

利用 Cherenkov 光测量光电倍增管渡越时间涨落

吴冲^{1;1)} 孙志嘉¹ 衡月昆¹ 赵小健¹ 吴金杰¹ 石峰¹
薛生田¹ 赵玉达² 赵力³ 蒋林立³ 王凤梅⁴

1(中国科学院高能物理研究所 北京 100049)

2(南京大学 南京 210039)

3(中国科学技术大学 合肥 230036)

4(郑州大学 郑州 450052)

摘要 采用符合方法, 测量级联 γ 放射源 ^{60}Co 在光电倍增管(PMT)光阴极窗上激发产生的切伦科夫光, 从而测定PMT渡越时间涨落. 用泊松加高斯卷积方法获得单(多)光电子峰位, 处理不同光电子数的PMT渡越时间涨落. 测试XP2020和透紫XP2020Q PMT结果显示, 测量的渡越时间与飞利浦公司给出的指标一致, 渡越时间涨落与光电子数满足平方根反比关系. 该方法对可分辨单(多)光电子峰的PMT是可行的.

关键词 切伦科夫光 光电倍增管 渡越时间涨落 单光电子

1 引言

当光脉冲入射到光电倍增管(PMT)的光阴极, 经光电变换、电子倍增后的电子群脉冲的渡越时间是各不相同的, 该电子群的分散称为PMT的渡越时间涨落, 它是PMT的重要性能指标之一, 直接影响PMT的时间性能, 是精确的时间测量必须考虑的因素. 因为渡越时间涨落与光电子数目有关, 一般用单光电子的渡越时间涨落(TTS)来表示PMT的性能, 其值大约是几百个皮秒(ps). 测量TTS的常用方法是利用超短脉冲激光器产生的激光来进行的. 为了能在单光子状态测出这么短的时间间隔, 要求脉冲激光器的脉冲宽度要远小于TTS值, 以消除光子涨落带来的测量不确定, 也就要求激光脉冲宽度远小于100ps, 这加大测量的难度和费用. 这里介绍一种利用级联 γ 放射源产生切伦科夫(Cherenkov)光来测量TTS的方法, 它具有价格低廉、方法简单、可靠、效率高的特点.

切伦科夫通过实验^[1]发现当带电粒子的速度大于光穿过透明介质的速度 c/n (n 是介质的折射率)时, 就会在介质中产生微弱的光辐射, 这种光后来被称为切伦科夫光.

切伦科夫光具有发光时间短(带电粒子穿过介质的时间), 方向确定, 光谱连续, 发光较弱等特点. 根据切伦科夫辐射特点发展了一系列的高能物理探测器, 如切伦科夫计数器^[2-4], 穿越辐射探测器^[5]等. 但切伦科夫辐射的存在, 也给有些实验测量带来了干扰, 例如单光子技术的荧光衰减时间测量^[6], 因此实验中必须注意消除这些干扰.

利用切伦科夫光发光弱, 发光时间短的特点, 可以采用级联 γ 放射源产生切伦科夫光测量PMT的TTS(一般级联 γ 的时间差 $<1\text{ps}$). 当 γ 光子与PMT光阴极窗作用时, 会产生一定动能的电子, 该电子的速度超过切伦科夫光产生阈时就会在特定方向产生切伦科夫光, 切伦科夫光再经过光电(与PMT的量子效率相关)转换后, 产生光电子, 如果一次 γ 射线产生的切伦科夫光足够弱, 使产生的光电子数目几乎总是少于1个, 那么就可以用来测量TTS. 为了验证此方法的可行性, 利用geant模拟了XP2020和XP2020Q两种PMT的切伦科夫光电子分布. 模拟采用光阴极窗折射率 $n = 1.47$, 厚为2mm, γ 光子能量是1.25MeV, 表1列出的数据是切伦科夫光电子的分布. 可以看到, XP2020的单光电子比例高于XP2020Q, 主要是由于

XP2020Q 的窗是透紫材料, γ 射线最终产生的切伦科夫光子数多. 如果单光电子事例能被有效地提取, 就可以获得 PMT 的 TTS.

表 1 模拟不同 γ 光子能量在 PMT 中产生 3 个切伦科夫光电子间比例

光电倍增管	γ 光子能量/MeV	单光电子比例(%)	两光电子比例(%)	三光电子比例(%)
XP2020	1.25	49.9±1.3	30.0±1.0	20.2±0.8
XP2020Q	1.25	45.4±1.3	31.9±1.1	22.6±0.9

2 实验装置

图 1 给出了测量装置, 所用放射源是能产生相关双 γ 射线的 ^{60}Co (能量为 1.332MeV 和 1.173MeV, 两 γ 时间差 $< 1\text{ps}$). 级联的 γ 射线分别与塑料闪烁体(与 PMT1 耦合)和待测光电倍增管 PMT2 的光阴极窗作用, 闪烁体的光输出经 PMT1 变换为电信号, 其输出作为 TDC(Lecroy 2228A) 的起始信号和 ADC(Lecroy 2249W) 的门信号; 与 PMT2 光阴极窗作用产生切伦科夫光变换为电信号输出分别作为 TDC 的停止信号和 ADC 的输入信号. 两路使用的甄别器都是 CFD(ORTEC 583). ADC 和 TDC 的输出分别经 CAMAC 控制器由 Labview 软件写给计算机.

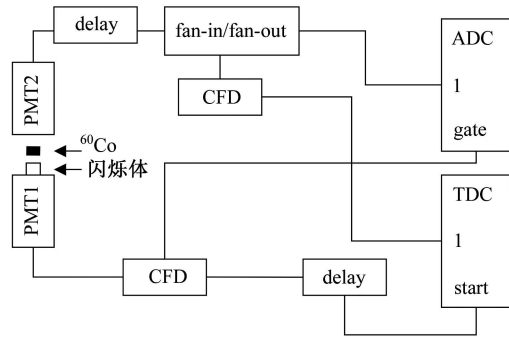


图 1 实验测量装置

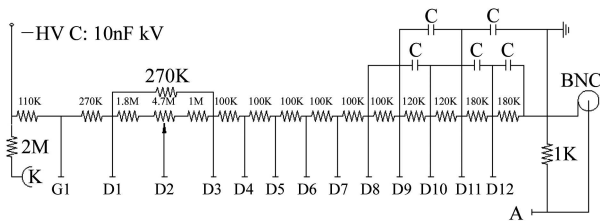


图 2 XP2020(Q) 分压电路

为了给出精度高的起始信号, PMT1 选用的时间特性较好的 H6533, 其时间特性见后. 待测量的 PMT2 选用的是 XP2020 和透紫 XP2020Q, 其分压器电路如

图 2 所示. 图 3(a) 是利用 XP2020 的信号经过 CFD 给出 ADC 的门信号, 在高压 -2500V 下获得 XP2020 的热噪声谱.

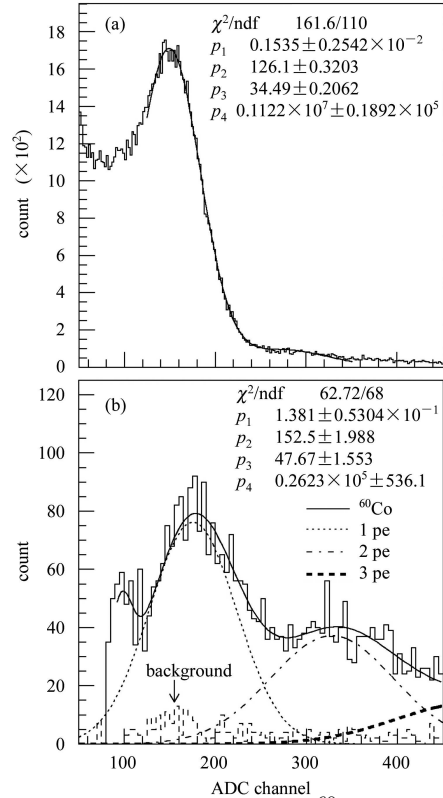


图 3 (a)XP2020 热噪声谱; (b) ^{60}Co 激发的 XP2020 切伦科夫光幅度谱

3 实验数据及分析

3.1 起始时间测量

起始时间的晃动直接影响 TTS 的精确测量, 因此实验上必须设法消除其影响. 为了测量起始时间的晃动, 仍然采用图 1 的装置, 利用两个 H6533 (带闪烁体) 和一个 XP2020 (带闪烁体) 两两组合, 获得它们相互之间的关系如下:

$$\sigma_{\text{H65331}}^2 + \sigma_{\text{H65332}}^2 = \sigma_{12}^2, \quad (1)$$

$$\sigma_{\text{H65331}}^2 + \sigma_{\text{XP2020}}^2 = \sigma_{1\text{XP}}^2, \quad (2)$$

$$\sigma_{\text{H65332}}^2 + \sigma_{\text{XP2020}}^2 = \sigma_{2\text{XP}}^2. \quad (3)$$

其中右端的值由实验给出. 联立上述 3 个方程, 可以获得 3 个 PMT (包含闪烁体) 时间分辨率, 对 ^{60}Co 放射源, PMT1 时间的晃动为

$$\sigma_{\text{H65331}} = 2.64 \text{道} \times 28.8 \text{ps/道} = 76 \pm 9 \text{ps}.$$

3.2 渡越时间涨落测量

利用图 1 的测量装置测量了在 ^{60}Co 放射源激发下 XP2020 和 XP2020Q 的渡越时间涨落.

图3(b)是测量在 ^{60}Co 激发开门下XP2020的幅度谱, 其中的本底谱是在去掉 ^{60}Co 源后得到的, 本底谱与幅度谱相似, 而且其时间特性与图4相似, 这说明本底是来自宇宙线的贡献. 与PMT自开门的热噪声谱图3(a)相比较, 幅度谱以单光电子贡献为主, 但也有较明显的双多光电子贡献. 从图中可见单光电子峰前的突起, 其时间特性与图4相似, 这不能用本底解释. 可用边缘效应合理解释: 光阴极发射的电子打在第1打拿极的边缘, 使第1打拿极倍增发射的电子没有完全被第2打拿极收集, 这会造成在幅度谱上有低于单光电子的幅度信号, 而且该信号的时间特性与单光电子相仿.

由于多光电子会明显影响渡越时间涨落的测定, 因此必须设法消除其干扰.

采用泊松加高斯卷积^[7]

$$f(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(N_{pe})^n e^{-N_{pe}}}{n!} (2\pi n \sigma^2)^{1/2} e^{-(x-nC)^2/2n\sigma^2}, (4)$$

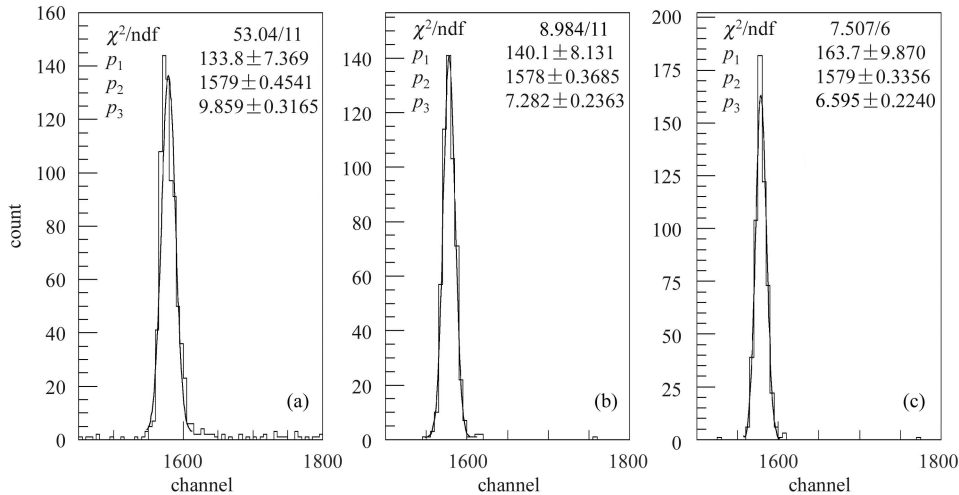


图 4 XP2020 在 ^{60}Co 激发下分幅度拟合的时间谱

(a)单光电子幅度限制(取幅度谱在140—200之间); (b)双光电子幅度限制(取幅度谱在300—370之间);

(c)三光电子幅度限制(取幅度谱在460—580之间).

表 2 不同光电倍增管不同光子数渡越时间涨落

光电倍增管	放射源	单光电子 时间涨落/ps	双光电子 时间涨落/ps	三光电子 时间涨落/ps	不做幅度 限制/ps
XP2020	^{60}Co	$274 \pm 12 \pm 3$	$196 \pm 7 \pm 5$	$174 \pm 7 \pm 9$	$254 \pm 4 \pm 1$
XP2020Q	^{60}Co	$258 \pm 11 \pm 3$	$194 \pm 9 \pm 5$	$163 \pm 16 \pm 9$	$230 \pm 6 \pm 1$

图5的曲线是采用渡越时间涨落与光电子数满足平方根反比的关系拟合的, 拟合曲线与数据符合较好, 这与文献[9]一致.

利用公式(4)可以获得实验数据的单多光子的比例, 见表3. 与表1相比较, 可以看到模拟结果与实验基本符合.

拟合幅度谱(扣除台阶), 这里 N_{pe} 是平均光电子数, σ 是单光电子分布的标准方差, C 是单光电子峰位, 图中显示拟合曲线与实验数据较好符合. 这样就可以定出单光电子峰位, 进而知道多光电子峰位.

选取单(多)光子幅度范围, 画出相应时间谱, 从而得到不同光电子数下的渡越时间涨落. 图4显示了不同光子数选取的时间谱及拟合曲线. 对拟合的时间进行起始时间晃动扣除就可以得到渡越时间涨落. 见表2和图5. 表2误差的第1项是统计误差; 第2项误差是由于多光子干扰(见图3(b))和边缘效应引起的测量不确定; 实验的电子学系统误差小于20ps. 从表2中可以看到, 单光电子渡越时间涨落与菲利浦公司的指标250ps相符^[8]; 但没有加单(多)光子幅度限制的渡越时间涨落也没有明显变窄, 也接近250ps, 这是因为单光电子的比例高(见表3), 其对时间谱的贡献最明显, 因而它对整个时间谱的宽度影响最大. 尽管不加幅度限制的渡越时间涨落与TTS值较接近, 但完全不是TTS!

上述的模拟和实验比较只是定性的, 忽略的因素主要有:

1. 模拟窗折射率 $n = 1.47$, 实际的折射率随波长而变的, 这会影响切伦科夫光产生阈和光子数;
2. 模拟的光阴极厚度是2mm, 与实际的光阴极窗是凹形不同;

3. 实验采用的公式(4)也是近似的, 实际的幅度谱要复杂得多.

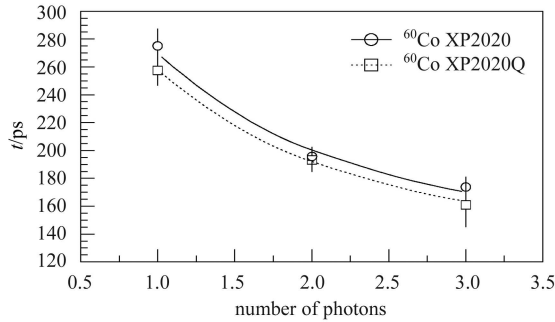


图 5 渡越时间涨落与光电子数关系

3.3 讨论

切伦科夫光谱是连续的, 而且其光子数随波长的减小而很快地增大. XP2020 和 XP2020Q 的量子效率的截止波长分别在约 250nm 和 150nm 处, 模拟和实验显示 XP2020, XP2020Q 都含有较高的多光子成分, 但实验上还是可以获得 TTS, 一个重要的原因在于能区

分单双光子峰, 这样, 可以通过合理的幅度限制而获得单光电子, 从而获得 TTS. 所以该方法对于 PMT 增益较大, 单多光电子峰可分辨的情况下都是可行的.

表 3 实验单多光电子间比例关系

光电倍增管	放射源	单光电子比例(%)	两光电子比例(%)	三光电子比例(%)
XP2020	^{60}Co	50.2 ± 0.4	34.7 ± 0.5	15.1 ± 0.3
XP2020Q	^{60}Co	47.6 ± 0.7	36.1 ± 0.5	16.3 ± 0.3

4 结论

利用级联 γ 放射源激发 PMT 光阴极窗产生切伦科夫光来测量 PMT 渡越时间涨落是可行的; 泊松加高斯卷积可以较好描述切伦科夫光的幅度谱; XP2020 和透紫 XP2020Q PMT 的渡越时间涨落的测量结果与飞利浦公司给出的指标一致, 渡越时间涨落与光电子数满足平方根反比关系; 该方法适用于单双光电子可分辨的 PMT 的 TTS 的测量.

参考文献(References)

- 1 Cherenkov P A. Dokl, Akad, Nank, SSSR, 1934, **2**: 451
- 2 Williams et al. Nucl. Instrum. Methods, 1972, **105**: 483
- 3 Ashford et al. Nucl. Instrum. Methods, 1972, **98**: 215
- 4 Seguinot J, Ypsilantis T. Nucl. Instrum. Methods, 1994, **A343**: 1
- 5 Ludlam T et al. Nucl. Instrum. Methods, 1981, **180**: 413
- 6 WU Chong et al. Nucl. Instrum. Methods, 1998, **A405**: 176
- 7 O'Callaghan J P et al. Nucl. Instrum. Methods, 1984, **225**: 153
- 8 Photo and Electron Multipliers. Netherlands: Phillips Electronic Components and Materials Division, 1985. 80
- 9 Matsui S et al. Nucl. Instrum. Methods, 2001, **A463**: 220

A Measurement of Transit Time Spread of Photomultiplier Tube with Cherenkov Light

WU Chong^{1,1)} SUN Zhi-Jia¹ HENG Yue-Kun¹ ZHAO Xiao-Jian¹ WU Jin-Jie¹ SHI Feng¹
XUE Sheng-Tian¹ ZHAO Yu-Da² ZHAO Li³ JIANG Lin-Li³ WANG Feng-Mei⁴

1(Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

2(Nanjing University, Nanjing 210039, China)

3(University of Science and Technology of China, Hefei 230036, China)

4(Zhengzhou University, Zhengzhou 450052, China)

Abstract Using coincidence method, transit time spread (TTS) is measured with Cherenkov light produced by cascade γ radioactive source, ^{60}Co on photocathode window of photomultiplier tube (PMT). Transit time distributions with single and multi-photon electrons are fitted to Poisson convoluted with Gaussian, and TTS are obtained. The study to XP2020 and XP2020Q PMTs shows that TTS is consistent with data supplied by Philips. TTS is inversely proportional to the square root of number of photoelectrons. The method is feasible when single and multi-photon electrons can be distinguished.

Key words Cherenkov light, photomultiplier tube (PMT), transit time spread (TTS), single photoelectron (SPE)