

以巨脉冲红宝石激光为光源的 Mach-Zehnder 干涉仪应用于 θ 收缩等离子体的研究*

中国科学院物理研究所激光干涉研究小组

提 要

本文应用巨脉冲红宝石激光为光源的 Mach-Zehnder 干涉仪,研究了 23 kJ (千焦耳) “ θ 收缩” (θ -pinch) 等离子体的电子密度、形状和不稳定性。从轴向干涉图的照片获得 45 至 120 mTorr (毫托) 氖气压范围的二维电子密度分布和电子密度的峰值在 6×10^{16} — $2.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 范围。等离子体最大收缩出现在主压缩磁场的第一个半周期的 $1/3$ 附近。在等离子体的最大收缩附近的特征约束时间 (粒子数衰减 $1/e$ 的时间) 为 1.8 — $4.3 \mu\text{s}$ 。具有负偏磁场的干涉图显示在等离子体中捕获了偏磁场。从这些干涉图的照片上还看到等离子体在主压缩磁场和等离子体捕获场之间作径向磁流体振荡。干涉图照片还表明,在 45 至 80 mTorr 氖气压范围内,等离子体在主压缩磁场的第一个半周期内基本上都是稳定的。

一、前 言

目前在控制核聚变的研究中, θ 收缩是一种重要的途径。等离子体的电子密度分布是 θ 收缩装置中的一个重要参量。对于电子密度的测量,在低密度时可用磁探针、微波干涉和光谱的方法;在较高密度时可用光波的干涉或光的散射等方法。光探测方法的优点是它不扰动等离子体,而且光的波长短,因而获得较高的空间分辨率。当把激光作为光源用于探测等离子体时,它的优点更为突出。例如,使用 Q 开关产生巨脉冲激光作为光源,可获得毫微秒的时间分辨率。应用 Mach-Zehnder 干涉仪测量等离子体的折射率,可获得等离子体的电子密度二维分布。用巨脉冲激光作为它的光源,可研究迅速变化的等离子体的宏观运动和宏观不稳定性等。

本文应用我们自行设计和安装的以巨脉冲红宝石激光为光源的 Mach-Zehnder 干涉仪(参看工作总结^[1])研究了 θ 收缩等离子体的电子密度二维分布、形状和不稳定性。测量了 45—120 mTorr 氖气压范围, 23 kJ θ 收缩等离子体的二维电子密度分布。得到了特征约束时间。观察了等离子体捕获场,利用巨脉冲激光的高度时间分辨率,观察到等离子体的“爆聚”(implosion)、等离子体的径向磁流体振荡以及等离子体的“旋转槽纹”(rotating flute)不稳定性等。

* 1973 年 4 月 2 日收到。

二、等离子体的电子密度和干涉条纹移动的关系

在空气动力学的研究工作中,人们很早就应用 Mach-Zehnder 干涉仪测量气流的折射率变化.近年来,激光与 Mach-Zehnder 干涉仪配合广泛地用于测量等离子体的二维电子密度分布^[2-5].对于完全电离的等离子体,折射率 μ 可由下式表示^[6]:

$$\mu \simeq 1 - \frac{1}{2} \omega_p^2 / \omega^2, \quad (1)$$

其中 ω 为入射光的频率, ω_p 为电子等离子体频率.

当 Mach-Zehnder 干涉仪的测试臂存在等离子体时,引起测试光束和参考光束之间以波长为单位的光程差 F (即干涉条纹移动数)为

$$F = \frac{1}{\lambda_0} \int_0^l (\mu - 1) dl = - \frac{1}{2\pi} \frac{e^2}{m_e c^2} \lambda_0 \int_0^l n_e dl, \quad (2)$$

其中 l 为测试光束方向的等离子体的长度; n_e 为等离子体的电子密度; c 为光速; e 和 m_e 分别是电子的电荷和质量,负号表示电子密度增加时条纹的级次变低.对于 $\lambda_0 = 6943 \text{ \AA}$ (红宝石激光的波长),移动 F 个条纹相当于积分电子密度

$$\int n_e dl = 3.2 \times 10^{17} \cdot F \text{ cm}^{-2}. \quad (3)$$

三、 θ 收缩和干涉实验安排

本实验是在储能为 100 kJ 的直线 θ 收缩装置^[7]中进行的,但能量仅用 23 kJ.产生等离子体的单匝线圈由三个分立的电容器组所激励:(1)一组 5 kV, 5.6 kJ 的电容器组提供缓慢变化的偏磁场 B_0 (它的 1/4 周期 $\sim 50 \mu\text{s}$);(2)具有低电感,上升时间快的 60 kV, 720 J(焦耳)的预电离电容器组用于预电离;(3) 37.5 kV, 23 kJ 的主磁压缩电容器组提供快速上升的磁场,形成等离子体的“爆聚”和压缩等离子体.

单匝线圈的长度为 20 cm,内径为 8 cm 和电感为 2 nH(毫微亨),没有设置几何磁镜.预电离组产生峰值为 2.8 kGs(千高斯),周期为 2.2 μs 的磁场,它在放电管内壁感应电场的最大值为 $1.4 \times 10^2 \text{ V/cm}$.主磁压缩组在线圈内产生峰值为 33.6 kGs,上升时间为 3.1 μs 的磁场,它在放电管内壁感应电场为 $3.4 \times 10^2 \text{ V/cm}$.刚玉放电管的内径为 7 cm,它的外径和单匝线圈的内径相适应.放电管两端窗口用精度为 1/20 λ 、厚度为 $\simeq 2 \text{ cm}$ 的 K₉ 玻璃平面平晶真空密封.为了减轻放电时对窗口的污秽,在放电管二端面与单匝线圈之间设置了二台 4 kGs 恒定偏转磁场和二面活动挡板.为了识别干涉照片上等离子体柱的位置,在放电管径向安置劈形标志,二窗口上的标志的方向相互垂直.

放电管充氙气的气压在 45—120 mTorr 范围内.通过下述的 θ 收缩的工作程序使单匝线圈内的氙气电离、“爆聚”和磁压缩加热:(1)放电管抽空至 $1 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ 后,充氙气至实验所要求的气压;(2)偏磁场电容器组通过单匝线圈放电提供偏磁场 B_0 ;(3)当偏磁场 B_0 接近于峰值时(大约在 B_0 开始后 35 μs)将预电离加到单匝线圈上,在放电管内壁

感应电场使氙气预电离, 继续增加的偏磁场帮助已形成的等离子体脱离管壁并渗透于等离子体中, 而形成了主磁压缩作用的初始条件; (4) 预电离开始作用后的 $8 \mu\text{s}$ (亦即偏磁场开始后的 $\approx 43 \mu\text{s}$), 37.5 kV , 23 kJ 的主磁压缩电容器组通过单匝线圈放电, 产生快速增强的主压缩磁场。用 $(a/b/c)$ 表示实验过程中所用的上述参数, 其中 a 表示主磁场能量, b 表示偏磁场相对于主磁场的方向和它的能量, c 为氙气气压。例如 $(23/-5.6/80)$ 表示主磁压缩为 37.5 kV , 23 kJ , 偏磁场为 5 kV , 5.6 kJ , 负号表示偏磁场方向与主磁场相反, 以及氙气气压为 80 mTorr 。

激光 Mach-Zehnder 干涉仪^[1]和 θ 收缩的放电管排列的示意图见图 1。Mach-Zehnder 干涉仪的四面镜子的精度为 $1/20 \lambda$ 。它的光源是 Q 开关红宝石激光 (波长 $\lambda_0 = 6943 \text{ \AA}$ 、单次脉冲宽度为 50 ns , 功率为 $\geq 10 \text{ MW}$), 它提供了精确的时间分辨率, 从而可观察 θ 收缩初始阶段等离子体的“爆聚”和在压缩过程中可能出现的等离子体的宏观运动和不稳定性。激光光束经过倒望远镜系统 (图 1 中的 L_1, L_2 所组成) 将激光光束放大并充满放电管截面, 改善了激光束的发散度。

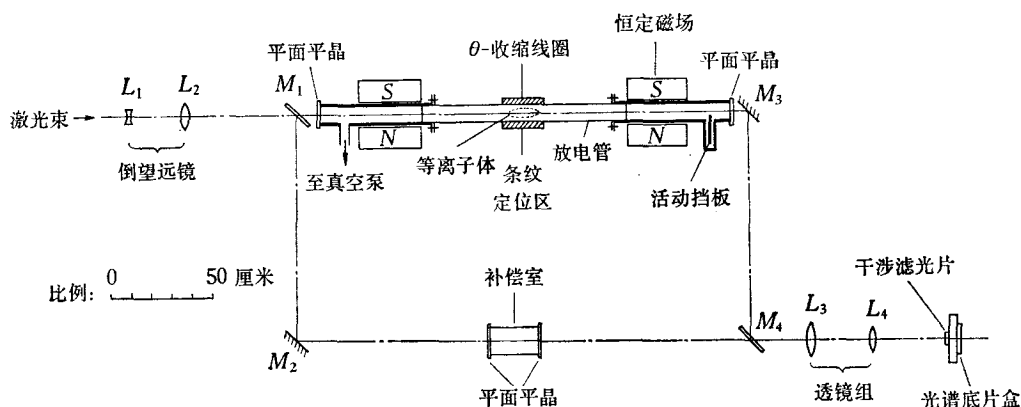


图 1 激光 Mach-Zehnder 干涉仪和 θ 收缩的放电管的排列示意图

为了得到 θ 收缩过程中某时刻的干涉照片, 必须在 θ 收缩和激光之间进行同步操作。为此, 首先打开激光泵源 (氙闪光灯), 经过 $\approx 1.5 \text{ ms}$ 后使 θ 收缩进行工作。在主磁压缩的电容器组触发的同时, 送出一个可变延迟信号 ($0-10 \mu\text{s}$), 打开 Q 开关输出巨脉冲激光, 底版上就得到所需时刻的干涉图。同时, 用示波器观察和记录 θ 收缩的放电波形和激光信号。干涉图用长波灵敏的光谱底版照相记录。为了消除等离子体的本身发出的光, 在照相底版前放置干涉滤光片。

四、测 量

在实验中, 通常预先将干涉仪调节到 ≈ 10 个条纹的背景条纹。在有等离子体时, 干涉照片上可以看到由等离子体引起的大的条纹移动, 全部等离子体被主压缩磁场扫入 $\approx \phi 2 \text{ cm}$ 的等离子体柱内。在等离子体外边表现为无畸变的背景条纹, 它本身成为测量条纹移动的标尺。测量绝对条纹移动数 F 可有二种方法: (1) 在干涉照片上, 沿垂直于条

纹的放电管的径向测量移动的位置,然后扣除相应的背景条纹,就得到该处的绝对条纹移动数;(2)在干涉照片上沿平行于真空条纹的径向测量移动条纹数.在这径向某处所测得的条纹移动数就是等离子体在该处引起的绝对条纹移动数.如果,等离子体向馈槽(Feed point)方向有漂移,则测量的径向应相应移动.这样便得到了平行或垂直于背景条方向的条纹移动数的径向分布 $F(r)$.

等离子体中存在电子密度梯度将使光线弯曲,产生附加光程.这个以波长为单位的附加光程 δ 引起的误差可用下式表示^[6]:

$$\frac{\delta}{F} = \frac{l^2}{6} \frac{e^2 \lambda_0}{2\pi m_e c^2} \frac{(\nabla n_e)_\perp^2}{n_e}, \quad (4)$$

式中 $(\nabla n_e)_\perp$ 表示垂直于光线方向的电子密度梯度.例如,当 $n_e = 10^{17}/\text{cm}^3$, 设 $(\nabla n_e)_\perp = 10^{17}\text{cm}^{-4}$, $\lambda_0 = 6943 \text{ \AA}$ 和 $l = 100 \text{ cm}$, 则 $\frac{\delta}{F} = 0.035$. 因为误差与等离子体的长度的平方成正比,因此对较长的等离子体应考虑(4)式的误差来修正测量值.对于我们的实验,等离子体的长度 $l \simeq 16 \text{ cm}$, 所以可以不考虑因密度梯度引起光线弯曲所形成的误差.

五、实验结果和讨论

我们得到了在 θ 收缩的主压缩磁场的第一个半周期内的五种氖气压($p = 45, 60, 80, 100$ 和 120 mTorr)的时间序列干涉图的照片,例如,图2和图3分别给出了无偏磁场时,45和80 mTorr 氖气压在主压缩磁场的第一个半周期内的时间序列干涉图的照片.用节三所述的 θ 收缩的参数记号分别命名为 $(23/0/45)$ 和 $(23/0/80)$.图4是有负偏磁场($-B_0$)时,80 mTorr 氖气压在主压缩磁场的第一个半周期内的时间序列干涉图的照片,即 $(23/-\frac{5}{5.6}/80)$.

在实验工作开始时,放电管抽空至 $1 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ 后,需充氖气放电二、三次,将放电管壁清除干净,否则在干涉图的照片上等离子体柱外围的背景条纹被扰乱,这表示在管壁附近有杂质流入等离子体柱内.经过二、三百次放电后,放电管的真空密封窗口的平面平晶受到污秽.污物经化学定性分析以 Al 为最多,其次为 Fe 和 Cu. 它们的比例大致是 $\text{Al}:\text{Fe}:\text{Cu} = 30:1:1$. 除此之外,还有不少油脂.

从五种氖气压干涉图的照片可得到下述结果.

1. 电子密度极大值和等离子体的特征约束时间

按照节四所述的方法处理这些干涉图的照片,便得到干涉条纹移动数沿放电管径向分布 $F(r)$ 的时间序列图.例如,图5和图6就是分别对应于图3和图4的干涉条纹移动数沿放电管径向分布 $F(r)$ 的时间序列图.图上标志的箭头方向是馈槽位置关于放电管径向的方位.根据等式(3),这些条纹移动数 $F(r)$ 代表了相应的轴向积分电子密度 $(\int n_e dl)$. 在表1中列出了轴向积分电子密度 $(\int n_e dl)$ 和它出现的时间.采用等离子体的长度为 16 cm (内磁探针的实验值)并假定等离子体的电子密度沿轴向是均匀的,则从轴

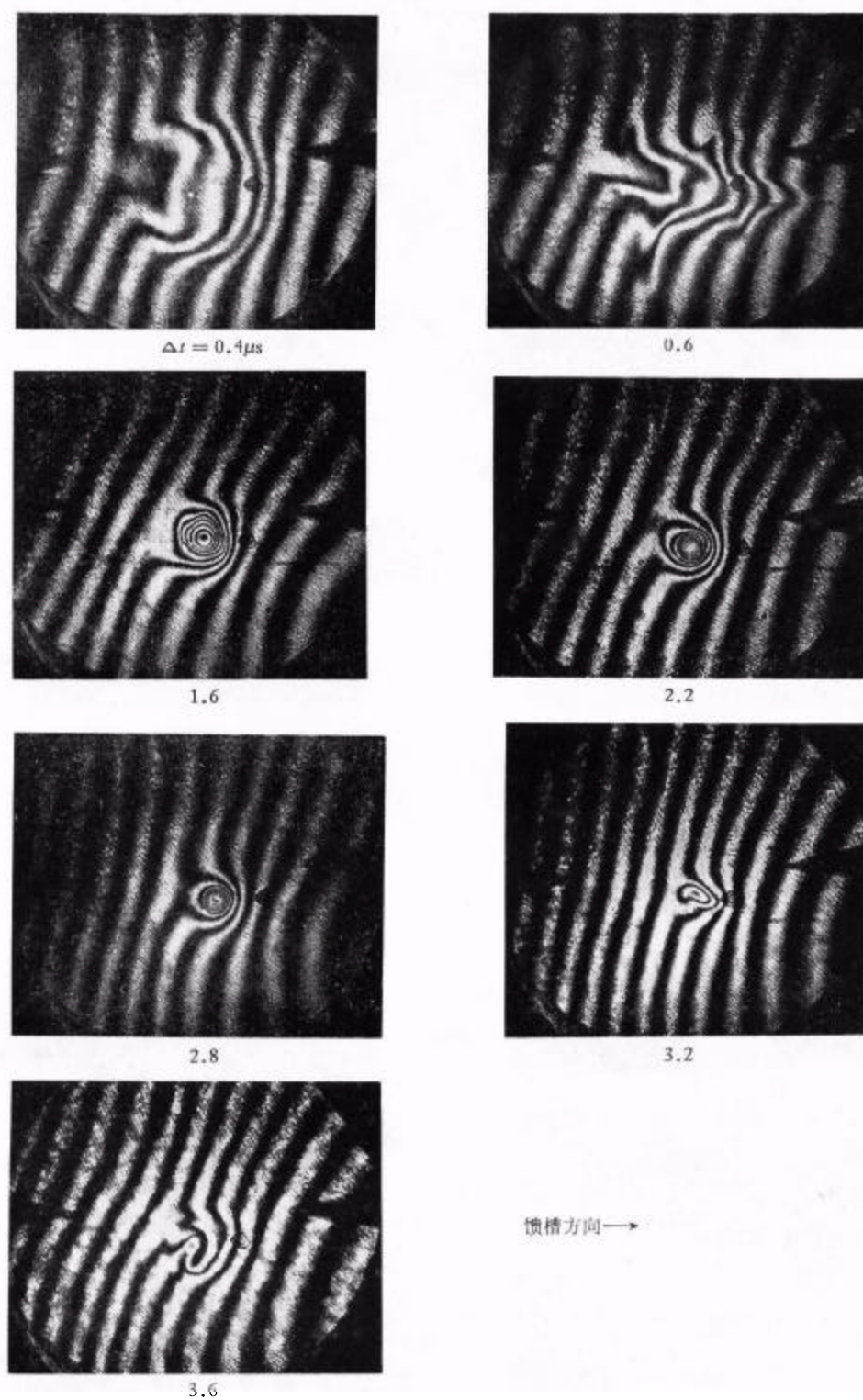
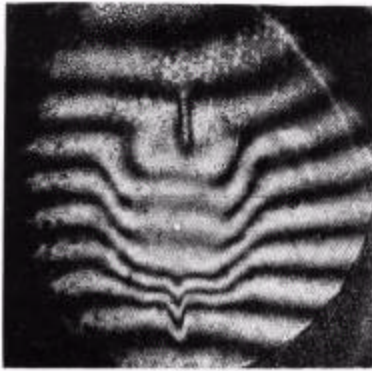
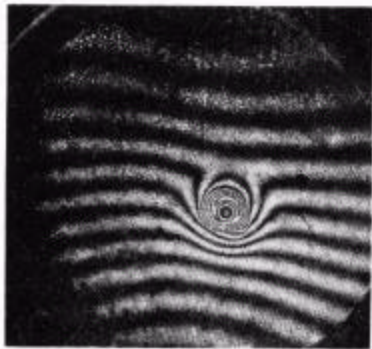
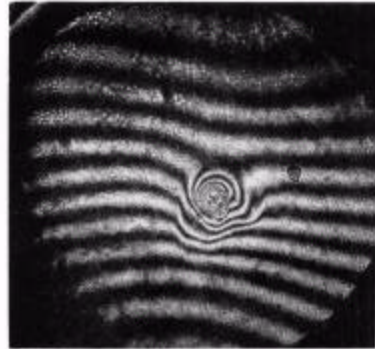


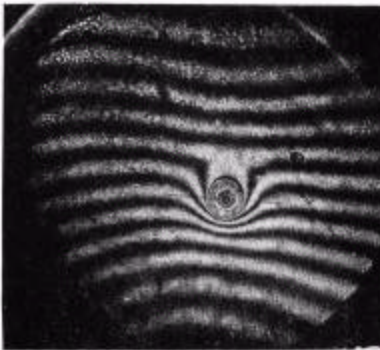
图2 (23/0/45) 序列在主压缩磁场的第一个半周期内的干涉图的照片。
 Δt 从主压缩磁场开始时算起的时间

 $\Delta t = 0.2 \mu s$ 

1.1

 ~ 1.3 

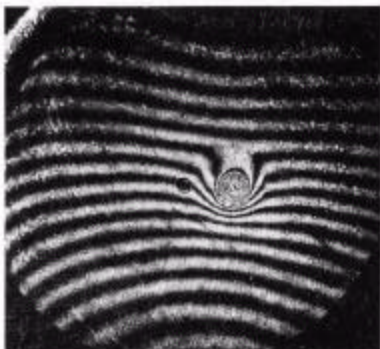
1.6



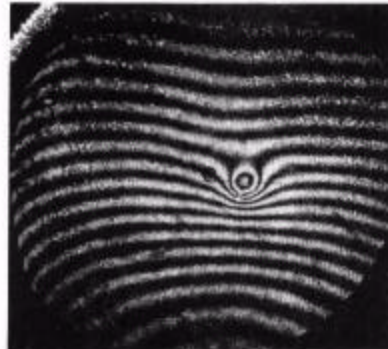
2.0



2.1



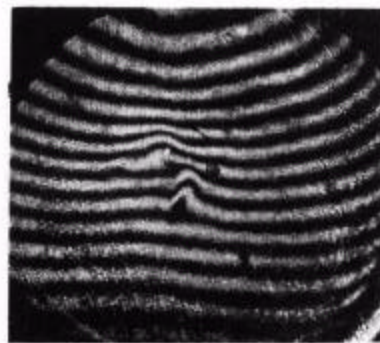
2.5



3.6



3.8



4.1

槽槽方向→

图3 $(23/0/80)$ 序列在主压缩磁场的第一个半周期内的干涉图的照片。

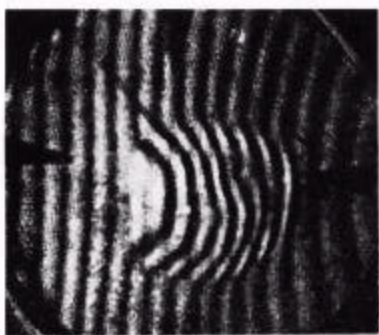
Δt ——从主压缩磁场开始时算起的时间



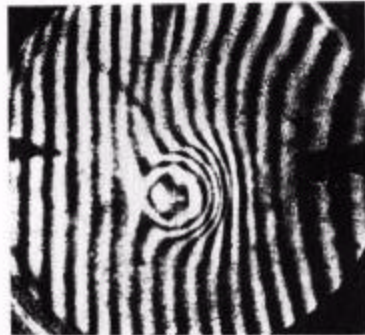
$\Delta t = 0.4 \mu s$



1.2



1.8



2.4



3.2



3.4

槽槽方向→

图4 $(23/-\frac{5}{5.6}/80)$ 序列在主压缩磁场的第一个半周期内的干涉图的照片。

Δt ——从主压缩磁场开始时算起的时间

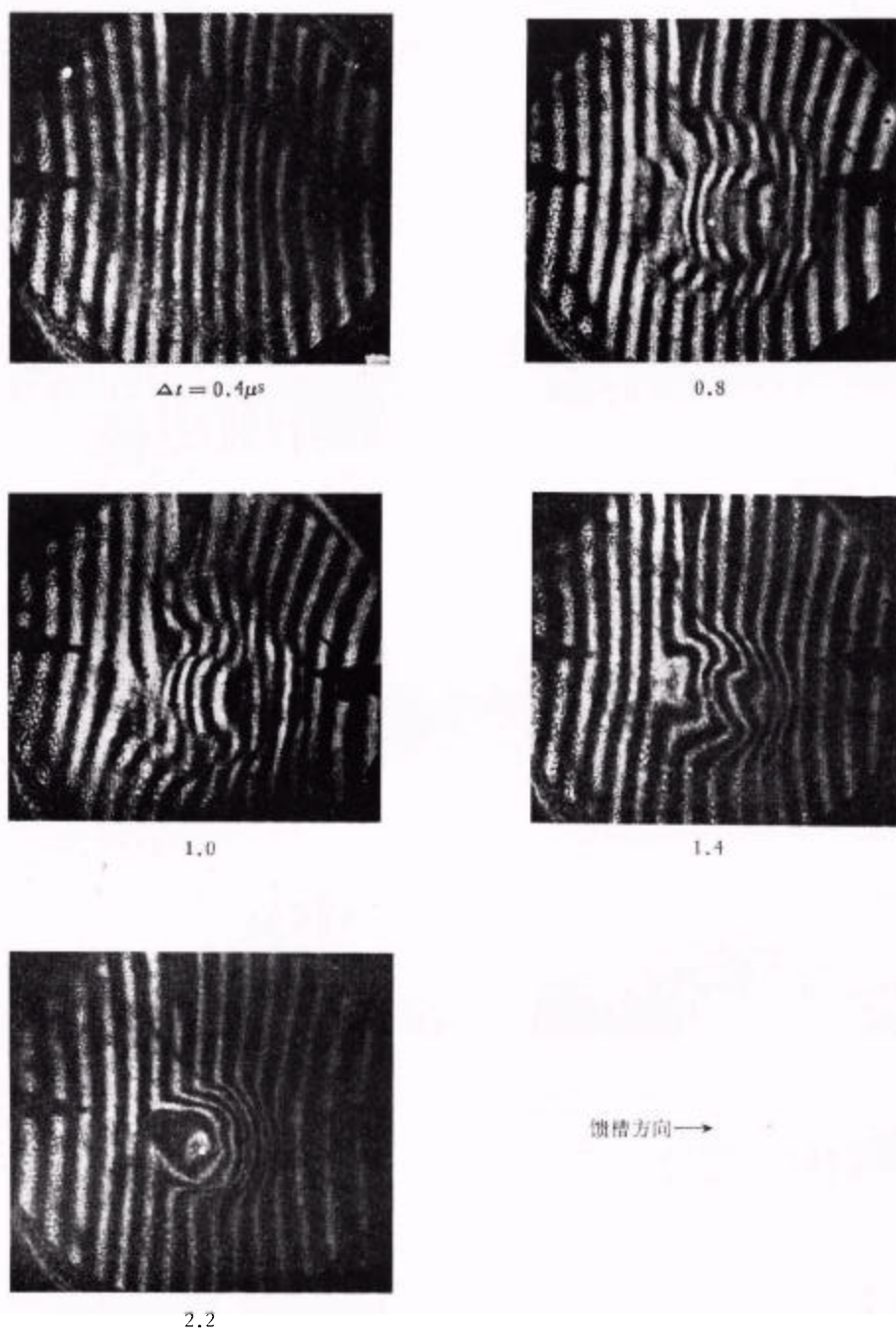


图8 $(23/-5.6/45)$ 序列在主压缩磁场的第一个半周期内的干涉图的照片。
 Δt ——从主压缩磁场开始算起的时间

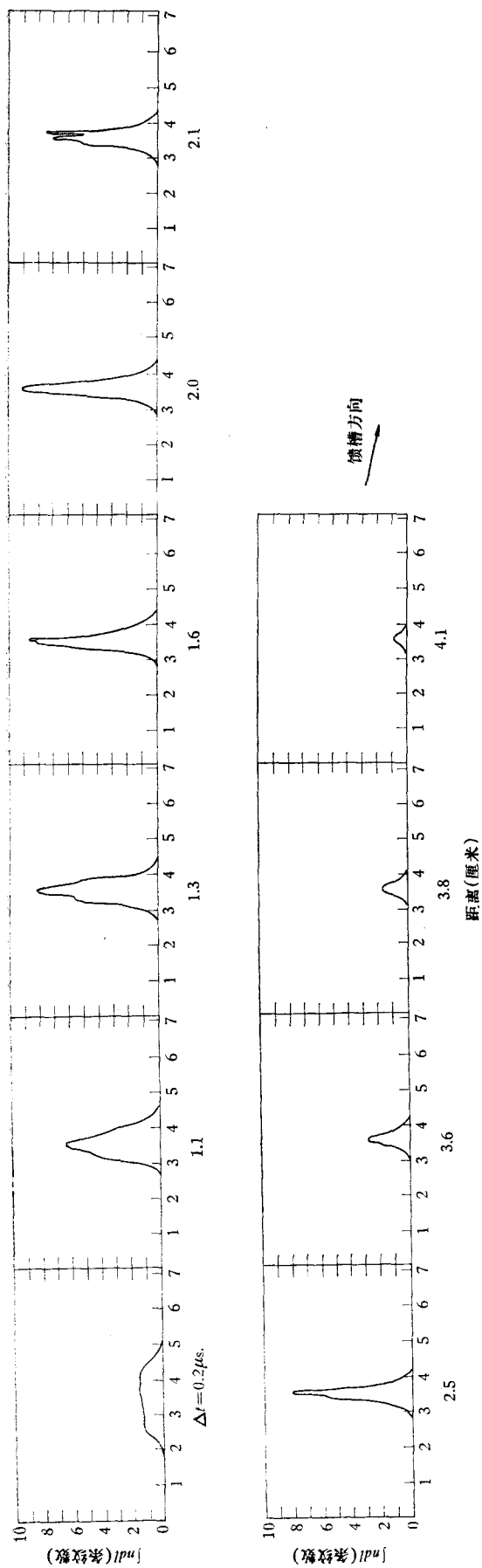


图 5 (23/0/80) 序列的条纹移动的径向分布 $F(r)$ 图. Δt ——从主压缩磁场的第一个半周期开始算起的时间

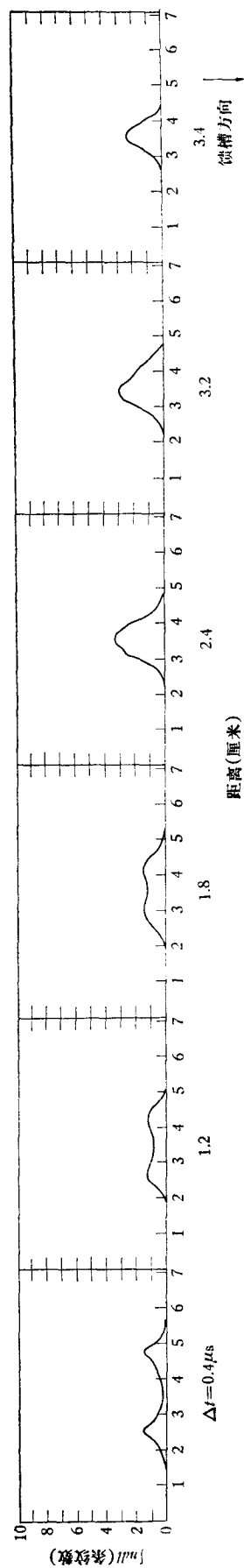


图 6 (23/-5.6/80) 序列的条纹移动的径向分布 $F(r)$ 图. Δt ——从主压缩磁场的第一个半周期开始算起的时间

向积分电子密度的最大值可求出最大电子密度在 $6 \times 10^{16} - 2.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 范围. 最大电子密度的出现时间, 一般都在主压缩磁场的最大值的前面, 大致在主压缩磁场的第一个半周期的 $1/3$ 附近(见表 1).

表 1 等离子体的轴向积分电子密度 ($\int n_e dl$)、特征约束时间和等离子体的平均半径

参 数 序 列	$\int n_e dl$		特 征 约 束 时 间		等 离 子 体 的 平 均 半 径	
	最 大 值 ($\times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$)	出 现 时 间 (μs)	$\tau_1 (\mu\text{s})$	$\tau_2 (\mu\text{s})$	$\bar{r}_{p1} (\text{mm})$	$\bar{r}_{p2} (\text{mm})$
(23/0/45)	17	2.2	2.6	1.1	8	8
(23/0/60)	13	2.1	2.3	1.0	9	7
(23/0/80)	18	2.0	1.8	0.2	8	5
(23/-5.6/80)	6	2.4	4.3	0.3	15	11
(23/0/100)	23	2.2	2.3	1.2	12	10
(23/-5.6/100)	12	2.8	3.6	1.5	18	14
(23/0/120)	23	2.2—2.6	3.5	0.6	11	7
(23/-5.6/120)	9	~2.5	3.4	0.9	19	15

等离子体的电子总数 N_e 可从条纹移动的径向分布 $F(r)$ 根据下述方法计算. 在计算过程中不需要等离子体的长度的数值. 假定条纹移动的径向分布有轴对称性, 由 (3) 式对等离子体的截面 A_p 求积分:

$$N_e = \int_{A_p} \int_0^l n_e dl dA_p = 2.03 \times 10^{18} \int_0^{r_p} F(r) r dr \quad (\text{当 } \lambda_0 = 6943 \text{ \AA}), \quad (5)$$

其中 r_p 为等离子体的半径. 用数值法求出上式积分, 便得到等离子体的电子总数 N_e . 当等离子体的截面为椭圆时[例如, (23/0/120) 序列, 等离子体出现 $m = 2$ 的槽纹不稳定性

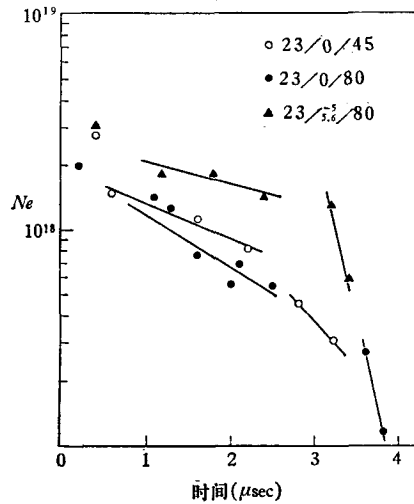


图 7 几个参数序列的等离子体的电子总数 N_e 与主压缩磁场的第一个半周期内的时间关系

的情形(参看图 12)], 则条纹移动的径向位置用椭圆归一化因子进行修正后, 仍按轴对称来计算. 图 7 画出了几个参数序列的半对数坐标的电子总数 N_e 与主压缩磁场的第一个半周期内的时间关系. 从图 7 可以看到, 对每个参数序列都有两条直线. 它们的斜率代表了等离子体的两个特征约束时间. 各个参数序列的等离子体的两个特征约束时间(粒子数衰减 $1/e$ 的时间)和相应的等离子体的平均半径列于表 1 中. 对于 45—120 mTorr 气压范围内, 在最大收缩附近的特征约束时间 τ_1 为 1.8—4.3 μs 范围. 而在最大压缩(主压缩磁场的最大值)以后或附近的特征约束时间减少至 0.2—1.5 μs 范围. 由于选取直线的任意性, 引起特征约束时间的误差大约为 50%. 另外, 各个参数序列干涉图的照片表明, 等离子体在早期有较大的半径. 因为电子总数的计算误差与等离子体的半径的平方成正比, 所以各个序列早期的电子总数 N_e 有较大的误差(参看图 7), 而且一般都偏大.

为了进行比较, 计算了各个参数序列在最大收缩时等离子体的电子总数与初始粒子数的百分比, 以及在最大压缩时等离子体的电子总数与初始粒子的百分比 (见表 2)。可以看出, 对大多数的参数序列在最大收缩时 $\approx 40\%$ 的初始粒子还保持在 θ 收缩的单匝线圈内, 而在最大压缩时, 75% 以上的等离子体已从放电管的终端逃逸。因此, 在主压缩磁场的峰值时得不到最大的收缩。当提高主磁压缩电容器组的能量时, θ 收缩等离子体出现中子发射。中子的出现时间也在主压缩磁场的第一个半周期的 $1/3$ 附近^[8]。这个现象与上述的实验结果相符。

表 2 $\frac{(N_e)_p}{(N_e)_0} \times 100\%$ 和 $\frac{(N_e)_c}{(N_e)_0} \times 100\%$ 比较表

参 数 序 列	初始粒子数 ¹⁾ ($N_e)_0$ ($\times 10^{18} \text{cm}^{-3}$)	$\Delta t \approx 2.2 \mu\text{s}$			$\Delta t \approx 3.1 \mu\text{s}$		
		出现时间 (μs)	在最大收缩时 电子数 ($N_e)_p$ ($\times 10^{18} \text{cm}^{-3}$)	$\frac{(N_e)_p}{(N_e)_0} \times 100\%$	出现时间 (μs)	在最大压缩时 ($N_e)_c$ ($\times 10^{18} \text{cm}^{-3}$)	$\frac{(N_e)_c}{(N_e)_0} \times 100\%$
(23/0/45)	2.0	2.2	0.8	40	3.2	0.3	15
(23/0/60)	2.6	2.2	0.6	23	3.0	0.3	12
(23/0/80)	3.5	2.0	0.7	20	2.5	0.5	14
(23/- $\frac{5}{5.6}$ /80)	3.5	2.4	1.4	40	3.2	1.3	37
(23/0/100)	4.4	2.2	1.7	39	2.6	1.0	23
(23/- $\frac{5}{5.6}$ /100)	4.4	2.8	1.8	39	3.6	1.1	25
(23/0/120)	5.2	2.2	2.0	38	3.3	1.1	21
(23/- $\frac{5}{5.6}$ /120)	5.2	2.2	2.0	38	2.8	1.0	19

1) 用等离子体长度 ($l = 16 \text{ cm}$) 计算

2. 等离子体捕获磁场的观察

对所研究的氖气压范围内, 当有负偏磁场时, 在早期的干涉图的照片上, 看到轴心附近的条纹移动有向干涉级次较高的方向返回弯曲的现象 (参看图 4 的前面三张照片和图 8 的前面第二、第三和第四张照片)。这类干涉图照片的相应的条纹移动分布 $F(r)$ 图, 在轴心附近有凹形 (参看图 6); 换言之, 在这些等离子体的截面的中心区域存在轴向积分电子密度极小值。从这些干涉图照片上, 测量了轴向积分电子密度的极小区域的平均半径 $\bar{r}_m$ 和它的持续时间 t_m (见表 3)。从表 3 看到, 轴向积分电子密度的极小区域的持续时间 t_m 至少为 $1.4 \mu\text{s}$, 对 100 mTorr 达到 $2.2 \mu\text{s}$ 。这种等离子体的截面中心存在轴向积分电子密度的极小区域, 是等离子体捕获磁场的特征^[2-4]。J. P. 克雷格等^[9]曾用红外激光

表 3 轴向积分电子密度极小区域的平均半径 $\bar{r}_m$ 、等离子体捕获磁场的持续时间 t_m , 以及等离子体的径向磁流体振荡的存在时间 t_0

参 数 序 列	轴向积分电子密度极小区域 的平均半径 $\bar{r}_m(\text{mm})$	等离子体捕获场的持续时间 $t_m > (\mu\text{s})$	等离子体的径向磁流体振荡 的存在时间 $t_0 > (\mu\text{s})$
(23/- $\frac{5}{5.6}$ /45)	8.0	1.4	0.8
(23/- $\frac{5}{5.6}$ /80)	8.0	1.8	1.8
(23/- $\frac{5}{5.6}$ /100)	9.3	2.2	1.0
(23/- $\frac{5}{5.6}$ /120)	8.6	1.4	1.4

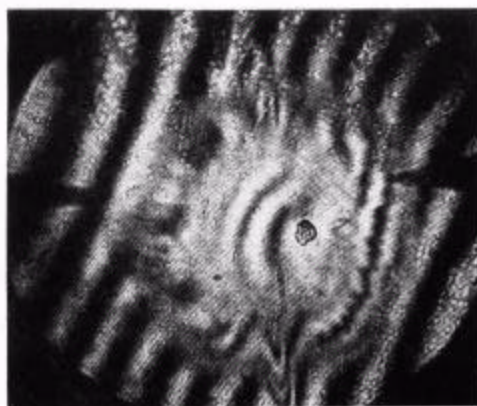
的法拉第旋转的方法测量了这类等离子体所捕获的磁场。在第一个半周期内,轴向积分电子密度的极小区域的被填满,可以认为是等离子体捕获负偏磁场的消失。这是因为等离子体横越磁力线的扩散时间有几个微秒的量级($\approx 10 \mu s$)^[3]。因此,轴向积分电子密度的极小区域的持续时间 t_m ,代表了等离子体捕获负偏磁场所保持的时间。在表 1 和表 2 中,对于有负偏磁场的参数序列的特征约束时间较长,它的 $(N_e)_p/(N_e)_0 \times 100\%$ [和 $(N_e)_c/(N_e)_0 \times 100\%$] 也有较大的份额。这事实反映了负偏磁场对等离子体的约束有所帮助^[3,8]。下面将看到,对于有负偏磁场的参数序列将出现等离子体的径向磁流体振荡。

3. 等离子体的“爆聚”和等离子体的径向磁流体振荡

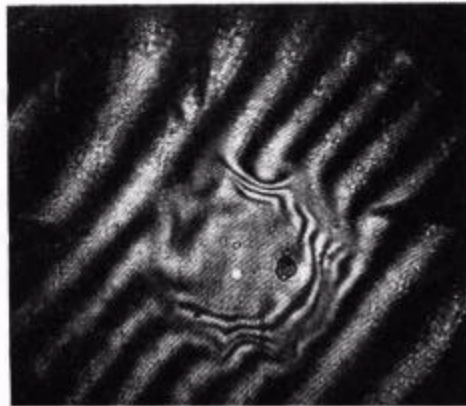
在主压缩磁场开始后的 $0.7 \mu s$ 内,从干涉图的照片上看到圆形或环形的模糊区。它是由于干涉图的照片的曝光时间(巨脉冲激光的宽度)内等离子体的高速运动所造成的。图 9 的二张照片是 (23/0/120) 序列的最早的二张干涉图的照片(即图 12 的第一张和第二张照片)。它们相当于等离子体初期存在电流鞘(sheath)时刻的干涉图的照片。图 9 的第一张照片($\Delta t \sim 0.1 \mu s$),相当于电流鞘的“爆聚”的巨脉冲红宝石激光为光源的 Mach-Zehnder 干涉图照片。图 9 的第二张照片($\Delta t \sim 0.4 \mu s$)相当于电流鞘的反射或反跳时刻的干涉图照片。从第一张照片上干涉条纹被模糊的宽度和照相曝光时间(巨脉冲红宝石激光宽度)估计“爆聚”速度为 $\approx 10^7 \text{ cm/sec}$ 。

在等离子体捕获负偏磁场早期的干涉图的照片上(例如,图 4 的 $\Delta t = 0.4 \mu s$, $1.2 \mu s$ 和 $1.8 \mu s$ 的三张照片。其中 $\Delta t = 1.2 \mu s$ 的 1:1 的照片参看图 10),可以看到两个模糊的同心环。其内环与等离子体的轴向积分电子密度的极小区的外缘相吻合,而外环与等离子体的直径相重合。这种现象反映了等离子体在捕获磁场和主压缩磁场间的径向磁流体振荡。我们观察了各个参数序列的等离子体的径向磁流体振荡存在的时间(见表 3 的第四行)。这些参数序列的等离子体的径向磁流体振荡至少持续 $1 \mu s$,在 80 mTorr 氖气压达到 $> 1.8 \mu s$ 。有许多作者用磁探针、高速照相、克尔盒(Kerr cell)和红外激光的法拉第旋转等方法研究了 θ 收缩等离子体产生的径向磁流体振荡^[9-12]。尼布利特(Niblett)和格林(Green)在理论上得到了等离子体的径向磁流体振荡的解析表达式^[10]。他们的理论结果和高速照相的实验结果符合得很好。弗里德里克(Otto M. Friedrich, Jr.)和杜格尔(Arwin A. Dougal)用一维的二流体的磁流体方程数值计算了 θ 收缩等离子体的径向磁流体振荡的周期,并且和尼布利特和格林得到的解析式的计算结果作了比较^[13]。上述各种类型的实验提出等离子体的磁流体振荡的模型如下:被压缩在外磁场和捕获磁场之间的 θ 收缩等离子体,由于初始等离子体的“爆聚”冲过了外磁场和捕获磁场之间的平衡位置,接着等离子体在这平衡位置附近振荡。

上面已经指出,等离子体捕获磁场的干涉照片存在轴向积分电子密度的极小区域。这些干涉图说明, θ 收缩等离子体不是全部处于外磁场和捕获场之间。因此,处于轴向积分电子密度极小区域的等离子体也将受到外部压力的作用。我们在 (23/- $\frac{5}{5.6}$ /45) 序列的早期的干涉图的照片上(参看图 8 的第二张和第三张照片,其中第二张的 1:1 的照片见图 11),看到三个模糊的同心环。外面的两个模糊环如同上面所分析的,它是由于等离

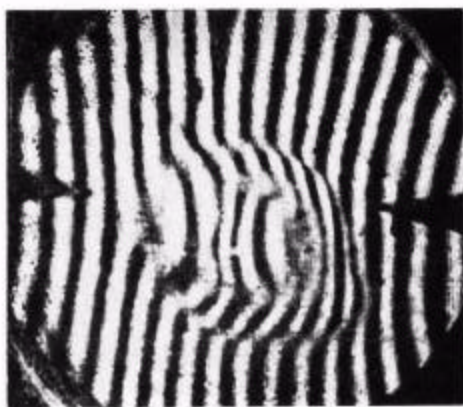


$\Delta t = 0.1 \mu s$
(23/0/120) 比例: 1:1



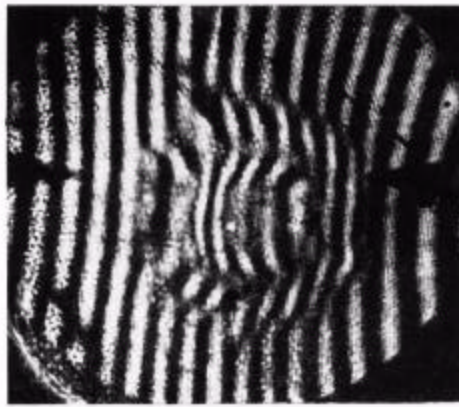
$\Delta t = 0.4 \mu s$
(23/0/120) 比例: 1:1

图 9 θ 收缩等离子体的“爆聚”的干涉图的照片(参看图 12)



$\Delta t = 1.2 \mu s$
(23/-5.6/80) 比例: 1:1

图 10 θ 收缩等离子体的径向磁流体振荡的干涉图的照片(参看图 4 的第二张照片)



$\Delta t = 0.8 \mu s$
(23/-5.6/45) 比例: 1:1

图 11 θ 收缩等离子体的径向磁流体振荡和轴向积分电子密度极小区域内的等离子体的径向运动的干涉图的照片(参看图 8 的第二张照片)

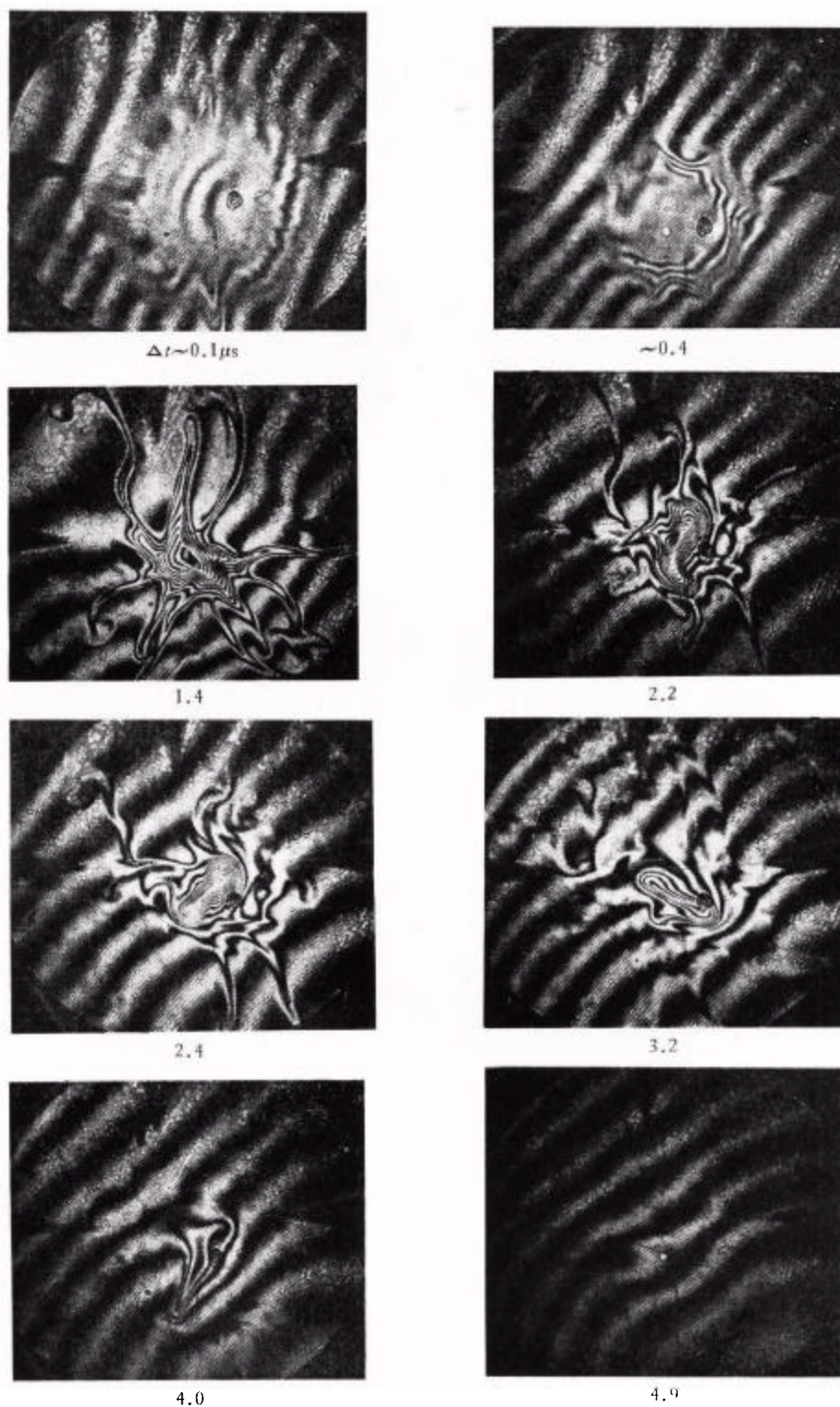


图 12 (23/0/120) 序列在主压缩磁场的第一个半周期内的干涉图的照片.
 Δt 从主压缩磁场开始时算起的时间

子体的磁流体的径向振荡所造成的。处于最里面的模糊环是位于轴向积分电子密度的极小区域以内，它正是代表了处于这区域内的等离子体受到外部的压力作高速径向运动所造成的。从这模糊环的宽度和干涉图的照片的曝光时间估计它的径向速度为 $\approx 10^6$ cm/s。

这种现象在 $(23/-\frac{5}{5.6}/80)$ 序列中也观察到(参看图 4 的第三张照片)。

4. 不稳定性的观察^[14]

从时间序列的巨脉冲红宝石激光光源的 Mach-Zehnder 干涉图的照片可以看到,对于 45—80 mTorr 氖气压范围内,在主压缩磁场的第一个半周期内基本都是稳定的。但在 120 mTorr 氖气压无偏磁场时[即 $(23/0/120)$],观察到可能是 $m = 2$ 的旋转槽纹不稳定性,在主压缩磁场开始后的 $\approx 1 \mu\text{s}$ 形成,并以 $\approx 1.7 \times 10^6$ rad/s 的角速度绕放电管轴旋转直至等离子体消失(见图 12)。它的旋转方向和离子在主压缩磁场中的廻转方向相同。然而,在 120 mTorr 氖气压具有负偏场[即 $(23/-\frac{5}{5.6}/120)$]时,没有观察到不稳定性。

参 考 文 献

- [1] 中国科学院物理研究所一室,巨脉冲红宝石激光为光源的 Mach-Zehnder 干涉仪 (1972).
- [2] F. C. Jahoda, E. M. Little, W. Q. Quinn, F. L. Ribe and G. A. Sawyer, *J. Appl. Phys.*, **35** (1964), 2351.
- [3] Howard N. Roberts and Arwin A. Dougal, *Technical Report*, No. 47, Electronics Research Center, the University of Texas at Austin, April 22 (1968), AD-672813.
- [4] 早瀬, 喜代司等, 電気学会雑誌, **91** (1971), 1080.
- [5] E. M. Little, W. E. Quinn and G. A. Sawyer, *Phys. Flu.*, **8** (1965), 1168.
- [6] F. C. Jahoda and G. A. Sawyer, "Optical refractivity of plasma" in *Methods of Experimental Physics*, Vol. 9, Part B, edited by R. H. Lovberg and Hans R. Griem. Academic Press, New York and London, 1971.
- [7] 中国科学院物理研究所 θ 收缩实验小组, 十万焦耳 θ 收缩装置, 物理, **3**(1974), No. 1.
- [8] A. C. Kolb, *Rev. Mod. Phys.*, **32** (1960), 748.
- [9] J. P. Craig, R. F. Gribble and A. A. Dougal, *Technical Report*, No. 3/AF33(657)-11073, Plasma Dynamics Research Laboratory, The University of Texas at Austin, April 1 (1965), AD-626938.
- [10] G. B. F. Niblett and T. S. Green, *Proc. Phys. Soc.*, **74** (1959), 737.
- [11] H. A. B. Bodin, T. S. Green, G. B. F. Niblett, N. J. Peacock, J. M. P. Quinn, J. A. Reynolds, *Nuclear Fusion* (1962), supplement-part. 2, p. 521.
- [12] D. L. Fisher, T. S. Green, G. B. F. Niblett, *J. Nuclear Energy*, Part C, **4** (1962), 181.
- [13] Otto M. Friedrich, Jr. and Arwin A. Dougal, The University of Texas Austin, Texas. AIAA Paper (1966), No. 66—151.
- [14] Norman Rostker and Alan C. Kolb, *Phys. Rev.*, **124** (1961), 965.

THE STUDY OF θ -PINCH PLASMA USING A MACH-ZEHNDER INTERFEROMETER ILLUMINATED BY A GIANT PULSED RUBY LASER

THE LASER INTERFERENCE RESEARCH GROUP, INSTITUTE OF
PHYSICS, ACADEMIA SINICA

ABSTRACT

The plasma electron density, shape and instability of the 23 kJ θ -pinch have been studied through the use of a Mach-Zehnder interferometer with a giant pulsed ruby laser illumination. The axial interferograms in the range of 45—120 m Torr deuterium pressures gave two-dimensional electron density distributions for the discharge and established peak plasma electron densities in the range of $6 \cdot 10^{16}$ — $2.3 \cdot 10^{17}$ cm⁻³ for the plasma at peak pinch. The time of the peak pinch was about 1/3 of the first half-cycle of the main compressive magnetic field. The plasma characteristic time of containment (time required for the number of particles to be reduced to $1/e$) close to peak pinch was 1.8—4.3 μ s. The interferograms with reverse bias magnetic field showed that the bias magnetic field was trapped in the plasma, and revealed that radial hydromagnetic oscillation of the plasma occurred between the trapped magnetic field and the main compressive magnetic field. The interferograms also showed that the plasma is essentially stable during the first half-cycle of the main compressive magnetic field in the range 45—80 m Torr deuterium pressures.