

球对称激光等离子体中的快离子膨胀¹⁾

沈 文 达

(上海科学技术大学物理系)

朱 蔚 通 王 黎 君

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

1982年12月22日收到; 1984年8月6日收到修改稿

提 要

本文研究了球对称激光等离子体的快速膨胀过程, 求得了快离子在偶极加速下密度和速度的解析表达式和能量定标律, 阐明了形成离子动能多峰分布的各种可能的机制。

一、引 言

激光等离子体中离子的发射是激光核聚变中的极为重要的研究课题之一^[1]。近来的实验和理论研究表明, 离子的动能分布呈现双峰以至多峰的结构^[2]。它们分别对应于快离子和慢离子(可以是多种离子成分的)在由超热电子和冷电子建立的静电场作用下所获得的能量。由于超热电子的能量可以是所吸收的能量的较大部分, 而且超热电子的产生与共振吸收^[3]、通量限制^[4]、等离子体冕区的有质动力^[5]及参量不稳定性^[6]等密切相关, 因而理解快离子的产生机制及其行为, 对于激光等离子体相互作用的研究具有现实意义。

已有的大量有关快离子产生的理论研究主要集中于多种电子^[7]、多种离子^[8]、电荷分离^[9]和动力学效应^[10]对动能分布的影响, 其中大部分都是处理平面几何结构。然而, 由激光辐照靶形成的等离子体流通常具有球形分布而不是平面结构, 这不仅对现实中常用的球靶如此, 而且对在激光脉冲期间等离子体膨胀了一般较大距离的平面靶也是如此。因而研究球对称激光等离子体中离子的发射特性是十分必要的。

本文基于文献[11]处理平面靶的一维一电子温度的双流体物理模型, 研究了球对称等离子体的快速膨胀, 在给定的初始条件下, 得到了快离子在偶极加速过程中的密度和速度的解析表达式及能量的定标律。并借助于特征线方法, 研究了等离子体局域标度长度不一致时的离子动能分布, 指出离子动能分布的多峰结构除了由不同温度的多种电子和不同荷质比的多种离子产生外, 也可以由不同的标度长度形成。

二、物理模型和基本方程

我们采用一维球对称一电子温度的双流体物理模型, 在这个模型中, 电子的温度很

1) 本文部分内容曾于1983年9月在广州召开的“1983年国际激光会议”上宣读。

高,以致可以忽略电子-电子和电子-离子碰撞;离子的温度相对电子来说比较低,使得离子的压力可以被忽略,而相对于产生粘性来讲,该温度还是比较高的,我们可以不计粘性.同时我们假定由于电子具有高的热传导,电子的温度是空间均匀的,而激光加热保持电子温度为常数,不随时间变化,认为电子服从玻耳兹曼分布.我们还假定等离子体的标度长度远大于电子的德拜长度,准中性条件近似成立.

为了简单起见,这里没有考虑靶区的电离动力学、靶内部的消融动力学和入射电磁波的有质动力效应,于是在一维球对称情况下,离子的运动可由如下无量纲化的连续性方程和运动方程描述:

$$\partial \ln n / \partial \tau + u \partial \ln n / \partial r + 2u/r + \partial u / \partial r = 0. \quad (1)$$

$$\partial u / \partial \tau + u \partial u / \partial r + \partial \ln n / \partial r = 0. \quad (2)$$

其中 $u = v_r/c_0$, $n = N/N_0$, $\tau = c_0 t/\lambda_D$, $r = R/\lambda_D$, 声速 $c_0 = (ZT_e/M)^{1/2}$, Z 为离子的电荷态, M 为离子的质量, T_e 为电子的温度, N 为离子的密度, N_0 为靶球中心的初始密度, v_r 为离子的径向速度, R 为径向坐标, $\lambda_D = [T_e/(4\pi N_0 e^2)]^{1/2}$ 为德拜长度.

三、离子的密度和速度

我们假设球对称激光等离子体在初始时刻 $\tau = 0$ 的离子密度和速度为

$$\ln n|_{\tau=0} = -r^2/(r_0^2 l^2),$$

$$u|_{\tau=0} = u_0 r/r_0 \quad (u_0 \leq \sqrt{2}/l). \quad (3)$$

其中 $r_0 = R_0/\lambda_D$, R_0 为表征靶球尺寸的参量, $l = R_L/\lambda_D$, R_L 为表征等离子体标度长度的参量, $u_0 = v_{r0}/c_0$, v_{r0} 为 R_0 处的初始速度. 取 $u_0 \leq \sqrt{2}/l$ 的限制,是为了保证在 $\tau \geq 0$ 时离子有一段时间处于加速状态.

设方程 (1) 和 (2) 具有如下形式的解:

$$\ln n = r^2 f(\tau) + g(\tau). \quad (4)$$

$$u = r \varphi(\tau). \quad (5)$$

将 (4) 和 (5) 式代入 (1) 和 (2) 式,得到如下常微分方程组:

$$dg(\tau)/d\tau + 3\varphi(\tau) = 0, \quad (6)$$

$$df(\tau)/d\tau + 2\varphi(\tau)f(\tau) = 0, \quad (7)$$

$$d\varphi(\tau)/d\tau + \varphi^2(\tau) + 2f(\tau) = 0. \quad (8)$$

如果令 $\varphi(\tau) = d \ln z(\tau)/d\tau$; 则由 (6), (7) 和 (8) 式可以得到

$$g(\tau) = -3 \ln z(\tau) + C_1, \quad (9)$$

$$f(\tau) = -C_2/z^2(\tau), \quad (10)$$

$$dz(\tau)/d\tau = [4C_2 \ln z + \ln C_3]^{1/2}. \quad (11)$$

其中 C_1 , C_2 和 C_3 为积分常数.

选择 $z(\tau)$, 使得 $z(0) = 1$, 积分 (11) 式, 我们得到

$$\tau = C_2^{-1/2} C_3^{-1/(4C_2)} \{ \Phi\{[\ln z + \ln(C_3/(4C_2))]\}^{1/2} - \Phi\{[\ln(C_3/(4C_2))]\}^{1/2} \} \quad (12)$$

而

$$\Phi(x) = \int_0^x \exp(y^2) dy = x \exp(x^2) \sum_{\nu=0}^{\infty} (-2x^2)^{\nu-1} / (2\nu-1)!!$$

由(4),(5),(9),(10)式和初始条件(3)式可以定出积分常数

$$C_1 = 0, C_2 = 1/(r_0^2 l^2), C_3 = \exp(u_0^2/r_0^2).$$

于是离子的密度和速度为

$$\ln n = [-r^2/(r_0^2 l^2 z^2)] - 3 \ln z, \quad (13)$$

$$u = r(4 \ln z + u_0^2 l^2)^{1/2}/(r_0 l z). \quad (14)$$

而

$$\begin{aligned} \tau = & \sum_{\nu=1}^{\infty} (-1)^{\nu-1} r_0 l z (4 \ln z + u_0^2 l^2)^{\nu-1/2} / (2^{\nu} (2\nu-1)!!) \\ & - \sum_{\nu=1}^{\infty} (-1)^{\nu-1} r_0 (u_0 l)^{2\nu} / (2^{\nu} u_0 (2\nu-1)!!) \end{aligned} \quad (15)$$

由(13)–(15)式可以看到,离子的密度随 r 增大而单调减小,而随着时间的推移,分布渐趋平坦.图1示出离子密度在不同时刻、对于 l 和 r_0 不同取值的空间分布.实线 a_1, a_2, a_3 是对

$r_0 = 50, l = 10$ 的靶,在 $z = 1, 1.05, 1.10$ 时的离子空间分布;点划线 b_1, b_2, b_3 和点线 c_1, c_2, c_3 与 a 线所取的时间 τ 对应(z 值并不相同),所不同的是对于 b 线,

$$r_0 = 100,$$

对于 c 线, $l = 5$.由图1可见,在离子密度的时间进程中, r_0 大的演化慢, l 小的变化快.

离子的速度随 r 而线性增大,这与文献[12]的结果相同.但离子的速度对时间的依赖关系比较复杂.在 τ 较小,即 $z \sim 1$ 时,速度正比于 τ ,这与平面靶的结果相同^[11].随着时间的增加,在

$$\ln z = \ln z_{u_{\max}} = (2 - u_0^2 l^2)/4$$

时,速度达到极大值:

$$u_{\max} = r(4 \ln z_{u_{\max}} + u_0^2 l^2)^{1/2}/(r_0 l z). \quad (16)$$

图2示出对于不同的 z, u_0, l 和 r_0 的离子速度的空间分布.实线 a_1, a_2, a_3 表示 $r_0 = 50, l = 10, u_0 = 0$ 时速度随时间的变化($z = 1 \rightarrow z = 1.648 \rightarrow z = 10$),速度先是增大,达到极大 a_2 位置,然后又减小.点划线 b_1, b_2, b_3 ,虚线 c_1, c_2, c_3 和点线 d_1, d_2, d_3 的指标1的线与 a_1 所取的时间 τ 相同,指标2的线取达到极大速度时的 $z_{u_{\max}}$ (对于 c_2 ,因有初速 $u_0, z_{u_{\max}} = 1.284$,其余各线 $z_{u_{\max}} = 1.648$),指标3的线取 $z = 10$,与 a 线不同的是 b 线的 $l = 5, c$ 线的 $u_0 = 0.1, d$ 线的 $r_0 = 200$.可以看到由于密度梯度变陡(l 小),速度增大,而对于大尺寸的靶,速度较小.初速度不为零时,加速的时间变短.

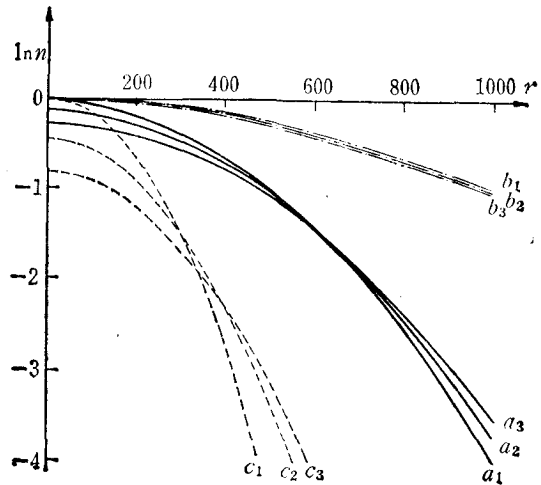
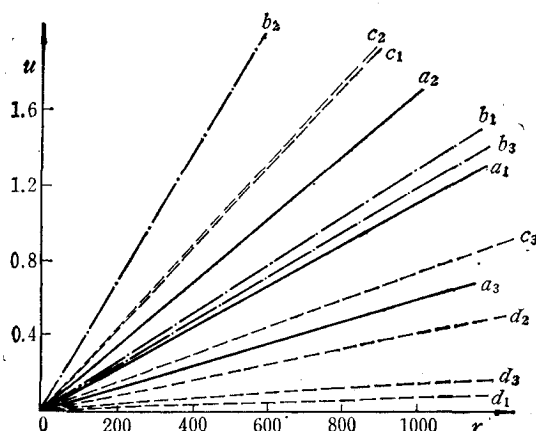


图1 离子密度的对数与 r 的关系

a_1 —— $z = 1, r_0 = 50, l = 10$; a_2 —— $z = 1.05, r_0 = 50, l = 10$;
 a_3 —— $z = 1.10, r_0 = 50, l = 10$; b_1 —— $z = 1, r_0 = 100, l = 10$;
 b_2 —— $z = 1.013, r_0 = 100, l = 10$; b_3 —— $z = 1.008, r_0 = 100, l = 10$;
 c_1 —— $z = 1, r_0 = 50, l = 5$; c_2 —— $z = 1.171, r_0 = 50, l = 5$;
 c_3 —— $z = 1.31, r_0 = 50, l = 5$

图2 离子速度 u 与 r 的关系

a_1 —— $z = 1.10$, $r_0 = 50$, $l = 10$, $u_0 = 0$; a_2 —— $z = 1.648$, $r_0 = 50$, $l = 10$, $u_0 = 0$; a_3 —— $z = 10$, $r_0 = 50$, $l = 10$, $u_0 = 0$; b_1 —— $z = 1.028$, $r_0 = 50$, $l = 5$, $u_0 = 0$; b_2 —— $z = 1.648$, $r_0 = 50$, $l = 5$, $u_0 = 0$; b_3 —— $z = 10$, $r_0 = 50$, $l = 5$, $u_0 = 0$; c_1 —— $z = 1.23$, $r_0 = 50$, $l = 10$, $u_0 = 0.1$; c_2 —— $z = 1.2840$, $r_0 = 50$, $l = 10$, $u_0 = 0.1$; c_3 —— $z = 10$, $r_0 = 50$, $l = 10$, $u_0 = 0.1$; d_1 —— $z = 1.0071$, $r_0 = 200$, $l = 10$, $u_0 = 0$; d_2 —— $z = 1.648$, $r_0 = 200$, $l = 10$, $u_0 = 0$; d_3 —— $z = 10$, $r_0 = 200$, $l = 10$, $u_0 = 0$

四、能量定标律和多峰结构

从(14)式,我们可以求得每个离子的能量

$$E = Z T_e r^2 (4 \ln z + u_0^2 l^2) / (2 r_0^2 l^2 z^2). \quad (17)$$

由最大离子速度,可以求得离子的最大能量

$$\begin{aligned}
 E_{\max} &= Z T_e r^2 (4 \ln z_{\max} + u_0^2 l^2) / (2 r_0^2 l^2 z_{\max}^2) \\
 &= Z T_e r^2 / \{ r_0^2 l^2 \exp[1 - (u_0^2 l^2 / 2)] \}.
 \end{aligned} \quad (18)$$

在 $u_0 = 0$, $2 \ln z \ll 1$, 即 $z \leq z_{\max}$ 条件下,取(15)式的零级近似 $r \simeq r_0 l z (\ln z)^{\frac{1}{2}}$, 则(17)式可近似地表示成

$$E = 2 Z^2 T_e^2 R^2 \lambda_D^2 / (M R_L^4 R_0^4 z^4). \quad (19)$$

由此得到 $E \sim Z^2/M$ 的能量定标律. 与平面靶的结果^[11]比较, 可以知道球靶在刚开始时 ($g \ll z_{\max}$) 遵从与平面靶相似的 $Z^2 T_e^2 / M$ 的能量定标律, 证明快离子是由高的电子温度和陡的密度梯度产生的. 所不同的是, 对于平面靶, 能量 E 对等离子体标度长度呈 R_L^{-2} 的依赖关系, 而对于球靶则呈 R_L^{-4} 的依赖关系. 此外, 能量 E 还跟 R_0 与 λ_D 的比值大小有关. 这种差别是由于密度的初始分布和靶的几何结构不同而造成的. 当时间增大时, 能量由(17)式描述, 它与平面靶有较显著的差异.

从(13)和(14)式,求得单位时间内通过单位面积的离子数

$$N v_r = N_0 n c_0 u = N_0 c_0 r (4 \ln z + u_0^2 l^2)^{\frac{1}{2}} \exp(-r^2 / r_0^2 l^2 z^2) / (r_0 l z^4). \quad (20)$$

总的能量流为

$$I_{\text{总}} = 4\pi\lambda_D^2 r^2 EN v_r = 2\pi MN_0 c_0^3 \lambda_D^2 (4\ln z + u_0^2 l^2)^{\frac{3}{2}} r^5 \exp(-r^2/r_0^2 l^2 z^2)/(r_0^3 l^3 z^6). \quad (21)$$

总的能量流的峰值为

$$\begin{aligned} I_{\text{总}}^{\text{峰}} &= 4\pi\lambda_D^2 r^2 (EN v_r)_{\text{峰}} \\ &= 2\pi MN_0 c_0^3 \lambda_D^2 (4\ln z_{\text{峰}} + u_0^2 l^2)^{\frac{3}{2}} r^5 \exp(-r^2/r_0^2 l^2 z_{\text{峰}}^2)/(r_0^3 l^3 z_{\text{峰}}^6). \end{aligned} \quad (22)$$

该峰值对应的能量为

$$E_{\text{峰}} = Z T_c r^2 (4\ln z_{\text{峰}} + u_0^2 l^2)/(2r_0^2 l^2 z_{\text{峰}}^2) \quad (23)$$

其中 $z_{\text{峰}}$ 满足 $\partial I_{\text{总}}/\partial t|_{r=\text{const}} = 0$, 即

$$3r_0^2 l^2 z_{\text{峰}}^2 + (r^2 - 3r_0^2 l^2 z_{\text{峰}}^2)(4\ln z_{\text{峰}} + u_0^2 l^2) = 0. \quad (24)$$

从 (23) 和 (24) 式可以看到, 峰值能量与离子的电荷态、电子温度、表征等离子体标度长度的参量、表征靶球尺寸的参量及 u_0 有关. 对于给定的靶, r_0 和 u_0 只可能有一个值, 因此产生多峰结构的机制不外是三种, 即存在不同荷质比的多种离子, 存在不同电子温度的多种电子, 以及存在不同的局域标度长度. 对于前两种机制已被许多文献指出, 在此只想作一个粗糙的定性说明. 对于后一种机制, 将借助于特征线方程, 用混合数值解析方法给出定量的证明.

假如等离子体中存在多种荷质比的离子, 它们具有相同的等离子体特征标度长度和初速度, 作为一种初级近似, 认为它们彼此并不耦合, 于是可以对每种荷质比的离子用上述双流物理模型处理. 由 (24) 式看到, 由于 r_0, u_0, l 相同, 对于各种荷质比的离子, $z_{\text{峰}}$ 相同, 于是 $r_{\text{峰}}$ 亦相同. 但由于 Z/M 不同, 所以 c_0 不同, 对于各种荷质比的离子, $t_{\text{峰}}$ 不同, 在空间固定点 r 处的观察者将在不同的时间观察到能量分布出现峰值, 即观察到双峰结构.

如果等离子体中存在不同温度的电子, 例如, 温度为 T_h 的热电子和温度为 T_c 的冷电子, 则需要用三流体物理模型来处理, 但考虑到冷电子不能穿越等离子体鞘 $r_f(t)$, 以及在鞘内部冷电子数远大于热电子数的事实, 准中性条件 $n = n_h + n_c$ 可以近似地表示为 $n \simeq n_h (r > r_f(t)), n \simeq n_c (r < r_f(t))$. 于是离子在这两个区域满足如下方程:

$$\partial \ln n / \partial \tau + u \partial \ln n / \partial r + 2u/r + \partial u / \partial r = 0. \quad (25)$$

$$\partial u / \partial \tau + u \partial u / \partial r + \theta_a \partial \ln n / \partial r = 0. \quad (26)$$

$$\theta_a = \begin{cases} \theta_h = T_h/T_c & r > r_f(t), \\ \theta_c = T_c/T_c = 1 & r < r_f(t). \end{cases} \quad (27)$$

与一电子温度的情况不同, 两群电子服从不同的方程(包含不同的系数 θ_a). 这里

$$\tau = c_0 t / \lambda_D, \quad c_c = (Z T_c / M)^{\frac{1}{2}}, \quad \lambda_D = [T_c / (4\pi N_0 e^2)]^{\frac{1}{2}}.$$

假定初始条件为 $\tau = 0$ 时离子的密度和速度取

$$\begin{cases} \ln n|_{\tau=0} = [-r^2/(r_0^2 \theta_a)] + (1/\theta_a) - 1 & l = 1, \\ u|_{\tau=0} = 0 \end{cases} \quad (28)$$

$$\theta_a = \begin{cases} \theta_h & r > r_0, \\ \theta_c & r < r_0. \end{cases}$$

求解方程 (25) 和 (26), 可以得到

$$\ln n = [-r^2/(r_0^2 \theta_a z^2)] + (1/\theta_a) - 1 - 3 \ln z, \quad (29)$$

$$u = 2r \sqrt{\ln z / (r_0 z)}, \quad (30)$$

$$\tau = r_0 z \sqrt{\ln z} \sum_{\nu=1}^{\infty} (-2 \ln z)^{\nu-1} / (2\nu-1)!! \quad (31)$$

$$r_f(z) = r_f(z) = r_0 z. \quad (32)$$

(29) 式中 θ_α 的含义与 (27) 式相同. (32) 式是由 (29) 式及在 r_f 处冷热电子的数密度相等而得出的. 峰值条件 $\partial I / \partial t = 0$ 为

$$3r_0^2 \theta_\alpha z^2 - 12r_0^2 \theta_\alpha z^2 \ln z + 4r^2 \ln z = 0. \quad (33)$$

对于特定空间点 r_s , 由 (33) 式可以确定对应于 θ_α 的 z_α^a , 从而得出观察到离子能流峰值的时间 $t(z_\alpha^a)$ 和 $t(z_\alpha^c)$, 而能流峰值为

$$(I_{\text{总}}^\alpha)_\alpha = 16\pi M N_0 c_e^3 \lambda_D^3 r_s^3 (\ln z_\alpha^a)^{\frac{3}{2}} r_0^{-3} (z_\alpha^a)^{-6} \exp[-r_s^2 / (r_0^2 \theta_\alpha (z_\alpha^a)^2) + (1/\theta_\alpha) - 1] \quad (\alpha = h, c). \quad (34)$$

分析表明, 对于适当的空间点 r_s , $t(z_\alpha^a)$ 和 $t(z_\alpha^c)$ 所对应的冷热电子分界面确实分别在小于和大于观察点 r_s 的位置. 由于我们的考虑是极其简化的, 实际上, 准中性条件和等温条件并不严格成立, 因而可以观察到双峰结构的离子位置受到一定的限制. 但从这里的分析, 仍不难看到离子动能的多峰结构与多温度电子的存在有关.

下面仔细地研究多种标度长度的存在对离子动能分布的影响.

设 $\tau = 0$ 时, 离子的密度和速度为

$$\begin{cases} \ln n|_{\tau=0} = -r^2 / (r_0^2 l_1^2) \\ u|_{\tau=0} = 0 \end{cases} \quad r \leq r_0. \quad (35)$$

和

$$\begin{cases} \ln n|_{\tau=0} = [-r^2 / (r_0^2 l_2^2)] + (1/l_2^2) - (1/l_1^2) \\ u|_{\tau=0} = 0 \end{cases} \quad r \geq r_0. \quad (36)$$

于是方程 (1) 和 (2) 在三个区域 (见图 3) 的解可以仿效文献 [11], 用混合数值解析方法求得. 在区域 I 中有

$$\ln n = [-r^2 / (r_0^2 l_1^2 z^2)] - 3 \ln z, \quad (37)$$

$$u = 2r \sqrt{\ln z} / (r_0 l_1 z). \quad (38)$$

在区域 II 中有

$$\ln n = [-r^2 / (r_0^2 l_2^2 z^2)] + (1/l_2^2) - (1/l_1^2) - 3 \ln z, \quad (39)$$

$$u = 2r \sqrt{\ln z} / (r_0 l_2 z). \quad (40)$$

对应于区域 I 和 II 的特征线分别为

$$r_\pm = r_1 z \pm r_0 l_1 z \sqrt{\ln z}, \quad (41)$$

$$r_\pm = r_2 z \pm r_0 l_2 z \sqrt{\ln z}. \quad (42)$$

其中 r_1 和 r_2 表示 $z = 1$ 时的 r 值. 于是在区域 III 中方程 (1) 和 (2) 的解可作为科希初值问题求得. 图 3 示出区域 I, II, III 的特征线.

图 4 给出了表示总的能量流大小的物理量 nu^3 对 τ 的依赖关系. 我们看到离子动能的分布在两个时刻达到峰值, 出现双峰结构. 这表明, 除了多种电子、多种电荷态的离子可以导致多峰结构外, 在包含一种温度的电子和一种荷质比的离子的等离子体中, 也可以由于局域标度长不等而形成多峰结构.

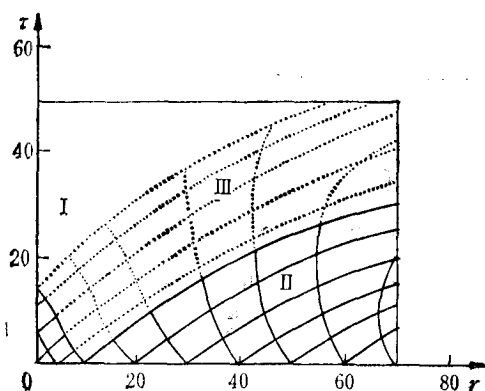


图3 r - τ 特征线
 $r_0 = 10; l_1 = 1; l_2 = 3$

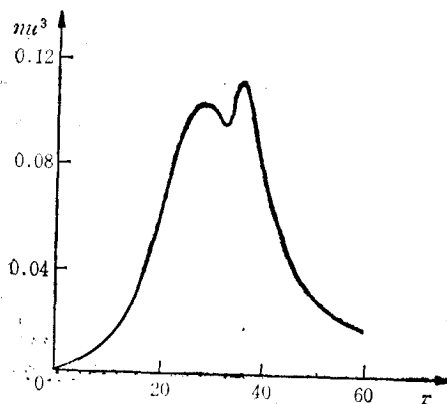


图4 nu^3 对 τ 的依赖关系
 $r_0 = 10; l_1 = 1; l_2 = 3; r = 68$

五、讨 论

本文采用一维一电子温度的双流体物理模型, 讨论了球对称等离子体在静电场偶极加速下的快速膨胀. 在特定的初始条件下得到了离子密度和速度的解析表达式及能量守恒律. 阐明了高的电子温度和陡的密度梯度是快离子产生的重要机制, 证实多种荷质比离子的存在和两种温度电子(热电子和冷电子)的存在是造成离子能量分布呈现多峰结构的重要原因. 同时用特征线方法计算了具有两种标度长度的等离子体中离子的行为, 表明局域标度长度的不一致也可以造成能量分布的多峰结构.

但是, 必须指出, 本文为了得到一些简明的易于分析的解析结果, 曾作了等温和准中性的假定. 这些假定在实际的激光等离子体快速膨胀中并不严格成立.

例如, 电子的温度会按下面的电子能量方程随时间变化:

$$\frac{1}{2} n_e \partial \theta_e / \partial \tau = 4\pi \int_0^\infty n_e u_e r^2 \nabla U dr + q(\tau), \quad (43)$$

其中 n_e 为总的电子数, $\theta_e = T_e/T_{e0}$ 为无量纲温度, n_e 和 u_e 为电子的无量纲密度和速度, $U = e\phi/T_{e0}$ 为无量纲静电势, T_{e0} 为 $\tau = 0$ 时的电子温度, $q(\tau)$ 为外源. 为了使电子温度不随时间变化, 要求外源随时间增强, 即

$$q(\tau) = 6\pi^{\frac{3}{2}} (r_0 l_2)^2 \sqrt{\ln z} \quad (44)$$

(44) 式是利用准中性 $n_e \approx n$, $u_e = u$, 并把 (13), (14) 式代入 (43) 式, 通过积分得到的. 如果外源不满足这个要求, 就不能保持等温, 必须对前面的结果用能量方程加以适当修正.

至于准中性条件只是在 $(r_0 l_2)^2 \gg 6$ 情况下的一个近似. 事实上, 如果准中性成立, 则由 $n_e \approx n$ 可以求得静电势

$$U = [-r^2/(r_0^2 l_2^2 z^2)] - 3 \ln z. \quad (45)$$

于是

$$\nabla^2 U = -6/(r_0^2 l_2^2 z^2). \quad (46)$$

要求 $\nabla^2 U \simeq 0$, 必须有 $r_0^2 z^2 \gg 6$.

由于 z 总是大于 1, 上面的条件可看成要求 $(r_0 d)^2 \gg 6$, 因而我们的结果对于标度长度很小的等离子体不再成立, 而必须再借助泊松方程一起进行求解. 这样要得出严格的解析解将甚为困难, 有待于进一步作深入的研究.

参 考 文 献

- [1] C. C. Slater *et al.*, in *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, edited by H. J. Schwarz and H. Hora, Plenum, New York, **4B**(1977), 603.
- [2] C. E. Max, *Phys. Rev. Lett.*, **38**(1977), 1397; R. Deeoste *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **31**(1977), 68; M. A. True, James R. Albritton and E. A. Williouns, *Phys. Fluids*, **24**(1981), 1885.
- [3] P. Kolodner *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **37**(1976), 1754.
- [4] R. C. Malone *et al.*, *ibid.*, **34**(1975), 721.
- [5] H. Hora, in *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, edited by H. J. Schwarz and H. Hora, Plenum, New York, **1**(1971), 383.
- [6] J. J. Thomson *et al.*, *Phys. Fluids*, **17**(1974), 973.
- [7] B. Bezzerides, D. W. Forslund and E. L. Lindman, *Phys. Fluids*, **21**(1978), 2179; L. M. Wickens, J. E. Allen and P. T. Rumsby, *Phys. Rev. Lett.*, **41**(1978), 243; M. A. True, James R. Albritton and E. A. Williouns, *Phys. Fluids*, **24**(1981), 1885.
- [8] A. Gurevich, D. Anderson and H. Wilhelmsson, *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 769; J. S. Pearlman and R. L. Morse, *Phys. Rev. Lett.*, **40**(1978), 1652.
- [9] J. Denavit, *Phys. Fluids*, **22**(1979), 1384; J. S. Pearlman and R. L. Morse, *Phys. Rev. Lett.*, **40**(1978), 1652.
- [10] J. Denavit, *Phys. Fluids*, **22**(1979), 1384.
- [11] F. S. Felber *et al.*, *Phys. Fluids*, **21**(1978), 520.
- [12] Ю. И. Иутов, А. Ю. Кравченко, *физ. плаз.*, **3**(1980), 272.

FAST-ION EXPANSION IN A SPHERICALLY SYMMETRICAL LASER-PLASMA

SHEN WEN-DA

(Department of Physics, Shanghai University of Science and Technology)

ZHU SHI-TONG WANG LI-JUN

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The fast expansion processes in a spherically symmetrical laser-plasma are investigated. The analytic expressions for the density, velocity and energy scaling law of fast ions under ambipolar acceleration are found. Explanations are given on various possible mechanisms which are responsible for the formation of the multi peaked distribution of ion kinetic energies.