

# 蒙特卡罗方法计算铅玻璃探测器 对高能 $\gamma$ 射线探测效率

张贵山 张焕乔

(中国科学院原子能研究所)

## 摘 要

本文使用蒙特卡罗方法模拟了铅玻璃中发生的电磁簇射过程, 考虑了光收集效应, 给出了铅玻璃探测器对能量为 8—300 MeV 入射  $\gamma$  射线的探测效率函数、能量分辨曲线及光电子数目分布(脉冲幅度谱)结果满意。

## 一、引 言

在高能物理中, 为探测光子和电子广泛地使用了铅玻璃 Cherenkov 全吸收谱仪。其工作原理是电子簇射而发射的 Cherenkov 光收集。研究铅玻璃谱仪参数及其最优化, 必须弄清楚  $\gamma$  射线与电子级联发展、电子簇射知识。但由于电磁簇射过程的随机性质, 没有一种理论可以全面地描述它。蒙特卡罗方法提供了处理这类问题的可能性。在 1957 年 Wilson<sup>[1]</sup> 第一个尝试数值计算后, 一些作者<sup>[2-4]</sup> 使用蒙特卡罗方法计算了簇射分布和能量分辨, 蒙特卡罗方法成为解决这类问题的有效工具。

本文第二节描述了光电级联簇射发展中涉及的各种相互作用; 第三节介绍了蒙特卡罗方法模拟的基本过程; 第四节描绘了电子簇射的 Cherenkov 光收集; 最后第五节给出了铅玻璃探测器对高能  $\gamma$  射线的探测效率函数、能量分辨曲线及光电子数目分布(脉冲幅度谱)。

## 二、级联簇射发展

描述光电级联簇射发展的各种相互作用, 我们忽略了  $\gamma$  射线的光电效应和正电子湮没反应。考虑了  $\gamma$  射线的 Compton 效应、核场中的对生成; 电子的韧致辐射、电子同电子碰撞、电离损失、多次 Coulomb 散射。各物理过程及其简化描述如下:

**Compton 效应:** 令  $E_\gamma$  和  $\mu_\gamma$  分别为散射  $\gamma$  射线的能量和散射极角余弦, 它们由 Klein-Nishina 公式

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} = \begin{cases} \frac{\pi N Z r_0^2}{E_\gamma \sigma(E_\gamma)} \left[ \left( \frac{E_\gamma + 1 - x}{E_\gamma x} \right)^2 + \frac{1}{x} - \frac{1}{x^2} + \frac{1}{x^3} \right], & 1 \leq x \leq 1 + 2E_\gamma \\ 0, & \text{其他} \end{cases} \quad (1)$$

和 Compton 关系式

$$E'_\gamma = E_\gamma m_0 c^2 / [m_0 c^2 + E_\gamma (1 - \mu_\gamma)], \quad \frac{m_0 c^2}{2} < E'_\gamma < E_\gamma \quad (2)$$

确定. 式中  $x = \frac{E_\gamma}{E'_\gamma}$ ,  $N$  为 Avogadro 常数,  $Z$  为原子序数,  $r_0$  为电子经典半径,  $\sigma(E_\gamma)$  为散射截面. 散射  $\gamma$  射线的方位角在  $(0, 2\pi)$  均匀分布.

Compton 电子的能量  $E_{e1}$  和方向  $\vec{Q}_{e1}$ , 依动量守恒由散射  $\gamma$  射线的能量  $E'_\gamma$  和方向  $\vec{Q}'_\gamma$  解析得到

$$E_{e1} = E_\gamma - E'_\gamma, \quad (3)$$

$$\vec{Q}_{e1} = (E_\gamma \vec{Q}_\gamma - E'_\gamma \vec{Q}'_\gamma) / [E_{e1} (E_{e1} + 2m_0 c^2)]^{1/2}. \quad (4)$$

**对生成:** 设  $E_\pm = T_\pm + m_0 c^2$  为正、负电子的能量,  $T_\pm$  为相应的动能. 能量  $E_\gamma > 10m_0 c^2$  的  $\gamma$  射线产生正电子的微分截面为

$$\frac{d\sigma}{dE_+} \approx \frac{1}{E_\gamma^2} \left( E_+^2 + E_-^2 + \frac{2}{3} E_+ E_- \right) \left[ \ln \left( \frac{2E_+ E_-}{m_0 c^2 E_\gamma} \right) - \frac{1}{2} - C(\tau) \right], \quad (5)$$

其中  $C(\tau)$  为屏蔽系数  $\tau$  的修正函数<sup>[5]</sup>. 因为  $\frac{d\sigma}{dE_+}$  是关于  $E_+ = \frac{E_\gamma}{2}$  的对称函数, 故可把动能相等地分配给电子对

$$T_+ = T_- = \frac{1}{2} (E_\gamma - 2m_0 c^2), \quad (6)$$

这种近似在低能情形下是好的.

电子对相对于入射  $\gamma$  射线方向的散射极角, 通常假定它们以平均极角发射

$$\theta_\pm = m_0 c^2 / (T_\pm + m_0 c^2), \quad (7)$$

电子对的方位角在  $(0, 2\pi)$  均匀分布, 且相差  $\pi$ .

**韧致辐射:** 能量为  $E = T + m_0 c^2$  的电子所产生的韧致  $\gamma$  射线能谱由下式给出

$$\left( \frac{dn}{dK} \right)_{E_0} = N_0 \int_{K+m_0 c^2}^{T_0+m_0 c^2} \left( \frac{d\sigma}{dK} \right)_{E'} / \left( -\frac{dE}{dx} \right)_{E'} dE', \quad (8)$$

其中  $\left( \frac{dn}{dK} \right)_{E_0}$  表示能量为  $E_0$  的电子产生能量为  $(K, K + dK)$  的  $\gamma$  射线数目,  $N_0$  为物质的核密度,  $\left( \frac{d\sigma}{dK} \right)_{E'}$  表示能量为  $E'$  的电子产生能量为  $(K, K + dK)$  的韧致  $\gamma$  射线的微分截面,  $\left( -\frac{dE}{dx} \right)_{E'}$  表示物质对能量为  $E'$  的电子的阻止本领. 韧致  $\gamma$  射线的发射方向, 遵从各向同性分布.

对  $\gamma$  射线能量积分方程(8), 得到韧致  $\gamma$  射线总数<sup>[6]</sup>

$$n = N_0 \int_{K_{\min}}^{T_0} dK \int_{K+m_0 c^2}^{T_0+m_0 c^2} \left( \frac{d\sigma}{dK} \right)_{E'} / \left( -\frac{dE}{dx} \right)_{E'} dE', \quad (9)$$

其中能量下限  $K_{\min}$  取为  $0.04m_0 c^2$ , 因为  $K_{\min} = 0$  时, 理论截面发散.

**电子同电子碰撞:** 这类过程通常分为近距离和远距离碰撞, 取决于转移到次级电子的能量  $E'$ : 由  $E' \leq \eta$  确定的远(距离)碰撞构成导致电离损失过程; 而近(距离)碰撞 ( $E' > \eta$ ) 处理为对静止自由电子的弹性碰撞. 待定值  $\eta$  取为  $1.5 \times 10^5 \text{eV}$ , 刚刚大过电子

在铅玻璃中 Cherenkov 辐射相元的最小能量。

关于近碰撞,一个动能为  $E$  的负电子,由近碰撞产生一个能量为  $(E', E' + dE')$  的次级电子的几率由 Moller<sup>[7]</sup> 公式给出

$$\Phi_{\text{coll}}^-(E, E')dE' = 2Cm_0c^2dE' \left[ \frac{E}{E'(E-E')} - \frac{1}{E} \right]^2, \quad (10)$$

其中

$$C = \pi N r_0^2 \sum_i \frac{K_i Z_i}{A_i},$$

这里脚标  $i$  表示混合物中的核类型,  $K_i$ ,  $Z_i$  和  $A_i$  分别表示  $i$  种核成分的百分重量, 原子序数和分子量. 次级电子能量变化在  $\eta < E' < \frac{E}{2}$ . 在正电子情况下, (10)式变为

$$\Phi_{\text{coll}}^+(E, E')dE' = 2C \frac{m_0c^2dE'}{E'^2} \left[ 1 - \frac{E'}{E} + \left( \frac{E'}{E} \right)^2 \right]^2, \quad (11)$$

式中  $E'$  变化在  $\eta < E' < E$ .

依能量守恒得到次级电子散射角余弦

$$\cos^2\theta = \frac{E'(E + 2m_0c^2)}{E(E' + 2m_0c^2)}, \quad (12)$$

方位角在  $(0, 2\pi)$  均匀分布.

关于远碰撞,忽略负电子和正电子间微小差别,采用 Sternheimer<sup>[8]</sup> 公式

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{A}{\beta^2} \left( B + \ln 2 + 2 \ln \frac{P}{m_0c^2} + \ln \eta - \beta^2 - \delta \right), \quad (13)$$

其中  $A = 2Cm_0c^2$ ,  $B = \ln \frac{m_0c^2}{I}$ ,  $I$  为电离势,  $\beta$  为电子速度与光速之比,  $P$  为电子动量,

$\delta$  为密度效应修正.

**多次 Coulomb 散射:** 通常使用 Rossi<sup>[9]</sup> 的 Gaussian 分布处理, 平面  $(x, y)$  中的角分布为

$$Q(x, \theta_y) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\theta_x x^{\frac{1}{2}}} \exp \left\{ -\frac{\theta_y^2}{\theta_x^2 x} \right\}, \quad (14)$$

而不管由上式给出的深度  $x$  处所产生的横向位移  $y$ . 在同一平面  $(x, y)$  中不管角度, 对  $y$  的分布为

$$S(x, y) = \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\theta_x x^{3/2}} \exp \left\{ -\frac{3y^2}{\theta_x^2 x^3} \right\}, \quad (15)$$

其中  $\theta_x^2 = \left( \frac{E_s}{\beta c P} \right)^2 \frac{1}{x_0}$ , 而  $E_s = 21\text{MeV}$ ,  $x_0 = 2.76\text{cm}$ .

### 三、蒙特卡罗模拟

设  $\Phi(E)$  是能量为  $E$  的粒子 ( $\gamma$  射线、电子、正电子) 每单位路程长度上相互作用几率, 这个函数与粒子在  $t$  到  $t + dt$  间相互作用几率  $f(E, t) dt$  的关系由

$$f(E, t) dt = \Phi(E) \exp\{-\Phi(E)t\} dt, \quad (16)$$

给出. 对  $\gamma$  射线和带电粒子分别有

$$\Phi_\gamma(E) = \Phi_{\text{comp}}(E) + \Phi_{\text{pair}}(E), \quad (17)$$

$$\Phi_c(E) = \Phi_{\text{brem}}(E) + \Phi_{\text{coll}}(E). \quad (18)$$

其中

$$\Phi_i(E) = \int 2\pi d \cos \theta' \int dE' \Phi_i(E, E', \theta'), \quad (19)$$

$i = \text{comp, pair, brem, coll}$ .

这里的几率函数  $\Phi_i(E)$  及本文所使用的电子能量损失、电子射程、韧致  $\gamma$  射线能谱、韧致  $\gamma$  射线数目等均由[10]以数值曲线的形式给出.

模拟实验装置(探测器及源几何)如图 1 所示. 铅玻璃成份由表 1 给出. 如图选取坐标系, 设  $\vec{r}_n(x_n, y_n, z_n)$  表示粒子第  $n$  次碰撞的位置,  $E_n, \vec{Q}_n$  和  $W_n$  表示粒子第  $n$  次碰撞后的能量、方向和权重, 则粒子的状态由参量  $S_n = (\vec{r}_n, E_n, \vec{Q}_n, W_n)$  唯一确定.

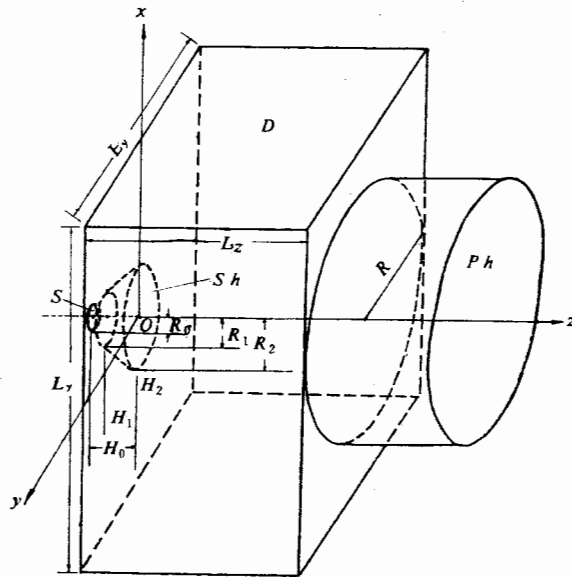


图 1 实验装置示意

S 为  $^{252}\text{Cf}$  圆面源;      Sh 为 Fe 圆台屏蔽体;  
D 为铅玻璃立方体探测器;      Ph 为圆柱体光电倍增管.

**$\gamma$  射线模拟:** 容易确定初态  $S_0$ :  $E_0$  由  $\delta$  分布确定 ( $8 \leq E_0 \leq 300\text{MeV}$ ),  $\vec{Q}_0$  使用 Zerby<sup>[11]</sup>方法在半空间各向同性分布抽样得到,  $\vec{r}_0$  为  $^{252}\text{Cf}$  圆面源上均匀发射的  $\gamma$  射线沿着  $\vec{Q}_0$  方向到达铅玻璃的交点,  $W_0$  为经 Fe 圆台屏蔽体衰减到达铅玻璃的尚存因子.

$\gamma$  射线一次碰撞和相继一次碰撞间的迁移长度遵从指数分布, 使用直接抽样方法由方程(16)随机抽样得到. 发生碰撞的特定类型由方程(17)所确定的相对几率随机抽样得到.

若发生 Compton 效应,  $\gamma$  射线将其部分能量传递给核外电子, 产生 Compton 电子. 次级  $\gamma$  射线的能量和散射角余弦, 当  $E_\gamma \leq 1.4\text{MeV}$ , 使用乘加抽样方法<sup>[12]</sup>从方程(1)和

表1 铅玻璃成分

混合物	$K_i$ (百分重量)	$A_i$ (分子量)	$Z_i$ (原子序数)	$\frac{K_i Z_i}{A_i}$	核素	$A_i$	$Z_i$	$P_i$	$N$ (原子数目)/ $\text{cm}^3 \times 10^{22}$
PbO	0.5118	223.21	90	0.2064	Pb	207.19	82	0.4751	0.53307
SiO <sub>2</sub>	0.4132	60.06	30	0.2063	Si	28.09	14	0.2698	1.59947
K <sub>2</sub> O	0.0700	94.19	46	0.0342	O	16.00	8	0.1931	3.9418
As <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.0050	197.82	90	0.00227	K	39.10	19	0.0581	0.34556
密度 $\rho = 3.86\text{g/cm}^3$ , 折射系数 $n = 1.6475$ , 辐射长度 $x_0 = 2.76\text{cm}$					As	74.92	33	0.0038	0.02468

(2) 抽样确定; 当  $E_\gamma > 1.4\text{MeV}$ , 使用 László Koblinger<sup>[13]</sup> 抽样方法从相应的 Klein-Nishina 公式抽样得到. 方位角使用对称抽样方法<sup>[14]</sup>在  $(0, 2\pi)$  均匀分布抽样得到. Compton 电子的能量和方向依据方程(3)和(4)解析求得.

若发生对生成,  $\gamma$  射线消失, 产生电子对. 电子对的能量, 一般地使用乘法分布抽样方法由方程(5)抽样得到, 但对高能  $\gamma$  入射, 处理为一个粒子的动能在  $(0, E_\gamma - 2m_0c^2)$  上均匀分布, 而另一个粒子获得剩余能量; 对低能  $\gamma$  入射, 则由方程(6)确定. 电子对的散射角由方程(7)得到, 方位角在  $(0, 2\pi)$  均匀抽样得到, 两者相差  $\pi$ .

$\gamma$  射线截断, 迁移中可能飞出铅玻璃; 在对生成反应中将消失; 当  $E_\gamma < 1\text{MeV}$ , 忽略其贡献而死亡. 所有这些均认为  $\gamma$  射线生命结束.

**带电粒子 (系指电子和正电子, 下同) 模拟:** 带电粒子在铅玻璃中不断发生多次散射过程, 不断地损失能量和改变方向. 直接模拟多次散射过程相当耗费机时, 我们引入能量射程关系式, 设能量为  $E_i$  的带电粒子相应的射程为  $G(E_i)$ , 则任意能量的带电粒子可插值得其相应射程. 带电粒子每步迁移的轨迹取为一直线段, 在其末端改变能量和方向, 即由方程(18)随机抽样所确定的韧致辐射或电子同电子碰撞发生在这里.

带电粒子每步迁移的路程依其能量  $E_i^*$  (相应射程为  $G(E_i^*)$ ) 而异: 当  $30\text{MeV} < E_i^*$ , 取  $S = \frac{1}{\rho \Phi_{\text{brem}}(E_i^*)}$ ; 当  $2 < E_i^* \leq 30\text{MeV}$ ,  $S$  描述为多次散射过程,  $S = \sum_{j=1} S_j < G(E_i^*)$ , 其中  $S_j$  定义为第  $j$  小步带电粒子受铅玻璃阻止, 其能量  $E_{e,j-1}$  损 0.1 所决定的射程. 在每一  $S_j$  路程上考虑远碰撞而导致的电离损失方程(13),  $S_j$  末端的方向偏转, 使用 Kahn<sup>[15]</sup> 抽样方法由方程(14), (15)随机抽样得到; 当  $E_i^* \leq 2\text{MeV}$ , 忽略其空间位移.

若发生韧致辐射, 依据带电粒子在路程末端的能量  $E_e^{\text{nd}}$ , 由韧致  $\gamma$  射线数目曲线(由方程(9)事先算得)插值得到韧致  $\gamma$  射线条数, 一般地不为整数, 可作随机游戏取得邻近整数. 每条韧致  $\gamma$  射线的能量, 使用线性近似抽样方法<sup>[16]</sup> 由其相应的韧致  $\gamma$  射线能谱方程(8)抽样得到. 这些  $\gamma$  射线生成位置均在路程末端, 发射方向由各向同性分布抽样得到. 带电粒子韧致辐射后的能量应是韧致辐射前的能量  $E_e^{\text{nd}}$  减去所有韧致  $\gamma$  射线能量之差, 其方向不变.

若发生电子同电子碰撞, 带电粒子减少能量改变方向. 碰撞后的能量, 对负电子使用加法分布抽样方法由方程(10)抽样得到; 对正电子使用乘法分布抽样方法由方程(11)抽样得到. 带电粒子散射角余弦由方程(12)算得, 方位角由  $(0, 2\pi)$  均匀分布抽样得到.

带电粒子截断, 迁移中可能飞出铅玻璃; 当  $E_e < 0.5\text{MeV}$ , 忽略其贡献而死亡. 这都

认为带电粒子生命结束。

**$\gamma$  射线和电子的电磁级联的模拟:**  $\gamma$  射线产生带电粒子, 而带电粒子又产生  $\gamma$  射线, 这是一个多分枝的级联过程。我们采用字典编辑分枝方法<sup>[17]</sup>实现二者间级联。对特定的初始  $\gamma$  射线模拟, 把可能产生的 Compton 次级  $\gamma$  射线存贮起来, 把可能产生的正电子暂存起来, 模拟负电子, 然后反过来再模拟正电子。对每个带电粒子模拟, 直到生命结束, 把模拟过程中产生的  $\gamma$  射线也存贮起来。在对  $\gamma$  射线和带电粒子整个模拟过程中, 采用后存先取的原则不断取出  $\gamma$  射线进行模拟, 直到全部  $\gamma$  射线模拟完毕, 这个特定的初始  $\gamma$  射线历史便告终结。这就实现了一特定的初始  $\gamma$  射线(包括所有次级  $\gamma$  射线)同其产生的带电粒子的级联。

#### 四、Cherenkov 光收集

簇射电子在铅玻璃中产生 Cherenkov 光辐射, 由光电倍增管收集。这些光子在光阴极上敲出光电子, 然后这些光电子在光电倍增管的打拿极中逐级倍增, 最后倍增电子形成电流脉冲转成脉冲幅度被记录下来。真实地模拟上述物理过程是繁杂困难的。假若光电倍增管在线性状态下工作, 则脉冲幅度与 Cherenkov 光在光阴极上敲出的光电子数目成正比。于是可用光电子数目表征脉冲幅度。

对一条  $\gamma$  射线来说, 所收集到的 Cherenkov 光辐射, 是由其所有次级带电粒子在铅玻璃内穿行的总径迹决定的。视每条径迹为一 Cherenkov 小光源, 于是相当于总径迹的光电子数目  $N_{pe}$  (脉冲幅度) 便为每个小光源贡献之和

$$N_{pe} = \sum_i L(\vec{r}_i, \vec{Q}_i) S_i \frac{2\pi\alpha}{c} \left(1 - \frac{1}{(n\beta)^2}\right), \quad (20)$$

其中  $\vec{r}_i$ ,  $\vec{Q}_i$  和  $S_i$  为第  $i$  个小光源发射的位置, 方向和路程长度,

$$\frac{2\pi\alpha}{c} \left(1 - \frac{1}{(n\beta)^2}\right)$$

表示 Cherenkov 效应在单位频率间隔发射的光子数目, 以带电粒子能量  $E$  的阶梯函数给出, 这里发射 Cherenkov 光的带电粒子截断能量  $E_{\min} = 0.132\text{MeV}$ 。函数  $L(\vec{r}_i, \vec{Q}_i)$  描述了光收集效应。

这个光收集效应, 是光电子数目对 Cherenkov 光波长和对相对于带电粒子发射方向的方位角的积分。在如下假定下计算固定波长束的积分贡献:

a) Cherenkov 光谱是

$$I(\lambda)d\lambda = 4\pi^2 \frac{e^2 d\lambda}{hc \lambda^2} = 0.0458627 \frac{d\lambda}{\lambda^2}, \quad (21)$$

式中  $I(\lambda)d\lambda$  为发射波长在  $\lambda$  到  $\lambda + d\lambda$  间的光子数;

b) 认为铅玻璃表面为理想表面, 光到达表面作镜面反射, 其反射系数为 90%;

c) 在铅玻璃与光电倍增管之间, 用硅油耦合, 似近认为折射系数相同;

d) Cherenkov 光在铅玻璃中衰减为

$$I_2(\lambda) = I_1(\lambda) \exp\{-C(\lambda)l\}, \quad (22)$$

三  
二  
寸  
各  
付  
量  
番  
],  
\*,  
)  
每  
[15]  
(由  
[整  
[程  
到。  
差,  
走用  
)抽  
到。  
这都

其中  $C(\lambda)$  为衰减系数(见图 2),  $l$  为光程长度, 即 Cherenkov 光(出射方向的散射角余弦为  $1/n\beta$ , 方位角在  $(0, 2\pi)$  均匀分布)经过镜面反射最后到达光阴极的路程总长度;

e) Cherenkov 光打在光阴极上敲出光电子

$$dN_{pc} = I'(\lambda)d\lambda D(\lambda), \quad (23)$$

其中  $I'(\lambda)d\lambda$  为到达光阴极上的光电子数目,  $D(\lambda)$  为光阴极的光谱响应函数(图 2).

于是, 得到一条  $\gamma$  射线经电子簇射所产生的 Cherenkov 光电子数目分布

$$N_{pc} = \sum_i \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \text{Constant} \frac{1}{\lambda^2} \exp\{-C(\lambda)l(\vec{r}_i, \vec{Q}_i)\} S_i \left(1 - \frac{1}{(n\beta)^2}\right) D(\lambda)d\lambda, \quad (24)$$

上式归一因子即为铅玻璃探测器对  $\gamma$  射线的探测效率, 对不同能量的初始  $\gamma$  射线进行计算, 便得到探测效率函数。

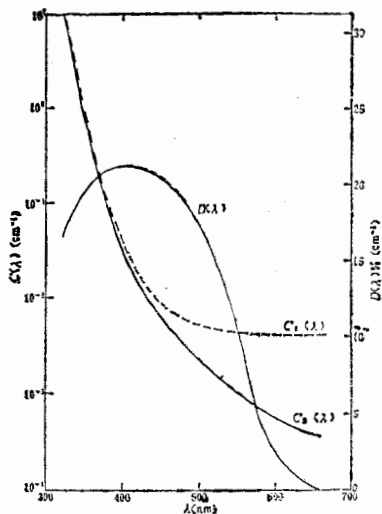


图 2 衰减系数  $C(\lambda)$  及光谱响应函数  $D(\lambda)$

## 五、结 果

使用上述方法, 在 TQ-6 计算机上用 BCY 语言编制了程序. 计算了一批方案. 每个方案取样数目三万到四万, 耗费机时十到二十小时.

定义相对探测效率为: 铅玻璃中探测到的  $\gamma$  射线数目同入射到铅玻璃上的  $\gamma$  射线数目之比. 考虑立体角因子和屏蔽体衰减因素, 定义绝对探测效率为: 铅玻璃中探测到的  $\gamma$  射线数目同源发射的  $\gamma$  射线数目之比. 图 3 给出了铅玻璃探测器 ( $\rho = 3.86\text{g/cm}^3$ ,  $n = 1.6475$ ,  $x_0 = 2.76\text{cm}$ ) 的探测效率函数  $\varepsilon(E)$ . 这里, 半径  $R_0 = 0.25\text{cm}$  的  $^{252}\text{Cf}$  圆面源紧靠在 Fe 圆台屏蔽体一侧, 圆台高  $H_2 - H_1 = 0.7\text{cm}$ , 两底半径  $R_2 = 1.5\text{cm}$ ,  $R_1 = 3.1\text{cm}$ . 铅玻璃尺寸  $L_x = 20\text{cm}$ ,  $L_y = L_z = 12\text{cm}$ . 柱体光电倍增管的半径  $R = 6\text{cm}$ . 衰减系数为  $C_1(\lambda)$ .

对入射  $\gamma$  射线能量  $E_\gamma = 100\text{MeV}$  而言, 如果把铅玻璃倒放, 即  $L_x = L_y = 12\text{cm}$ ,  $L_z = 20\text{cm}$ , 则阈能为零的相对探测效率为 0.779, 较立放的效率 0.829 小 0.60%; 如果把  $^{252}\text{Cf}$  源靠在铅玻璃上, 铅玻璃立放阈能为零的探测效率为 0.883, 倒放效率为 0.844, 后者较前者低 0.44%. 由此可见, 铅玻璃立放较倒放效率稍高些.

图 4 给出了使用不同衰减系数  $C(\lambda)$  计算得到的平均光电子数目  $\bar{N}_{pc}(E)$  之比较(样本数目为三万), 还给出了使用  $C_2(\lambda)$  所得到的能量分辨曲线  $\Delta E/E$ . 由图 4 可见, 衰减系数为  $C_2(\lambda)$  的铅玻璃较衰减系数为  $C_1(\lambda)$  的铅玻璃透光性能好,  $\gamma$  射线能量越高, 差别越显著. 如下定义能量分辨

$$\frac{\Delta E}{E} = [(\Delta N_{pc}/\bar{N}_{pc})^2 + (2.36/\sqrt{\bar{N}_{pc}})^2]^{1/2}, \quad (25)$$

其中  $\Delta N_{pe}$  为脉冲幅度谱的半宽度 (FWHM),  $\bar{N}_{pe}$  为光电子数目均值. 由图 4 可见,  $\gamma$  射线能量越高, 能量分辨越好. 入射  $\gamma$  射线能量  $E = 50, 100\text{MeV}$  时, 能量分辨  $\Delta E/E = 0.671, 0.625$ . 这与经验公式

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4.5}{\sqrt{E}}, \quad (26)$$

得到的能量分辨相接近.

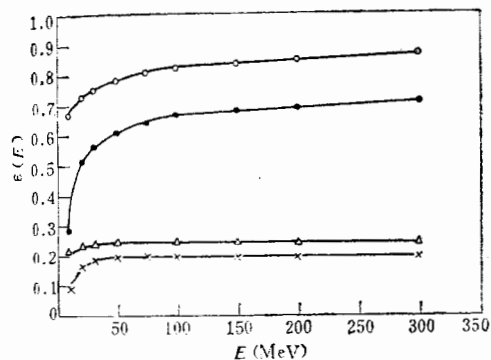


图 3 铅玻璃探测器的探测效率函数  $e(E)$

- 阈能为零的相对探测效率;
- 阈能为 8MeV 的相对探测效率;
- △—阈能为零的绝对探测效率;
- ×—阈能为 8MeV 的绝对探测效率.

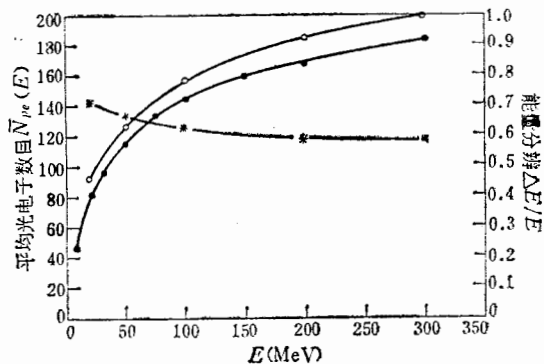


图 4 不同衰减系数  $C_i(\lambda)$  所得到的平均光电子数目  $\bar{N}_{pe}(E)$  之比较及能量分辨曲线  $\Delta E/E$

- 使用  $C_1(\lambda)$  得到的  $\bar{N}_{pe}^{(1)}(E)$ , —○—使用  $C_2(\lambda)$  得到的  $\bar{N}_{pe}^{(2)}(E)$ ,
- \*—能量分辨  $\Delta E/E$

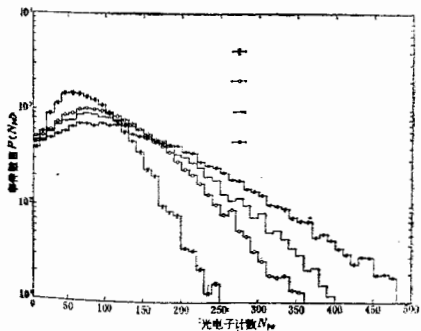


图 5 不同能量的光电子数目分布(脉冲幅度谱)

- \*—入射  $\gamma$  射线能量  $E_1 = 20\text{MeV}$ ,
- 入射  $\gamma$  射线能量  $E_2 = 50\text{MeV}$ ,
- 入射  $\gamma$  射线能量  $E_3 = 100\text{MeV}$
- 入射  $\gamma$  射线能量  $E_4 = 300\text{MeV}$

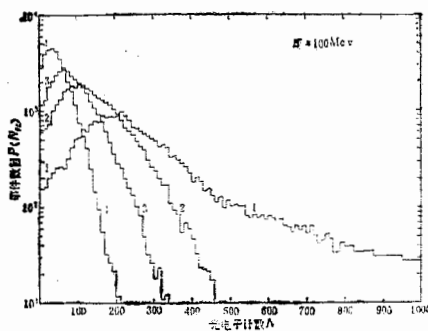


图 6 不同深度的光电子数目分布(脉冲幅度谱)

- 分布 1 的深度为  $x_0$ ;
- 分布 2 的深度为  $5x_0$ ;
- 分布 3 的深度为  $10x_0$ ;
- 分布 4 的深度为  $20x_0$ .

图 5 和图 6 给出了不同能量  $E$  和不同深度  $x_0$  的光电子数目分布(脉冲幅度谱). 对图 5, 输入参数除衰减系数外均同图 3, 这里用  $C_2(\lambda)$  代替了  $C_1(\lambda)$ . 取样数目为三万. 考虑了屏蔽衰减因子 ( $W_1(20\text{MeV}) = 0.6982, W_2(50) = 0.6775, W_3(100) = 0.6364, W_4(300) = 0.5911$ ). 由图 5 可见, 随入射  $\gamma$  射线能量增高, 谱的峰位后移, 且分布更加展宽. 图 6 输入参数除深度  $x_0 = L_x$  和  $L_x = 12\text{cm}$  外均同图 5. 取样数目为四万. 没有考虑屏蔽衰减. 图 6 结果表明, 随深度  $x_0$  增加, 谱的峰值增大, 峰位前移, 且分布宽度显



著变窄。

本文计算结果已用于 $^{252}\text{Cf}$ 自发裂变中高能 $\gamma$ 射线的搜索的研究中去<sup>[18]</sup>。根据本文计算的探测效率和能量分辨,得出阈能为8MeV下铅玻璃探测器对能量50到240MeV $\gamma$ 射线的等效接收度 $(Q\varepsilon_\gamma)_{\text{等效}} = 0.240$ 。在实验基础上,使用这个结果得出: $^{252}\text{Cf}$ 自发裂变中一次裂变放出能量在50到240MeV的 $\gamma$ 射线的几率上限值为 $1.4 \times 10^{-6}$ /裂变(置信水平95%)。

### 参 考 文 献

- [1] R. R. Wilson, *Nucl. Instr. and Meth.*, 1(1957), 101.
- [2] H. H. Nagel, *Z. Physik*, 186(1965), 319.
- [3] E. Longo and I. Sestili, *Nucl. Instr. and Meth.*, 128(1975), 283.
- [4] V. A. Hanin and B. E. Stern, *Nucl. Instr. and Meth.*, 157(1978), 455.
- [5] H. A. Bethe and W. Heitler, *Proc. Roy. Soc.*, A146(1934), 83.
- [6] B. Grosswendt and E. Waibel, *Nucl. Instr. and Meth.*, 131(1975), 143.
- [7] C. Moller, *Ann. Phys.*, 14(1932), 531.
- [8] R. M. Sternheimer, *Phys. Rev.*, 103(1956), 511.
- [9] B. Rossi, *High-Energy Particles*, Prentice-Hall, New York, 1952, P. 17.
- [10] 张贵山,张焕乔,能量从10KeV到300MeV的电子和光子在物质中若干物理参数计算程序,待发表,1981.
- [11] C. D. Zerby, "Methods in Computational Physics", Vol. 1, ed. by B. Alder et al., Academic Press, New York and London, 1963, p. 109.
- [12] 裴鹿成,张孝泽,蒙特卡罗方法及其在粒子输运问题中的应用,科学出版社,1980年,P.65, P.90
- [13] László Koblinger, *Nucl. Sci. Eng.*, 56(1975), 218.
- [14] 文献[12], p. 68, p. 102.
- [15] H. Kahn, Application of Monte Carlo, AECU-3259(1954).
- [16] 文献[12], p. 72.
- [17] Method of Statistical Testing (Monte Carlo Method), ed. by Yu. A. Shreider, Elsevier Publishing Company, 1964, P. 84.
- [18] 张焕乔等,高能物理与核物理, 6(1982),491.

## MONTE CARLO CALCULATION OF THE EFFICIENCIES OF THE LEAD GLASS DETECTORS FOR HIGH-ENERGY GAMMA RAYS

ZHANG GUI-SHAN ZHANG HUAN-QIAO  
(Institute of Atomic Energy, Academia Sinica)

### ABSTRACT

In this paper, the electromagnetic shower processes occurred in the lead glass detector are simulated by the Monte Carlo method, the light collection effects being taken into account. The primary energy of gamma ray is from 8 to 300 MeV. The detected efficiency function, the energy resolution curve and photoelectron number distribution (the pulse-height spectra) are presented for the lead glass detector. The calculated results are satisfactory.

的  
这  
等  
体  
极  
性  
Pb  
联