

# 激光法实时测量真空室内原子蒸气束的 二维密度通量分布

孔羽飞 王德武 吕江华 应纯同

(清华大学工程物理系, 北京 100084)

**摘要** 介绍一种利用激光诱导荧光法实时测量真空室内原子蒸气束的二维密度通量分布的方法与装置。实验结果表明:以点( $4 \times 6 \text{ mm}^2$ )为蒸发模型的二维密度通量分布规律不随加热功率的变化而改变,且这个分布规律可用余弦分布近似来描述。密度通量与加热功率近似呈线性关系变化。

**关键词** 激光荧光,密度分布

## 1 引言

真空蒸发原子束广泛应用于许多领域,如原子分子物理、材料科学、光学和激光分离同位素等。描述原子蒸气束的物理量,如速度分布、温度分布和密度分布等对激光分离同位素而言,是不可缺少的重要参数,对它的研究不仅能够有助于理解、分析蒸发过程的物理图像,而且还为激光分离同位素的分离器设计提供科学数据,为此一些科学家在这一方面作了许多有意义的工作。本文主要研究原子蒸气束二维密度通量的分布规律。

关于粒子束流的二维密度分布,A. Rosengard<sup>[1]</sup>和 Soubbaramayer<sup>[2]</sup>等用不同方法进行过理论分析,但并没有进行过实验论证,到目前为止,还没有一种快速、直接测量密度分布的方法。而称重法、测厚法、光学吸收法<sup>[3~5]</sup>、激光相移法等均为间接的办法,且测量周期长。综合这些方法的优点,我们提出一种如图3所示的方法,即1)用激光诱导荧光法测量二维密度通量的相对分布规律;2)而某一定点的密度通量值则用石英晶体振荡测厚法实时测得,从而获得原子束密度通量的空间分布。

## 2 理论基础

工作介质为金属 Gd,使用图1所示的四能级系统来讨论激光与原子的相互作用。

实验中测得的信号是被激光激发的原子发出的荧光,所以荧光信号的强度  $I$  取决于激发态  $E_4$  上的原子数密度  $N_4$ <sup>[6]</sup>:

$$I(\nu) = G(W_{43} + A_{43} + A_{42} + A_{41})N_4\Delta V h\nu \quad (1)$$

式中  $G$  为系统的探测效率,  $\Delta V$  是探测区的体积,  $W_{43} = \rho' I(\nu, t) B_{43}$ ;  $B_{43}, B_{34}$  为受因斯坦受激辐

射和受激吸收系数,  $A_{43}, A_{42}, A_{41}$  分别为自发跃迁几率。在能量密度为  $\rho(\nu, t)$  的激光作用下,  $E_3$  态上的粒子被抽运到  $E_4$  能级, 考虑到原子是一次性受激发光, 因此只要在实验过程中保持激光功率密度  $\rho(\nu, t)$  不变, 那么探测的荧光信号强度直接以正比关系反映了原子数  $N_4$ 。设  $\Delta t$  时间内在  $\theta$  角方向上通过面积而进入激光作用体积  $\Delta V$  内的与激光诱导频率  $\nu$  相对应的原子数为

$$n(\nu, \theta) = \rho(\nu, \theta) A \Delta t = KI(\theta, \nu) \tag{2}$$

式中  $K$  为常数,  $\theta = \arctg(x/90)$ ,  $\rho(\nu, \theta)$  是密度通量。显然, 荧光强度  $I(\nu, \theta)$  与原子数  $n(\nu, \theta)$  成正比, 式(2) 两边对频率  $\nu$  进行积分, 便得到总原子

$$N(\theta) = \int_0^{+\infty} \rho(\nu, \theta) A \Delta t d\nu = K \int_0^{+\infty} I(\theta, \nu) d\nu \tag{3}$$

因此, 要得到  $x$  轴上各点的通量相对值, 只须计算出荧光曲线  $I(\theta, \nu)$  下的面积即可。

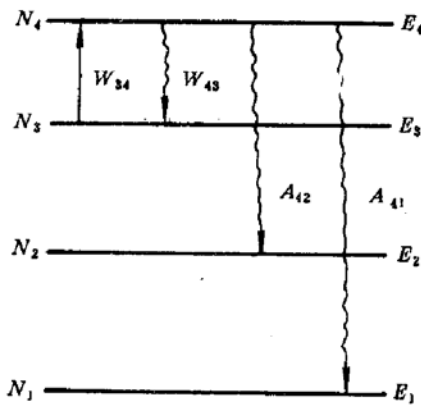


Fig. 1 The four level system

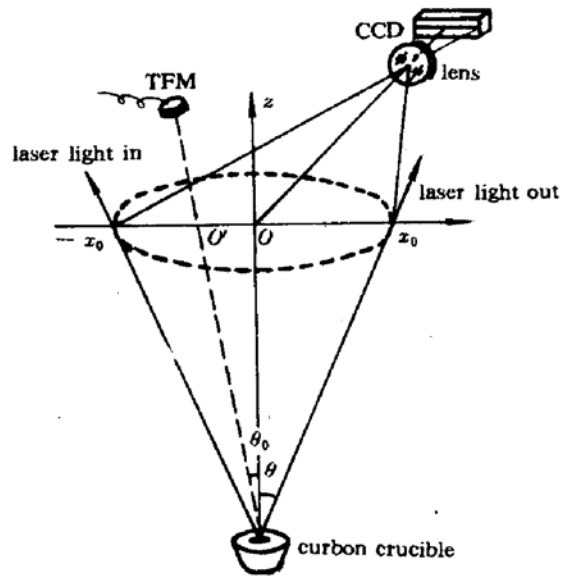


Fig. 2 The diagram for the experiment

为得到密度通量的绝对分布值, 图2中  $O'$  处定点密度通量  $\rho(\theta)$  由 TFM 膜厚监测传感器、信号处理及微机采集实时测得, 其所依据的原理为: 石英晶体上所沉积的膜厚  $T_f$  与其振荡频率 ( $f = 1/T$ ) 的关系为

$$T_f = (D_q/D_f)(N_q T Z_f / \pi Z_q) \text{tg}^{-1} [(Z_q/Z_f) \text{tg} \pi(1 - T_q/T)] \tag{4}$$

式中  $T_f$  为沉积薄膜的实测厚度 (cm),  $D_q$  为石英晶体的密度 ( $\text{g/cm}^3$ ),  $D_f$  为沉积薄膜材料的密度,  $N_q$  为厚度切变模式  $AT$  切割石英晶体振荡频率常数 ( $\text{Hz/cm}$ ),  $Z_f$  为沉积材料的声阻抗 ( $\text{g/cm}^2$ ),  $Z_q$  为石英晶体的声阻抗 ( $\text{g/cm}^2$ ),  $T_q$  为空载石英晶体的振荡周期 (s),  $T$  为有载石英晶体的振荡周期 (s)。

除参数  $T$  之外其他均为常数, 则  $T$  则可通过实时监测石英晶体振荡频率得到, 由微机采集后计算得出  $T_f$  值, 令  $T_{\text{rate}} = T_f/t$ , 它为薄膜增厚速率 ( $\text{cm/t}$ ), 这样

$$\rho(\theta_0) = 6.023 \times 10^{23} D_f (T_{\text{rate}}/M) (R_{\text{rate}}/R)^2 \tag{5}$$

式中  $M$  为材料的摩尔质量,  $R_{\text{rate}}, R$  分别为 TEM 和  $O'$  距坩埚的水平距离,  $(R_{\text{rate}}/R)^2 = 6.0$ 。根据石英晶体振荡法测得的  $O'$  处定点密度通量  $\rho(\theta_0)$  值, 结合式(3) 便得到了约  $67^\circ$  半扇面内 ( $R =$

90 mm)的二维密度通量分布  $\rho(\theta)$ 。

### 3 实验装置

图 2 所示的实验装置由以下几个部分组成: 1) 真空蒸发系统: 该系统安装在约 0.133 Pa 的真空腔中, 由 E 型电子枪加热石墨坩埚中的金属 Gd, 加热面积为  $4 \times 6 \text{ mm}^2$ ; 2) 激光系统: 采用  $\text{Ar}^+$  激光器泵浦环形染料激光器(801D 型), 染料激光器的输出功率为 40 mW 左右, 且染料激光器可以稳频, 其带宽小于 5 MHz, 使用 R6G 染料, 扫描范围约 30 GHz; 3) 光电接收及信号采集系统: 本实验使用高灵敏度线阵 CCD 固体成像器件(即电荷耦合器件, TCD142D 型, 2048 个单元)实时监测  $x$  轴上  $-x_0$  到  $x_0$  间的荧光强度变化。CCD 积分时间为 150 ms(即(2)式中的时间  $\Delta t$ ), 前置放大器放大倍数为 12 倍, CCD 摄像头放置在真空室外, 以利于调整。图中的 TFM 为石英晶体膜厚监测探头, 用以测量  $O'$  点的密度通量  $\rho$ 。这两部分均通过接口板与微机连接进行实时采集, 并通过显示器显示出荧光强度随  $x$  的分布。

坩埚中 Gd 受热熔化向空间蒸发, 金属蒸气经宽为 8 mm, 长为 136 mm 的狭缝后形成具有张角为  $67^\circ$ , 厚度为 8 mm 的扇形原子蒸气束流, 激光经光阑形成直径为 4 mm 的光束在距 Gd 液面 90 mm 的水平方向上沿  $x$  轴入射与 Gd 原子相互作用。由于存在 Doppler 频移, 因此随着激光频率的扫描, 使得对应于一个激光频率, 只有某一个速度的原子发生共振激发, 所得到的荧光信号正比于探测区域中所有这个速度的原子的贡献。荧光信号峰值与诱导激光的中心频率相对应, 它出现的位置随该中心频率的改变而发生相应变化, 由此可知信号峰的位置反映 Doppler 频移大小。

### 4 实验结果与讨论

根据上述分析, 我们着重研究了在电子枪功率一定的情况下二维密度通量  $\rho(\theta)$  的分布以及电子枪功率在 390 W 与 715 W 之间变化时的密度通量  $\rho(\theta)$  的变化规律。

已知激光的扫描速度为 35.5 MHz/150 ms。从文献[7]的图 3 即可得到文献[7]的图 5 所示的  $x$  轴上任何点的荧光信号与频率的相互关系, 从左至右分别为  $-35.4, -26.7, -19.0, -10.3, 0, 9.2, 18.0, 26.7, 35.4 \text{ mm}$ , 根据(3)式, 每条荧光曲线下的面积则正比于某一段时间内(本实验为 150 ms)所有发光原子的总数目, 即通量  $N(\theta)$ , 因此不同  $x$  位置的面积大小反映通量的相对值, 将这些相对值经过等立体角换算, 便得到了以蒸发点为球心、半径  $R = 90 \text{ mm}$  的球面上的密度通量相对值, 即图 3 所示的归一化的二维密度通量  $\rho(\theta)$  的相对分布。

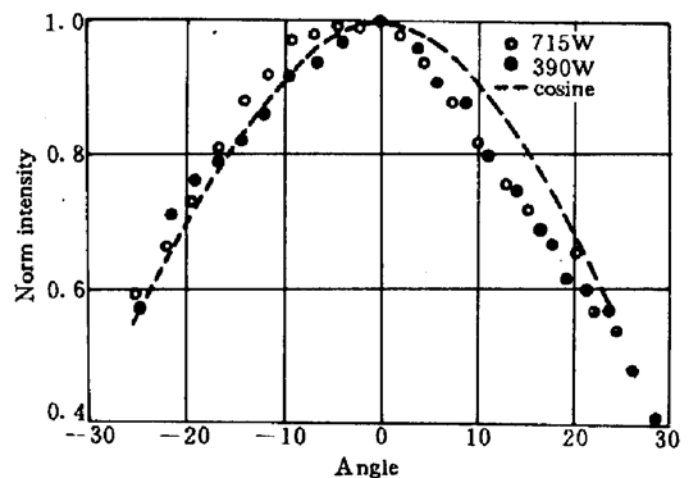


Fig. 3 Distribution of 2-D density flux when two different heat power are added

密度通量  $\rho$  随电子枪功率的增大而增大, 由于荧光信号大小还与激光功率有关, 因此为更

清楚地了解密度通量  $\rho$  的相对分布规律,我们将两种不同加热功率情况下的实验结果归一化处理得到了图 3。显然随着电子枪加热功率的变化,二维密度通量的分布规律并不改变。加热功率的增加只引起密度通量的增大,即原子束的宏观运动速度和原子数密度增大。

Table 1

$\theta^\circ$	-24.8	21.5	-19.0	-16.5	-14.2	-11.9	-9.3	-6.5
$\rho$	3.35	4.17	4.47	4.64	4.82	5.05	5.41	5.53
$\theta^\circ$	-3.8	0	3.8	8.6	14.2	19.3	23.8	28.6
$\rho$	5.70	5.88	5.64	5.17	4.41	3.64	2.82	2.41

$[\rho(\theta) \times (10^{16} \text{ 个}/\text{cm}^2 \cdot \text{s})]$

图 4 为膜厚增长率  $T_{\text{rate}}$  与加热功率的实验结果,已知冷凝后金属 Gd 的动态密度为  $7.89 \text{ g}/\text{cm}^3$ (它小于静态密度值)和 Gd 的摩尔质量:  $157 \text{ g}/\text{mol}$ ,以电子枪功率  $390 \text{ W}$  为例,根据(3), (5)式算出密度通量  $\rho(\theta_0)$  和荧光法测得的各点通量随  $\theta$  角变化的相对值,经等立体角换算的结果列于表 1,其中,中心最大值为  $5.88 \times 10^{16} \text{ 个}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$ 。

综上所述,图 3 描述了二维密度通量的相对分布规律,而图 4 则反映了膜厚增长率  $T_{\text{rate}}$  与加热功率的规律,用(5)式标定图 3 就得到了图 5 所示的二维密度通量分布随功率变化的规律。

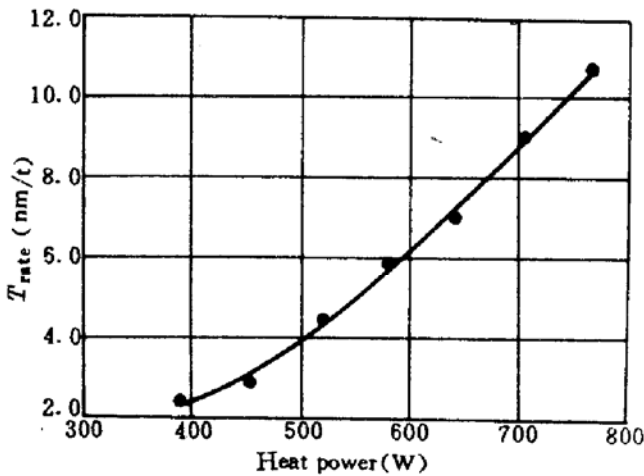


Fig. 4 Relation between film-thickness increasing rate and the heating power for carbon crucible

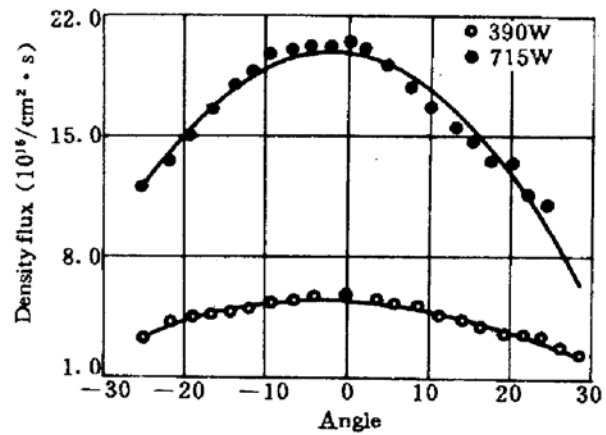


Fig. 5 2-D distribution of density flux for two different heating power

## 5 结论

本实验得到如下结论:

1) 密度通量的二维分布规律可近似用余弦分布来描述(图 3 中虚线  $\cos^6 \theta$ ),随着角度增加密度通量减小的规律与前人的理论计算结果<sup>[1,2]</sup>相吻合,从实验的角度论证了理论计算的可靠性。

2) 如图 5 所示,密度通量的二维分布规律不随电子枪加热功率的变化而改变,但密度通量随功率近似线性增加(图 4),功率越大增加得越快。

3) 从图 3 不难看出,当中  $\theta$  角度大于  $30^\circ$  时密度通量已经降到了最大值的 40% 以下,因此

在激光分离同位素工程中为提高激光作用区原子的利用率而扩大角度  $\theta$  (图 3), 不是要一直扩大到  $90^\circ$ , 而是根据实际工程要求作出合理的选择。

石英晶体实时测厚所带来的实验误差为:  $\pm 0.1 \text{ nm}$ , 相应密度通量标定误差为  $\pm 0.18 \times 10^{16} \text{ 个/cm}^2 \cdot \text{s}$ 。CCD 采样误差为  $\pm 1/256$ 。

### 参 考 文 献

- 1 A. Rosengard, 3-D Free Jet Flow From a Finite Length, RGD, 1988, 673
- 2 Soubbaramayer, Physical Aspects of The Isotope Separation by Laser Induce Selective Ionization with Emphasis, Invited paper presented at the workshop on separation phenomena in liquids and gases, West Germany, 1987 : 28
- 3 Gregory W. Faris. *Opt. Lett.*, 1986, 11(7) : 413
- 4 Gregory W. Faris. *Opt. Lett.*, 1978, 12(2) : 72
- 5 Haolin Chen. *J. Appl. Phys.*, 1987, 49 : 6136
- 6 W. Berres. *Appl. Phys.*, 1984, B35 : 83
- 7 孔羽飞, 王德武等. 中国激光, 1994, 21(1) : 16~20

## Real-time Measurement of 2-D Density Flux Distribution of Atomic Vapor in Vacuum Chamber by Laser Fluorescence

Kong Yufei, Wang Dewu, Lu Jianghua, Ying Chuntong  
(Tsinghua University, Department of Eng. Physics, Beijing 100084)

**Abstract** A method and its relative apparatus of using laser fluorescence to measure the two dimensional density flux ditribution of the atomic vapor in vacuum chamber is introduced in this paper. The experiment shows: the distribution rule of two dimensional density flux in the vapor model of  $4 \times 6 \text{ mm}^2$  is independent of the heating power, and it can be described in the 6th power of cosine distribution, and the density flux varies linearly with the heating power approximately.

**Key words** laser fluorescence, density distribution