{12}} e^{i(n-m)\omega_0 t}}{\epsilon(\mathbf{k}, \omega_n)}, \end{aligned} \quad (9)$$

式中 $\mathbf{r}_{12} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ 为相对位置矢量.可见这种相互作用势中包含一个随时间快速变化的振荡因子 $e^{i(n-m)\omega_0 t}$.将(9)式等号两边在一个激光场周期内取平均,则得

$$U(\mathbf{r}_{12}) = \frac{Z_1^2}{2\pi^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int \frac{d\mathbf{k}}{k^2} \frac{J_n^2(\mathbf{k} \cdot \mathbf{a}_e) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{12}}}{\epsilon(\mathbf{k}, \omega_n)}. \quad (10)$$

为了计算方便,我们假设 E_0, v 和 k 这三个矢量在同一个平面内,并且 E_0 与 v 之间的夹角为 α .引入变量 $\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = kv \cos \theta$, 并定义

$$\chi(\kappa, \omega) = \mathbf{k} \cdot \mathbf{a}_e = \frac{a_e \omega}{v} \cos \alpha - \kappa a_e \sin \alpha \quad (11)$$

式中 $\kappa = \sqrt{k^2 - \omega^2/v^2}$.假设速度 v 的方向沿 z 轴方向,在柱坐标系下 $\mathbf{r}_{12} = (\rho, z)$, 相互作用势可以表示为

$$U(\rho, z) = \frac{Z_1^2}{\pi v} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \kappa d\kappa J_0(\kappa \rho) G_n(\kappa, z) \quad (12)$$

式中

$$G_n(\kappa, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{\kappa^2 + \omega^2/v^2} \frac{J_n^2[\chi(\kappa, \omega)]}{\epsilon(\kappa, \omega - n\omega_0)} e^{i\omega z/v} \quad (13)$$

很显然 动力学相互作用势的形式依赖于固体的介电函数.最近,我们采用了一种局域介电函数 $\epsilon(\omega)$ 来研究激光场对分子离子与固体材料相互作用的影响^[29].但是由于这种介电函数中完全忽略了色散效应,因此仅适用于离子团的入射速度非常高的情况.本文将采用 PPA 介电函数[见(6)式]来计算相互作用势.

由于 PPA 介电函数包含了 k^4 项,在一般情况下很难求得函数 $G_n(\kappa, z)$ 的解析形式.实际上,介电函数对(13)式中的积分贡献主要是通过共振激发来实现的,共振频率近似地为 $\omega \approx \omega_p$.因此作为近似,PPA 介电函数可以近似地表示为

$$\epsilon(\kappa, \omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma) + \omega_p^2 - F(\kappa, \omega_p)} \quad (14)$$

式中

$$F(\kappa, \omega_p) = \omega_p^2 + (\kappa^2 + \omega_p^2/v^2)/4 + v_F^2(\kappa^2 + \omega_p^2/v^2)/3 \quad (15)$$

当取 $F(\kappa, \omega_p) = \omega_p^2$ 时(14)式则可以退化为局域介电函数.根据介电函数(14)式并利用复变函数中的留数定理,则相互作用势的最终形式为

$$U(\rho, z) = U_D(\rho, z) + U_W(\rho, z) \quad (16)$$

其中 $U_D(\rho, z)$ 为屏蔽的对称库仑势

$$U_D(\rho, z) = \frac{Z_1^2}{r} - \frac{Z_1^2}{\lambda_p} \int_0^{\infty} d\kappa J_0(\kappa\rho/\lambda_p) G_D(\kappa) e^{-\kappa|z|/\lambda_p} \quad (17)$$

$U_W(\rho, z)$ 是随 z 振荡的尾势

$$U_W(\rho, z) = \frac{Z_1^2}{\lambda_p} \int_0^{\infty} \kappa d\kappa J_0(\kappa\rho/\lambda_p) G_W(\kappa, z) \times e^{-\sigma|z|/\lambda_p} \Theta(-z) \quad (18)$$

$\lambda_p = v/\omega_p$ 为屏蔽长度, $\sigma = \lambda/(2\omega_p)$.在方程(17)和(18)中,函数 $G_D(\kappa)$ 和 $G_W(\kappa, z)$ 的形式为

$$G_D(\kappa) = \frac{J_0^2[\chi(\kappa, 0)]}{\kappa^2 + \eta_\kappa} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\kappa^2 + \eta_\kappa - (n\beta)^2}{[\kappa^2 + \eta_\kappa - (n\beta)^2]^2 + (2n\beta\kappa)^2} J_n^2[\chi(\kappa, 0)] \quad (19)$$

$$G_W(\kappa, z) = \frac{1}{2\sqrt{\eta_\kappa(\kappa^2 + \eta_\kappa)}} \{J_0^2[\chi(\kappa, \sqrt{\eta_\kappa})] + J_0^2[\chi(\kappa, -\sqrt{\eta_\kappa})]\} \text{sin}[z\sqrt{\eta_\kappa}/\lambda_p] + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\{J_n^2[\chi(\kappa, \sqrt{\eta_\kappa} + n\beta)] + J_n^2[\chi(\kappa, -\sqrt{\eta_\kappa} - n\beta)]\}}{\sqrt{\eta_\kappa[\kappa^2 + (n\beta + \sqrt{\eta_\kappa})^2]}} \text{sin}[(n\beta + \sqrt{\eta_\kappa})z/\lambda_p] - \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\{J_n^2[\chi(\kappa, \sqrt{\eta_\kappa} - n\beta)] + J_n^2[\chi(\kappa, -\sqrt{\eta_\kappa} + n\beta)]\}}{\sqrt{\eta_\kappa[\kappa^2 + (n\beta - \sqrt{\eta_\kappa})^2]}} \text{sin}[(n\beta - \sqrt{\eta_\kappa})z/\lambda_p] \quad (20)$$

式中 $\beta = \omega_0/\omega_p$,

$$\eta_\kappa = 1 + \frac{v_F^2(\kappa^2 + 1)}{3\pi\lambda_p^2\omega_p^2} + \frac{(\kappa^2 + 1)^2}{4\omega_p^2\lambda_p^4} \quad (21)$$

$$\chi(\kappa, n) = \frac{a_c}{\lambda_p} (n \cos\alpha - \kappa \sin\alpha) \quad (22)$$

很显然,动力学相互作用势沿着分子离子的入射方向上是非对称分布的,这是由于尾势 $U_W(\rho, z)$ 仅在 $z < 0$ 的区间才存在.

我们以氢分子离子($Z_1 = 1$)在铝靶(Al)中穿行为例.设分子离子的入射速度为 $v = 3$,铝的电子气的振荡频率为^[23] $\omega_p = 0.5749$,衰减系数为 $\gamma = 0.616\omega_p$,其中 $v_F = 0.92$.图1显示了介电函数中的色散效应对相互作用势的影响.可见,考虑了色散效应后,尾势的振荡幅值和波长都变小.图2(a)~(c)显示了不同的激光场强度 a_c 和频率 ω_0 及激光场

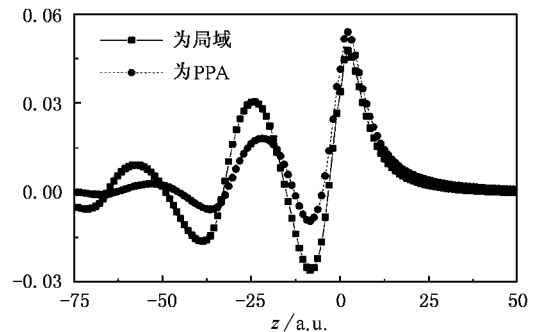


图1 氢分子在 Al 靶中穿行时,介电函数中的色散效应对离子之间相互作用势 $U(\rho, z)$ 的影响,入射速度为 $v = 3$, $\rho = \lambda_p$, 激光场强度 $a_c = \lambda_p$, 激光场强与速度之间的夹角 $\alpha = 45^\circ$, 激光场的频率为 $\omega_0 = \omega_p$

与离子速度方向之间的夹角 α 对相互作用势的影

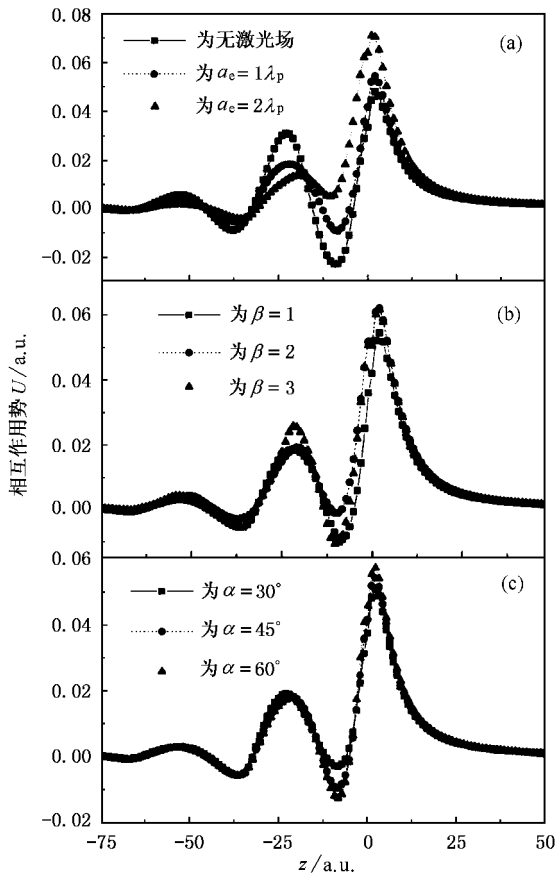


图 2 氢分子在 Al 靶中穿行时, 激光场对离子之间相互作用势 $U(\rho, z)$ 随坐标 z 的变化. 入射速度为 $v=3$, 坐标 $\rho=\lambda_p$. (a) 为 $\beta=1, \alpha=45^\circ$ (b) 为 $a_e=\lambda_p, \alpha=45^\circ$ (c) 为 $a_e=\lambda_p, \beta=1$

响. 可以看出, 随着激光场强度的增加, 相互作用势的振荡幅值变小, 而激光场的频率与夹角对相互作用势的影响则很弱.

3. 库仑爆炸

我们考虑激光场对一个快速的双原子分子离子 (初始速度 v_0 沿着 z 轴方向) 在固体中穿行时产生的库仑爆炸的影响. 在穿行过程中, 分子离子将离解成一个由两个离子组成的一个离子团. 该离子团中第 j 个离子的运动方程为

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}_j}{dt^2} = \mathbf{F}_j^s + \sum_{j \neq l=1}^2 \mathbf{F}(\mathbf{r}_{jl}), \quad (23)$$

式中 m 为离子的质量, $\mathbf{F}_j^s = -\partial U(\mathbf{r}_{jl}) / \partial \mathbf{r}_{jl} |_{\mathbf{r}_{jl}=0}$ 为自阻止力, $\mathbf{F}_{jl} = -\partial U(\mathbf{r}_{jl}) / \partial \mathbf{r}_{jl}$ 为两个离子之间的相互作用力, $U(\mathbf{r}_{jl})$ 则为上节中给出的动力学相互作用势.

如果穿行深度不是太厚, 则单个离子的速度 v_j 变化很小, 这时我们可以近似地假定在方程 (23) 等号右边力的表示式中两个离子的速度近似相等, 且仍沿着 z 轴方向. 利用上节给出的动力学相互作用势, 则自阻止力可以表示为

$$\mathbf{F}_1^s = \mathbf{F}_2^s = F^s(v) \mathbf{e}_z,$$

式中

$$F^s(v) = -\frac{Z_1^2}{\lambda_p^2} \int_0^\infty \kappa d\kappa \mathcal{A}(\kappa), \quad (24)$$

$$\mathcal{A}(\kappa) = \frac{1}{\chi \kappa^2 + \eta_\kappa} \{ \mathcal{J}_0^2[\chi(\kappa \sqrt{\eta_\kappa})] + \mathcal{J}_0^2[\chi(\kappa, -\sqrt{\eta_\kappa})] \} + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^\infty \frac{[\mathcal{J}_n^2[\chi(\kappa \sqrt{\eta_\kappa} + n\beta)] + \mathcal{J}_n^2[\chi(\kappa, -\sqrt{\eta_\kappa} - n\beta)]] \chi (n\beta + \sqrt{\eta_\kappa})}{\sqrt{\eta_\kappa} [\kappa^2 + (n\beta + \sqrt{\eta_\kappa})^2]} - \frac{1}{2} \sum_{n=1}^\infty \frac{[\mathcal{J}_n^2[\chi(\kappa \sqrt{\eta_\kappa} - n\beta)] + \mathcal{J}_n^2[\chi(\kappa, -\sqrt{\eta_\kappa} + n\beta)]] \chi (n\beta - \sqrt{\eta_\kappa})}{\sqrt{\eta_\kappa} [\kappa^2 + (n\beta - \sqrt{\eta_\kappa})^2]}. \quad (25)$$

可见自阻止力仅是速度的函数, 与离子之间的距离无关. 与动力学相互作用势相似, 相互作用力 \mathbf{F} 也由两部分组成: $\mathbf{F} = \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_W$, 其中 \mathbf{F}_D 为对称的屏蔽的库仑力, 而 \mathbf{F}_W 则是非对称的尾力. 在 xz 平面内, \mathbf{F}_D 和 \mathbf{F}_W 的表达式分别为

$$F_{Dx}(x, z) = \frac{Z_1^2}{\lambda_p^2} \frac{x}{r^3} - \frac{Z_1^2}{\lambda_p^2} \frac{x}{|x|} \int_0^\infty \kappa d\kappa \mathcal{J}_1(\kappa |x| / \lambda_p) G_D(\kappa) e^{-\kappa |z| / \lambda_p}, \quad (26)$$

$$F_{Dz}(x, z) = \frac{Z_1^2}{\lambda_p^2} \frac{z}{r^3} - \frac{Z_1^2}{\lambda_p^2} \frac{z}{|z|} \int_0^\infty \kappa d\kappa \mathcal{J}_0(\kappa |x| / \lambda_p) G_D(\kappa) e^{-\kappa |z| / \lambda_p}, \quad (27)$$

$$F_{W_x}(x, z) = \frac{Z_1^2}{\lambda_p^2} \frac{x}{|x|} \int_0^\infty \kappa^2 d\kappa J_1(\kappa |x|/\lambda_p) G_W(\kappa, z) e^{-\sigma |z|/\lambda_p} \Theta(-z), \quad (28)$$

$$F_{W_z}(x, z) = -\frac{Z_1^2}{\lambda_p^2} \int_0^\infty \kappa d\kappa J_0(\kappa |x|/\lambda_p) G_W^{(1)}(\kappa, z) e^{-\sigma |z|/\lambda_p} \Theta(-z), \quad (29)$$

式中

$$\begin{aligned} G_W^{(1)}(\kappa, z) = & \frac{\{J_0^2[\chi(\kappa, \sqrt{\eta_\kappa})] + J_0^2[\chi(\kappa, -\sqrt{\eta_\kappa})]\}}{2\sqrt{\eta_\kappa}(\kappa^2 + \eta_\kappa)} [\sqrt{\eta_\kappa} \cos(z\sqrt{\eta_\kappa}/\lambda_p) + \sigma \sin(z\sqrt{\eta_\kappa}/\lambda_p)] \\ & + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\{J_n^2[\chi(\kappa, \sqrt{\eta_\kappa} + n\beta)] + J_n^2[\chi(\kappa, -\sqrt{\eta_\kappa} - n\beta)]\}}{\sqrt{\eta_\kappa}[\kappa^2 + (n\beta + \sqrt{\eta_\kappa})^2]} \\ & \times [(\kappa + n\beta) \cos(n\beta + \sqrt{\eta_\kappa})z/\lambda_p + \sigma \sin(n\beta + \sqrt{\eta_\kappa})z/\lambda_p] \\ & - \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\{J_n^2[\chi(\kappa, \sqrt{\eta_\kappa} - n\beta)] + J_n^2[\chi(\kappa, -\sqrt{\eta_\kappa} + n\beta)]\}}{\sqrt{\eta_\kappa}[\kappa^2 + (n\beta - \sqrt{\eta_\kappa})^2]} \\ & \times [(\kappa - n\beta) \cos(n\beta - \sqrt{\eta_\kappa})z/\lambda_p + \sigma \sin(n\beta - \sqrt{\eta_\kappa})z/\lambda_p]. \end{aligned} \quad (30)$$

引入两个离子的相对位置矢量 $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ 和相对速度矢量 $\mathbf{u} = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2$, 则可在 xz 平面内相对运动的方程为

$$\begin{aligned} dx/dD &= u_x/v, \\ dz/dD &= u_z/v, \\ du_x/dD &= \frac{1}{mv} [2F_{D_x}(x, z) + F_{W_x}(x, z) - F_{W_x}(-x, -z)], \\ du_z/dD &= \frac{1}{mv} [2F_{D_z}(x, z) + F_{W_z}(x, z) - F_{W_z}(-x, -z)], \end{aligned} \quad (31)$$

式中 $D = v_0 t$ 为穿透深度.

这样我们得到一套研究激光场对一个快速双原子分子离子库仑爆炸过程影响的自洽方程组. 仍以 H_2^+ 在铝靶 (Al) 中穿行为例, 并假设在 xz 平面中上述两个离子的初始相对位置为 $\mathbf{r}_0 = (r_0 \sin \psi_0, r_0 \cos \psi_0)$ 其中 $r_0 = 1.06$ 为 H_2^+ 的初始的键长, ψ_0 为分子轴与入射速度的初始夹角. 另外, 初始相对速度 \mathbf{u}_0 为零. 一般地, ψ_0 为随机量, ψ_0 取值在 $[-\pi/2, \pi/2]$ 之间. 在如下计算中, 我们假定初始角度 $\psi_0 = 60^\circ$. 图 3 显示了激光场强度对分子轴偏转角 ψ 的影响. 可以看出, 随着穿行深度的增加, 分子轴的偏转角逐渐变大, 但对于给定的穿行深度, 则偏转角随着激光场强增加而变小. 这是因为激光场使得离子束产生的尾流效应变小的缘故. 对于不同的入射速度在相同的入射深度内, 速度越小两个离子之间的距离则排斥得越开, 尾流效应也就越明显, 使偏转角随着速

度的增大而变小, 见图 4. 同时研究也表明, 激光场频率的增加也能使尾流效应减弱, 导致偏转角随着激光场频率的增加而变小.

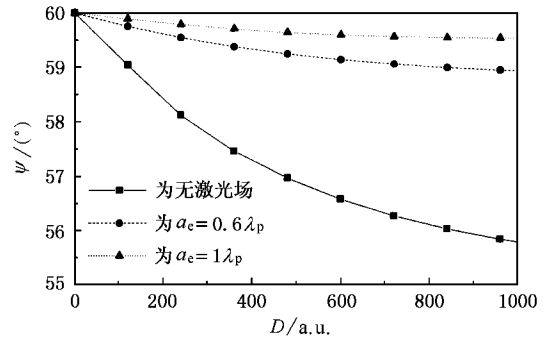


图 3 氢分子在 Al 靶中穿行时, 分子轴偏转角 ψ 随入射深度 D 的变化. 入射速度为 $v = 3$, 激光场强与速度之间的夹角 $\alpha = 45^\circ$, 激光场的频率为 $\omega_0 = \omega_p$.

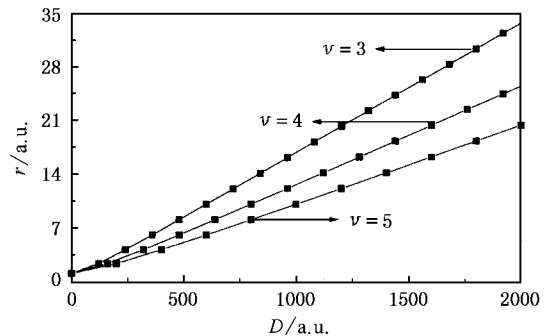


图 4 氢分子在 Al 靶中穿行时, 两个离子之间的相互距离 r 随入射深度 D 的变化. $a_e = \lambda_p$, $\beta = 1$, $\alpha = 45^\circ$.

4. 阻止本领

利用方程(23),则可以得到 H_2^+ 分子离子在固体中穿行时单位路径上的能量损失,即阻止本领的表达式^[31]

$$S_{mol} = 2S_p(v) + S_v(x, z, v), \quad (32)$$

式中 $S_p(v) = -F_s(v)$ 为单个质子的阻止本领, $S_v(x, z, v) = -F_{Wz}(x, z, v) - F_{Wz}(-x, -z, v)$ 为 vicinage 阻止本领,它来自于离子团中两个离子之间的关联运动.在上式中,两个离子之间的相对距离由运动组(31)给出.

图5显示了激光场对单个质子阻止本领的影响.可以看出随着激光场强度的增加,质子的阻止本领在逐渐减弱.图6(a)-(c)分别显示了在不同的激光场强、激光场与离子速度方向之间的夹角 α 以及入射速度下,能量损失比率 $R = S_{mol}/(2S_p)$ 随穿行深度 D 的变化情况.可以看出,随着穿行深度的增加,能量损失比率逐渐减小,直至达到1左右.这是因为随着穿行深度的增加,两个离子逐渐被排斥开,它们之间的相互干扰效应变弱,由此导致能量损失中 vicinage 部分变小.当两个离子距离很大时,可以把它们看成是两个孤立的离子,这时能量损失比率就是1.值得注意的是,不同的激光场的参量对于阻止本领比率的影响并不十分明显,这主要是由于激光场对离子之间的距离变化的影响较小,见图6(a)和(b),同时也由于内部离子间距离比分子轴取向对能量损失的影响更大的缘故.此外,从图6(c)可以看出,阻止本领比率受速度的影响是十分明显的,这主要是因为,在相同的穿行深度内,速度越大的分子离子,库仑爆炸过程越快的缘故.

5. 结 论

我们利用线性化的流体力学方程和泊松方程,描述了在强激光场作用下快速分子离子在固体中产生的电激发过程.尤其,我们重点研究了激光场对分子离子中离子之间动力学相互作用势和作用力的影响,以及对分子离子库仑爆炸过程和能量损失的影响.为了考虑介质的色散效应,我们使用了一种近似的 PPA 介电函数来描述固体中的电激发过程.借助于这种介电函数,动力学相互作用势(力)被分成两部分:对称的屏蔽库仑势(力)和非对称的尾势(力).

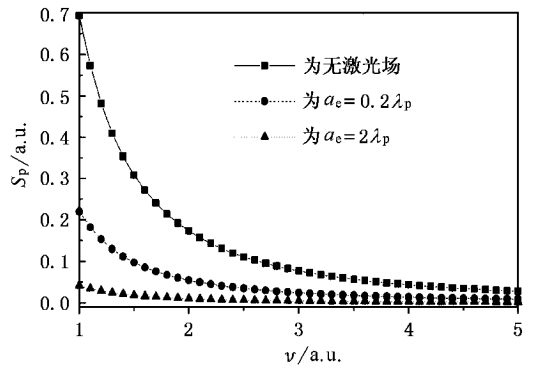


图5 单个质子在 Al 靶中穿行时,能量损失 S_p 随入射速度 v 的变化,其中 $a_e = \lambda_p, \beta = 1, \alpha = 45^\circ$

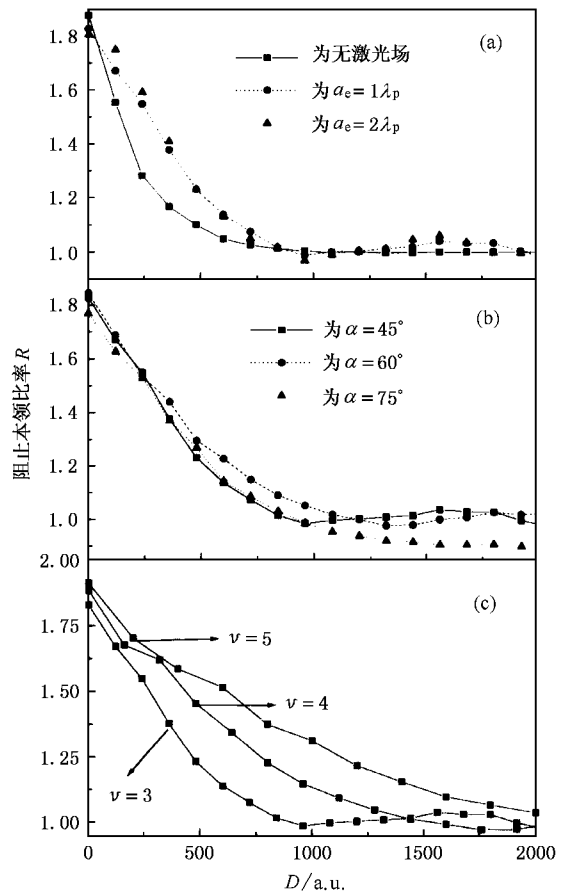


图6 氢分子在 Al 靶中穿行时,氢分子离子的阻止本领比率 R 随穿行深度 D 的变化. $\beta = 1, \psi = 60^\circ$ (a) 为 $v = 3, \alpha = 45^\circ$ (b) 为 $v = 3, a_e = \lambda_p$ (c) 为 $a_e = \lambda_p, \alpha = 45^\circ$

前者描述了一种排斥作用,随着内部离子间距离的增加快速衰减,而后者描述了一种非对称的、振荡的长程相互作用.通过数值求解单个离子的动力学运动方程,本文进一步研究了分子离子的库仑爆炸过

程和能量损失.数值结果表明,激光场强度是影响离子间相互作用过程的一个非常重要的参量.随着激光场强度的增加,动力学相互作用势的尾流效应变弱,由此导致分子轴的偏转角减小.此外随着激光场

强度的增加,单个质子(或分子离子)的能量损失减小.这说明激光场对分子离子的能量损失起调制作用.

- [1] Poizat J C and Remillieux J 1971 *Phys. Lett. A* **34** 53
- [2] Brandt W, Ratkowsky A and Ritchie R H 1974 *Phys. Rev. Lett.* **33** 1325
- [3] Arista N R and Ponce V H 1975 *J. Phys.* **8** L188
- [4] Arista N R 1978 *Phys. Rev. B* **18** 1
- [5] Gemmell D S, Remillieux J, Poizat J C, Gaillard M J, Holland R E and Vager Z 1976 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **132** 62
- [6] Brandt W and Ritchie R H 1976 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **132** 45
- [7] Echenique P M, Ritchie R H and Brandt W 1979 *Phys. Rev. B* **20** 2567
- [8] Wang Y N 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1118 (in Chinese)[王友年 1999 物理学报 **48** 1118]
- [9] Qiu H T and Wang Y N 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1528 (in Chinese)[邱华檀、王友年 2000 物理学报 **49** 1534]
- [10] Qiu H T and Wang Y N 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1534 (in Chinese)[邱华檀、王友年 2000 物理学报 **49** 1534]
- [11] Jensen J and Sigmund P 2000 *Phys. Rev. A* **61** 032903
- [12] Arista N R 2000 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **164/165** 108
- [13] Miškovič Z L, Davison S G, Goodman F O, Liu W K and Wang Y N 2001 *Phys. Rev. A* **63** 022901
- [14] Miškovič Z L, Liu W K, Goodman F O and Wang Y N 2001 *Phys. Rev. A* **64** 064901
- [15] Peter T and Meyer-ter-Vehn J 1991 *Phys. Rev. A* **43** 2015
- [16] D'Avanzo J, Lontano M and Bortignon P F 1993 *Phys. Rev. E* **47** 3574
- [17] Bringa E M and Arista N R 1996 *Phys. Rev. E* **54** 4101
- [18] Hoffmann D H H, Bock R, Faenov A Y, Funk U, Geissel M, Neuner U, Pikuz T A, Rosmej F, Roth M, Süß W, Tahir N and Tauschwitz A 2000 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **161/163** 9
- [19] Sakumi A, Okazaki H, Watanabe T, Shibata K, Fukuda H, Neuner U, Garnsomsart S, Ogawa M and Oguri Y 1998 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **415** 648
- [20] Neuner U, Ogawa M, Kobayashi H, Takizawa M, Nishigori K, Sakumi A, Nakajima M, Horioka K, Oguri Y, Miyamoto S and Garnsomsart S 1998 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **415** 586
- [21] Deutsch C *et al* 1993 *IL Nuovo Cimento*, **A** **106** 1821
- [22] Couillaud C, Deicas R, Nardin Ph, Beuve M A, Guihaumé J M and Renaud M 1994 *Phys. Rev. E* **49** 1545
- [23] Arista N R, Galvão R O M and Miranda L C M 1989 *Phys. Rev. A* **40** 3808
- [24] Abril I, Gras-Marti A and Arista N R 1992 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **67** 17
- [25] Nersisyan H B and Akopyan E A 1999 *Phys. Lett. A* **258** 323
- [26] Silva C A B and Galvão R M O 1999 *Phys. Rev. E* **60** 7441
- [27] Wang Y N, Qiu H T and Miškovič Z L 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 1448
- [28] Wang Y N and Li H W 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 857 (in Chinese)[王友年、李宏伟 2002 物理学报 **51** 587]
- [29] Wang G Q, Wang Y N and Miškovič Z L 2002 *Phys. Rev. A* **66** 042901
- [30] Song Y H, Wang Y N and Miškovič Z L 2001 *Phys. Lett. A* **285** 183
- [31] Wang Y N, Song Y H, Miškovič Z L and Liu W K, 1999 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **153** 26

Influence of laser field on interactions between swift molecular ions and solids^{*}

Wang Gui-Qiu Wang You-Nian

(*State Key Laboratory of Materials Modification by Laser, Electron, and Ion Beams, Department of Physics, Dalian University of Technology, Dalian 116023, China*)

(Received 16 July 2002; revised manuscript received 4 September 2002)

Abstract

Using the linearized hydrodynamic-Poisson equations, we describe electronic excitations of electron gas in solids, and derive general expressions for the induced potential in the target, and the interaction force among the ions within a molecule, in the presence of a laser field. Based on the numerical solution of equations of motion for the constituent ions, the Coulomb explosion patterns and the molecular energy losses are studied for a range of laser parameters. It has been found that by increasing the laser intensity, the wake effects in the interaction potential become weakened. This means that the deflection of the molecular axis to the direction of the projectile velocity is not significant, and the energy loss of the molecular ions is also reduced.

Keywords : laser field, molecular ions, Coulomb explosions, stopping power

PACC : 6180M, 3480B

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19975008) and by the Fund for Trans-Century Excellent Scholar from Ministry of Education, China.