第 51 卷 第 6 期 2002 年 6 月
1000-3290/2002/51(06)/1326-06

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.51,No.6,June,2002
©2002 Chin. Phys. Soc.

等离子体中 X 射线激光传输与电子密度诊断的理论及数值比较*

傅喜泉† 刘承宜 郭 弘††

(华南师范大学传输光学实验室,广州 510631)

(2001 年 2 月 22 日收到;2001 年 9 月 24 日收到修改稿)

通过数值模拟描述 X 射线激光在等离子体介质中传输的傍轴偏微分方程,分析了等离子体电子密度诊断中折射率测量法(如 Abel 变换方法)的成立条件及适用范围.同时分析了由 Schrödinger 形式理论得到的电子密度诊断的修正项的效果,并给出了修正后的电子密度诊断算法.

关键词:等离子体,电子密度,X 射线激光,Abel 变换

PACC:5250J,5255,5270,5280H

1. 引 言

在强场物理、强激光与物质相互作用、激光等离子体相互作用等实验研究中,等离子体的电子密度是实验中的重要参数.当强激光通过物质时,它会产生等离子体,有时是实验所需要的,有时也会引起一些不利于工作的反应.要分析、预知、避免或者利用这些反应,获得等离子体的电子密度是非常重要的.测量等离子体电子密度的方法主要有两大类:一是利用光谱学方法来测量,另外一种是利用光学的方法来测量.折射率测量法[1,2]是一种常用的光学方法,也是测量等离子体的电子密度分布最精确的方法之一[1].其具体做法是利用激光干涉测量探测光通过等离子体前后的相位差,并假设电子密度分布满足一定的对称性,从而间接地得到等离子体的电子密度.通常的情况是假定轴对称的电子密度分布,利用 Abel 变换来快速求解电子密度[2].

用折射率测量法诊断等离子体电子密度,过去经常采用微波、红外光或者可见光作为探测波,而现在普遍采用 X 射线激光[3—6].X 射线激光由于波长短、亮度大,从而具有高的临界电子密度,可以贯穿到通常激光难以到达的高密度区,降低了不利的衍射及折射效应,提高了分辨率,可以达到高亮度而盖过等离子体的自发辐射.由于折射率的大小取决于电子密度与临界电子密度之比,它与入射激光波长和等离子体电子密度有关.因此使用 X 射线激光可以更精细地测量等离子体电子密度[3—6].另一方面,在精细测量中,通常的 WKBJ 近似[1,7,8]方法的精度已经不够.本文通过数值模拟 X 射线激光在等离子体介质中传输的过程,求得光束通过等离子体前后的位相差,并与 WKBJ 近似方法[1,7,8]和 Schrödinger 形式理论[9—11]所得位相差进行比较,从而考察这两种近似方法的适用范围和影响因素等.最后,我们给出了新的具有更高精度的含修正项的电子密度诊断算法.

2. X 射线激光在等离子体中的传输方程

光通过等离子体时,可以用 Maxwell 方程组来描述光场的变化规律.假设没有外加(或是自生的)的磁场,等离子体的折射率 n 可以表示为[1]

$$n = \sqrt{\varepsilon} = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{1/2} = \left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{1/2}, \quad (1)$$

其中 ε 为等离子体的介电函数,ω_p 和 ω 分别是电子的等离子体频率和光场的频率,n_e 和 n_c 分别为等离子体的电子密度和光场的临界电子密度.另外,

* 国家自然科学基金重点项目(批准号:69789801)、广东省自然科学基金重点项目(批准号:970842)、国家高技术 863 计划、霍英东基金(批准号:71058)、广东省团队项目(批准号:20003061)、国家教育部骨干青年教师基金资助的课题.

† 电话:020-85211920 转 5,传真:020-85211603,E-mail:stllto@scnu.edu.cn,http://llto.scnu.edu.cn

†† 通信作者.电话:020-85216522

假设本文讨论是稳定的和电中性的，且 $\omega_p \leqslant \omega$. 光场表示为

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{x},t) = \boldsymbol{E}(\boldsymbol{x})\exp(-\mathrm{i}\omega t),$$

其中 $\boldsymbol{x}$ 为空间的位置矢量. 由 Maxwell 方程组可以得到[7,8]

$$\nabla^2\boldsymbol{E}(\boldsymbol{x}) - \nabla(\nabla\cdot\boldsymbol{E}(\boldsymbol{x})) + \frac{n^2}{n_0^2}k^2\boldsymbol{E}(\boldsymbol{x}) = 0, \quad (2)$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{E}(\boldsymbol{x}) = -2\nabla\ln n\cdot\boldsymbol{E}(\boldsymbol{x}). \quad (3)$$

推导过程中用到了(1)式，其中 $k = n_0\dfrac{\omega}{c}$，n_0 为等离子体折射率 n 的常数部分. 根据(1)式，$n_0 = 1$. 对于 X 射线激光在等离子体中的传输，$n_e \ll n_c$. 利用(1)和(3)式有 $\nabla\cdot\boldsymbol{E} \approx 0$. 因此可以把(2)式化成标量场中的 Helmholtz 方程形式. 本文用 Helmholtz 方程来近似描述 X 射线激光通过等离子体时的变化过程.

假设 $E(\boldsymbol{x}) = \psi\mathrm{e}^{\mathrm{i}kz}$，从 Helmholtz 方程可以得到

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} + \nabla_\perp^2\psi + 2\mathrm{i}k\frac{\partial\psi}{\partial z} + \left(\frac{n^2}{n_0^2} - 1\right)k^2\psi = 0, \quad (4)$$

其中 $\nabla_\perp^2 = \dfrac{\partial^2}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2}{\partial y^2}$ 为横向 Laplace 算子. 等离子体中 X 射线激光传输满足傍轴近似，

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} \ll 2\mathrm{i}k\frac{\partial\psi}{\partial z} \approx \nabla_\perp^2\psi, \quad (5)$$

利用(4)和(5)式可以得到等离子体介质中 X 射线激光的传输方程为

$$\nabla_\perp^2\psi + 2\mathrm{i}k\frac{\partial\psi}{\partial z} - \frac{n_e}{n_c}k^2\psi = 0. \quad (6)$$

利用折射率探测法诊断等离子体的电子密度，所关心的是 X 射线激光分别通过等离子体和真空的相位差. 利用 WKBJ 近似和 $n_e \ll n_c$ 的条件可以得到位相差的近似解[1]

$$\Delta\Phi_A = -\frac{\omega}{2cn_c}\int_L n_e\mathrm{d}l, \quad (7)$$

这里假定等离子体的电子密度是缓变的，忽略了等离子体的电子密度梯度对位相差的影响. 这是一种常用的几何光学方法.

鉴于等离子体电子密度变化对光场的影响，我们利用光束传输的 Schrödinger 形式理论[9—11] 修正(7)式. 在光学薄近似[9] 下可以得到含有修正项的近似解

$$\Delta\Phi_B = -\frac{\omega}{2cn_c}\left[\int_L n_e\mathrm{d}l + \frac{1}{4n_c}\int_L\left(\int_l\nabla_\perp n_e\mathrm{d}l'\right)^2\mathrm{d}l\right], \quad (8)$$

式中第一项和(7)式是相同的，第二项是与电子密度梯度有关的修正项. 其中 L 是光通过待测等离子体的路径长度，l 是沿光线的传输路径.

值得注意的是，无论是 WKBJ 近似，还是 Schrödinger 形式理论的光学薄近似，都只考虑了位相的变化而没有考虑等离子体电子密度对光场强度的影响.

3. 电子密度诊断方法比较

由于(6)式很难解析求解，本文采用计算模拟. 考虑到计算模拟的准确性，可以假定模拟得到的解是准确解，用来分析 X 射线激光在等离子体中传输的性质以及比较(7)和(8)两式所得的位相解，并考察(8)式第二项的修正作用. 对方程(6)式可以采用常规的分步傅里叶变换的方法来模拟[12]. 本文选取 X 射线的波长 $\lambda = 1.55\times10^{-5}$ mm，并假定电子密度为 Gauss 形式：

$$n_e(r) = \frac{n_c}{A}\exp\left(-\frac{\pi r^2}{w_0^2}\right), \quad (9)$$

其中 $r = \sqrt{x^2+z^2}$，即等离子体的电子密度是轴对称的，w_0 是电子密度的变化宽度，$A = n_c/(n_e)_{\max}$ 为临界电子密度与等离子体最大电子密度之比. 在实际测量中必须有这样的附加条件才能仅根据相位得到唯一确定的等离子体密度. 本文的物理图像是一束轴对称的强激光沿 y 方向打到靶面上，产生轴对称的等离子体(对称轴为 y 轴)；而探测用的 X 射线激光是沿 z 方向穿过等离子体的，坐标原点定在等离子体的对称中心上. 等离子体沿 y 轴的分布变化忽略不计，这样在本文中就可以用只在 xz 截面上的情况来分析传输方程(6)式，即只考虑横向一维传输问题. 在这个前提下(6)式得到的相位差可以由电子密度件 Abel 变换得到的[1]，

$$n_e(r) = -\frac{1}{\pi}\frac{2cn_c}{\omega}\int_R\frac{\mathrm{d}\Delta\Phi}{\mathrm{d}x}\frac{\mathrm{d}x}{(x^2-r^2)^{1/2}}. \quad (10)$$

以下把(7)式是称为 Abel 变换解，(8)式称为 Schrödinger 解. 鉴于在实际测量时用干涉的方法来测得探测光通过等离子体后的相位变化，可以假设探测光的起始波形是平面波.

把方程(9)式代入(7)式，得到 Abel 变换解在 Gauss 型电子密度时的表达式

$$\Delta\Phi_A = -\frac{\pi w_0}{A\lambda}\exp\left(-\frac{\pi x^2}{w_0^2}\right)\mathrm{erf}\left(\frac{L\sqrt{\pi}}{2w_0}\right), \quad (11)$$

和 Schrödinger 解的表达式为

$$\Delta\Phi_B = -\left[\frac{\pi w_0}{A\lambda}\exp\left(-\frac{\pi x^2}{w_0^2}\right)\mathrm{erf}\left(\frac{L\sqrt{\pi}}{2w_0}\right) + \frac{\pi^3 l}{A^2\lambda}\frac{x^2}{w_0^4}\exp\left(-2\frac{\pi x^2}{w_0^2}\right)\right], \quad (12)$$

其中

$$l = \frac{w_0^2}{2\pi}\left\{\mathrm{erf}\left(\frac{L\sqrt{\pi}}{2w_0}\right)\left[2w_0\exp\left(-\frac{L^2\pi}{4w_0^2}\right) + \pi L\mathrm{erf}\left(\frac{L\sqrt{\pi}}{2w_0}\right)\right] - \sqrt{2}w_0\mathrm{erf}\left(\frac{L}{w_0}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\right)\right\},$$

$$\mathrm{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^z \exp(-t^2)\,\mathrm{d}t$$

表示误差函数. 计算中取 $w_0 = 1.0$mm. 由误差函数的特殊性质可知,在 L 大于 3 时有 $\mathrm{erf}\left(\frac{L\sqrt{\pi}}{2w_0}\right) = 1$,因此 $l \approx \frac{L}{2}w_0^2 - 0.225079w_0^3$.

从(6)式的数值模拟可以得到位相差的模拟值 $\Delta\Phi_0$. 本文将用 $\Delta\Phi_0$ 与(11)和(12)两式比较,考察 Abel 变换解 $\Delta\Phi_A$ 和 Schrödinger 解 $\Delta\Phi_B$ 成立的范围,以及二者的准确性和修正项的作用.

首先考虑位相差的解. 图 1 是模拟相位 $\Delta\Phi_0$ 与理论相位 $\Delta\Phi_A$ 和 $\Delta\Phi_B$ 的相对误差曲线,其中纵坐标为 $\delta_{A,B} = (\Delta\Phi_{A,B} - \Delta\Phi_0)/(\Delta\Phi_0)_{\max}$. δ_A 的曲线远高于对应的 δ_B 的曲线(在作图时,我们先将 δ_B 的值放大了 10 倍). 从图中可以看出 Schrödinger 解 $\Delta\Phi_B$ 比 Abel 变换解 $\Delta\Phi_A$ 更接近于传输方程的精确解. 这说明修正项在考虑了等离子体电子密度的梯度之后可以很好地弥补 WKBJ 近似所带来的误差,不但是合理的,而且也有很好修正作用. 图 1 还表明,在 A 值增大时 Schrödinger 解相对误差 δ_B 和 Abel 变换解相对误差 δ_A 都急剧减少,到相对误差很小时两者都和模拟值一致.

图 2 为 $A = 100$ 时在不同 L 的情况下 δ_A(a 线)和 δ_B(b 线)最大值的变化曲线. 可见 δ_A 和 δ_B 都是随着 L 的增大而变大的,而且 L 在一定范围内有 $(\delta_B)_{\max} \ll (\delta_A)_{\max}$ 成立. 因此 $n_e \ll n_c$ 这一条件成立的范围可根据实际情况得出. 值得注意的是,这个范围与激光通过等离子体的路径长度有关. 由前面的讨论可知,在路径变长后用理论位相得到的精度会有所降低. 在考虑了修正项之后,可以更好的使理论的位相与模拟的位相值更加吻合.

在得到(7)和(8)两式时,都没有考虑光场强度的变化,即忽略了折射和衍射效应,认为在 $n_e \ll n_c$ 的条件下强度是不变的. 通过(6)式的程序模拟会发现,在 A 值不是非常大时光场强度会发生变化. 图 3 所是不同 A 值时经过等离子体之后模拟光场强度的变化情况,其中激光传输距离为 $L = 10$mm. $A < 10^3$ 时,光场强度的幅度有一定的变化. 激光穿过等离子体之后的幅度变化量是随着 A 的值增大而逐渐消失的. 这个现象说明,随着等离子体中电子的稀薄,它的折射率及折射率梯度变小,折射效应也随着变得不明显了,从而使二者对光波的光场强度的影响也变得不明显了. 由图 3 还可见,不同 A 值时曲线的形状类似,只是偏移量不同,这是由于采用的是相同的电子密度关系(9)式而导致的结果.

从上面的讨论可知,在 A 值在 100 附近或者更小时,即比较接近等离子体临界面时,必须考虑探测

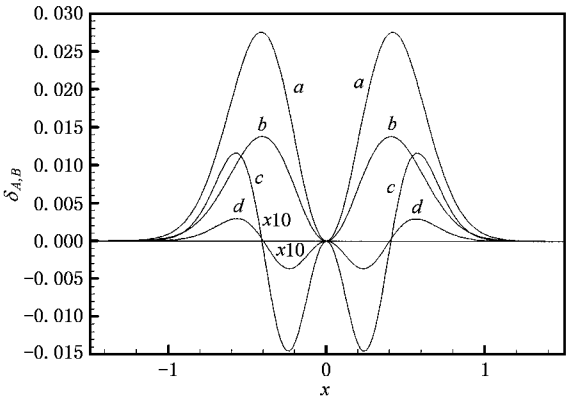


图 1 $L = 10$mm 时修正项修正作用示意图(a, b 分别为 $A = 100$ 和 $A = 200$ 时模拟位相 $\Delta\Phi_0$ 与 Abel 变换解 $\Delta\Phi_1$ 的相对差值 δ_A 曲线;c, d 分别为 $A = 100$ 和 $A = 200$ 时 $\Delta\Phi_0$ 与 Schrödinger 解 $\Delta\Phi_1$ 相对差值 δ_B 的曲线,作图时为了使曲线的变化更明显,将曲线 c, d 的值放大了 10 倍,纵坐标 $\delta\Phi$ 表示模拟相位和理论相位的相对误差 δ_A 或 δ_B 大小)

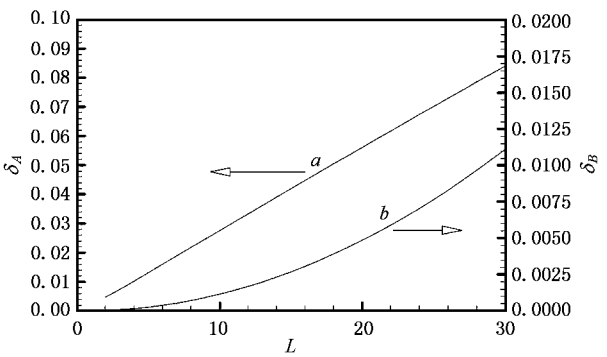


图 2 $A = 100$ 时在不同 L 的情况下 δ_A(a 线)和 δ_B(b 线)的变化曲线

光的传输过程中衍射、折射等效应的影响，同时也得考虑等离子体长度对光场强度的影响. 实验中光场强度的变化会干扰干涉测量中对相位差（即对干涉条纹）的准确测量.

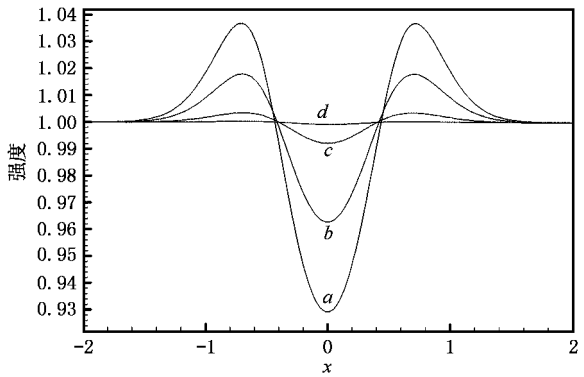


图 3　$L = 10\text{mm}$ 时探测光的光场强度变化示意图（a, b, c, d 分别为 $A = 100, 500, 1000$ 和 10^4 时的变化曲线）

4. Abel 变换及修正项的作用

上一节研究了探测光在等离子体中传输的数值模拟，从假设已知电子密度出发分析了探测光的强度和位相变化的数值模拟解与理论位相解的关系. 实验中是从反方向来求解这个问题，即从测量得到的位相差数值出发，利用 Abel 变换解（7）式或 Schrödinger 解（8）式得到待测等离子体的电子密度. 下面利用上节所得的位相差的数值模拟值 $\Delta\Phi_0$ 作为已知值，分别考察从两种解出发得到的电子密度的精度.

（7）式是电子密度的 Abel 变换，利用 Abel 变换就可以由位相差反推等离子体电子密度[1,13,14]. 图 4 给出了在不同 A 值时的等离子体电子密度的模拟值曲线和原先假设的等离子体电子密度的示意图. 可以看出此时模拟值与理论值相差并不大，差不多是一致的，但是不同 A 值的模拟值曲线都有不同程度的偏离假设的电子密度曲线，其中 A 值越小偏离越厉害. 这个规律由图 5 可以更明显的看出，它的纵坐标表示 $\delta n_e = (n_e - n'_e)/(n_e)_{max}$，$n'_e$ 为计算的模拟值.

同样由模拟会发现误差量随着 L 值的增大而增大，对于 $L = 20\text{mm}$ 在 $A = 100$ 时最大偏移误差有 8.24%，一直到 $A = 600$ 时最大相对误差才变到 0.706%. 这说明随着探测光通过等离子体路径长度

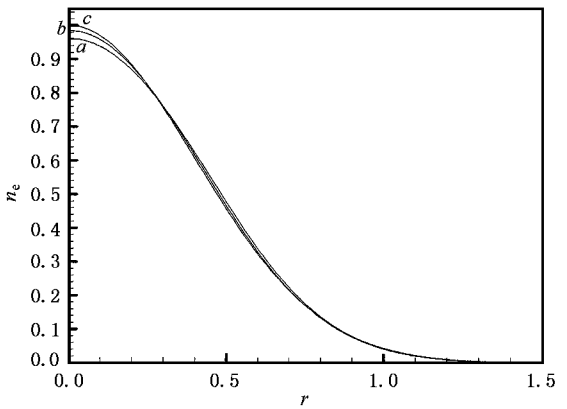


图 4　$L = 10\text{mm}$ 时电子密度曲线示意图（c 是假设的电子密度曲线；a 线为 $A = 100$ 时的模拟 Abel 电子密度曲线；b 为 $A = 200$ 时的模拟 Abel 电子密度曲线）

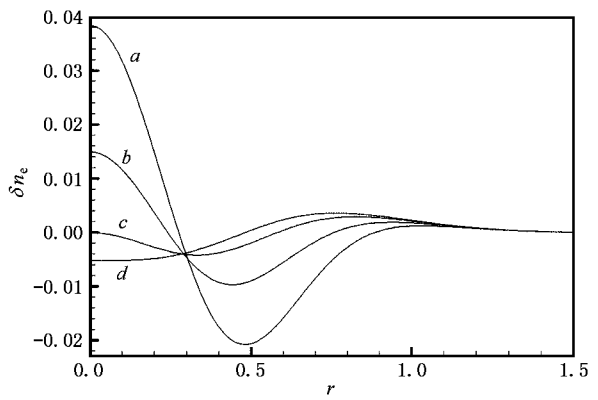


图 5　$L = 10\text{mm}$ 时模拟电子密度与假设的电子密度相对差值曲线示意图（a, b, c, d 分别是 $A = 100, 200, 500, 1000$ 时的曲线；纵坐标表示 δn_e 电子密度的相对差值）

增加或者 A 值变小时，测量得到等离子体的电子密度的准确程度会有所降低. 要弥补这种误差理论上有两种可行的途径，一是用更高临界电子密度的探测 X 射线激光，另外一种途径是考虑 Schrödinger 解 $\Delta\Phi_B$ 中所给的修正项. 由于改变探测激光是很复杂的，因此在等离子体的电子密度接近待测光的临界电子密度时考虑由折射和衍射等引起的修正项是必需的.

当然由图 5 也会发现在 A 值很大时，电子密度的假设值和模拟值之间的最大误差有一定的大小（小于 1%），但是它趋于稳定，这是由于在作数值的 Abel 变换所带来的计算误差，它由 Abel 变换的特性所决定，是在用数值方法实现 Abel 变换模拟时很难避免.

从前面可以看出，只利用 Abel 变换解（7）式 A

在 10^3 数量级以下时有一定的误差，这个显然不是由 Abel 变换的模拟带来的，必须考虑修正项(8)式的作用.我们利用迭代的方法来求解电子密度，具体的流程示意图如图 6.

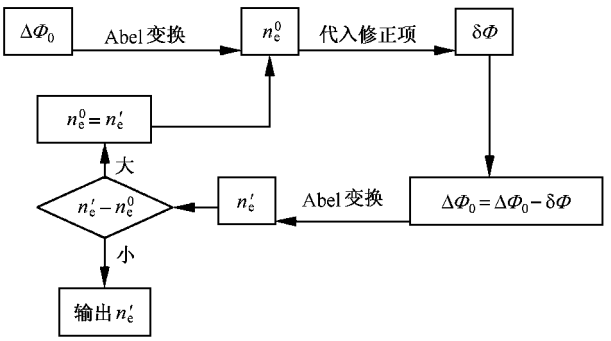


图 6 修正项迭代算法流程示意图

由这个流程示意图可以很容易编程模拟得到考虑修正项以后的电子密度.通过模拟计算发现此时电子密度的相对误差可以得到控制.从原相位差中减去修正项带来的修正位相后，就很接近由 Abel 变换解(7)式直接所得到的位相值，使得再利用 Abel 变换得到电子密度的模拟值相对误差很大的减小.因此在考虑了修正项(8)式的作用之后，用本文所讨论的折射率测量法可以使得到的电子密度误差比不考虑修正时大大的减少(本文所作计算是在 1% 以内)，而在相同的误差条件下，对条件 $n_e \ll n_c$ 的范围也有了很大的扩展，到临界电子密度附近也成立.

5. 讨论和结论

通过以上讨论可以发现，一般来说，由不考虑电子密度梯度的 WKBJ 近似得到的 Abel 变换解(7)式给出的位相差在等离子体电子密度比探测光的临界电子密度小10^3数量级以上时可以很好的成立.但是考虑到 X 射线激光穿过等离子体后的相位变化与路径长度有关等因素，这个量级也只是提供参考.而在 n_c 和 n_e 之间只相差两个量级左右时，由等离子体电子密度引起探测光的折射效应影响着探测光场的强度和相位的变化.

Schrödinger 解(8)式所给的修正项在考虑了等离子体电子密度的梯度之后，起到真正的修正作用，使得在相同的条件下，Schrödinger 解的精度高于 Abel 变换解的精度，也就是说要达到相同的精度，Schrödinger 解的等离子体的电子密度范围比 Abel 变换解的范围要宽.

以上两种理论解认为光场强度不变的假设是有一定局限的，由模拟发现在 n_c 和 n_e 之间只相差两个量级左右时，光场的变化比较大，在实际中不得不考虑这种变化，这两个位相解的应用就会出现错误.还要注意的是，在 X 射线激光经过等离子体的路径也影响相位和强度的变化.

从位相差得到电子密度时，可以用 Abel 变换从无修正项的理论解来实现，在 n_c 是 n_e 的 10^3 以上时相对误差很小(在本文模拟中只有 1% 左右).用迭代的方法把(8)式的修正项加到电子密度的模拟程序中去，可以很好弥补电子密度在临界电子密度附近时的误差，n_c 和 n_e 的范围要求也就没有不考虑电子密度梯度时严格了，可以使本文所讨论的用干涉来测量位相以达到间接测量电子密度的折射率测量法在临界密度附近也有效.

本文虽然只是从 Gauss 形式的电子密度的角度来考虑了探测光数值解和理论解的比较，但是整个探测光在等离子体中的传输的程序编码不失一般性，从这个方面得到的结论也有其一定的代表性.对传输的逆问题即从探测光通过等离子体后的位相差出发来计算等离子体的电子密度的程序也是对一般的不考虑折射和衍射效应的情况都成立的.

[1] Hutchinson I H 1987 *Principles of plasma diagnostic with Microwave* (Cambridge: Cambridge University Press) chap 4

[2] Soltwisch H, Refractometric techniques in plasma diagnostics. In: Huo Y P, Liu C S and Wagner F. Nuclear Fusion and Plasma Physics. Singapore: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, 1995

[3] Cauble R, Da Silva L B, Jr Barbee T W *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3816

[4] Da Silva L B, Jr Barbee T W, Cauble R *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3991

[5] Ress D, Da Silva L B, London R A *et al* 1994 *Science* **265** 514

[6] Wan A S, Da Silva L B, Jr Barbee T W *et al* 1996 *J. Opt. Soc. Am.* B **13** 447

[7] Kruer W L 1988 *The physics of laser plasma interactions* (Addison-Wesley Publishing Company, Inc) chap 3

[8] Zhang J T 1999 *Interaction and simulation of the laser-plasma physics*, (Henan Science and Technology Press) chap 2 (in Chinese) [张家泰 1999 激光等离子体相互作用物理与模拟(河南科技出版社)第二章]

[9] Liu C Y, Guo H, Liu Y 1999 *High Power Laser and Parcle Beams* **11** 601(in Chinese)[刘承宜、郭　弘、刘　勇 1999 强激光与粒子束 **11** 601]

[10] Liu Timon Cheng-Yi, Guo Hong, Hu Wei and Deng Ximing 2000 *Chin. Phys. Lett.* **17** 734

[11] Liu Chengyi, Guo Hong, Hu Wei *et al* 2000 *Science in China* (*Series A*) **43** 312(in Chinese)[刘承宜、郭　弘、胡巍等 2000 中国科学(A 辑) **30** 54]

[12] Agrawal G P 1995 *Nonlinear Fiber Optics* 2nd (Academic Press) chap 5

[13] Zhu S Y 1987 *Fusion and Plasma Physics* **7** 102(in Chinese)[朱士尧 1987 核聚变与等离子体物理 **7** 102]

[14] Jiang S E, Liu Z L, Yuan D Y *et al* 1999 *Acta Opt. Sin.* **19** 660(in Chinese)[江少恩、刘忠礼、唐道源等 1999 光学学报 **19** 660]

Propagation of X-ray in the plasma and compare of analytical and simulative solutions about the diagnostics of electric density of plasma*

Fu Xi-Quan　Liu Cheng-Yi　Guo Hong

(*Laboratory of Light Transmission Optics, South China Normal University, Guangzhou* 510631, *China*)

(Received 22 February 2001; revised manuscript received 24 September 2001)

Abstract

In this paper we analyzed the tenable conditions and domain which the refractive-index measurements (e.g., by Abel transformation) can be applied successfully and accurately in the diagnostics of electric density of plasma. Also we analyzed the effect of the correctional term of the WKBJ solutions which was obtained by the Schrödinger formulation, and at last we bring forward the simulation algorithmic of the diagnostics of electric density according to the correctional solution.

Keywords: plasma, electric density, X-ray, Abel transform

PACC: 5250J, 5255, 5270, 5280H

* Project supported by the Key Projectof National Natural Science Foundation of China (Grant No. 69789801), the Key Project of Natural Science Foundation of Guangdong Province (Grant No. 970842), the Team Project of Guangdong Provincial Department of Science and Technology (Grant No. 2003061), the funds of National Hi-Tech Committee, the Fok Ying Tung Education Foundation (Grant No. 71058) and the Foundation for the Key Young Teachers of the Ministry of Education of China.