

表 2 各国测量 γ'_0 的精度比较及方法

| 年 度 | 研 究 单 位 | 方 法 | γ'_0 | 不 确 定 度 ($\times 10^{-6}$) |
|------|-------------------|------------|--|---------------------------------|
| 1978 | 美国国家标准局 (NBS) | 弱场 | $2.6751340(5) \times 10^8$ 弧度/秒 · 特斯拉 B_{169}^* | 0.2 |
| 1977 | 中国计量科学研究院 | 弱场 | $2.6751326(22) \times 10^8$ 弧度/秒 · 特斯拉 _{中-77} | 0.8 |
| 1968 | 日本电子技术研究所 (ETL) | 弱场 | $2.6751156(107) \times 10^8$ 弧度/秒 · 特斯拉 B_{169} | 4.0 |
| 1965 | 英国国家物理研究所 (NPL) | 弱场 | $2.6751187(107) \times 10^8$ 弧度/秒 · 特斯拉 B_{169} | 4.0 |
| 1971 | 全苏计量科学研究院 (ВНИИМ) | 弱场 | $2.6751100(161) \times 10^8$ 弧度/秒 · 特斯拉 B_{169} | 6.0 |
| 1957 | 德国科伦大学 | 弱场 | $2.67549(12) \times 10^8$ 弧度/秒 · 特斯拉 P_{TB} | 45.0 |
| 1951 | 瑞典诺贝尔研究院 | β 谱仪 | $2.67521(20) \times 10^8$ 弧度/秒 · 特斯拉 | 75 |
| 1975 | 英国国家物理研究所 (NPL) | 强场 | $2.6751701(27) \times 10^8$ 安 B_{169} · 秒 · 公斤 $^{-1}$ | 1.0 |
| 1977 | 中国计量科学研究院 | 强场 | $2.6751637(95) \times 10^8$ 安 _{中-77} · 秒 · 公斤 $^{-1}$ | 3.5 |
| 1966 | 苏联哈尔科夫计量科学研究院 | 强场 | $2.675130(20) \times 10^8$ 安 B_{169} · 秒 · 公斤 $^{-1}$ | 7.4 |
| 1971 | NPL (宽度可变线圈) | 强场 | $2.675075(43) \times 10^8$ 安 B_{169} · 秒 · 公斤 $^{-1}$ | 16 |
| 1950 | NBS | 强场 | $2.675231(26) \times 10^8$ 安 NBS · 秒 · 公斤 $^{-1}$ | 9.7 |
| 1961 | 联邦德国技术物理研究所 (PTB) | 强场 | $2.67526(10) \times 10^8$ 安 P_{TB} · 秒 · 公斤 $^{-1}$ | 37 |

* 下脚标 B_{169} 表示国际计量局 69 年的单位。

新方案可再提高一个数量级,也即达到 2×10^{-8} 左右,如付诸实现,那将使一系列与 γ'_0 有关的基本常数的准确度大大提高,使有关学科大大向前推进一步。对计量学来说,则用这套装置监视伏特基准的长期稳定性就又比目前国际上规定的用约瑟夫森效应监视伏特基准来得更为简单方便。

参 考 文 献

[1] P. Vigoureux, in Precision Measurement and

Fundamental Constants, ed. by D. N. Langenberg and B. N. Taylor, Nat. Bur. Stand. (U.S.), Spec. Publ., 343 (Aug. 1971), 111.

- [2] B. N. Taylor, W. H. Parker and D. N. Langenberg, *Rev. Mod. Phys.*, 41(1969), 375.
 [3] E. R. Cohen, B. N. Taylor, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 2-4(1973), 663.
 [4] B. N. Taylor, *Metrologia*, 12-2(1976), 81.
 [5] B. N. Taylor, Report to Comité Consultatif d'Electricité, Comité International des Poids et Mesures, 15th Session, September, 1978.

扰 动 角 关 联 及 其 应 用

李 长 林

(中国科学院近代物理研究所)

一、引 言

扰动角关联是研究原子核的电磁极矩和它所处周围微观环境产生的电磁场之间超精细相互作用的重要方法之一。用这个方法测量受激核的磁矩(μ),至1970年已有265个数据,测量精度由20%提高到0.2%。这方面工作的进展反映在过去几次国际会议上^[1-6]。

自从阿西罗马会议^[3]以来,它已经不再局限于核物理学科内。一个突出的特点是:用原子核作为探针来获得核探针周围介质微观知识的思想,飞速地渗透到固体物理、磁学、原子物理、辐射损伤和生物物理等学科之中。它和穆斯堡尔效应、核磁共振和核取向等方法形成当前一门很活跃的边缘学科——超精细物理学。

近几年来,扰动角关联方法在实验技术和研究课题上有了显著的进展。例如采用离子注

入扰动角关联法研究辐射损伤得到了新发展。这为设计人造卫星、聚变和裂变堆所需要的新材料将提供有价值的知识。

由于扰动角关联方法不涉及原子核模型问题，所以所得结果是可靠的。它与核模型理论无关，是一个真正的点测量。它与其它超精细方法相比有下列突出的优点：

- (1) 它所研究的介质可以是固体、液体和气体。
- (2) 适用在任何温度下，灵敏度高，所用源强一般只需几十至几百微居里。
- (3) 由于观测频闪扰动角分布和核磁共振扰动角关联技术的出现，扰动角关联能研究 10^{-12} — 10^2 秒的核寿命。
- (4) 采用离子注入扰动角关联法，原则上每一个核都可以作为一个探针。

二、扰动角关联原理和实验方法

按玻尔原子结构模型，对于具有一定轨道量子数和轨道角动量的电子，考虑电子自旋和轨道角动量之间的耦合产生了原子光谱中的精细结构，例如它使原来为一条的钠原子光谱线分裂成 5890 埃和 5896 埃两条谱线。

由于原子核有自旋和相应的磁矩、电矩等，因此核产生的磁场、电场就会与核外电子壳层相互作用。其结果就影响了核外电子能级，实验上可以观测到原子光谱中精细结构的每条线又会再分裂，产生超精细结构。例如钠原子精细结构谱线，由于核自旋与电子总角动量之间耦合，5896 埃线再分裂成四条线；5890 埃线分裂成六条线。

核的磁矩、电矩等与核周围环境的磁场、电场梯度之间的相互作用称为超精细相互作用。

当一个处在激发态的原子核由初态经中间态退激到末态级联地放出两个 γ 光子，发生这一过程的几率与发射两个 γ 射线之间的夹角有关。这现象称为 γ - γ 角关联。

当受激态的原子核退激到中间态时，该原子核的磁矩和电四极矩要与核周围的磁场或电

场梯度相互作用。这时，实验上所测量的角关联图象会引起变化，即角关联被扰动。

1. 时间积分扰动角关联 (IPAC)

若实验上用两个探测器分别地测量受激核级联发射的 γ_1 和 γ_2 ，在 γ 发射源上面加一个垂直于两个 γ 射线所在平面的外部磁场，改变两个探测器间夹角 (θ)，然后作 γ_1 - γ_2 的符合计数测量。若所用快慢符合电子学线路的分辨时间 $\Delta t_0 \gg \tau_N$ (受激核中间态寿命)，所测得的角关联图象相对未加磁场的角关联图象会产生一个明显的角位移 ($\Delta\theta$)，而得到一个积分扰动角关联谱。实际上外加磁场与核相互作用的结果使角关联图象不仅产生位移而且也衰减了角分布各向不对称的幅度。可能的位移角满足：

$$0^\circ \leq \Delta\theta \leq 45^\circ.$$

在小位移角时，位移角近似地等于受激核拉莫尔进动频率 (ω_L) 与中间态寿命 (τ_N) 之积：

$$\Delta\theta \approx \omega_L \tau_N,$$

其中， $\omega_L = g\mu_N H/\hbar$ 。又 g 为核旋磁比率， μ_N 为核磁子， H 为外加磁场。

目前，所用快符合线路的分辨时间为毫微秒 (10^{-9} 秒) 量级，因此大部分短寿命的核都采用 IPAC 进行测量。

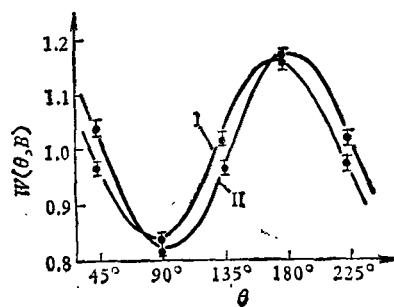


图1 ^{125}Te 从 427 千电子伏退激到 35.5 千电子伏的角关联图

I——磁场方向向上； $W(\theta, B)$ ——辐射几率；
II——磁场方向向下； θ ——角度

图 1 为用 IPAC 法测量 ^{125}Te 从 427 千电子伏退激到 35.5 千电子伏 (自旋为 $3/2^+$) 级联的角关联图。由测得的位移角，并利用有关已知

参数和 22.3 千高斯磁场值,可算出相应于 35.5 千电子伏能级的磁矩 $\mu = (0.57 \pm 0.07)\mu_N$, 其中 μ_N 为核磁子。

因为 IPAC 是测量受扰动角关联图象的相对位移 ($\Delta\theta$), 这实际上是一个二次效应。测量误差一般在 10—30%, 甚至在最好的条件下欲得到 5% 这样的精度也是困难的。

2. 时间微分扰动角关联 (TDPAC)

目前广泛采用有较高测量精度的 TDPAC 方法。实验目的在于通过测量符合谱的调制周期而求得拉莫尔进动频率 (ω_L)。实验上要求所测量的拉莫尔进动周期 (T_N) 满足以下条件,即

$$\Delta t_0 \ll T_N = \frac{\pi}{\omega_L} < \tau_N,$$

否则仪器的分辨时间 Δt_0 将严重影响调制周期为 T_N 的调制谱的幅度。一个典型的 TDPAC

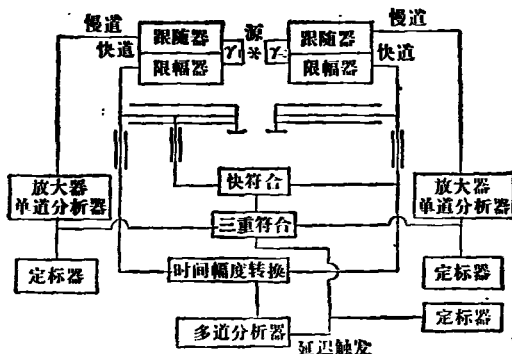


图2 时间微分角关联装置

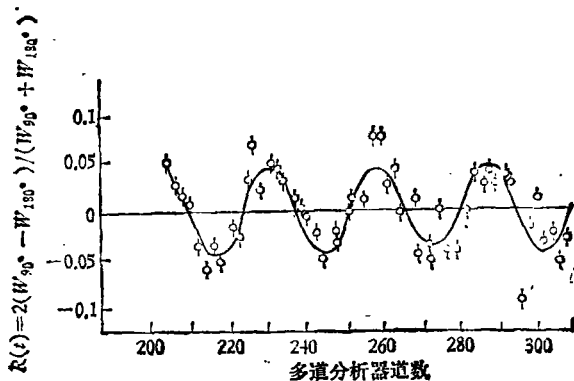


图3 ^{99}Tc 在铁内超精细场作用下的拉莫尔进动图 (实线表示实验数据与理论符合, $W_{90^\circ}, W_{180^\circ}$ 为探测器在 $90^\circ, 180^\circ$ 时的 γ 射线辐射几率)

装置如图 2 所示。

Raghavan 等用 TDPAC 方法在一个有利的几何条件下获得了 ^{99}Tc 在铁内的拉莫尔进动谱(图 3)^[7]。由此谱得 $\omega_L = 2.00(4) \times 10^9 \text{ 秒}^{-1}$, 测量出 ^{99}Tc 在铁内的磁超精细场为 $-325(7)$ 千高斯。也可由时间等于零谱的相位定出超精细场的方向。

由于 TDPAC 是测量调制的周期, 只要定准时间零点和精确刻度时间, 这个方法有 1—2% 的测量精度。

三、扰动角关联在边缘学科内的应用

在核物理中用扰动角关联法测量核磁矩、受激核寿命、自旋、电四极矩, 以及重离子能量和射程关系等。众所公认它是一个成功的方法。最近, 这个方法也广泛地被用于研究核外介质的性质。

1. 扰动角关联在固体物理中的应用

把核探针注入固体内部, 通过测量固体内部超精细相互作用, 可以研究固体结构和材料的性质。它可以很精确地测量在铁磁体和反铁磁体中的局部磁场(超精细场)。局部磁场达几十万—几百万高斯。目前, 已搞清楚了这样大的局部磁场是由于导电电子和原子内部 s 电子的极化产生的。它适合于研究铁磁材料内超精细场与温度关系。

Shirley 用 TDPAC 方法以 ^{111}Cd 和 ^{99}Rh 为

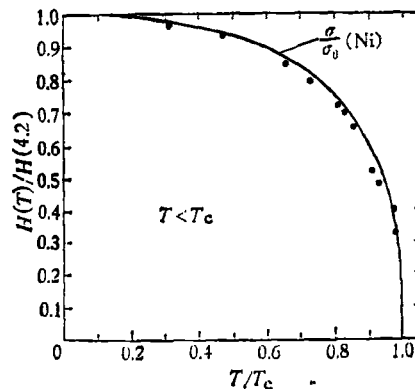


图4 ^{111}Cd 在 Ni 内超精细场与温度关系 (纯 Ni; $T_c = 627.2\text{K}$)

探针测定了 Ni 内的超精细场^[6]。在测试温度 T 小于居里温度 (T_c) 时, 可以用等式

$$H_{hf}(Cd, T) = H_{hf}(Cd, 0) \frac{\sigma(T)}{\sigma(0)}$$

定量描述镍内磁超精细场与镍晶格磁化的关系。 $\sigma(T)$ 是温度为 T 时的镍晶格的磁化率; $H_{hf}(Cd)$ 是由于导电电子极化产生的磁超精细场。图 4 中的实验结果证实了这个定量关系, 实线是由 Weiss 等测量的磁饱和(局部极矩)曲线^[7]。实线附近的点是 TDPAC 的实验点。

2. 扰动角关联在磁学中的应用

Rao 的工作报告了在温度为 4.2—1000K 时用扰动角关联方法成功地测量了在钚铈合金中铈核上的克奈特位移 K_i ^[10], 它被定义为

$$K_i (\text{克奈特位移}) = \frac{H(\text{外加磁场}) - H(\text{实际有效磁场})}{H(\text{外加磁场})}$$

在液氮温度下, 克奈特位移是很大的, 大约为 -5%。图 5, 图 6 给出了在常温和液氮温度

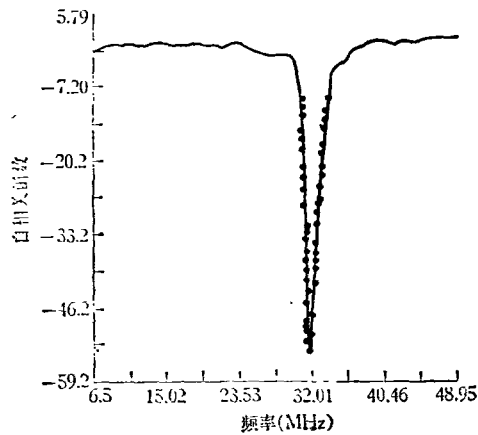


图 5 常温下, 外磁场为 10.655 千高斯时 2% 的铈钚合金中 ^{100}Rh 时间谱自相关函数的傅里叶变换 (295K)

下, 外场为 10.655 千高斯时, 2% 钚铈合金中 ^{100}Rh 的时间谱自相关函数的傅里叶变换。在 TDPAC 中较普遍地采用傅里叶变换分析法, 它的优点是不依赖于时间零点的选择和曲线形状的某些细节。经过傅氏变换后的曲线等效一个核磁共振线, 而这个共振线的频率等于两倍拉莫尔进动频率, 因此给实验数据处理带来很大方便。

物理

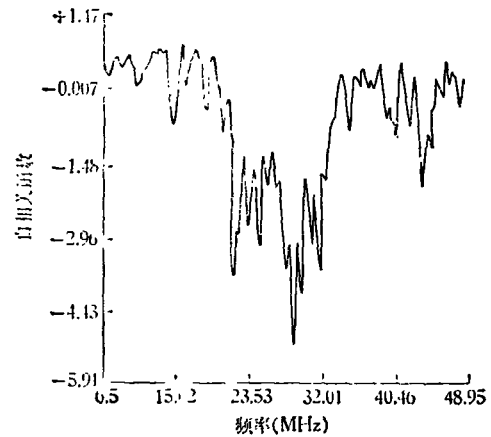


图 6 在 4.2K 时, ^{100}Rh 时间谱自相关函数的傅氏变换

近来, 在实验核物理中, 精确地测量原子核的磁旋比 (g), 都考虑了克乃特位移对于外加磁场的修正。这一事实也体现了基础研究和应用之间的关系。

3. 扰动 γ 射线角关联在生物物理学中的应用

许多探索性的实验都有力地证明 γ 射线扰动角关联方法可以作为生物物理学的一个有用的研究手段。用这个技术可以研究生物分子和在溶液内的大分子。它的中心思想是把核探针 ^{111}In 束缚到生物分子上或束缚到溶液内的大分子上, 然后观测 ^{111}Cd 173 和 247 千电子伏两 γ 射线的方向角关联的扰动谱。由此观察大分子构造的变化, 测定结合常数, 转动关联时间, 探测金属离子在蛋白质上的结合位置等。

Leipert 首次用 In^{3+} 离子探针加到含有牛血清蛋白或复谷胺酸的水溶液内^[11]。样品为 0.1 毫升。 In^{3+} 离子在此样品内未受扰动的方向关联的角分布系数 $A(t) = A_2 G_2(t)$ 是与时间无关。当样品受到某种扰动时, 该系数与时间有关。当牛血清蛋白中的 pH 值从 2.8 增加到 5.7 时, 角关联强烈地被扰动。而当溶液内的 pH 值减少到 2.8 时, 该系数值接近 In^{3+} 离子在此样品中未受扰动时的 γ 射线谱。这个测量表明: pH 值从 2.8 变化到 5.7 期间, 牛血清蛋白分子结构发生了突变。图 7 是 Leipert 的实验结果。

继 Leipert 的工作, 用此技术在生物物理方

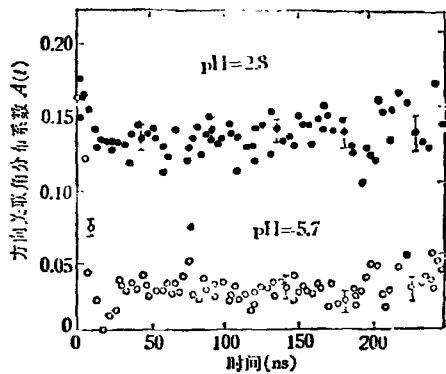


图7 $^{111}\text{In}^{3+}$ 离子在牛血清蛋白中 pH = 2.8 和 5.7 时的衰减图
BSA——牛血清蛋白样品

面开展了许多实验和理论工作。发现仅直接用金属离子 ($^{111}\text{In}^{3+}$, $^{111}\text{Cd}^{3+}$) 作为核探针来研究各种生物分子是受到限制的。因此要根据所研究的对象合适地选择探针才能把这个方法应用到大分子系统上。目前人们特别有兴趣的是对能量合剂——三磷酸腺苷 (ATP) 分子和与它相关的许多生物过程的研究。最近已经有人用 ^{111}In -ATP 作为一个特殊转动探针来检查金属-离子-ATP 在激酶 (KINASES) 中的结合位置, 并获得了初步结果。 ^{111}In -ATP 有希望成为检查 ATP 在分子结构上结合位置的一个有用工具。

4. 用扰动角关联法研究辐射损伤

长期以来人们通过测量金属的力学和电学性质来研究金属晶格的损伤。但这些数据在许多情况下得不到关于晶格内部损伤的机制。晶格上空位对正电子寿命上有特殊影响, 正电子湮灭效应可以用来研究晶格内空位浓度, 但它不能显示金属内部的裂纹。

最近用离子注入法把核探针注进到金属内, 用扰动角关联技术进行测量获得了新的结果。把离子注入扰动角关联法同电子显微镜观测及沟道效应等技术结合起来, 通过计算分析已经提出了晶格损伤的微观模型。

Hohenemser 等人用丰度为 98% 的 ^{112}Cd , 通过核反应 $^{112}\text{Cd}(p, 2n)$ 得到 ^{111}In , 然后, 在离子注入机上把能量为 5keV—130keV 的 ^{111}In 离

子注入到纯度为 99.998%, 厚度为 $2\mu\text{m}$ 的 Ni 片内。在退火温度从 10K—300K 的条件下采用 TDPAC 技术研究了 Ni 晶格的损伤^[22]。实验装置如图 8 所示。

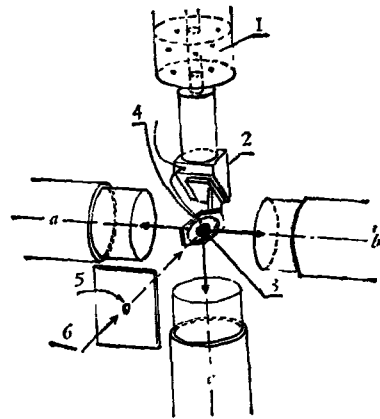


图8 研究晶格损伤的实验装置

a, b, c 均为 $\phi 45 \times 51\text{NaI}(\text{Tl})$ 探头; 1 为氮容器; 2 为铜块; 3 为被离子注入的面积; 4 为热偶; 5 为光栏; 6 为离子束流

通过分析所得的微分谱, 考虑了电和磁超精细相互作用强度、结合能和为温度函数位置点的数目, 提出了如图 9 所示的晶格损伤微观模型。图中表示出注入的 In 离子在晶格中的位置点, 和邻近由于辐射损伤造成的空位。采用 TDPAC 技术研究晶格损伤与用穆斯堡尔效应研究晶格损伤得到一致的结果。

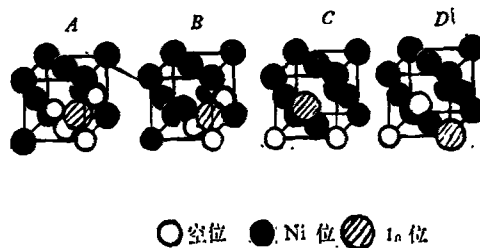


图9 ^{111}In 注入到 Ni 片内晶格损伤模型

四、结 语

目前, 扰动角关联方法已应用到许多学科中。例如在原子物理中研究高电离 (失掉电子数目多的) 原子, 测定高电荷离子与中性分子碰

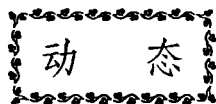
撞时的电荷交换截面；研究第二类超导体内磁场分布；分析经不同冶金过程所得合金的微观结构；分析抗铁磁性材料的微观结构。研究冷冻水溶液的相变等也都取得令人鼓舞的结果。

由上述应用例子可以看出扰动角关联法是一种很有发展前途的核探测技术。

参 考 文 献

[1] E. Karlsson, "Perturbed Angular Correlation", Amsterdam, North-Holland, Pub. Co., (1964).
 [2] The International Conference on Nuclear Moments and Nuclear Structure (1972, Japan Osaka).
 [3] The First International Conference on Hyperfine

Interactions and Nuclear Radiations (1967, Asilomar California).
 [4] The Second International Conference on Hyperfine Interactions (1970, Rehovot, Isread).
 [5] The Third International Conference on Hyperfine Interactions (1974, Uppsala, Sweden).
 [6] The Fourth International Conference on Hyperfine Interactions (1977, Madison, New Jersey).
 [7] P. Raghavan, *Z. Physik*, **256-4**(1972), 309—315.
 [8] D. A. Shirley, *Hyperfine Structure and Nuclear Radiations*, (1968), 480—486.
 [9] P. Weiss, *Ann. Phys. (Paris)*, **15**(1926), 153.
 [10] G. N. Rao, *Hyperfine Interaction in Excited Nuclei*, **2**(1971), 507.
 [11] T. K. Leipert, *Nature*, **220**(1968), 907.
 [12] C. Hohenemser, *Hyperfine Interactions*, **3**(1977), 297—314.



激光毫微秒脉冲峰值记录仪

为了实现激光测量和记录自动化，并用计算机进行数据采集和处理，我们研制了激光毫微秒脉冲峰值记录仪。它有模拟通道输出(用 XY 记录仪记录)和数字通道输出(配计算机)。模拟通道的动态范围为 0.1 伏至 2.5 伏。满刻度误差小于 2%。数字通道的动态范围为 20 毫伏至 2.5 伏。满刻度误差小于 0.5%。两种通道的响应时间都是 10 毫微秒。如果把响应时间缩小到 5 毫微秒，则精度要下降。考虑到激光器输出功率可能有很大起伏，仪器附加了参考通道，使只有符

合预设条件的激光脉冲才能输出到 XY 记录仪上。对于模拟通道允许输入脉冲的最高重复频率为 3 赫，对于数字通道则为 40 千赫。当然单次或非周期性脉冲照样能记录。

记录仪的原理见图 1。

被测脉冲从主通道输入，经前置放大器送入 PVTC 变成宽度与输入脉冲峰值成正比的时间脉冲，转换系数是 5 微秒/伏。PVTC 输出控制 20 千赫主控对计数器计数。得到相应的数据送往计算机。也可以经 TVC 电路变成宽度恒定为 0.2 秒，而幅度随输入脉冲峰值而变的脉冲，经缓冲器送到 XY 记录仪。参考通道原理与主通道相同。考虑到激光器输出功率起伏很大，仪器附加了规一化输出。

这台仪器能自动准确地记录，几毫微秒到几百毫微秒宽的电脉冲。把这台仪器用于非共线二次谐波法作光电输出检测单元，测定了 YAG 锁模激光器的超短脉冲宽度。当然它可以用在其它场合，例如测量等离子体温度的激光散射仪中。

(中国科学院物理研究所 陆志梁、王伟明、吕俊锡)

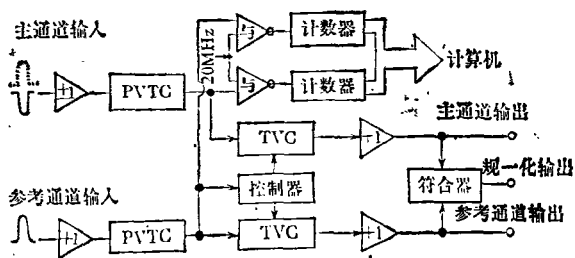


图 1 毫微秒脉冲峰值记录仪原理

PVTC——脉冲电压到时间转换；TVC——时间到电压转换