

# 闪烁光纤时间特性的蒙特卡罗模拟\*

汪兆民 汪晓莲 许咨宗 何云珍

(中国科技大学近代物理系, 合肥 230027)

**摘 要** 用蒙特卡罗模拟的方法, 研究了影响闪烁光纤时间分辨的物理因素, 包括光子在光纤中的发射、传输、吸收和最后在光电倍增管输出端形成电脉冲等过程, 并和实验结果进行了比较。

**关键词** 闪烁光纤, 时间分辨, 荧光传输, 蒙特卡罗模拟。

## 1 引 言

闪烁光纤是近几年发展起来的一种新的粒子探测器技术, 目前已成功地应用于核和粒子物理实验中, 例如顶点探测器, 径迹灵敏靶, 束流望远镜和电磁量能器等<sup>[1-3]</sup>。它的主要特点是: 1) 光传输时间分散小; 2) 光衰减长度长; 3) 机械可塑性好。光纤对长距离荧光传输过程的时间测量十分有利, 因此是构成飞行时间谱仪的一种新的可能选择。文献[4~6]报道了对闪烁光纤的时间特性的实验研究, 由于实验装置和方法不同, 结果难以比较。作者用蒙特卡罗方法模拟了光纤中荧光的发射、传输、吸收和最后在光电倍增管输出端形成电脉冲等过程, 研究了影响时间分辨的物理因素, 并和实验结果进行了比较。

## 2 塑料闪烁光纤的结构和荧光传输特征

闪烁光纤中塑料光纤应用最广泛, 它由纤芯和包层组成, 纤芯采用的材料是掺有闪烁物质的聚苯乙烯(PS)或聚乙烯基甲苯(PVT, 折射率  $n_1 \approx 1.59$ ), 包层的材料是 PMMA ( $C_5H_8O_2$ , 折射率  $n_2 \approx 1.49$ )。有些光纤的表面还涂有一层不透明的吸光物质, 以吸收离开光纤的光。闪烁光纤的直径为几十微米到几毫米, 包层通常很薄, 以直径为 1 mm 的光纤为例, 包层厚度仅为 0.03 mm。当粒子穿过光纤时, 在纤芯部分产生的荧光向前传播的几何接收度非常小。

设  $\rho$  和  $\Phi$  分别为荧光产生点的位置坐标,  $\theta$  和  $\varphi$  分别为荧光发射方向相对于光纤轴的极角和方位角,  $r$  为光纤半径(如图 1 所示), 则只有满足下列条件的光才能在纤芯和包层的界面上发生全反射并向前传播:

$$\sin \theta \{1 - [\rho \sin(\varphi - \Phi)/r]^2\}^{1/2} < \sin \theta_r \quad (1)$$

这里  $\sin \theta_r = \sqrt{1 - (n_2/n_1)^2}$ ,  $\theta_r = (-\pi/2) - \theta_c$ ,  $\theta_c = \arcsin(n_2/n_1)$ 。当发光中心位于光纤

\* 国家自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1997-08-25; 收到修改稿日期: 1997-11-17

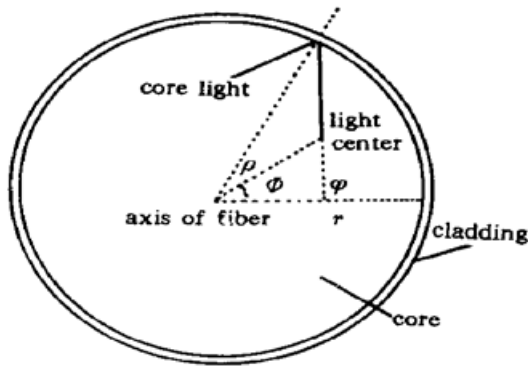


Fig. 1 Presentation of position of the emission light center on the polar coordinate

轴上时( $\rho = 0, \varphi = \Phi$ ), (1)式可简化为:

$$\theta < \theta_r = 20.4^\circ \quad (2)$$

由于(1)式大括号内的数值小于或等于1, 偏离光纤轴发光中心产生的 $\theta > \theta_r$ 荧光也满足全反射条件, 在纤芯中传输。在纤芯中传输的光称为纤芯光。在纤芯和包层的界面上未发生全反射的光可进入包层, 这部分光也可在包层和空气的界面产生全反射或逸出光纤, 前者称为包层光。由此可知纤芯光的几何接收度约为 $(1 - \cos \theta_r)/2 = 3.14\%$ 。纤芯光和包层光最后均可被光电倍增管接收, 光输出的相对贡献与衰减长度和光阴极灵敏度等因素有关。

由于纤芯光的 $\theta$ 角很小, 在传输过程中反射次数少, 且通常在纤芯和包层界面上的反射率很高( $\sim 0.9999$ ), 因此纤芯光的衰减长度要比包层光长得多。

### 3 模拟方法

在闪烁光纤蒙特卡罗模拟程序中, 跟踪粒子通过光纤时产生的单个荧光光子, 可到达光电倍增管并转换为光电子, 或在传输过程中被介质吸收, 或逃逸出光纤。

模拟程序由三部分组成: 1) 粒子在光纤中的能量沉积; 2) 荧光的产生和传输; 3) 光阴极上光电子转换和电子学读出。下面按物理过程的先后次序加以叙述。

#### 3.1 粒子在光纤中的能量沉积

粒子通过光纤时, 在单位长度上沉积的平均能量满足贝思-布洛赫(Bethe-Bloch)公式:

$$-dE/dx = (4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 Z z^2 / A \beta^2) [(1/2) \ln(2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 E_{\max} / I^2) - \beta^2 - \delta/2 - G/2] \quad (3)$$

其中 $N_A$ 为阿伏伽德罗常数,  $r_e$ 和 $m_e$ 分别为电子半径和质量,  $Z$ 和 $A$ 分别为介质原子的原子序数和质量数,  $z$ 为入射粒子的电荷数,  $c$ 为真空中的光速,  $\beta$ 为入射粒子速度和光速之比。 $\gamma = 1/(1 - \beta^2)^{1/2}$ ,  $I$ 为介质中电子的平均等效电离电位,  $G$ 和 $\delta$ 分别为壳层效应和密度效应修正因子,  $E_{\max}$ 是带电粒子一次电离所损失的最大能量, 在相对论近似下:

$$E_{\max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 / [1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2] \quad (4)$$

$M$ 为入射粒子质量。最小电离粒子在塑料闪烁物质中平均能量损失约为 $1.8 \text{ MeV/cm}$ 。

#### 3.2 荧光的产生

粒子在闪烁物质中沉积的能量使闪烁体原子(分子)电离、激发。受激原子(分子)在退激发过程中发射的荧光光子数和沉积能量成正比。荧光的发射方向是各向同性的, 荧光光子数随时间指数衰减:

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau) \quad (5)$$

$N_0$ 为 $t = 0$ 时刻的光子数,  $\tau$ 为荧光衰减时间。由于荧光上升时间极短, 这里可略去不计。光子发射时间的概率分布函数为:

$$f(t) = (1/\tau) \exp(-t/\tau) \quad (6)$$

有两种衰减成分时光子发射时间的概率分布函数为:

$$f(t) = [(1/\tau_1) \exp(-t/\tau_1) + (R/\tau_2) \exp(-t/\tau_2)] / (1 + R) \quad (7)$$

以日本Kuraray公司生产的SCSF光纤为例,  $\tau_1 = 2.4 \text{ ns}$ ,  $\tau_2 = 14 \text{ ns}$ (SCSF-81);  $\tau_1 = 2.3$

ns,  $\tau_2 = 15 \text{ ns}$ (SCSF-38)。

不同型号的塑料闪烁光纤的发射谱大致相同。作者用 Hitachi 850 荧光光谱分析仪测量的结果表明, 发射谱峰值位置为 430 nm(美国 Bicon 公司生产的 BCF-10, 日本 Kuraray 公司生产的 SCSF-81) 和 437 nm(意大利 Pol. Hi. Tech. 公司生产的 0046)。

### 3.3 荧光在光纤中的传输

由于光纤的几何尺寸远大于光子波长, 因此可忽略不同光子之间的干涉效应。荧光在界面上可产生反射、折射和吸收。在纤芯和包层的界面上光遵循(1)式和(2)式发生全反射。假设光纤表面无吸光层, 在包层和空气界面发生的全反射的光遵循:

$$\cos \theta' \leq \sqrt{1 - (1/n_2)^2} \quad (8)$$

其中  $\theta'$  为光子在包层和空气界面上的反射角。光子在界面上发生反射或折射的概率由菲涅耳(Fresnel)公式确定。在荧光产生处光子是非极化的, 在界面反射后光子是极化的, 由于界面法线方向的连续变化使极化抵消, 因此可认为在荧光传输过程中光子始终是非极化的。荧光在界面上的反射、折射和吸收可用参量  $R_1$  和  $R_2$  描述,  $R_1$  代表理想界面光子的反射概率,  $R_2$  代表界面有缺陷时的反射效率( $0 \leq R_2 \leq 1$ ), 因此光子在界面上反射的总概率为  $R_1 R_2$ , 折射的总概率为  $R_2(1 - R_1)$ 。在模拟中, 假设纤芯和包层的界面是非常完美的, 即纤芯光在此界面处几乎没有反射损失( $R_2 = 0.9999$ ), 在包层和空气界面有缺陷( $R_2 \sim 0.9940$ )。荧光在传输过程中的吸收概率由下式描述:

$$P(x) = N(x)/N(0) = \exp(-x/\lambda) \quad (9)$$

这里  $x$  为光子通过的距离,  $\lambda$  为本征衰减长度, 可作为已知参数输入。

### 3.4 光阴极量子效率

光阴极量子效率可表示为:

$$P_q = (124N_{kr}/\lambda) 100\% \quad (10)$$

其中  $N_{kr}$  为光阴极辐照灵敏度(mA/W), 由生产厂家给出,  $\lambda$  为入射光波长(nm)。在模拟中, 用平均量子效率来代替  $P_q$ 。

### 3.5 光电倍增管阳极输出电流脉冲

光电倍增管对单光电子的响应函数为:

$$s(t) = [0.16H/(\tau_r - \tau_f)] [\exp(-\frac{t}{\tau_r}) - \exp(-\frac{t}{\tau_f})], \quad (\text{mA}) \quad (11)$$

其中  $H (\times 10^6)$  是电流放大倍数,  $\tau_r$  和  $\tau_f$  为光电倍增管的上升和下降时间(ns)。因此阳极输出电流脉冲  $I(t)$  可写成单电子脉冲的叠加:

$$I(t) = i(t) \otimes g_t(s) \otimes s(t), \quad (12)$$

式中  $\otimes$  表示卷积,  $i(t)$  为光阴极等效光照度, 它包括荧光的产生和传输过程的时间特性及光阴极的量子效率,  $g_t$  为光电倍增管渡越时间的涨落(设为高斯分布)。输出脉冲的大小与荧光产额成正比。假设甄别器的触发阈对单光电子灵敏, 则光纤中荧光事例产生的时间由光电倍增管输出脉冲的前沿和甄别器触发阈交叉的时刻决定。

## 4 结 果

### 4.1 荧光几何收集效率

由于纤芯光和包层光在界面上全反射的条件不同,因此相应的几何收集效率有明显的差异。对直径为 1 mm 的光纤模拟结果显示,纤芯光和包层光的几何收集效率随发光中心离光纤轴的距离  $\rho$  而变化。 $\rho < 0.3$  mm 时两种光的收集效率随  $\rho$  的增加而缓慢增加,在该区域内纤芯光和包层光的收集效率分别为 3~4% 和 15~20%。 $\rho > 0.4$  mm 时纤芯光的收集效率增加很快,由 6% 增加到纤芯表面处的 20%。由(1)式可知,这是由于有更多的光满足全反射条件的结果。同时,包层光的收集效率却由 30% 下降到纤芯层表面处的 20%。把既不是纤芯光又不是包层光的部分称为非全反射光,这部分光大部分被界面吸收或逸出光纤。

#### 4.2 荧光强度的衰减特性

由于纤芯光的几何接收度比包层光小,通过相同距离时纤芯光比包层光在界面上的反射次数少得多,且纤芯和包层的界面反射效率很高,因此纤芯光的衰减长度比包层光长得多。

图 2 表示直径为 1 mm 光纤中纤芯光和包层光的强度随传输距离的衰减(图中纵坐标取

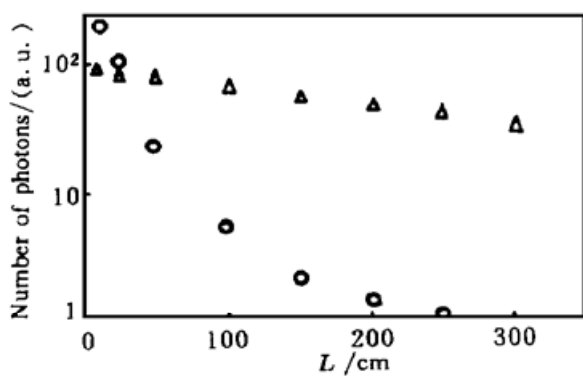


Fig. 2 The light attenuation with distance.  $\Delta$  core light,  $\circ$  cladding light

任意单位)。由图可知,在靠近光电倍增管处,包层光的贡献比纤芯光大得多,但随着距离的增加包层光衰减很快,纤芯光的贡献逐渐增大,在 50 cm 处纤芯光已超过包层光。图 2 表明,纤芯光的衰减比包层光慢得多,纤芯光的衰减长度约为 250 cm,模拟结果和实验结果基本相符<sup>[4]</sup>。

荧光衰减长度可近似用下式表示<sup>[5]</sup>:

$$1/\lambda = 1/(\lambda_0 \cos \theta) + [\ln(1/R_2) C \operatorname{tg} \theta / \pi S] \quad (13)$$

其中  $C$  和  $S$  分别为光纤的圆周长和截面积,  $R_2$  为界面反射效率,  $\lambda_0$  为块闪烁本征衰减长度,  $\theta$  为光子发射方向相对于光纤轴的平均角度。光的衰减由自吸收和界面反射损失两部分组成,前者与光通过的距离成正比,后者与反射次数成正比。(13)式表明,在  $R_2$  为常数时,光纤直径越大,衰减长度愈长。

#### 4.3 荧光传输的时间特性

荧光在光纤中传输时间由下式决定:

$$t = l/c = nL/(c \cos \theta), \quad (14)$$

其中  $c$  为光速,  $n$  为折射率,  $l$  为光程,  $L$  为荧光沿光纤轴方向通过的距离。设在发光点荧光光子是同时产生的,且在空间的分布各向同性,则在  $L = 50$  cm 处纤芯光和包层光到达的时间分散如图 3 所示。由图 3 可知,由于光程不同,纤芯光比包层光早到,因定时的时间由早到的光子决定,因此包层光不会对时间分辨有贡献。图 4 为在  $L = 50$  cm 处,最小的电离粒子垂直通过光纤时最先到达的光子的时间分散,其中包括光产额,光的几何收集效率,荧光衰减时间和荧光光子数随距离衰减等因素的贡献。

#### 4.4 光纤的时间分辨及其和实验结果的比较

若进一步考虑光电倍增管(XP2262B)量子效率和渡越时间的分散,则光纤( $\phi 1$  mm)的时间分辨  $\sigma$  随光传输距离的变化如图 5 所示,作为比较,图中同时画出了实验数据点<sup>[4]</sup>。模拟结果均比实验值小(5~10)%,这由于模拟中未考虑光电倍增管及电子学读出电路噪声等原因所造成的。图 6 给出了不同直径的光纤( $\phi 0.25$  mm,  $\phi 0.5$  mm,  $\phi 2$  mm,  $\phi 3$  mm)在不同距离上(分别为 50 cm、150 cm、250 cm)的时间分辨  $\sigma$  的模拟值。结果表明,光纤直径愈大,时

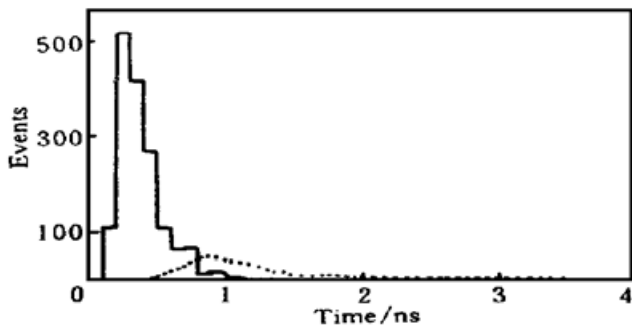


Fig. 3 Time dispersion of core and cladding light ( $\phi 1$  mm fiber). — core light, - - cladding light

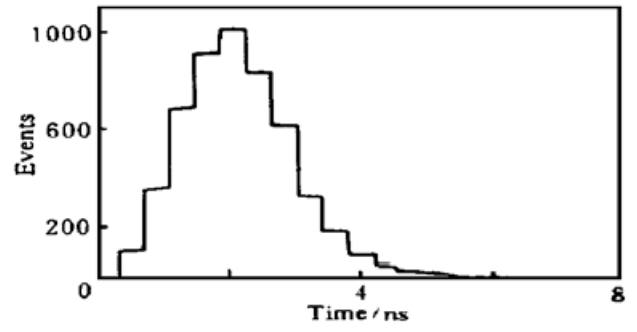


Fig. 4 Time dispersion of the first arriving photon ( $\phi 1$  mm fiber)

间分辨愈好。这是因为光产额高和反射损失小。将若干具有吸收层的光纤平行地粘接在一起,可形成一光纤平面层,许多平面层互相叠加在一起即构成一光纤束,光纤束内每根光纤的四周有六根光纤。最小电离粒子垂直通过  $\phi 1$  mm 光纤组成的不同尺寸的方形光纤束时的时间分辨的模拟结果如图 7 所示。图中标出了文献[5]用宇宙线测量的实验结果,其光纤束横截面尺寸为  $2\text{ cm} \times 3\text{ cm}$ 。和单根光纤的情况类似,模拟结果偏小,除了电子学噪声等原因外,宇宙线立体角效应是一个主要因素。由图 7 可知,对 5 cm 厚的闪烁光纤束,若采用两端读出的方式,则在  $L = 150\text{ cm}$  处时间分辨  $\sigma$  达到优于 100 ps 是可能的。

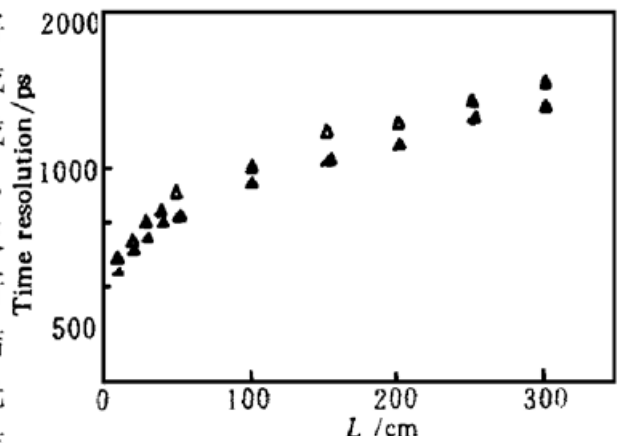


Fig. 5 Variation of time resolution ( $\sigma$ ) with distance ( $\phi 1$  mm fiber).  $\blacktriangle$  Monte-Carlo simulation results,  $\triangle$  Experimental results (SCSF-81)<sup>[4]</sup>

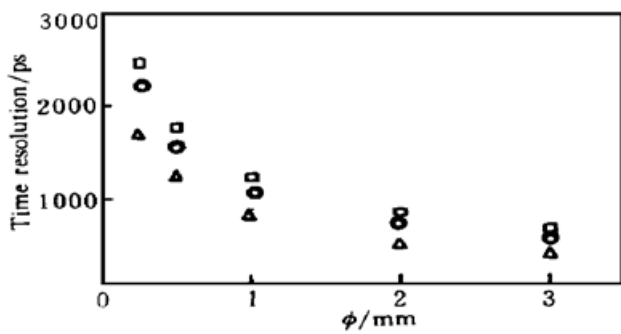


Fig. 6 Time dispersion ( $\sigma$ ) of the fibers with different diameter.  $\triangle L = 50\text{ cm}$ ,  $\circ L = 150\text{ cm}$ ,  $\square L = 250\text{ cm}$

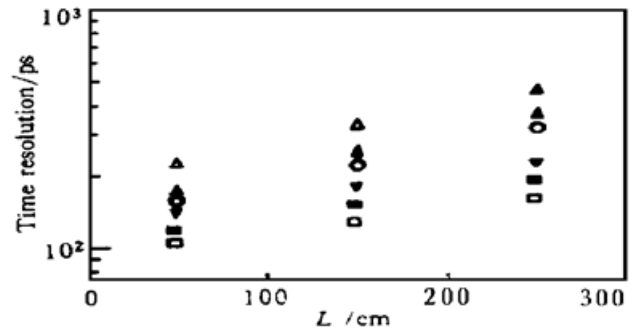


Fig. 7 Time resolution ( $\sigma$ ) of the bundle of fibers with different transverse size.  $\triangle 1 \times 1\text{ cm}^2$ ,  $\circ 2 \times 2\text{ cm}^2$ ,  $\nabla 3 \times 3\text{ cm}^2$ ,  $\bullet 4 \times 4\text{ cm}^2$ ,  $\square 5 \times 5\text{ cm}^2$ ,  $\blacktriangle$  Experimental results of  $2 \times 3\text{ cm}^2$  transverse size (SCSF-38)<sup>[5]</sup>

**讨论** 闪烁光纤的时间分辨主要来自两方面贡献: 1) 光子产生和传输过程中的统计涨落,它与荧光产额、衰减时间、光纤界面条件、本征衰减长度和光传输距离有关; 2) 光电转换及放大过程中的统计涨落,它与光电倍增管光阴极量子效率以及电子渡越时间涨落等有关。纤芯光的小角度向前传输减小了光程的涨落和时间分散,同时界面反射次数的减少导致吸收减

小和衰减长度的增加,这对于长距离下的时间测量是极为有利的。但因纤芯光的几何收集效率低又使上述两个过程中的时间统计涨落增大。计算表明,即使不考虑光吸收,最小电离粒子通过  $\phi 1\text{ mm}$  光纤,在光纤一端的光电倍增管光阴极上产生的光电子数也只有 10 个左右,可见光程涨落的减小是以光电子数减小为代价的。由大量光纤构成的光纤束既保持了单根光纤光程涨落小的优点,同时又可获得大的光电子数,从而有效地提高了时间分辨。闪烁光纤作为一种新的粒子探测技术,可作为飞行时间谱仪的一种侯选方案,特别是在高能应用中,闪烁光纤可使桶部和端盖合为一体,进一步减小了死空间和光电倍增管及电子学读出道数。若采用位置灵敏的光电倍增管,还可提供位置的信息。闪烁光纤还为射线成像提供了一个新的途径<sup>[7]</sup>。蒙特卡罗模拟结果表明,它和实验结果基本符合,可用于研究飞行时间谱仪或其他时间测量装置的时间特性。

### 参 考 文 献

- [1] J. Alitti, R. E. Ansorge, P. Barayre *et al.*, Performance of the scintillating fibre detector in the up-graded UA2 detector. *Nucl. Instrum. and Methods*, 1989, **A279**(1/3): 364~ 375
- [2] C. Angelini, W. Beusch, A. Cardini *et al.*, Comparison of glass and plastic scintillating microfibers for high-resolution tracking. *Nucl. Instrum. and Methods.*, 1990, **A295**(3): 299~ 314
- [3] P. Sondereregger, Fibre calorimeters: dense, fast, radiation resisnant. *Nucl. Instrum. and Methods.*, 1987, **A275**(3): 523~ 527
- [4] 汪晓莲, 许咨宗, 何云珍等, 闪烁光纤传输特性的研究. 高能物理和核物理, 1997, **21**(9): 787~ 792
- [5] M. Kilhen, M. Moszynski, R. Stroynowski *et al.*, Timing properties of long scintillation counters based on scintillating fibers. *Nucl. Instrum. and Methods.*, 1991, **A301**(2): 223~ 229
- [6] C. M. Hawkes, M. Kuhlen, B. Milliken *et al.*, Decay time and light yield measurements for plastic scintillating fibers. *Nucl. Instrum. and Methods.*, 1990, **A292**(2): 329~ 336
- [7] 汪晓莲, 许咨宗, 汪兆民等,  $\beta$ 射线光纤成像系统. 核技术, 1997, **20**(50): 583~ 586

## A Monte-Carlo Study of The Timing Character of Scintillating Fiber

Wang Zhaomin      Wang Xiaolian      Xu Zizong      He Yunzhen

(Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230027)

(Received 25 August 1997; revised 17 November 1997)

**Abstract** By using the Monte-Carlo simulation method the physical factors influencing on time resolution of scintillating fiber have been studied, which include the emission, transportation, and absorbability of photons in the fiber, the pulse formation in the photomultiplier and so on. The results are compared to that of experimental measurements.

**Key words** scintillating fiber, time resolution, fluorescence transportation, Monte-Carlo simulation.