

${}^8\text{Be}(g \cdot s)$ 核探测效率研究

张立 金浩强¹⁾ 靳根明

(中国科学院近代物理研究所, 兰州)

摘 要

将蒙特卡罗模拟用于四种常用的 ${}^8\text{Be}$ 核探测系统的效率计算, 得到了有效立体角的能量响应, 探测效率的空间分布等结果. 蒙特卡罗计算与分布函数积分法计算结果之间符合很好. 通过与国外公开发表的相应数据的比较, 以及不同几何条件下测量的相对产额对计算做了检验.

一、问题概述

在重离子引起的核反应研究中, 出射 ${}^8\text{Be}$ 常常是一个重要的反应道^[1-8]. 核反应中生成的 ${}^8\text{Be}$ 核是不稳定的, 它会自动衰变为两个 α 粒子. 基态 ${}^8\text{Be}$ (以下简称 ${}^8\text{Be}$)衰变的半寿命 $T_{1/2} \sim 10^{-16}$ 秒^[4]与核反应的时间标度 $10^{-20}-10^{-23}$ 秒相比, ${}^8\text{Be}$ 存在的时间是足够长的, 在核反应中可以把它当做一个稳定粒子来处理. 但在实验中却不可能探测到完整的 ${}^8\text{Be}$ 核, 对 ${}^8\text{Be}$ 的探测总是通过其衰变生成的两个 α 粒子的关联测量来进行. 探测系统对 ${}^8\text{Be}$ 的探测效率, 紧密依赖于 ${}^8\text{Be}$ 动能及探测系统的几何条件, 于是便提出了探测系统对 ${}^8\text{Be}$ 的探测效率及有效立体角的计算问题.

${}^8\text{Be}$ 的破裂是在运动中进行的, 有 0.092MeV 的正 Q 值, 对于具有约为几十 MeV 动能(E_B)的 ${}^8\text{Be}$ 粒子来说, 由它的破裂而生成的 α 粒子是被包罗在其指向附近张角为 $2\theta_{\max}$ 的很小的圆锥以内:

$$\theta_{\max} = \text{tg}^{-1}(E_B/E_0)^{1/2} \doteq \sin^{-1}(E_B/E_0)^{1/2}. \quad (1)$$

(1) 式中 $E_B = 0.092\text{MeV}$ 指 ${}^8\text{Be}$ 破裂能, E_0 是 ${}^8\text{Be}$ 的动能. 以动能为 40MeV 的 ${}^8\text{Be}$ 为例, 其破裂锥张角为 5.5° . 因此 ${}^8\text{Be}$ 的探测多半是用一对相距很近且垂直于反应平面放置的带电粒子能量探测器(矩形^[5]或半圆形^[5])作时间关联测量挑选出来的. 使用没有粒子鉴别的能量探测器组成的 ${}^8\text{Be}$ 探测系统会引入较多的偶然符合事件. 近年来多采用一种将圆形 $\Delta E-E$ 粒子望远镜置于中孔环形能量探测器后面的组合^[6,7], 从来自环形探测器的讯号中取出与 α 产物相应的一段能区所包括的事件, 与中间的 $\Delta E-E$ 粒子望远镜所鉴别出的 α 作关联测量. 运动学分析表明, ${}^8\text{Be}$ 破裂生成的 α 多集中在其最大张角附近^[8], 由此便可适当将环形探测器的环线度缩小, 使中间望远镜与环形探测器之间留有

本文1986年2月3日收到.

1) 兰州大学现代物理系.

一环孔隙(称死区),以提高有效事件在总计数中所占的比例,减少偶然符合。

当 ${}^8\text{Be}$ 衰变产生的两个 α 粒子同时进入一个粒子望远镜时将被鉴别成一个 ${}^7\text{Li}$ 核^[3], 这时如若两个 α 粒子能量之和与 ${}^7\text{Li}$ 产物的能量是可区分的, 就可以从 ${}^7\text{Li}$ 产物带上将 ${}^8\text{Be}$ 产物分出来。因此, 立体张角足够大的单个 $\Delta E-E$ 望远镜系统也有可能用来探测 ${}^8\text{Be}$ 。

二、蒙特卡罗模拟法计算

${}^8\text{Be}$ 的破裂运动可以用蒙特卡罗法模拟。由于基态 ${}^8\text{Be}$ 的自旋为零, 在 ${}^8\text{Be}$ 静止坐标系(以下称 C 系)内, 由它的破裂而生成的 α 粒子的取向是各向同性的, 且两 α 的速度 v_{c1} , v_{c2} 大小相等方向相反, 并在同一直线上。这种分布可利用随机模拟方法来描写: 在计算机上产生两个 0 和 1 之间的随机数 $M1$ 、 $M2$, 令

$$\theta_{1c} = \cos^{-1} M1, \quad (2)$$

$$\varphi_{1c} = \pi \cdot M2, \quad (3)$$

则由一个 ${}^8\text{Be}$ 生成的两 α 中的一个 α 粒子(其 θ_c 取向被限定在 $0 - \frac{\pi}{2}$ 间) 在 C 系中的取向可被指定。按照 ${}^8\text{Be}$ 破裂运动的特点, 另一 α 粒子的指向也立即可知:

$$\theta_{2c} = \pi - \theta_{1c}, \quad (4)$$

$$\varphi_{2c} = \pi + \varphi_{1c}. \quad (5)$$

当 ${}^8\text{Be}$ 自身的运动速度为已知时, 通过简单的坐标系转换便可得知两个破裂 α 在实验室系的空间取向。当探测器的几何布局 and 有效探测区域的边界条件给定后, 便可对 ${}^8\text{Be}$ 事件是否有效做出判断。如果一个 ${}^8\text{Be}$ 破裂生成的两个 α 粒子可同时分别落入两个做符合测量的探测器的有效探测范围, 则可认为该 ${}^8\text{Be}$ 事件为有效, 否则即为无效。通过模拟追踪大量的 ${}^8\text{Be}$ 破裂事件, 并将 ${}^8\text{Be}$ 的初始指向对探测系统及附近可能被有效探测到的区

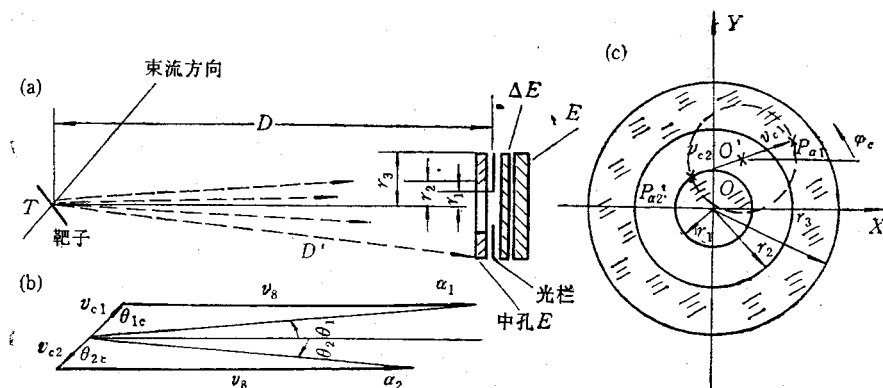


图 1 中孔环形探测器及放在其后的 $\Delta E-E$ 粒子望远镜组合的 ${}^8\text{Be}$ 探测系统

(a) 探测系统的组成及安装示意图; (b) ${}^8\text{Be}$ 破裂速度图;

(c) 一个放大的探测装置和速度图在垂直于反应平面的投影。

域“扫描”,便得出系统的 ${}^8\text{Be}$ 探测效率、有效立体角、探测效率的空间分布及其它许多有用的结果.以下我们以中孔环形探测器及放在其后的 $\Delta E-E$ 粒子望远镜组成的 ${}^8\text{Be}$ 探测系统为例来做具体说明.

图 1(a)是这种探测系统的组成及安装的示意图.环形探测器的外径为 r_3 、内径为 r_2 ,中间的 $\Delta E-E$ 望远镜的有效面积由光阑孔半径 r_1 控制.图 1(b)给出一个 ${}^8\text{Be}$ 破裂速度图.(c)是放大的探测装置和速度图在垂直于反应平面的投影,其中 O 是探测系统的几何中心,与靶心间距为 D , O' 代表任一 ${}^8\text{Be}$ 产物的初始指向的投影. TO' 代表 C 系的极轴方向,长度为 D' ,由于 $r_3 \ll D$ 的条件是满足的, TO' 可近似看做与探测平面垂直. $P_{\alpha 1}$ 和 $P_{\alpha 2}$ 分别为两个破裂生成的 α 在探测平面上的落点位置,由图 1(c)可以有:

$$X_{\alpha 1} = O'P_{\alpha 1} \cdot \cos \varphi_{1c} + O'X, \quad (6)$$

$$Y_{\alpha 1} = O'P_{\alpha 1} \cdot \sin \varphi_{1c} + O'Y. \quad (7)$$

由图 1(b)可得:

$$O'P_{\alpha 1} = D' \cdot \text{tg} \theta_1 = D' \cdot \frac{v_{\alpha 1} \cdot \sin \theta_{1c}}{v_{\alpha} + v_{\alpha 1} \cos \theta_{1c}}, \quad (8)$$

其中 θ_1 即为 α_1 与 C 系极轴方向的实验室系夹角. $v_{\alpha 1}$ 为 α_1 的 C 系速度,由基态破裂能决定.同样的方法可以得到 $X_{\alpha 2}$ 和 $Y_{\alpha 2}$.

根据探测系统的几何特点,选定 $R_1 = OP_{\alpha 1}$ 和 $R_2 = OP_{\alpha 2}$ 为特征量是合适的.于是我们可写出断定一次 ${}^8\text{Be}$ 破裂为有效的条件:

$$R_1(\text{or} R_2) < r_1 \text{ 并且 } r_2 < R_2(\text{or} R_1) < r_3 \text{ 有效,否则,无效.}$$

我们采用如图 2 框图所示的步骤来统计被有效记录的 ${}^8\text{Be}$ 事件数.

${}^8\text{Be}$ 核的探测效率 η 定义为:

$$\eta = \frac{\text{有效 } {}^8\text{Be 事件数}}{\text{被追踪的 } {}^8\text{Be 事件总数}}. \quad (9)$$

η 的数值是与 ${}^8\text{Be}$ 的动能及其初始指向相关的,将全部 ${}^8\text{Be}$ 初始指向扫描过的面积分割成一系列等 Δr 的小环,环面积为 S_i ,则探测系统的总有效探测立体角可写成:

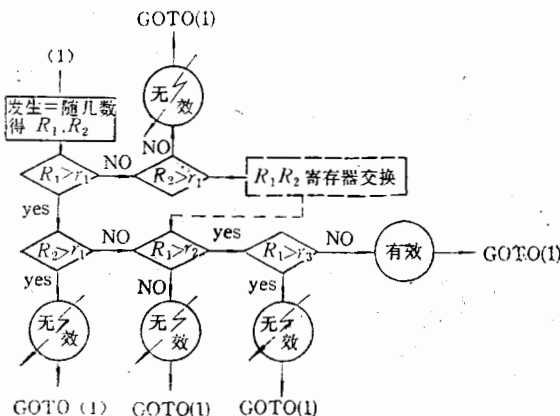


图 2 挑选有效事件程序的逻辑图示

[3],
二将
系测

坐标
 $v_{\alpha 1}$,
计算

取

(2)
(3)
取

(4)
(5)
实
 ${}^8\text{Be}$
符
拟
区

$$Q_{\text{有效}} = \sum_{i=1}^{R_{\text{max}}/\Delta r} \frac{\eta_i S_i}{D_i^2} \approx \left[\sum_{i=1}^{R_{\text{max}}/\Delta r} \eta_i S_i \right] / D^2, \quad (10)$$

式中的 R_{max} 为被扫描过的区域的最大半径, 探测区域的平均探测效率为:

$$\bar{\eta} = \frac{Q_{\text{有效}}}{Q_{\text{几何}}}. \quad (11)$$

$Q_{\text{几何}}$ 即被扫描过的区域对靶中心所张的立体角。通常 ${}^8\text{Be}$ 产物的能量有一定的分布宽度, 这就要求在计算时改变 ${}^8\text{Be}$ 的动能以得到在相应能区 ${}^8\text{Be}$ 探测效率的能量响应。

蒙特卡罗模拟法的程序设计较为简单, 易于适应各种不同的几何条件。此外它还有其它方法不能比拟的明显优点, 即可以按需要统计出各类感兴趣的事件: 如落入中间望远镜内被单举 α 测量到的事件数, 两个 α 同时进入望远镜内被做为一个 ${}^7\text{Li}$ 记录的事件数等。这方面应用的重要例子是当 ${}^8\text{Be}$ 产物的能谱和角分布为已知的情况下, 从一个 ΔE - E 计数器望远镜系统的 α 产额中扣除来自 ${}^8\text{Be}$ 破裂的 α 的贡献, 下式可给出这部分 α 的产额:

$$Y_s(\alpha) = \sum_{E'} \frac{d\sigma_s(\theta, E')}{dE' d\Omega} \cdot N_T \cdot I \cdot Q_{\text{有效}}(E') \Delta E'. \quad (12)$$

$\frac{d\sigma_s(\theta, E')}{dE' d\Omega}$ 即为在 α 望远镜所在的 θ 角附近, 能量在 E' 至 $E' + \Delta E'$ 的 ${}^8\text{Be}$ 双微分截面值。 N_T 为靶核数, I 是入射粒子数。 $Q_{\text{有效}}(E')$ 即为 α 望远镜对探测来自能量为 E' 的 ${}^8\text{Be}$ 的 α 的等价立体角, 其计算方法与(10)式的定义相同, 但是在统计有效事件数时被计入的是可能进入到 α 望远镜的破裂 ${}^8\text{Be}$ 的 α 粒子数。

由于从已知能量的 ${}^8\text{Be}$ 核破裂生成的 α 的能量也是可知的, 将判别为有效的 α 粒子按不同的能量间隔统计, 可以得到 ${}^8\text{Be}$ 贡献于 α 的能谱, 从单举 α 能谱扣除这部分来自 ${}^8\text{Be}$ 的能谱, 从而得到真正 α 产物能谱, 这对深入研究核反应机制是很有意义的。

三、分布函数四重积分法

用分布函数积分法计算 ${}^8\text{Be}$ 探测效率的普适性公式已在文献[4]中给出。本工作提出一种新的更为简便的方法。仍以同样的探测系统为例说明如下:

考察一个 ${}^8\text{Be}$ 核, 在 ${}^8\text{Be}$ 静止系中 θ_c, φ_c 方向上单位立体角内破裂 α 的几率 $P_\alpha(\theta_c, \varphi_c)$ 为:

$$P_\alpha(\theta_c, \varphi_c) = \frac{1}{4\pi}. \quad (13)$$

我们将探测系统可以记录到初始指向对准 r (单位环线度), 且其第一个 α 在 θ_c, φ_c 方向(单位立体角)的 ${}^8\text{Be}$ 事件的几率写为:

$$\begin{aligned} \eta(\theta_c, \varphi_c, r) &= P_\alpha(\theta_c, \varphi_c) \cdot P(r) \cdot \omega(\theta_c, \varphi_c, r) \\ &= \frac{P(r)}{4\pi} \cdot \omega(\theta_c, \varphi_c, r). \end{aligned} \quad (14)$$

$\omega(\theta_c, \varphi_c, r)$ 定义为关联因子, 变量 r 是 ${}^8\text{Be}$ 初始指向在探测器平面落点到探测系统

几何中心的距离。 ω 按如下定义式取值:

$$\begin{cases} \omega = 0, & \text{对无效 } {}^8\text{Be} \\ \omega = 1, & \text{对有效 } {}^8\text{Be} \end{cases} \quad (15)$$

判定是否为有效 ${}^8\text{Be}$ 仍按图 2 所示的程序。

$P(r)$ 是 ${}^8\text{Be}$ 初始指向落在 r 处的几率,若 r 限制在 $(0, r_3)$ 范围内则有:

$$P(r) = \frac{2r}{r_3^2} \quad (16)$$

于是便可写出一个 ${}^8\text{Be}$ 产物可被探测系统有效探测到的几率:

$$W({}^8\text{Be}) = \frac{2}{4\pi r_3^2} \int_0^{r_3} dr \int_0^{2\pi} d\varphi_c \int_0^\pi r \cdot \omega(\theta_c, \varphi_c, r) d\theta_c. \quad (17)$$

(17)式的积分是按数值积分法做的^[10]。

$W({}^8\text{Be})$ 之值确定后,有效立体角立即可知:

$$\Omega_{\text{有效}} = W({}^8\text{Be}) \cdot \Omega_{\text{几何}}. \quad (18)$$

四、计算结果

对如下四类典型的 ${}^8\text{Be}$ 探测系统做了计算^[9]:

(I) 中孔环形探测器与中间的 $\Delta E-E$ 计数器望远镜相符合的系统。

(II) 圆形而从中间劈裂成两半圆形的双 E 探测系统。

(III) 同一平面的双矩形 E (或 $E + \Delta E$) 探测系统。

(IV) 圆形 $\Delta E-E$ 望远镜中将 ${}^8\text{Be}$ 鉴别为一个 ${}^7\text{Li}$ 。

得到了探测效率(或有效立体角)的 ${}^8\text{Be}$ 动能响应,探测效率的空间分布(或称效率等

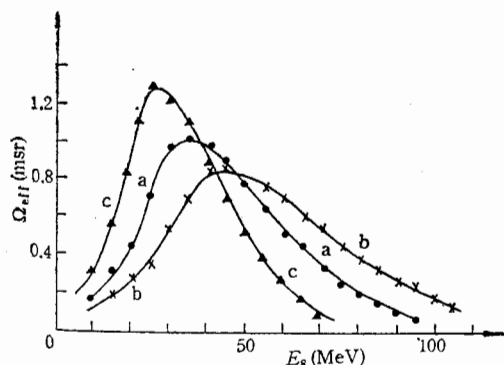


图 3 对(I)类探测器算得的 $\Omega_{\text{eff}}-E_8$ 响应曲线
(—: 分布函数积分法; \blacktriangle 、 \bullet 、 \times : 蒙特卡罗法)

三种几何条件:

(mm)	r_1	r_2	r_3	D
(a)	1.0838	5.0	8.0	70.3
(b)	1.1017	5.0	8.0	79.1
(c)	1.0602	5.0	8.0	61.0

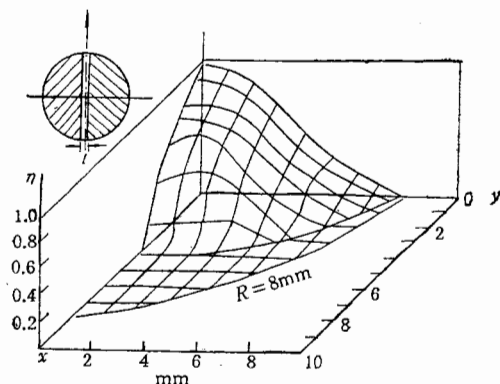


图 4 对(II)类探测系统得到的 1/4 区域栅格效率分布立体图

$E_8 = 40\text{MeV}$
 $D^* = 125\text{mm}$
 $z = 0.05\text{cm}$

值图)等结果,并根据实验研究的需要统计了几类感兴趣的事件。图 3 是在三种几何条件下对 (I) 型探测系统算得的有效立体角对 ${}^8\text{Be}$ 动能的响应曲线,光滑曲线是积分法的结果,点是蒙特卡罗法结果。可以看出两者之间符合得是相当好的。图 4 是对 (II) 类探测系统得到的一个效率分布立体图,文献[5]中也给出了一个类似的结果。将文献[5]中所示的几何条件代入本工作为 (II) 类探测系统所设计的程序中算得平均探测效率 $\eta = 15.13\%$, 与该文中给出的 $\eta = 15\%$ 相比可认为二者完全一致。

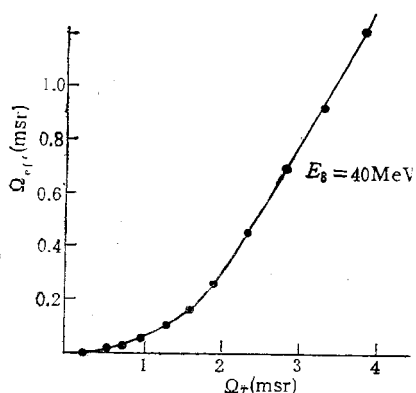


图 5 圆形 $\Delta E-E$ 望远镜系统内 ${}^8\text{Be}$ 被做为 ${}^7\text{Li}$ 记录的几率 ($Q_{\text{eff}} = Q_{\text{有效}}$; $Q_T = Q_{\text{几何}}$)

图 5 是我们所得到的一个说明在圆形 $\Delta E-E$ 望远镜内 ${}^8\text{Be}$ 被做为 ${}^7\text{Li}$ 鉴别的几率的 $Q_{\text{eff}}-Q_T$ (Q_{eff} 为有效立体角; Q_T 为望远镜的几何张角) 关系曲线,可以看到当望远镜的几何张角达几个毫弧度时, ${}^8\text{Be}$ 被探测的几率相当大,这时如果 ${}^8\text{Be}$ 的两个 α 的能量之和与真实反应得到的 ${}^7\text{Li}$ 的能量是可区分的,单独的一个 $\Delta E-E$ 望远镜系统也可用来探测 ${}^8\text{Be}$ 。

图 5 是我们所得到的一个说明在圆形 $\Delta E-E$ 望远镜内 ${}^8\text{Be}$ 被做为 ${}^7\text{Li}$ 鉴别的几率的 $Q_{\text{eff}}-Q_T$ (Q_{eff} 为有效立体角; Q_T 为望远镜的几何张角) 关系曲线,可以看到当望远镜的几何张角达几个毫弧度时, ${}^8\text{Be}$ 被探测的几率相当大,这时如果 ${}^8\text{Be}$ 的两个 α 的能量之和与真实反应得到的 ${}^7\text{Li}$ 的能量是可区分的,单独的一个 $\Delta E-E$ 望远镜系统也可用来探测 ${}^8\text{Be}$ 。

五、实验检验

${}^8\text{Be}$ 探测效率和有效立体角的计算结果直接影响截面和能谱结果的可靠性,计算应有确实的把握才能用到数据处理中去。安排某些实验来对计算结果进行检验往往是必要的。美国的洛斯-阿拉莫斯国家实验室所做的一个题为“反应 (${}^{12}\text{C}$, ${}^8\text{Be}_{g,r}$) 引起的铀系元素裂变几率”工作中^[6],将计算出的单用中间的 $\Delta E-E$ 望远镜测 ${}^8\text{Be}$, 及通过望远镜与环形探测器符合测 ${}^8\text{Be}$ 的有效立体角的比值,与两种探测方式下得到的产额的比值进行比较。J. L. Artz 等人曾利用 ${}^{12}\text{C}(\alpha, {}^8\text{Be})$ 反应^[5]来考查有效立体角的计算,方法是将在实验室角 θ_L 测出的出射 ${}^8\text{Be}$ 道微分截面与其质心系补角对应的实验室角 θ'_L 的测量结果加以比较。

本工作中安排了对 (I) 类探测器做改换几何条件的实验,所用过的几何条件如图 3 所示。结果表明,在不同条件下所得到的,并经过效率修正和束流积分器计数归一的相对产额之比(可避开绝对测量中多项误差源)相差在 5%—8% 以内,大大低于 ${}^8\text{Be}$ 的截面测量误差(通常在 20%—30%),可以认为计算误差已满足实验要求。

作者感谢郑纪文、王明义两同志与我们就这一工作所做的有益讨论和启示。并申明,本工作的实验验证数据是取自一室二组集体实验的结果。

参 考 文 献

[1] H. Ho et al., *Nucl. Phys.*, **A233**(1974), 361.

- [2] A. N. Bice et al., *Nucl. Phys.*, **A390**(1982), 161.
[3] G. J. Wozniak et al., *Phys. Rev. Lett.*, **28**(1972), 1278.
[4] Ronalae et al., *Phys. Rev.*, **138B**(1965), 1394.
[5] J. L. Artz et al., *Phys. Rev.*, **C13**(1976), 156.
[6] E. Cheifetz et al., *Phys. Rev.*, **C24**(1981), 519.
[7] 王大延等, 高能物理与核物理, **5**(1982), 609.
[8] G. J. Wozniak et al., *N. I. M.*, **120**(1974), 29.
[9] 张立, “ ${}^8\text{Be}$ 探测效率的蒙特卡罗法计算”, 中科院兰州近物所内部资料。
[10] 金浩强, “ ${}^8\text{Be}$ 探测效率的计算”, 中科院兰州近物所内部资料。

THE STUDY FOR ${}^8\text{Be}(g \cdot s)$ DETECTION EFFICIENCY

ZHANG LI JIN HAO-QIANG JIN GEN-MING

(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou*)

ABSTRACT

The energy reponse in the effective solid angles and the spatial distribution of the detection efficiency for the four frequently used ${}^8\text{Be}$ detection systems are obtained by two methods: Monte Carlo simulation and integration of the distribution function. The agreement of the results by the two methods is good. The results are tested by some measurements with different geometry and compared with the published data.