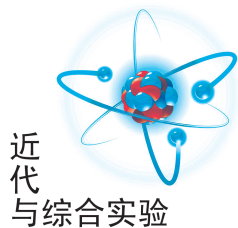


文章编号:1005-4642(2020)07-0001-06



β 射线在铝膜及空气中的衰减

王思广, 付孟婷, 贾春燕

(北京大学 物理学院 核物理与核技术国家重点实验室, 北京 100871)

摘要:借助用 β 粒子检验相对论的动量-动能关系实验装置提供的准单能 β 射线,分别测量了 β 射线在铝膜及空气中的衰减长度,研究了铝膜厚度对信号峰位和半高全宽的影响,以及不同动能的 β 射线在空气中的能量损失.通过该实验学生可以掌握 β 射线与介质相互作用的性质,同时提高能谱分析能力及数据处理能力.

关键词: β 射线;衰减长度;能谱

中图分类号:O571.1

文献标识码:A

DOI:10.19655/j.cnki.1005-4642.2020.07.001

β 射线在穿过物质时可以通过以下过程损失能量:在介质内不断产生电子-离子对的电离作用消耗其部分或全部动能,即使穿过的介质非常薄,通常也有能量衰减; β 射线可能被原子核和电子的库仑势散射,在损失能量的同时还将影响自身的运动方向;当 β 射线受介质库仑场作用做减速运动时,一部分动能会通过韧致辐射以光子的形式发射;如果 β 射线本身的运动速度超过光在当前介质中的传播速度,则可通过切伦科夫光的形式损失动能^[1].开设 β 射线在铝膜及空气中的衰减实验的目的是研究 β 射线在介质中的行为,培养学生实验技能的同时帮助学生掌握 β 射线与介质的作用特点.在北京大学物理学院原有“用 β 粒子检验相对论的动量-动能关系”的近代物理实验的基础上进行拓展^[2],在测量(准)单能 β 射线穿过不同厚度的铝片的质量衰减系数的过程中,除了观察计数率随吸收片厚度的变化,还可以让学生分析峰位和半高全宽(Full width at half maximum, FWHM)随铝片厚度的改变.通过对比分析 β 射线穿过的真空盒内抽真空及不抽真空2种模式下探测器给出的信号计数率的变化,可计算出空气对不同能量的 β 射线的衰减长度.学生在进行能谱分析的过程中涉及到本底扣除、信号峰位拟合、信号峰双侧拟合提取半高全宽信息等一系列能谱分析操作.

1 实验测量方法

β 衰变是放射性原子核放射电子(β 粒子)和中微子而转变为另一种核的过程^[2].因为释放出的衰变能 Q 在反冲核、 β 粒子及中微子3个粒子之间分配,所以每个粒子所携带的动能并不固定,因而 β 粒子的能谱是连续的.为了得到准单能的 β 射线,通过磁场对连续分布的 β 粒子束进行偏转,根据均匀磁场中动量 p 与偏转半径 r 之间的关系

$$p = eBr, \quad (1)$$

在不同偏转位置处可挑选出不同动量的 β 粒子.其中, e 为电子电荷, B 为磁场的磁感应强度.

实验装置如图1所示, $^{90}_{38}\text{Sr}-^{90}_{39}\text{Y}$ 发出的不同

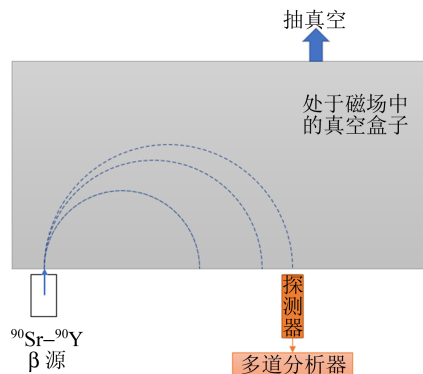


图1 实验装置示意图

收稿日期:2020-02-03;**修改日期:**2020-03-20

基金项目:2020年北京大学本科教学改革项目

作者简介:王思广(1971—),男,江苏丰县人,北京大学物理学院副教授,博士,研究方向为高能物理与核物理. E-mail: siguang@pku.edu.cn



动能的 β 射线穿过真空盒的有机膜入射窗,经过磁场偏转后从不同位置处的有机膜出射窗射出.在NaI探测器前放置厚度约10 mm铝合金挡板,挡板中间垂直方向有宽度为3 mm的狭缝,故经过该狭缝挑选出的 β 射线的动量有窄的分布,从而探测器测到的 β 射线的能量为准单能.实验装置细节可参考文献[2].

1.1 铝膜对 β 射线衰减的测量

在出射窗与探测器之间,放入不同厚度的铝膜对狭缝进行遮挡,测量经铝膜衰减后的 β 多道能谱,研究铝膜对能谱形状的影响^[3-4].利用 ^{60}Co 及 ^{137}Cs 的 γ 特征射线对系统进行能量刻度.拟合各 β 多道能谱的信号峰给出峰位,得到 β 粒子的信号峰位随铝膜厚度变化的关系.通过分析信号峰的半高全宽,可以给出半高全宽与铝膜厚度之间的关系.通过分析信号的计数率随吸收铝膜厚度的变化,可以计算出 β 粒子在铝膜中的衰减长度.

1.2 β 射线受空气衰减的测量

对于同一出射窗位置,抽真空模式(真空度约0.1 Pa)及不抽真空模式下探测器测得的能谱上信号峰的计数率有明显差异,而引起该差异的唯一来源是真空盒内气体含量的不同.因为入射窗和出射窗位置已知,故粒子在磁场中经过的路径 x 已知(外磁场是均匀磁场,且其磁感应强度已知),从而可以计算出该动能下 β 射线在空气中的衰减长度.

另外,根据抽真空及不抽真空时信号峰位的能量差异 dE ,可以给出不同能量的 β 射线的能损 dE/dx 测量值.

2 数据处理方法

传统的能谱分析通过本底函数及信号函数^[3-8]对多道能谱进行拟合,给出信号峰下的积分计数,通过多道谱仪提供的活时间,可算出计数率.然而本实验获取的 β 射线的信号形状严重偏离高斯函数分布,多次数据分析证明很难找到普适的峰形及本底描述函数进行拟合.其原因为 β 粒子在经过真空盒、出射窗和NaI探测器晶体前的铝膜时,通过电离效应、库仑散射和韧致辐射等过程会损失能量,从而导致信号峰低能端拖尾比高能端拖尾长,信号峰形状左右明显不对称.另外不同能量的 β 粒子穿过不同长度的介质时损失的能量

差异较大,使得找到通用模型拟合所有条件下获取的多道能谱变得非常困难.

利用NaI探测器测量的 β 射线能谱如图2所示,图中各道计数已经除以活时间.蓝色细线代表本底计数率的分布,红色点代表信号峰,信号峰左右蓝色粗线为多项式拟合线,用于寻找半高处的位置以计算半高全宽,信号峰顶部绿色细线为高斯函数拟合线.

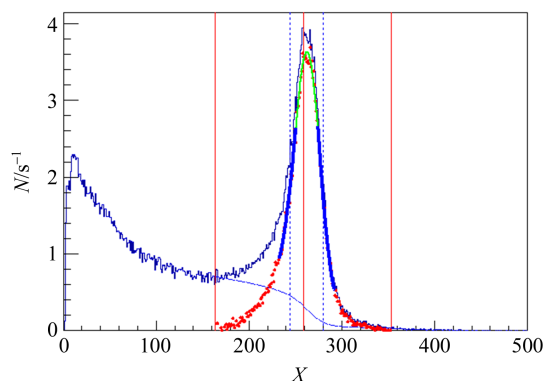


图2 利用NaI探测器测量的 β 射线能谱

在实际数据处理过程中利用了半经验模型^[9]:假定当前第 i 道的本底计数率 B_i 与其右侧的事件积分总和成正比,在图2所示的能谱上信号峰的左侧找到计数率最低点,第 l 道,作为信号的左边界(图2中左侧红色竖线所对应的位置),利用在 l 两侧 ± 3 道范围内的各道计数率求出平均高度 h_l ;临时找到信号峰最高处所对应的道址 M_0 (图2内中间红色竖线),然后在峰的右侧与距离 M_0 为 $|M_0 - l|$ 道处找到右边界 r 道(图2中右侧红色竖线);利用 r 道两侧 ± 3 道范围内的计数率求出平均高度 h_r ;然后计算出 l 与 r 之间各道的计数率之和:

$$A_{lr} = \sum_{j=l}^r y_j,$$

其中, y_j 是第 j 道的计数率.则每道本底计数率 B_i 为

$$B_i = (h_l - h_r) \frac{A_{ir}}{A_{lr}} + h_r, \quad (2)$$

其中 $A_{ir} = \sum_{j=i}^r y_j$ 系第 i 道到右边界 r 道的各道计数率之和.计数率 y_i 减去 B_i 即为第 i 道信号计数率 S_i .分析图2可以得到:信号计数率 $R = (158.52 \pm 0.89) \text{ s}^{-1}$,峰位 $M = 262.7 \pm 2.7$,半高

全宽 $M_{FWHM} = 35.69$.

有了信号计数率的分布(图2红点表示),可以用高斯函数通过拟合信号峰上半部,例如 $\pm 1\sigma$ 区间范围内(通常信号上半部受拖尾干扰小,接近高斯分布),给出拟合的峰位 M 及高度 H . 为减少初始选定的拟合区间对拟合结果的影响,实际数据处理中可多次拟合迭代峰的宽度 σ 及峰位 M ,给出稳定的拟合结果:给出 σ 初始值,确定初始峰位 $M_0 \pm 1\sigma$ 拟合范围,进行拟合得到新的 σ 值及峰位 M ,利用新的 σ 值及峰位 M 值重新给出拟合范围,重复上一步迭代拟合多次,直到宽度 σ 、峰位 M 及高度 H 的前后2次拟合结果无明显变化为止. 最终得到的信号峰上半部拟合曲线如图2中绿色细线所示.

信号峰的半高全宽可以用数字内插方法计算出数值解^[10]:对信号峰左、右两侧半高处附近的数据,分别用多项式进行拟合,如图2内蓝色粗线所示. 借助该连续变化的拟合函数,通过数值扫描的办法寻找出信号高度 H 的一半所对应的左、右侧半高处的道址 X_l 和 X_r (计算出不同道址对应的拟合函数值,找出函数取值最接近 $H/2$ 峰高的道址值. 数值分析中扫描步长远小于1道,以确保引入的误差可忽略),利用 $|X_l - X_r|$ 可得半高全宽.

峰位 M 、峰高 H 等拟合量的误差在拟合过程中评估给出. 但用数值扫描得到的 X_l 和 X_r 的误差很难估算,建议利用拟合时峰位的误差进行评估. 也可以采用更为准确的做法:

a. 用蒙特卡洛方法根据测量的信号分布形状产生同样统计量的数据;

b. 对产生的数据进行相同的数据处理方法获得半高全宽;

c. 多次重复步骤 a 和 b, 得到半高全宽的分布的均方根误差值作为误差. 该方法常应用于高能物理数据分析^[11].

3 不同厚度的铝膜对准单能 β 射线吸收后的能谱分析

在出射窗与探测器之间加入不同厚度的铝膜,获取真空盒处于抽真空状态的能谱. 谱仪能量刻度使用¹³⁷Cs(反散射峰184.323 keV和特征 γ 射线峰661.660 keV)及⁶⁰Co(特征 γ 射线峰1173.237 keV和1332.501 keV^[12])给出. 不加

铝膜时和加厚度为100,200,300 μm 的铝膜时的能谱如图3所示,图中每道计数都除以了能谱获取的活时间.

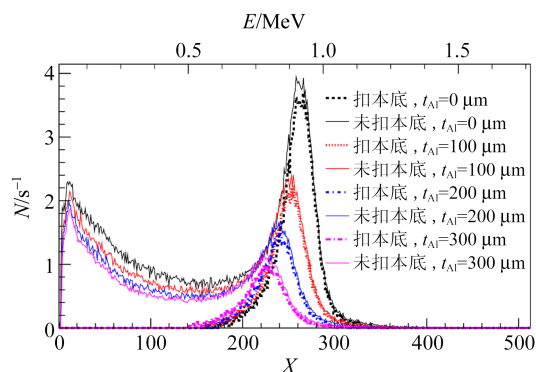


图3 NaI探测器测量的同一测量位置加不同厚度的铝膜后的 β 射线能谱(不同颜色的细实线)及扣除本底后的信号形状(不同颜色的虚线)

通过图3,让学生至少给出如下3项数据处理结果:

1)从图3可得,随着吸收膜厚度的增加, β 射线峰的峰位逐渐向左移动(作为比较,也可让学生测量观察¹³⁷Cs或⁶⁰Co源的特征 γ 射线峰的峰位随着吸收膜厚度的增加其峰位是否移动),参考图2所示的数据分析方法,扣除本底后拟合出峰位 M 的能量随吸收铝膜厚度的变化(可给出峰位的绝对数值或峰位与无外加吸收铝膜时的峰位的差值随铝膜厚度的变化图)结果如图4所示,直线拟合的斜率为 $(-406 \pm 52) \text{ eV}/\mu\text{m}$. 图4各点对应的峰位数据进行了探测器内NaI晶体前200 μm 铝膜对 β 射线动能影响的修正,所用修正数据来自于文献[2]. 根据图4,可明显看出随着铝吸收膜厚度的增加,峰位的能量减小值逐渐增大^[9]. 原因是 β 射线穿过的铝吸收膜厚度越大,通过电

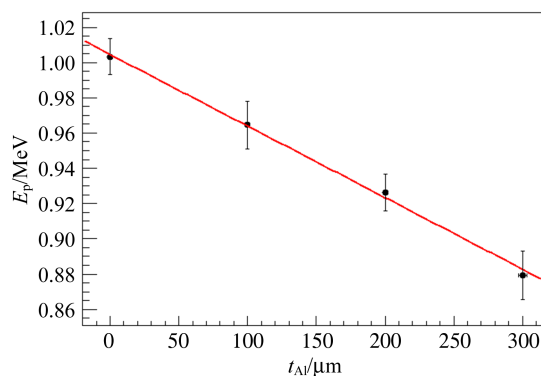


图4 信号峰位的能量随吸收铝膜厚度的变化

离和韧致辐射等过程损失的能量越多.

2) 从图 3 也可以定性得出: 随着铝吸收膜厚度的增加, β 射线峰的峰宽也逐渐变大. 参考图 2 所示的数据分析方法, 扣除本底后可以拟合出峰的半高全宽随吸收铝膜厚度的变化, 结果如图 5 所示.

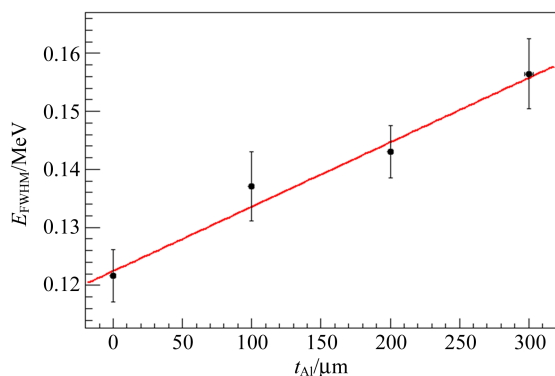


图 5 信号峰的半高全宽随铝膜厚度的变化

3) 图 3 显示最明显的是计数率随吸收片厚度的变化. 将在不同厚度的铝吸收膜下获得的信号计数率与铝膜厚度之间的对应数据作图, 如图 6 所示, 利用指数函数 $R = R_0 \exp\left(-\frac{t_{Al}}{L_{Al}}\right)$ 拟合, 得到衰减长度 $L_{Al} = (255.5 \pm 2.7) \mu\text{m}$. 各点误差由统计误差传递所得, 拟合时假定了铝膜的厚度误差为 $\pm 5\%$. 其中 R_0 为没有加铝吸收膜时的计数率, t_{Al} 为吸收膜的厚度, R 是不同 t_{Al} 对应的计数率. 如果引入质量衰减系数 μ , 根据

$$R = R_0 \exp\left(-\frac{t_{Al}}{L_{Al}}\right) = R_0 \exp(-\mu \rho t_{Al}),$$

由衰减长度 L_{Al} 可推出

$$\mu = \frac{1}{\rho L_{Al}}, \quad (3)$$

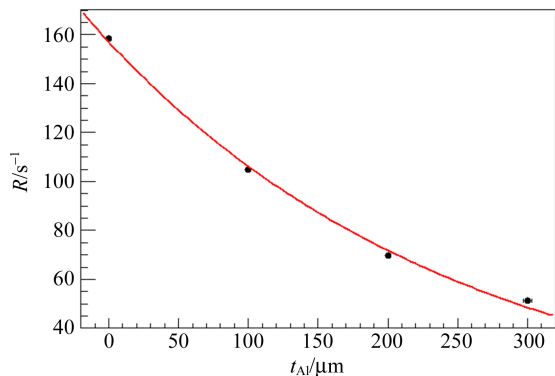


图 6 计数率随铝吸收膜厚度的变化

其中, ρ 为吸收膜的密度, 这里吸收膜材质为铝, 其密度值通常取 2.7 g/cm^3 .

4 空气及真空下准单能 β 射线能谱的分析

如果真空盒内充满空气, 部分 β 粒子在穿过磁场的过程中会与空气发生作用, 可能会偏离出既定轨道或损失较多的能量, 从而穿过出射窗口探测器测得的计数率相对于抽真空的模式下测得的计数率要少. 通过比较同一窗口真空模式下测得的信号计数率 R_V 及不抽真空的情况下 (1 标准大气压下) 的计数率 R_A , 并假设衰减长度与真空盒中的气压成反比, 即

$$L_V = \frac{p_A}{p_V} L_A,$$

其中, p_A 和 p_V 分别表示真空盒充满 1 标准大气压及抽真空时的残余气体气压, L_A 和 L_V 分别表示 β 粒子在空气及抽真空残余气体中的衰减长度. 穿过入射窗进入真空盒的计数率为 R_0 的 β 射线束经过路程 x 后, 不抽真空时的计数率可表示为 $R_A = R_0 \exp\left(-\frac{x}{L_A}\right)$, 抽真空时的计数率可

表示为 $R_V = R_0 \exp\left(-\frac{x}{L_V}\right)$, 故 L_A 为

$$L_A = \frac{x \left(\frac{p_V}{p_A} - 1 \right)}{\ln \left(\frac{R_A}{R_V} \right)}. \quad (4)$$

当 $p_V \approx 0.1 \text{ Pa}$ 时, 与标准大气压 p_A 相比, $\frac{p_V}{p_A}$ 非

常接近于 0, 可忽略, 故 $L_A \approx \frac{x}{\ln \left(\frac{R_V}{R_A} \right)}$.

注意: 推导过程中忽略了出射窗有机膜及 NaI 探测器自身的铝膜对计数率的影响, 其理论依据是在有、无抽真空 2 种模式下, 这些影响几乎相同, 为同一探测效率常数项, 在计算计数率比例 $\frac{R_V}{R_A}$ 时对结果所带来影响可以忽略.

图 7 为不同出射窗口测量的能谱. 每个窗口的能谱获得方式分为抽真空 (虚线表示) 与不抽真空 (1 标准气压下, 实线表示) 2 种模式, 各出射窗对应的 β 粒子在均匀磁场中的轨道直径用 D 示出. 磁感应强度 B 为 $6.555 \times 10^{-2} \text{ T}$. 比较 2 种模式下的信号强度, 可以看出是否抽真空对计数率的影响. 利用真空盒抽真空时测得的信号计数

率 R_V 及不抽真空时测得的信号计数率 R_A , 以及已知在均匀磁场中 β 粒子束所经过的径迹长度 x , 可计算出衰减长度 $L_A^{[11]}$.

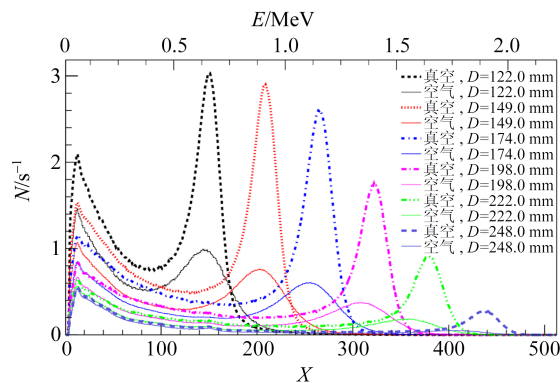


图7 在真空盒的不同出射窗测量的能谱分布

图8为空气对于不同能量的 β 射线的衰减长度,其中动能根据磁感应强度及偏转半径计算,衰减长度根据真空盒中有无抽真空时的计数率的变化计算,各点误差棒由计数率及路径长度的统计误差传递计算.可以发现,能量越大其穿越能力越强,即衰减长度的数值越大.

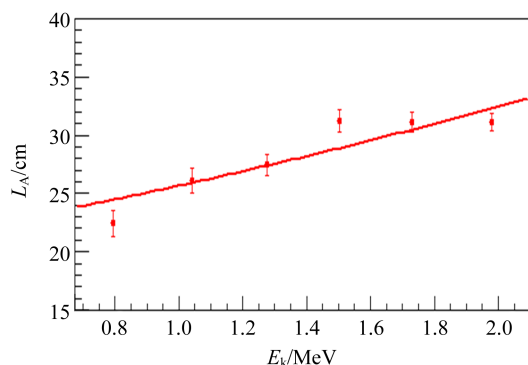


图8 空气对不同动能的 β 射线的衰减长度

比较同一窗口有无抽真空时峰位的变化,可以计算出动能差异,根据已知的径迹长度 x ,可以算出 β 粒子在空气中单位长度的能损为

$$\frac{dE}{dx} = \frac{E_A - E_V}{x}, \quad (5)$$

其中 E_A 和 E_V 分别是空气及真空条件下测量得到的信号峰的峰位能量.不同动能的 β 射线在空气中的 dE/dx 测量结果如图9所示.其中 β 射线的动能是由 β 粒子在磁场中的偏转半径及所加外磁场的磁感应强度计算而得,蓝色实心圆对应的数据为NaI探测器直接测量计算得到的单位长

度的能量损失 dE/dx ,红色空心圆对应的数据为经过NaI探测器探头本身的铝膜及真空盒有机膜出射窗修正后的动能差计算出的 dE/dx .误差棒由拟合的峰位误差传递所得.

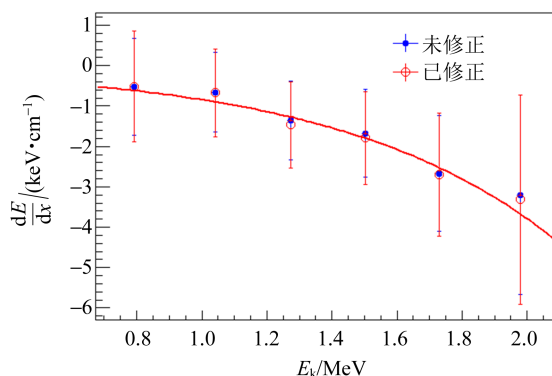


图9 不同动能的 β 粒子在空气中的能量损失

可以发现在观测的动能范围内, β 射线穿过单位长度的空气后损失的动能随射线动能的增加而增加(损失为负值,绝对值越大表示经过单位长度的空气后 β 粒子损失的能量越大).

β 粒子穿过铝膜及有机膜的修正所用的数据表见文献[2].从图9中可以发现,是否修正探测器结构本身的铝窗和真空盒的有机膜出射窗对 dE/dx 的数值影响不大.

另外,根据 dE/dx ,利用干燥空气中每产生1个电子-离子对所需要的能量约为33.85 eV^[13-14],推算出1个 β 粒子在真空盒中沿径迹电离的电子-离子对数目.

5 结束语

利用既有的用 β 粒子检验相对论的动量-动能关系的实验装置,不添加任何装置即可引导学生进行 β 准单能束在空气和铝吸收膜中衰减长度的测量,分析能谱可以给出不同能量的 β 粒子在空气中单位长度的能损 dE/dx ,铝膜对 β 粒子能量的衰减系数以及信号峰的半高全宽随吸收铝膜厚度的变化.通过实际测量以及数据处理,学生得到科研训练的同时,对 β 粒子与物质相互作用的性质应有更加深刻的理解.

参考文献:

- [1] 汪晓莲,李澄,邵明,等. 粒子探测技术[M]. 合肥:中国科技大学出版社,2009.
- [2] 吴思诚,荀坤. 近代物理实验[M]. 4版. 北京:高

- 等教育出版社, 2015: 91-99.
- [3] Siegert H, Janssen H. Precise determination of gamma-ray peak areas [J]. Nucl. Instrum. Methods, 1990, 286(3): 415-420.
- [4] Lee M C, Verghese K, Gardner R P. Extension of the semiempirical germanium detector response function to low energy gamma rays [J]. Nucl. Instrum. Methods, 1987, 262(2/3): 430-438.
- [5] Prussin S G. Prospects for near state-of-the art analysis of complex semiconductor spectra in the small laboratory [J]. Nucl. Instrum. Methods, 1982, 193(1/2): 121-128.
- [6] Debertin K, Pessara W. Natural line-width effects in gamma- and X-ray emission rate measurements with semiconductor detectors [J]. Nucl. Instrum. Methods, 1981, 184(2/3): 497-503.
- [7] Helmer R G, Lee M A. Analytical functions for fitting peaks from Ge semiconductor detectors [J]. Nucl. Instrum. Methods, 1980, 178 (2/3): 499-512.
- [8] Philips G W, Marlow K W. Automatic analysis of gamma-ray spectra from germanium detectors [J]. Nucl. Instrum. Methods, 1976, 137(3): 525-536.
- [9] Reilly D, Ensslin N, Smith H, et al. Passive non-destructive assay of nuclear materials [M]. Los Alamos: Los Alamos National Laboratory, 1991.
- [10] Wang Siguang, Mao Yajun, Tang Peijia, et al. A method for interpolating asymmetric peak shapes in multiplet γ -ray spectra [J]. Chin. Phys. C, 2009, 33(5): 383-386.
- [11] Akopov N. Pentaquark Θ^+ search at HERMES [J]. Phys. Rev. D, 2015, 91: 057101.
- [12] Firestone R B, Shirley V S, Frank S Y, et al. Table of isotopes [DB/CD]. Version 1. 0. New York: Wiley InterScience, 1996.
- [13] Bethesda M D. Average energy required to produce an ion pair [J]. Internation. J. Apl. Rad. Iso., 1981, 32(6): 449.
- [14] Fourkal E, Nahum A, Ma C, et al. Average energy required to produce an ion pair, revisited [EB/OL]. (2017-03-29)[2020-02-03]. <https://arxiv.org/abs/1703.10032?context=physics>.

β -ray attenuation in aluminum film and air

WANG Si-guang, FU Meng-ting, JIA Chun-yan

(State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology,
School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

Abstract: With the quasi-monotonic β -ray provided by the apparatus of using β -ray to test the relationship between its momentum and kinetic energy experiment, the attenuation length of β -ray in aluminum film and air, the effect of aluminum film thickness on signal peak position and FWHM, the dE/dx for β -ray with different kinetic energies in air were measured. This experiment could help students master the interaction characters between β -ray and materials, and improve their ability for energy spectrum analysis and data processing.

Key words: β -ray; attenuation length; energy spectrum

[责任编辑:任德香]