

杂的。有些杂质促进晶面生长，有些杂质则抑制晶面生长。虽然杂质效应的研究量大面广，但规律性的东西尚待进一步探讨。近年来溶液生长的杂质效应研究大致如下：

(1) 研究  $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\text{Fe}^{3+}$ ,  $\text{Al}^{3+}$  等三价阳离子对 ADP, KDP 晶体生长率的影响。有人<sup>[15]</sup>通过移动显微镜直接观测 ADP, KDP 晶体的生长率，观察到不同离子半径的杂质对生长率的影响各不相同，而且看到  $\text{Cr}^{3+} > \text{Fe}^{3+} > \text{Al}^{3+}$ ，同时这些影响可通过增加溶液的 pH 值而消除。从杂质效应一般理论分析，三价离子对晶体惯态的修正与溶液中存在水化离子  $[\text{M}(\text{H}_2\text{O})_6^{3+}]$  有关。

(2) 研究 ADP 晶体生长的 pH 效应。有人<sup>[16]</sup>通过称重法对 ADP 溶解度的研究，发现在 ADP 溶液中加入  $\text{NH}_4\text{OH}$  以后，溶解度增大，且晶面生长率也增加。这是由于水化离子  $[(\text{H}_3\text{O})^+ \cdot (\text{H}_2\text{O})_3]$  在台阶上的解吸所致。他们认为当 pH 值增加时，界面上可发生  $[(\text{H}_3\text{O})^+ \cdot (\text{H}_2\text{O})_3] + \text{OH}^- \rightarrow 5\text{H}_2\text{O}$  反应，其结果使水化离子解吸，增加了扭折密度，生长率也随之增加。

(3) 研究有机染料(如黄醌)对钾明矾{111}晶面线性生长率的影响。有人<sup>[17]</sup>通过测量有机染料对钾明矾生长率的影响，确认由于染料在晶面生长座上的吸附，降低了扭折浓度，致使钾明矾{111}面生长率受到抑制。

(4) 用 Mössbauer 谱仪研究杂质离子对晶体惯态影响的机理。1978 年 Fontcuberta 等人<sup>[18]</sup>通过 Mössbauer 谱仪对  $\text{Fe}^{3+}$  离子在 ADP 晶体中位置的测定，确定  $\text{Fe}^{3+}$  在晶格中以孤立离

子存在，并排除了水分子进入晶格的假设。由于在棱柱面  $(1/4, 0.22, 1/8)$  和  $(3/4, 0.22, 1/8)$  位置吸附  $\text{Fe}^{3+}$ ，从而引起晶体惯态的改变。

### 参 考 文 献

- [1] J. R. Bourne and R. J. Davey, *J. Crystal Growth*, **36**(1976), 287—296.
- [2] M. Delfino et al., *J. Crystal Growth*, **36**(1976), 267—272.
- [3] M. Delfino et al., *J. Crystal Growth*, **46**(1979), 241—244.
- [4] W. K. Burton, N. Cabrera and F. C. Frank, *Phil. Trans. Roy. Soc. A.* **243**(1951), 299.
- [5] P. Hartman, *Crystal Growth: An introduction*, North Holland press, 1973.
- [6] H. Müller-Krumbhaar et al., *J. Crystal Growth*, **38**(1977), 13—22.
- [7] O. Söhnel and J. Garside et al., *J. Crystal Growth*, **39**(1977), 307—314.
- [8] T. A. Cherepanova, *J. Crystal Growth*, **44**(1978), 537—544.
- [9] W. R. Wilcox, *J. Crystal Growth*, **37**(1977) 229—244.
- [10] H. V. Alexandru, *J. Crystal Growth*, **10**(1971), 151—157.
- [11] J. R. Bourne et al., *J. Crystal Growth*, **34**(1976), 221—229.
- [12] N. A. Larson, *Chemical Engineering Progress Symposium Series*, **67-110**(1971), 27.
- [13] R. J. Schaefer and J. A. Blodgett, *Report of NBL Progress*, **2**(1973), 11.
- [14] P. Bennema and C. Van Leauwen, *J. Crystal Growth*, **31**(1975), 3—19.
- [15] J. W. Mullin, *Journal of Applied Chemistry*, **20**(1970), 153.
- [16] R. J. Davey, *Kristall und Technik*, **11-6**(1976), 625—628.
- [17] R. W. Rousseau et al., *J. Crystal Growth*, **32**(1976), 73—76.
- [18] J. Fontcuberta et al., *J. Crystal Growth*, **44**(1978), 593—598.

## 红外激光和远红外激光的汤姆逊散射

姚 鑫 兹

(中国科学院物理研究所)

在受控热核反应的研究中，等离子体的离子温度是实现受控“点火”的一个极重要的参数，应用红宝石激光的汤姆逊散射可以正确地

测量等离子体的电子温度和电子密度。但要用来测量离子温度的话，则由于散射角太小，杂散光太大，在技术上变得非常困难，只有应用电荷

交换的中性粒子能谱分析的方法才可以测量离子温度。可是，在较高的粒子密度或等离子体装置较大的情况下，由于等离子体的线度大于中性粒子的平均自由程，这种方法也就无法测量等离子体内部的离子温度。如果使用光谱分析的方法，由于存在杂质辐射，在技术上是很难的，并且分辨率很差。因此，迄今为止，对离子温度还没有一个有效的测量手段。

最近几年，由于高功率 CO<sub>2</sub> 激光的发展和脉冲大功率远红外激光器的研制，应用激光的汤姆逊集体散射精确地测量离子温度的工作正在取得迅速发展，不久就能成为一个重要的诊断手段。本文在简要叙述散射的基本原理以后，介绍用 CO<sub>2</sub> 激光在  $\alpha \geq 1$  条件下的散射实验以及在小角条件下应用外差技术测量离子温度的方法。并在第三节总结了远红外激光的汤姆逊散射的实验设计参数和目前的研制状况。

## 一、汤姆逊散射的基本原理

当一束电磁波射入到等离子体中的时候，等离子体中的电子在电磁场的作用下发生偶极辐射。由于粒子的密度涨落，形成散射现象。对于一个由电子和离子组成的等离子体的散射现象，不仅与电子的速度分布状态有关，而且与电子受离子的束缚程度(用德拜屏蔽长度  $\lambda_D$  来表示)有关，为表征散射的不同特征，引入散射参量  $\alpha$ ，

$$\alpha = \frac{1}{|\mathbf{K}| \lambda_D} = \frac{1}{2|\mathbf{K}_0| \lambda_D \sin \frac{\theta}{2}}, \quad (1)$$

其中  $\mathbf{K}_0$  为入射波矢量， $\mathbf{K}$  为散射波矢量和入射波矢量的差分波矢量， $\theta$  为散射角。理论分析指出<sup>[1]</sup>，当  $\alpha \ll 1$  时，是纯电子云的密度涨落散射。由于电子运动，产生多普勒效应，其散射谱是高斯型。根据半宽度可以确定电子温度。当  $\alpha \gg 1$  时，散射来自大规模的等离子体运动，称为集体散射。散射谱的中心是一个离子峰，其形状取决于温度比  $T_e/T_i$ ，如果

$T_e/T_i > 1$ ，由于朗道阻尼很小，其形状是离子声波的双峰  $\pm Kc_s$  ( $c_s$  是离子声速)，因此可根据峰的位置计算得到  $T_i$ 。如果  $T_e/T_i < 1$ ，由于强朗道阻尼，在散射谱的中心出现高斯型的单峰，根据半宽度可以得到  $T_i$ 。除此之外，由于入射波与等离子体的电子振荡相耦合，发生共振散射现象，因此在中心离子峰的两边还出现两个共振峰，又可以根据共振峰的位置确定电子密度。当  $\alpha \sim 1$  时，散射谱的中心是高斯型的离子峰。因此，只要实验满足  $\alpha \geq 1$  的条件，可以根据半宽度公式计算离子温度，

$$\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} = 4\lambda_0 \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{2kT_i}{m_i c^2} \cdot \ln 2}, \quad (2)$$

其中  $\lambda_0$  为入射光的波长， $T_i$ ， $m_i$  为离子温度和离子质量。

现在我们把(1)式改写为

$$T_e(1 - \cos\theta) = 2.31 \times 10^{-24} n_e \lambda_0^2 \alpha^{-2}, \quad (3)$$

其中  $T_e$  的单位为电子伏特， $\lambda_0$  的单位为埃， $n_e$  的单位为厘米<sup>-3</sup>。图 1 是令  $\alpha = 1$  对几种典型的激光器和不同的散射角得到的  $T_e$  和  $n_e$  的关系，在直线的右下方是  $\alpha > 1$  的集体散射区。在图中还给出了中国科学院物理研究所的  $\theta$ -收缩装置，GBH-1 装置，CT-6 和 CT-8 托卡马克装置的设计参数。

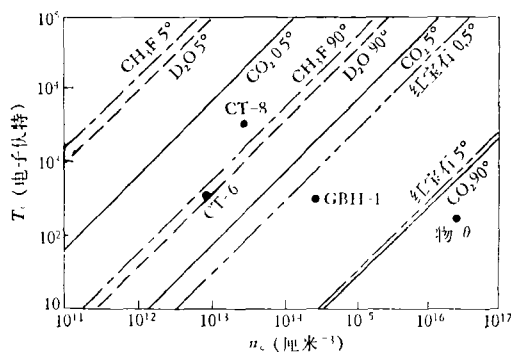


图 1

## 二、红外激光的汤姆逊散射

在红外光波段，由于 CO<sub>2</sub> 激光波长合适，效率很高，谱线宽度也很小，所以一般使用它来

进行汤姆逊散射测量离子温度。

从图 1 可以看到,当密度大于  $10^{16}$  厘米<sup>-3</sup>、温度在 100 电子伏特数量级时,完全可以用 CO<sub>2</sub> 激光的近 90° 散射测量离子温度,这种情况对 θ-收缩装置、等离子体焦点装置、电弧等离子体装置等特别合适。当密度低于  $5 \times 10^{14}$  厘米<sup>-3</sup>、温度在 100 电子伏特以上时,CO<sub>2</sub> 激光的汤姆逊散射在近乎零度情况下进行,被称为小角散射。

我们先分析近 90° 散射的实验条件,以小型 θ-收缩装置为例,  $n_e = 10^{16}$  厘米<sup>-3</sup>,  $T_e = T_i = 100$  电子伏特,取  $\theta = 90^\circ$ , 得到  $\alpha = 1.56$ 。理论计算离子项  $S_i(\mathbf{K}) = 0.297$ 。而散射光的谱强度可表示为

$$P_s(\mathbf{K}) = P_0 n_e l \sigma_T S_i(\mathbf{K}) \frac{\Delta\Omega}{4\pi}, \quad (4)$$

其中  $P_0$  为入射光强度,  $l$  是散射长度,  $\sigma_T$  是汤姆逊散射截面,(对偏振光  $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25}$  厘米<sup>2</sup>, 对非偏振光  $\sigma_T = 3.33 \times 10^{-25}$  厘米<sup>2</sup>),  $\Delta\Omega$  是接收立体角。假设  $l = 4$  毫米,聚光系统的张角为 5°, 则  $\Delta\Omega/4\pi = 4.75 \times 10^{-4}$ 。因此  $P_s/P_0 = 3.7 \times 10^{-13}$ 。如果探测器的灵敏度为 10<sup>4</sup> 伏/瓦,为得到 10 毫伏的输出信号,要求激光功率为  $P_0 > 3.7$  兆瓦。然后再根据(2)式得到  $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} = 104$  埃。因此,为保证实验有足够的分辨率,激光器的线宽必须小于 10 埃。

在 90° CO<sub>2</sub> 激光散射实验中,比较成功的近期工作是村岡克纪、野島邦夫和俊藤誠<sup>[2]</sup> 的实验,他们在 θ-收缩装置上观察到离子谱。所用的 CO<sub>2</sub> 激光的功率为 60 兆瓦,线宽为 5 埃,脉冲宽度为 50 毫微秒。采用充 CO<sub>2</sub> 气体的法布里-珀罗干涉仪作分光元件,通过改变充气气压来改变波长。探测器是较慢的 HgCdTe 合金。实验结果得到电子密度和离子温度分别为  $3 \times 10^{16}$  厘米<sup>-3</sup> 和 20 电子伏特。Peebles 和 Herbst<sup>[3]</sup> 为了探讨 CO<sub>2</sub> 激光的大角散射能否应用于象 Alcator C 这样高温高密度托卡马克装置(参数为  $5 \times 10^{14}$  厘米<sup>-3</sup>, 1 千电子伏特),在氢弧等离子体装置进行 CO<sub>2</sub> 激光的 90° 散射实验,也用标准具作分光元件,并使用快响应的

Ge:Hg 探测器。所有这些测量中,其信噪比都在 10<sup>2</sup> 范围,因此红外大角汤姆逊散射一般都是成功的。

对于象托卡马克、磁镜等装置,其密度小于  $10^{14}$  厘米<sup>-3</sup>, 温度在几百电子伏特以上,那么满足  $\alpha \geq 1$  时,其散射角  $\theta$  是很小的,这时来自激光本身的本底杂散光水平比散射信号一般要高几个数量级。为此,如何从杂散光中检测微弱的信号是问题的中心。A. Gondhalekar 和 Holzhauser 的 Stuttgart 研究小组<sup>[4]</sup> 提出用外差接收技术来检测信号(图 2),他们把激光信号本身作为本地振荡信号,与散射信号零拍,把在低温下工作的 Ge:Hg 探测器的电流信号输入到高通滤波器中,从而得到差频信号。因此,增加本地振荡器的强度,就能提高响应,他们是在电弧等离子体装置中( $n_e \sim 10^{15}$  厘米<sup>-3</sup>,  $T_e \sim 4$  电子伏特)进行原理性试验的。取散射角为 32 毫弧度(1.8°),用改变小孔光栏的孔径来控制本地振荡辐射的强度。实验结果表明,只有当等离子体存在时才出现差拍信号。同时,Gar-ching 的 Baker 小组<sup>[5,6]</sup> 也进行了外差探测实验(图 3)。其本地振荡信号可来自两个办法,其一是把光学零件的杂散光本身作本地振荡信号;另一办法是从原激光中取一小部分作本地振荡信号。他们在等离子体中插入一个平面栅极,人为地激励起一个 4.5 兆赫的离子声波。用液氮冷却的 HgCdTe 伏打接收器探测外差信号,散射角为 1°。实验测量了散射光强度与离子声波的关系曲线。结果表明,只有满足  $\lambda_s = \lambda_0/2 \sin \frac{\theta}{2} = 460$  微米时,才有强的散射信号,这就说明了散射信号确实来自等离子体的离子声波,而不是由栅极或等离子体密度涨落引起的。

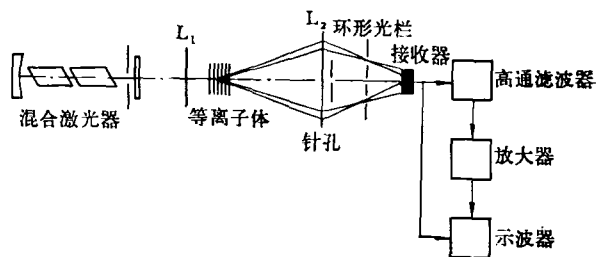


图 2

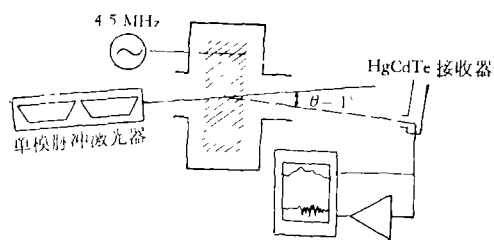


图 3

综上所述,外差探测技术原则上是可行的.显然,为了得到一个单一的差频信号,就要求本地振荡器是单频输出的,即要求  $\text{CO}_2$  激光是单模的.为此,Stuttgart 研究小组研制了一种叫混合式的单模  $\text{CO}_2$  激光器<sup>[7]</sup>(图 4).它是由两部分组成:一部分是高压脉冲横向激励的增益段,另一部分是低压脉冲增益段.在高压段被激励以前,保证腔内单模预先被低压段激发到显著的水平,从而得到高功率的单模输出.实验发现,在低压段电流脉冲 55 微秒以后启动 TEA 放电,就能得到高功率单模输出,峰功率为 250 千瓦.他们还应用速率方程模型从理论上分析了这个过程.

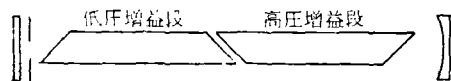


图 4

为了把外差实验技术应用到象托卡马克装置的离子温度的测量, Gondhalekar 和 Keilmann<sup>[8]</sup> 提出一些建议,根据如图 2 的实验安排,对于  $n_e = 10^{13}$  厘米<sup>-3</sup>,  $T_e = T_i = 1$  千电子伏特的情况,取  $\theta = 10$  毫弧度.由式(4)可见,当激光功率  $P_0 = 2$  兆瓦,得到  $P_s = 10^{-9}$  瓦,而离子峰的半宽度为  $\omega = Kc_s = 300$  兆赫,(其中  $c_s$  是等离子体中离子声波的传播速度).因此,接收器的带宽必须大于  $\omega$ ,即在 1 千兆赫以上.这时,其信号水平即散射光的谱功率密度为  $3 \times 10^{-18}$  瓦/赫,因此要求探测器的等效噪声功率 (NEP) 必须低于  $10^{-19}$  瓦/赫. F. R. Arams 等人<sup>[9]</sup> 对 Cu:Ge 光导混合式元件测量得到其带宽为 2 千兆赫,  $\text{NEP} = 10^{-20}$  瓦/赫,完全能满足要求.综上所述,应用高功率  $\text{CO}_2$

激光的汤姆逊散射测量等离子体的离子温度在原则上是完全可行的. 对大角散射,其主要问题是如何减少杂散光和提高信噪比. 对小角散射,要求高功率的单模激光输出,接收技术相对比较复杂,其主要缺点是由于在会聚方向存在着一个长焦深的等离子体,散射光都落在散射角范围内,因此其空间分辨比较差.

### 三、远红外(FIR)激光的汤姆逊散射

如果应用远红外激光进行汤姆逊散射就能克服上述的困难. 直至最近两三年,由于远红外激光器的功率有了很大的提高,激光光谱的纯度有成数量级的改进,同时接收器的灵敏度也提高了两个数量级. 因此,实现用远红外激光的汤姆逊散射来测量离子温度已经是为期不远了.

Jassby 等人<sup>[10,11]</sup> 对远红外激光器应用于托卡马克等离子体离子温度的测量作了一个简单的估计. 如果取散射参量  $\alpha = 2$ , 应用  $\text{CH}_3\text{F}$  激光(波长为 496 微米), 并设等离子体参数  $n_e = 5 \times 10^{13}$  厘米<sup>-3</sup>,  $T_e = 2$  千电子伏特. 根据公式(1), 要求散射角  $\theta \leq 30^\circ$ . 如果接收器的立体角  $d\Omega = 10^{-3}$ , 而等离子体的散射长度  $l = 5$  厘米, 入射激光功率  $P_0 = 1$  兆瓦, 则根据公式(4), 散射光的强度  $P_s = 1 \times 10^{-8}$  瓦. H. C. Praddaude 和 P. Woskoboinikow<sup>[12]</sup> 从普遍的散射公式出发, 详细地计算了在不同的  $T_e/T_i$  条件下, 散射谱密度分布  $S_0$  及散射谱的宽度  $BW$  与散射角  $\theta$  的各种关系曲线. 他们指出, 当激光功率为 1 兆瓦, 脉冲宽度为 200 毫微秒, 密度为  $10^{14}$  厘米<sup>-3</sup> 时, 要求散射角的范围为  $20^\circ < \theta < 30^\circ$ . 对于象 SUMMA 超导磁镜装置 ( $T_e/T_i \ll 1$ ,  $T_i \leq 3$  千电子伏特), 其  $S_0 = 10^{-17}$  瓦/赫,  $BW = 2$  千兆赫; 对于象 TFTR 托卡马克装置 ( $T_e/T_i = 0.5$  至 2,  $T_e \leq 6$  千电子伏特), 其  $S_0 = 10^{-18}$  瓦/赫,  $BW = 4$  千兆赫. 他们还估计了在亚毫米波段的韧致辐射, 约为  $10^{-19}$  瓦/赫, 因此可以忽略. 他们还计算了激光器的线宽必须小于 110 兆赫, 超辐射

本底功率小于 250 瓦。

为了得到 1 兆瓦功率输出, 100 兆赫线宽的远红外激光器, 最近几年做了大量的研究工作, 最切实可行的办法是用  $\text{CO}_2$  高功率激光把处于基振动能级的分子气体泵浦到高振动能级, 再在高振动能级的两个转动能级上发生跃迁, 形成亚毫米波辐射。由于某些物质的增益很高, 光一次通过管子就能把自发辐射放大(称超辐射), 形成激光, 这样的激光器以  $\text{CH}_3\text{F}$  和  $\text{D}_2\text{O}$  分子最为有效。Evans 等人<sup>[13]</sup>已经成功地把 1 千瓦, 27 兆赫的振荡器产生的激光注入到一个  $\text{CH}_3\text{F}$  的超辐射管中, 得到了 250 千瓦、55 兆赫的 496 微米的激光。然而, 由于下列原因, 研制大功率的  $\text{D}_2\text{O}$  激光器是更为吸引人的: (1) 由于  $\text{D}_2\text{O}$  分子转动能级的间距很大, 因而 TEA  $\text{CO}_2$  激光只能光泵一个跃迁, 因而能量转换效率很高, 容易得到更高的激光功率, 同时不需要的超辐射本底相应减少。而  $\text{CH}_3\text{F}$  分子转动能级的间距比较小, 能量转换效率比  $\text{D}_2\text{O}$  分子要小数倍, 同时线宽也比较大。(2) 只要改变光泵  $\text{CO}_2$  激光的波长(稍微转动  $\text{CO}_2$  激光器的光栅), 就能使  $\text{D}_2\text{O}$  激光波长从 66 微米连续变到 385 微米(图 5), 从而不需要改变散射角就非常方便地改变了散射波矢量  $\mathbf{K}$ 。(3)  $\text{D}_2\text{O}$  激光波长(385 微米)比  $\text{CH}_3\text{F}$  短, 如散射实验在强磁场等离子体中进行, 散射信号就更远离了迴旋辐射的噪声干扰。例如, 磁场强度 50 千高斯、等离子体密度  $10^{14}$  厘米<sup>-3</sup>, 温度 2 千电子伏特, 那么, 496 微米相当于该条件下迴旋辐射的四次谐波。为了得到单模高功率激光输出, 也必须研制混合式的激光系统, 其谐振腔式激光器可以用短腔长的方法, 或者使用 Fox-Smith 选择器<sup>[14]</sup>来选模, 这样, 在发生强超辐射以前, 所形成的单模激光注入到超辐射管的放大器中, 从而得到高功率的单模激光输出。P. Woskoboinkow 等人<sup>[15]</sup>第一次实现用高功率单模可调谐的  $\text{CO}_2$  激光 9R(22) 线光泵  $\text{D}_2\text{O}$  分子, 得到 2 千兆赫可调谐的激光输出, 其输出功率和效率是  $\text{CO}_2$  激光  $\pm 1$  千兆赫的可变函数。当输入  $\text{CO}_2$  激光功率为 25 焦耳时, 能量转换

效率为 0.4%, 输出 385 微米的功率为 800 千瓦, 最大可达 1.2 兆瓦, 脉冲宽度为 100 毫微秒, 线宽估计在 50 兆赫, 这样基本上达到了远红外汤姆逊散射的要求。

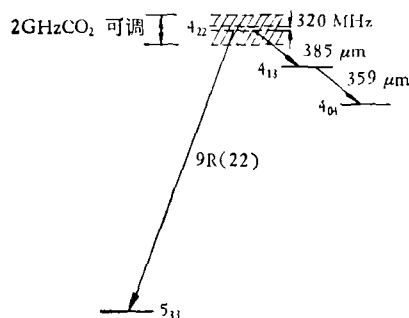


图 5

与可见光的散射实验一样, 必须尽量减少本底杂散光水平。因此, 在远红外散射实验中, 同样必须使用激光捕光器和视场捕光器, 所使用的材料是聚脂玻璃的塑料(聚甲基丙烯)。它能制成任意的形状, 并能在真空中使用。实验结果表明<sup>[12, 16]</sup>, 3 毫米厚的材料, 对 385 微米光的透过率为 4%, 正入射时的反射率为 7%。如果做成 1 厘米的布儒斯特窗口, 对于已准直的线偏振光, 捕光后的光水平为  $2 \times 10^{-9}$ , 而光线成  $2^\circ$  锥度时为  $3 \times 10^{-4}$ 。如果做成顶角为  $5.8^\circ$  的吸收光锥, 捕光后的光水平可达  $2 \times 10^{-14}$ , 因此可以很有效地消除杂散光。

常常用外差方法探测远红外辐射的微弱信号, 而目前最常用的亚毫米波外差探测器是肖脱基二极管和约瑟夫森结。为了正确地测量散射信号, 要求探测器的带宽必须大于 1 千兆赫, 同时要求等效噪声功率 (NEP) 必须小于  $10^{-18}$  瓦/赫(或等效噪声温度为 71000 K)。Fettermann<sup>[17]</sup>研制的触须式 (Whisker) 砷化镓肖脱基二极管, 其带宽大于 1 千兆赫, NEP 为  $10^{-17}$  瓦/赫。他们为进一步提高响应, 研制了平面型的砷化镓肖脱基二极管<sup>[18]</sup>。制成混频器的 NEP 为  $(2-4) \times 10^{-18}$  瓦/赫<sup>[12]</sup>。

综上所述, 用红外  $\text{CO}_2$  激光和远红外激光的汤姆逊散射来测量等离子体的离子温度是一个有效的实验手段。对于高密度等离子体装置,

用 CO<sub>2</sub> 激光的大角散射能测得离子温度,而实验并不困难. 对于低密度,高温度的等离子体,应用 CO<sub>2</sub> 单模激光进行外差探测,在原则上和模拟实验上是可行的. 如要用于大型实验装置,还需解决一些技术困难. 而更有效的是应用远红外激光的汤姆逊散射,目前国外大力开展这方面的研究工作. 激光器和远红外探测器的灵敏度已基本满足了散射实验的要求. 虽然还没有应用于象托卡马克这样的装置,但可以期望,在一两年内会得到远红外激光的汤姆逊散射的实验结果.

### 参 考 文 献

[1] D. E. Evans, *Reports on Progress in Physics*, **32** Part 1(1969), 207.  
 [2] 村岡克紀、野島邦夫、俊藤誠一, 核融合研究, **37** (1977), 487.  
 [3] W. A. Peebles and M. J. Herbst, *IEEE Trans.*, **PS-6**(1978), 564  
 [4] A. Gondhalekar and E. Holzhauser, *Phys. Letters*, **51A**(1975), 178.

[5] D. R. Baker, N. R. Heeekenberg and J. Meyer, *Phys. Letters*, **51A**(1975), 185  
 [6] D. R. Baker, *IEEE Trans.*, **PS-5**(1977), 27.  
 [7] A. Gondhaleker et al., *IEEE J.*, **QE-11**(1975), 103.  
 [8] A. Gondhaleker and F. Keilmann, *Opt. Commun.*, **14**(1975), 263  
 [9] F. R. Arams et al., *IEEE J.* **QE-3**(1967), 484.  
 [10] D. L. Jassby, D. R. Cohn, B. Lax and W. Halverson, *Nucl. Fusion*, **14**(1974), 745.  
 [11] B. Lax and D. R. Cohn, *IEEE Trans.*, **MTT-22** (1974), 1049.  
 [12] H. C. Praddande and P. Woskoboinkow, NASA-CR-2974 (1978).  
 [13] D. E. Evans, L. E. Sharp, W. A. Peebles and G. Taylor, *IEEE J.*, **QE-13**(1977), 54.  
 [14] P. W. Smith, *Proc. IEEE*, **60**(1972), 422.  
 [15] P. Woskoboinkow et al., *J. Appl. Phys.*, **50**(1979), 1125.  
 [16] Reference Data for Radio Engineers, Howard W. Sams and Co., Inc., Indianapolis, Fifth Ed. (1972).  
 [17] H. R. Fettermann et al., *IEEE Trans.*, **MTT-22** (1974), 1013.  
 [18] R. A. Murphy et al., *IEEE Trans.*, **MTT-25** (1977), 494.

## 正 电 子 湮 灭

周宗源 伍必和

(南京大学物理系)

正电子是电子的反粒子. 自从 Dirac 1930 年从相对论的观点预言正电子存在后<sup>[1]</sup>, 1932年 Anderson 就在宇宙线的云雾室照片中发现了静止质量为  $m_0$ , 电荷为  $+e$  的粒子,证实了正电子的存在. 正电子的发现不仅对原子核物理、基本粒子物理等基础理论研究方面作出了重大的贡献,而且为固体物理、医学、化学等各方面的应用开拓了广阔的前景,形成了富有生命力的边缘学科.

1942年 R. Beringer 和 C. G. Montgomery 将正电子湮灭的  $\gamma$ - $\gamma$  角关联技术首先应用于 Cu 和 Pb<sup>[2]</sup>. 然而正电子湮灭实验盛行还是在第二次世界大战之后,特别是在最近十年. 正电子寿命的测定比角关联实验约迟十年. 1952年 S. DeBenedetti 和 H. Riching 首次应用正电子寿命测量技术于固体物理研究<sup>[3,4]</sup>, 测定了各种物质中的正电子寿命. 由于正电子湮灭有一系列的特性,使它在介质中电子状态的研究、晶格缺陷的研究等领域成为非常有用的手段. 1965年在 Detroit 召开了首届正电子湮灭国际会议. 以后 1969

年在 Saclay、71年在 Kingston、76年在 Denmark、79年在东京召开二~五届正电子湮灭的国际学术会议<sup>[5-8]</sup>,提出了许多报告. 近年来,随着核物理探测技术、毫微秒技术的飞速发展, Ge (Li) 谱仪、多道分析器和电子计算机的在线应用<sup>[9]</sup>,使正电子湮灭技术有了很大的提高,应用范围也日益广泛. 本文试从正电子湮灭的特性、实验技术及其应用作一介绍,以期对这一领域有一个总的了解.

### 一、正电子湮灭的特性

#### 1. 湮灭的过程

根据 Dirac 的理论,满足 Dirac 方程的电子的能量可以有正值或负值. 在正常情况下,所有负能级都被占据,不能再容纳电子. 所观察到的电子代表超过负能级的电子数目. 当正能态的负电子填充负能态的空穴时,即电子从正能级向负能级跃迁时,而负能级又全被占满,此时多余的能量就全部转变为  $\gamma$  辐射释放