

水基切伦科夫 μ 子探测器的研究

徐杰谏, 俞熹

摘要: 我们利用带电粒子在透明介质中产生切伦科夫辐射的特性, 以蒸馏水作为辐射介质, 搭建了一个小尺寸 ($\pi \times 22.5^2 \text{cm}^2 \times 45 \text{cm}$) 的切伦科夫探测器, 对能量在 GeV 量级的 μ 子进行了相应的测量, 考虑其他能量损耗、光传输和收集效率、阴极量子效率后, 实验结果与理论估计值有比较高的相符度, 可以初步断定仪器具备探测 GeV 量级 μ 子的能力。

关键词: 切伦科夫辐射; μ 子; 水基探测器; 光电倍增管

引言: 高能物理实验一直由于辐射源昂贵、防护措施复杂和探测条件苛刻等因素而受到极大限制, 不易于广泛开展。宇宙射线是天然的高能粒子源, 包含众多基本粒子并且数量可观。以 μ 子为例, 在海平面上, 每秒钟每平方米可以接收到 100 个以上、垂直向下入射、能量在 1GeV 以上的 μ 子^[1]。而高速带电粒子穿过透明介质时, 由于切伦科夫效应, 会发射主要集中在紫外及可见光波段的光子。基于这些因素, 我们设计并用低成本的材料搭建了一个水基切伦科夫 μ 子探测器, 可以通过简单的操作在适当的精度范围内对 μ 子进行探测和切伦科夫辐射光谱分析。

1 实验原理与基本概念

1.1 大气中的 μ 子

宇宙射线中的高能质子与上层大气中的原子核相互作用可以产生 K 介子和 π 介子, K 介子和 π 介子随后衰变为两种带不同电荷的 μ 子:

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu; \quad (1)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (2)$$

μ 子带一个单位的正电荷量或者负电荷, 寿命 $2.19703\mu\text{s}$, 动能在 GeV 量级, 是一种强相对论粒子。静止质量为 $105.658389\text{MeV}/c^2$, 与 π 子 ($139.6\text{MeV}/c^2$) 质量十分接近, 但在穿过介质层时, 既不发生强相互作用也不产生电磁簇射^[2], 因而对于高能 μ 子而言辐射效应产生的能量损耗占主要地位。这可以作为鉴别高能 μ 子的依据, 即如果一个带电粒子穿透大规模的吸收介质后, 只产生极为有限的能量损耗和角度偏离, 这个粒子可以认为是 μ 子。

1.2 切伦科夫辐射的基本特征

切伦科夫辐射是高速带电粒子与介质之间的一种电磁相互作用。高速带电粒子以匀速 $v(=bc)$ 穿过折射系数为 n 的透明介质, 当它的运动速度超过光在该介质中的相速度 (c/n) 时, 将产生沿圆锥波前发射微弱的光子流 (集中在紫外线以及可见光波段), 这种效应称为切伦科夫辐射。根据经典电磁理论^[3], 带电粒子通过介质时, 路径周围的原子或分子将因电磁作用瞬时极化, 如图 1 所示, 当粒子通过后, 这些被极化的原子或分子立即退极化, 引起具有加速度的振动, 每个退极化的原子或分子作为辐射中心, 把能量以电磁辐射的形式发射出来。切伦科夫辐射是多个邻近原子的辐射相干叠加的结果。为保证是相干光源, 粒子必须作等速运动, 使相邻原子所受的扰动相同; 为保证波前干涉得到加强, 粒子速度必须超前于电

磁波在介质中的传播速度($v > c/n$), 使各点发出的元波位相相同, 在一定方向得以加强, 如图 2。根据惠更斯原理, 可以得到产生切伦科夫辐射的条件为:

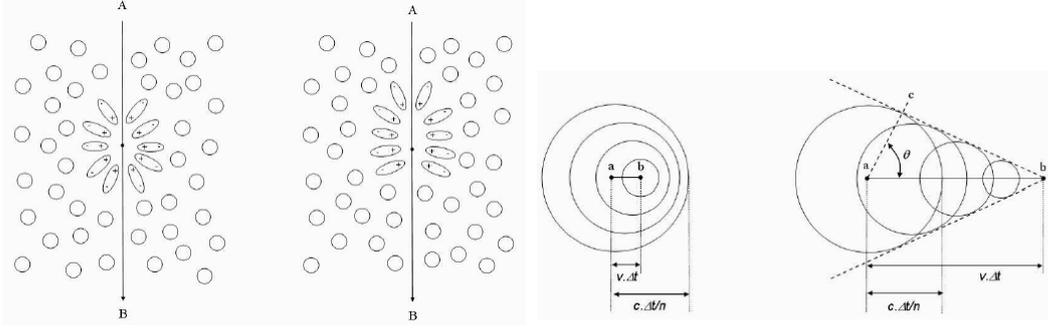


图 1 原子极化示意图^[4](左, $v < c/n$; 右, $v > c/n$)

图 2 波前干涉示意图^[4](左, $v < c/n$; 右, $v > c/n$)

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}. \quad (3)$$

其中, $\beta = v/c$ 。由于 $n > 1$, θ 是锐角, 所以切伦科夫辐射的方向总是向前的, 带电粒子在这一点产生的切伦科夫辐射是以这点为顶点的一个光锥, 张角 2θ , 轴向是粒子运动方向。当 $\theta = 0$ 时, 切伦科夫辐射最小阈速度为 $v = c/n$, 相应阈动能为:

$$E_{\min} = E_0 \left[\frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} - 1 \right]. \quad (4)$$

其中 E_0 为粒子静止质量。当 $\beta \cong 1$ 时, θ 角达到最大

$$\theta_{\max} = \cos^{-1} \frac{1}{n}. \quad (5)$$

1.3 切伦科夫辐射光谱及光子密度分布

根据 Tamm 和 Frank 的经典电磁理论, 切伦科夫辐射具有连续光谱。电荷为 Ze 的带电粒子在 $L \sim L + dL$ 的路程上发射波长在 $\lambda \sim \lambda + d\lambda$ 之间的光子数 dN 服从如下分布:

$$\frac{dN}{d\lambda dL} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta \propto \frac{1}{\lambda^2}. \quad (6)$$

式中, α 是精细结构常数 ($\alpha \approx 1/137$), $\lambda = hc/E$ 。单位长度辐射体发射的切伦科夫光子数为:

$$\frac{dN}{dL} = 2\pi\alpha Z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sin^2 \theta(\lambda, L) \frac{d\lambda}{\lambda^2} = 2\pi\alpha Z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \frac{d\lambda}{\lambda^2}. \quad (7)$$

$\lambda_1 \sim \lambda_2$ 是切伦科夫辐射的波长范围, 由于发射的光子数与波长的平方成反比, 所以大部分切伦科夫辐射集中在短波区。如果切伦科夫辐射体中 n 与 λ 、 L 关系不大, 且计数器中光探测器对可见光 (400nm~700nm) 灵敏, 则单电荷粒子穿过单位长度 (1cm) 的辐射体发出的切伦科夫光子数为 $N = 490 \times \sin^2 \theta$ 。切伦科夫辐射发光时间一般小于 10^{-9} s, 光量很微弱, 并且在介质中有各种损耗。

2 水基切伦科夫 μ 子探测器

2.1 实验设置

原则上任何透明介质都可以作为切伦科夫辐射体,出于尽可能减少成本的考虑,我们选择了蒸馏水,因为其对可见光和紫外线均透明、折射率大小适当、密度较小且光学均匀性好。实验装置主体部分见图3,桶身为圆柱形,底面直径45cm,面积 1590cm^2 ,高45cm,不锈钢制,壁厚1.5cm。加水后实际水深40cm。内壁和桶盖下部覆盖一层经过敏化处理的铝箔,使得桶内壁可以漫反射紫外线和可见光波段的光子。条件允许情况下,使用高密度聚乙烯合成纸(Tyvek)可以使效果更佳,相关文献对这两者在空气中的反射系数做了精确的测量^[5],如图4所示,可见光波段两者的反射系数几乎相同,因此只要铝箔经敏化处理后具有相当的不平整度,实际测量时漫反射的效果甚至能优于Tyvek,尽管前者力学和化学稳定性不如后者。桶盖边缘用1mm厚的黑色胶带密封5层,密封层宽15cm。光电倍增管为圆柱形,玻璃壳部分底面半径30.10mm,面积 28.5cm^2 ,金属屏蔽壳外径33.10mm,管外径35.10mm,管长25.4cm。高压从0-1488V连续可调,实际实验时管中心偏离桶中轴10cm,管的最下部浸入水中1cm,排除水面反射和折射的损耗。光电管外壁与桶盖开口处用1mm厚的黑色胶带密封5层,密封层宽10cm。我们在实验时,用黑布遮盖整个装置,并用输出端分别接数字示波器观察信号和接0-1024道多道分析器测量能谱,以确定是否测得相关信号。

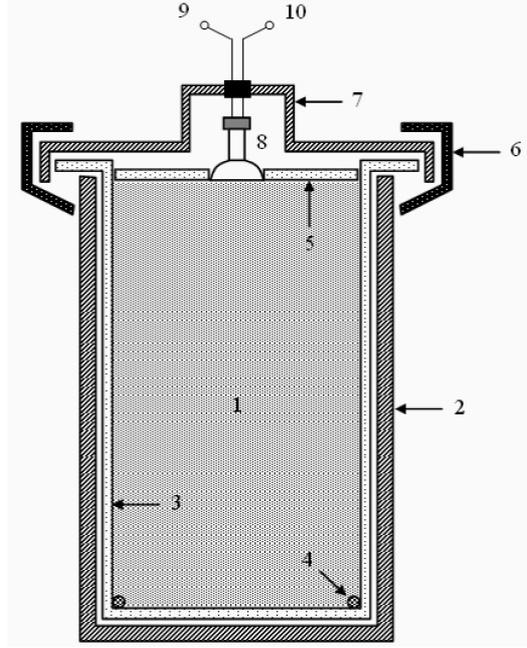


图3 探测器主体部分结构简图. 1: 蒸馏水, 2: 不锈钢桶身, 3: 铝箔(壁), 4: 固定物, 5: 铝箔(盖), 6: 密封层, 7: 不锈钢桶盖, 8: 光电倍增管, 9: 高压接口, 10: 输出端.

2.2 实验结果

我们首先将输出信号接数字示波器,输入端采取交流耦合的方式,阻抗 50Ω ,上升沿触发,触发电平1V,保持横向(时间轴)触发位置不变,得到了高压1400V下的波形和本底(图5)以及高压1488V下的波形和本底(图6)。测量本底信号时,我们将光电管上提,使管的最下部在水面以上1cm,同时用1mm厚的黑色胶带将管口密封3层,以起到隔光的作用。示波器信号显示,光电倍增管完全隔绝辐射时也会产生暗电流。本底脉冲产生的主要因素有:阴极热电子发射(通常情况下暗噪声的最主要成分)、欧姆漏电(包括管内漏电与管外漏电)、残余气体电离(反馈电流)、场致发射、切伦科夫光子(μ 子穿过光电管的窗时形成)、玻璃壳放电和玻璃荧光。我们对光电管的屏蔽层与玻璃壳做了分隔处理,目测玻璃壳部分厚度3mm左右,长8cm,所以最后两种影响因素几乎可以忽略。测量本底时加了1400V以上的高压,残余气体电离和场致发射可能会有比较显著的体现。从图5和图6可以看出,将光电管浸入水中后测量信号时本底峰会有加强,同时在时域上的其他位置有小峰(比本底脉冲弱)和大峰(比本底脉冲强)出现,对比本底

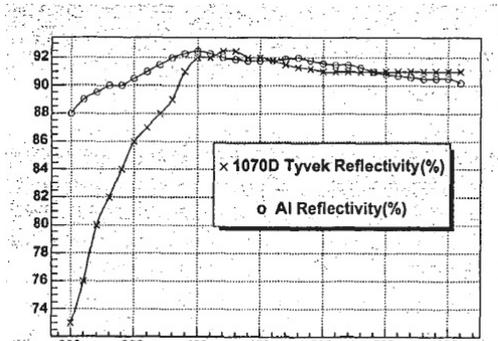


图4 Tyvek膜和Al的反射系数图

测量本底时加了1400V以上的高压,残余气体电离和场致发射可能会有比较显著的体现。从图5和图6可以看出,将光电管浸入水中后测量信号时本底峰会有加强,同时在时域上的其他位置有小峰(比本底脉冲弱)和大峰(比本底脉冲强)出现,对比本底

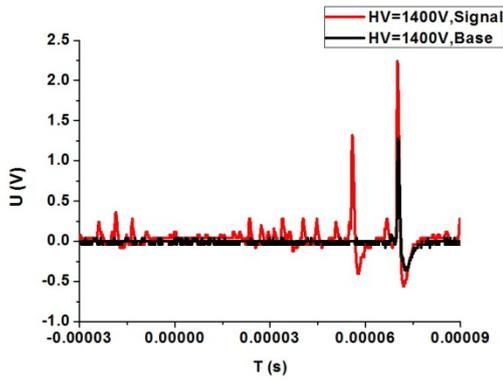


图 5 高压 1400V 条件下的输出信号和本底信号

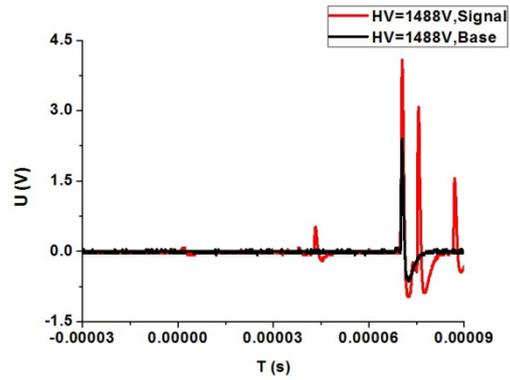


图 6 高压 1488V 条件下的输出信号和本底信号

信号，可以推断输出信号中包含着在频域上连续分布的辐射成分。下面通过对于波形的分析来就这一推断做一些论证。小峰幅度不及本底脉冲，如果加上鉴别器，将很难识别，所以这里不予考虑（尽管小峰有可能是强度极其微弱的信号）。一方面，如果认为本底峰的加强是切伦科夫光子的作用，那么扣除本底后，时域上，除本底脉冲所在位置以外，其他位置也能够找到切伦科夫辐射导致的短脉冲；另一方面，如果认为这种加强作用是玻璃壳表面和水接触造成的管外漏电，那么加强后的本底峰应该作为新的本底，扣除后，图 5 与图 6 中所有其他位置的峰都难以甄别。实际上，我们在测量高压 1450V 的信号时在时域上非本底峰位置发现了比加强的本底峰更高的峰（如图 7），这说明输出信号中包含切伦科夫辐射成分。

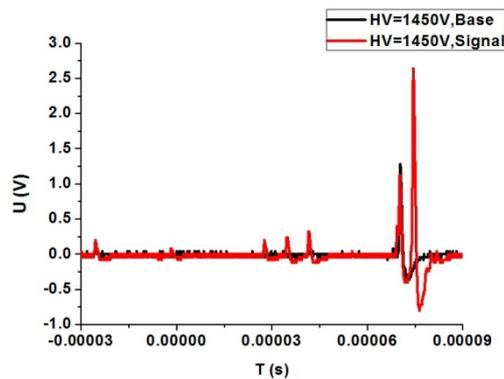


图 7 高压 1450V 条件下的输出信号和本底信号

我们又将输出端接 0-1024 多道分析器，每次测量定时 1800s，分别在高压 1300V、1400V、1450V 和 1488V 条件下测量能谱，并分别在相同条件下测量本底曲线，将测得的能谱扣除

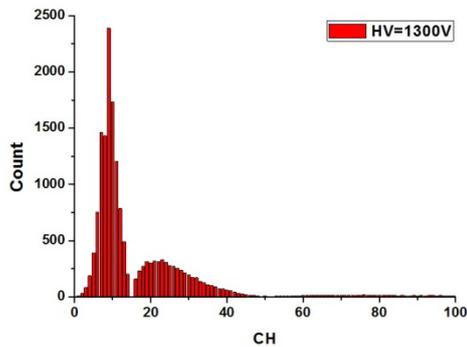


图 8 高压 1300V 条件下的能谱（已扣除本底）

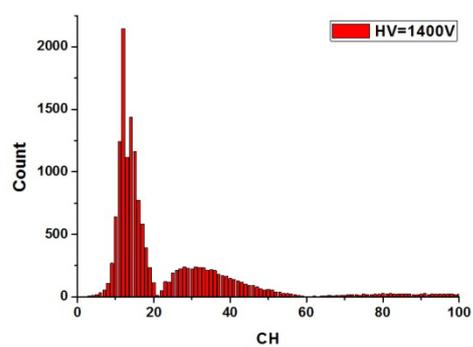


图 9 高压 1400V 条件下的能谱（已扣除本底）

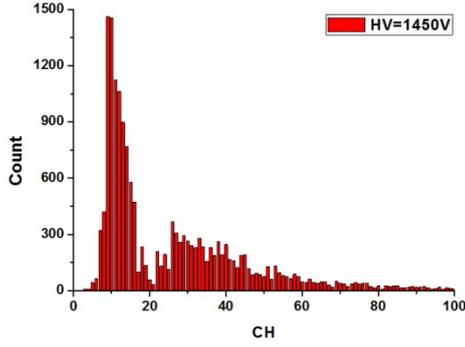


图 10 高压 1450V 条件下的能谱（已扣除本底）

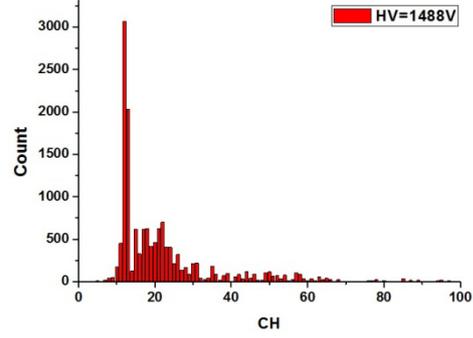


图 11 高压 1488V 条件下的能谱（已扣除本底）

本底，得到了如图 8、9、10、11 所示的光谱线。光电管前端未加闪烁体，所以无法将不同能量的入射光子转化成强度不同的荧光光子脉冲，以鉴别相应光子。但式(6)指出，切伦科夫辐射光强与波长 ($\lambda=hc/E$) 成平方反比关系，所以实际测量时并不需要依靠闪烁体来对打在阴极上的光子能量进行均一化，能量不同的切伦科夫光子天然就对应着强度不同的辐射流，并在光阴极产生不同数量的光电子，使得其在能谱上可以对应不同的道址。由于实验室条件的限制，我们没有找到合适的定标装置来对脉冲强度和道址之间的关系进行定标，所以无法很精确地定量分析的能谱。但总的来看，就谱线变化趋势而言，各高压下谱线在道址 20-40 的区域都有类似韧致辐射的部分，这应当对应着一部分切伦科夫辐射，道址 0-20 的部分有一个明显的强峰，这应该是另一部分切伦科夫辐射和管外漏电流共同的贡献。

下面对在我们的装置的配置条件下，单个垂直向下入射的 μ 子能够在光电倍增管阴极产生的光电子数目做大致估计。如果辐射体的折射率 n 与波长 λ 以及辐射体长度 L 的依赖关系不大，则总体上可探测的光电子数为：

$$n_{pe} = \frac{2\pi\alpha L}{hc} \int Q_{eff}(E) \prod_i \varepsilon_i(E) dE \quad (8)$$

式中， Q_{eff} 是光电材料的量子效率， ε_i 是各种与光传输、收集有关的效率，包括光在辐射体中的透过率、探测器窗的透过率、镜子反射率及电子学阈值造成的接受效率等，这些系数都需要用特定的手段进行测量，由于条件有限，我们只能采取其他方式来估计这些参数。在相关文献中^[6]，D. Alexander 曾经对水基探测器的切伦科夫辐射损耗做了理论和实验上的测算，忽略空间色散，强相对论粒子的切伦科夫辐射损耗近似为：

$$\frac{W - W_0}{W_0} = \frac{e^2}{\pi\hbar c} \Delta_t, \quad (9)$$

其中 Δ_t 是辐射修正项，对于 μ 子，在蒸馏水中，令 $\chi_0=13.7\text{GeV}/m_0c^2$ ，则

$$\Delta_t = \left[2 \ln^2 \frac{E}{Mc^2} + 2 \left(\ln \frac{2E}{Mc^2} - 1 \right) \left(\ln \frac{M^2 c^4}{E^2 \chi_0^2} - 1 \right) + 0.1696 \right]. \quad (10)$$

用以上两式估算光子发射数，并利用吸收分光计 (absorption spectrometer) 将水的透射特性影响从测量结果中扣除后，D. Alexander 估计每个 μ 子在水中可以产生的光电子数是 18，当然，他搭建的探测器尺度是 $180\text{cm} \times 120\text{cm} \times 120\text{cm}$ ，并且假设光阴极量子效率是 10%。整体缩放到我们的装置尺度上来，当前配置下，每个 μ 子可以在阴极产生 6 个光电子。

其他文献^{[7][8]}中有使用不同的方法对其水基切伦科夫探测器产生的光电子数进行估计的，缩放后应用于我们的探测器上，估计出的每个 μ 子的阴极光电子产生数也在 5-10 个。

同样是由于条件限制的原因，我们无法得出阴极光电子数目与阳极输出脉冲强度之间的

关系，但在较高高压（1400V+）条件下，增益倍数较大，这种较弱的光电子脉冲应该可以被多道分析器识别。

根据我们的计算，高压 1300V、1400V、1450V、1488V 条件下能谱总积分面积分别为 17898、18723、18079、17248，平均值 17987，表明分析器每秒钟接收到 10 个脉冲。我们的装置所处海拔接近于 0，地表每秒钟每平方米可以接受到 100 个 μ 子，这样探测器每秒钟可以接收到 μ 子数目为 15 个。根据之前的分析，在当前配置条件下，探测器中，平均每个 μ 子可以在光电管阴极产生 6 个光电子，这表明一部分 μ 子产生的切伦科夫辐射可能会由于强度太弱而无法被多道脉冲分析器接受，从而导致探测到的 μ 子数目比理论估计值小。

另外，即使认为 0-20 道之间的强峰全部是管外漏电所致，经我们计算，高压 1300V、1400V、1450V、1488V 条件下，剩余连续谱部分的积分面积分别为 6753、8373、8828、8164，平均值 8030，即平均每秒接收到 4 个脉冲，考虑到我们的装置光传输和收集效率较低，这一结果和理论估计值的偏差也在可以接受的范围内。

因此，我们的探测器所测得的脉冲数与理论估计的入射 μ 子数基本匹配。同时，脉冲分析器接收到的脉冲数目不随高压的变化而变化，而是保持在一个特定值的附近。考虑到高压直接决定了增益倍数，而除漏电所致的暗噪声都与高压成正相关，所以我们测得的信号只可能是高速 μ 子穿过蒸馏水时由于切伦科夫效应产生的辐射光子信号。

当然，目前探测器的测量精度有很大的提高空间。为实现这一目标，可以从提升光的传输和收集效率等方面入手。例如，制作简易的净水装置进行二次蒸馏，内壁贴膜采用 Tyvek 材料，使用黑色橡胶圈来密封桶盖边缘以及光电管与桶盖接触位置，利用 Winston Cone 结构聚焦漫散射光束，使用双闪烁体计数器进行符合计数等。

3 结论

我们利用低成本的原材料搭建了一个的水基切伦科夫 μ 子探测器，只需要极为简便的操作便可以探测相应的 μ 子信号，研究宇宙射线中高能粒子的相关特性。通过小成本的投入，我们能够有效地提高光传输和收集效率，完善已经初步成型的水基切伦科夫 μ 子探测器。这种水基探测器成本低廉、操作简便、稳定性高，具有广泛的应用前景。

参考文献

- [1] D. Denisov. Detection of Muons[R]. Academic Lecture, Fermilab, 2005.
- [2] 谢一冈等. 粒子探测器与数据获取[M]. 北京: 科学出版社, 2003.
- [3] I. Frank, I. Tamm. Coherent visible radiation of fast electrons passing through matter[J]. Dokl. Akad. Nauk SSSR, Vol. 14, 109-114, Seriya A (1937).
- [4] 复旦大学, 清华大学, 北京大学合编. 原子核物理实验方法[M]. 北京: 原子能出版社, 1981.
- [5] 陈明君. 中微子水基契伦可夫量能器的研究[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2006.
- [6] D. Alexander, K. M. Pathak and M. G. Tompson. Cerenkov loss of energy in water[J]. J. Phys. A (Proc. Phys. Soc.), Vol. 1, Ser. 2, 578-583 (1968).
- [7] P. S. Allison and D. Barnhill. Calculation of the number of photoelectrons produced per tank based on PMT test and station monitoring data[J]. The Auger Project, GAP Note 2004-046 (2004).
- [8] A. F. Barbosa et al. Water Cerenkov muon detector neat the Angra-II reactor core: the hardware[J]. The Angra Neutrino Project, AngraNote 007-2009 (2009).