第15卷 第5期 1959年5月 物理学报 ACTA PHYSICA SINICA Vol. 15, No. 5 May 1959

帶有任意自旋粒子衰变产物的角分佈*

陈中謨 何祚庥 冼鼎昌 朱洪元

(中国科学院原子能研究所)

提 要

本文研究了具有任意自旋的粒子衰变为一个自旋为零,另一个自旋为$\frac{1}{2}$的粒子的角分布.給出了球諧函数展开式系数的表式.发現偶次球諧函数項的系数是和引起衰变的相互作用哈密頓量具体形式无关的.但是在球諧函数展开式的奇次項的系数却和一个参变数α有关,而α的值却反映了宇称守恆的相互作用和宇称不守恆的相互作用之間干涉作用的大小.我們給出了这些系数的极大值,发現凡是偶次項系数的极大值是随着衰变粒子自旋的增加而增加的,而奇次項系数的极大值却随着衰变粒子自旋的增加而减小.本文还給出了衰变着的粒子的密度矩陣作为展开式的系数的函数的表式.当这些展开式系数已經知道以后,用这些函数就能决定衰变前的粒子的极化狀态,决定宇称守恆相互作用和宇称不守恆相互作用之間的干涉的程度.

一.

衰变現象的角分布已經有一些人研究过[1,2,3].角分布可以表达为球諧函数的迭加,假如初起粒子的自旋是S,那末在展开式中出現的最高次球諧函数是第$2S$次.最近李政道和楊振宁研究了这个展开式中各个項系数的性質[4].他們并給出了Y_L^0的系数的表式.Y_L^M即通常的归一化的球諧函数.他們还找出了第二項Y_1^0的系数所应滿足的条件,并且用它們来討論并决定Λ粒子的自旋.在这篇短文中,我們給出了相应于任意的L和M的項的系数的普遍表式.发現偶次球諧函数的系数是和引起衰变現象的哈密頓量的具体形式无关的.但是奇次球諧函数的系数却和宇称守恆的相互作用、宇称不守恆的相互作用的干涉有关.各个系数的极大值可以由解一些簡單的本征值問題而获得.我們发現,偶次項系数的极大值随着初起粒子的自旋的增加而增加,而奇次項的系数却随着粒子自旋的增加而减小.因此,这些偶次和奇次項的系数便可用来訂出初起粒子自旋的下限和上限.

我們除了可以把各个系数表为始态粒子的密度矩陣ρ和参数α的函数外,还可以相反地把密度矩陣表为参数α和展开式系数的函数.α代表宇称守恆相互作用和宇称不守恆相互作用干涉的强度,因此,只要这些系数能够知道,那末,这些密度矩陣的函数便能用来訂出始态粒子的极化狀态和参数α.

在下一节中,我們导出了展开式系数的表式和密度矩陣作为这些系数的函数的表式.在最后一节中,給出了展开式头几項系数极大值的数值,并且对于第二节所給出的系数的表式的性質作了一些討論.

* 1959年2月6日收到.

二.

令S代表始态粒子的自旋．这个粒子將衰变成为一个自旋为$\frac{1}{2}$的粒子和一个自旋为零的粒子．假設始态粒子在衰变前是靜止的．粒子的終态波函数可以写为下列形式：

$$\phi_\mu = \sum_{l=s\pm\frac{1}{2}} \phi_{s,l,\mu} H_l, \tag{1}$$

其中μ是始态粒子自旋在z軸方向的分量，H_l是和相互作用哈密頓量具体形式有关的系数；$\phi_{s,l,\mu}$是一个总角动量为s、軌道角动量为l、总角动量在z軸方向的分量为μ的波函数．它們具有如下的形式：

$$\phi_{s,l,\mu} = R_l(r) \sum_\sigma C_{s,\mu}^{l,\mu-\sigma;\frac{1}{2},\sigma} Y_l^{\mu-\sigma}(\theta,\varphi)\cdot u_\sigma. \tag{2}$$

$R_l(r)$是徑向波函数；Y_l^M是归一化了的球諧函数；u_σ是自旋为$\frac{1}{2}$的粒子的自旋波函数；而$C_{s,\mu}^{l,\mu-\sigma;\frac{1}{2},\sigma}$是克萊必西-戈登系数．$l$只能取兩个数值．但如果宇称在这个过程中是守恆的話，那末兩个H_l中只有一个不等于零．因此，如果二个H_l都不等于零，那么引起衰变的相互作用哈密頓量就必須同时包含宇称守恆的以及宇称不守恆的項．ϕ_μ和$\phi_{s,l,\mu}$都是假設为归一化了的，因而我們有

$$\sum_l H_l^* H_l = 1. \tag{3}$$

假如我們不对終态的自旋为$\frac{1}{2}$的粒子的自旋进行測量，那末衰变产物的角分布可表为

$$W(\theta,\varphi) = \mathrm{Spur}\,\Omega(\theta,\varphi)\cdot\rho. \tag{4}$$

ρ是始态的密度矩陣，Ω是一个$(2S+1)$行和$(2S+1)$列的矩陣，它們具有下列的矩陣元：

$$\Omega_{\lambda\mu} = \sum_{l,l',\sigma} C_{s,\lambda}^{l',\lambda-\sigma;\frac{1}{2},\sigma} C_{s,\mu}^{l,\mu-\sigma;\frac{1}{2},\sigma} Y_{l'}^{*\lambda-\sigma} Y_l^{\mu-\sigma} H_{l'}^* H_l. \tag{5}$$

利用关系

$$Y_L^{*M} = (-1)^M Y_L^{-M} \tag{6}$$

并利用球諧函数的矢量相加的公式，我們可以將(5)轉換到下列形式：

$$\Omega_{\lambda\mu} = \sum_{L=0}^{2s} \sum_{l',l,\sigma} \frac{(-1)^{\lambda-\sigma}}{2\sqrt{\pi}} \left(\frac{(2l+1)(2l'+1)}{2L+1}\right)^{\frac{1}{2}} C_{L,0}^{l',0;l,0} \times$$
$$\times C_{s,\lambda}^{l',\lambda-\sigma;\frac{1}{2},\sigma} C_{s,\mu}^{l,\mu-\sigma;\frac{1}{2},\sigma} C_{L,\mu-\lambda}^{l',-\lambda+\sigma;l;\mu-\sigma} H_{l'}^* H_l Y_L^{\mu-\lambda}. \tag{7}$$

因此，角分布可以改写为

$$W(\theta,\varphi) = \sum_{L=0}^{2s} \sum_{M=-L}^{L} A(L,M,S) Y_L^M(\theta,\varphi), \tag{8}$$

其中

$$A(L,M,S)=\sum_{\lambda,l,l',\sigma}\frac{(-1)^{\lambda-\sigma}}{2\sqrt{\pi}}\rho_{\lambda+M,\lambda}\left[\frac{(2l+1)(2l'+1)}{2L+1}\right]^{\frac{1}{2}}C_{L,0}^{l',0,l,0}\times$$

$$\times C_{s,\lambda}^{l',\lambda-\sigma;\frac{1}{2},\sigma}C_{s,\lambda+M}^{l,\lambda+M-\sigma;\frac{1}{2},\sigma}C_{L,M}^{l',\sigma-\lambda;l,\lambda+M-\sigma}H_{l'}^{*}H_{l}. \tag{9}$$

式(9)可以引用拉卡系数和对σ求和使它再进一步地簡化．在进行簡單的計算以后，我們发現：

$$A(L,M,S)=Q(L,S)\mathrm{Spur}\,C(L,M,S)\cdot\rho, \tag{10}$$

其中

$$Q(L,S)=\frac{(-1)^{-\frac{L}{2}}}{\sqrt{\pi}}\cdot\frac{L!}{\frac{L}{2}!\,\frac{L}{2}!}\times\frac{\left(S+\frac{L+1}{2}\right)!}{\left(S-\frac{L+1}{2}\right)!}\times\left[\frac{(2S-L)!}{(2S+L+1)!}\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\text{当 } L=\text{偶数}, \tag{11a}$$

$$Q(L,S)=\frac{(-1)^{-\left(\frac{L-1}{2}\right)}}{\sqrt{\pi}}\frac{L!}{\left(\frac{L-1}{2}\right)!\left(\frac{L-1}{2}\right)!}\cdot\frac{\left(S+\frac{1}{2}\right)!}{\left(S-\frac{1}{2}\right)!}\left[\frac{(2S-L)!}{(2S+L+1)!}\right]^{\frac{1}{2}}\alpha$$

$$\text{当 } L=\text{奇数}. \tag{11b}$$

α是某一参数，它的表示式是

$$\alpha=H_{s+\frac{1}{2}}^{*}H_{s-\frac{1}{2}}+H_{s-\frac{1}{2}}^{*}H_{s+\frac{1}{2}}. \tag{12}$$

不难看出，α标誌着宇称守恆相互作用和宇称不守恆相互作用的干涉的大小．$C(L,M,S)$是一个$(2S+1)$行和$(2S+1)$列的矩陣，它們具有下列的矩陣元：

$$C_{\lambda,\mu}(L,M,S)=(-1)^{s+\lambda}\delta_{\mu,\lambda+M}C_{L,M}^{s,-\lambda;s,\lambda+M}. \tag{13}$$

因此，对于偶数的L来説，系数$A(L,M,S)$是和引起衰变的相互作用哈密頓量无关的．可是对于奇数的L来説，系数$A(L,M,S)$由于宇称守恆相互作用和宇称不守恆相互作用的干涉而产生的．方程(10)很容易解出来，將密度矩陣ρ表为$A(L,M,S)$和α的函数，

$$\rho_{\mu+M,\mu}=(-1)^{-s-\mu}\sum_{L=0}^{2s}\frac{C_{L,M}^{s,-\mu;s,\mu+M}\cdot A(L,M,S)}{Q(L,S)}. \tag{14}$$

不难看出，$A(L,M,S)$通常是复数．为了便于和实驗进行比較起見，引进下列的实数的表示式將更为方便．令

$$\begin{aligned}&b(L,M,S)=A(L,M,S)+A^{*}(L,M,S),\\&g(L,M,S)=i(A(L,M,S)-A^{*}(L,M,S))\qquad\text{当 } M>0,\\&b(L,0,S)=A(L,0,S),\ g(L,0,S)=0.\end{aligned} \tag{15}$$

如果考虑到

$$\rho^*_{\lambda,\mu}=\rho_{\mu,\lambda} \tag{16}$$

和式(6)，我們可將角分布轉化为

$$W(\theta,\varphi)=\sum_{L=0}^{2s}\sum_{M=0}^{L}(b(L,M,S)X_L^M+g(L,M,S)Z_L^M), \tag{17}$$

其中

$$\begin{aligned} X_L^M&=\frac{1}{2}(Y_L^M+Y^{*M}_L),\\ Z_L^M&=\frac{1}{2i}(Y_L^M-Y^{*M}_L). \end{aligned} \tag{18}$$

于是我們有

$$\begin{aligned} b(L,M,S)&=Q(L,S)\ \mathrm{Spur}\ B(L,M,S)\rho,\\ g(L,M,S)&=Q(L,S)\ \mathrm{Spur}\ G(L,M,S)\rho, \end{aligned} \tag{19}$$

其中 $B(L,M,S)$ 和 $G(L,M,S)$ 是二个矩陣，它們具有矩陣元：

$$\begin{aligned} B_{\lambda\mu}(L,M,S)=&(-1)^{S+\lambda}\delta_{\mu,\lambda+M}C_{L,M}^{s,-\lambda;\,s,\lambda+M}+\\ &+(-1)^{-S-\mu}\delta_{\mu+M,\lambda}C_{L,M}^{s,-\mu;\,s,\lambda+M}, \end{aligned} \tag{20a}$$

$$\begin{aligned} G_{\lambda\mu}(L,M,S)=&i(-1)^{S+\lambda}\delta_{\mu,\lambda+M}C_{L,M}^{s,-\lambda;\,s,\lambda+M}-\\ &-i(-1)^{-S-\mu}\delta_{\mu+M,\lambda}C_{L,M}^{s,-\mu;\,s,\mu+M}. \end{aligned} \tag{20b}$$

同时，方程(14)可以轉換为如下的形式：

$$\beta_{\mu+M,\mu}=(-1)^{-S-\mu}\sum_{L=0}^{2s}\frac{C_{L,M}^{s,-\mu;\,s,\mu+M}\cdot b(L,M,S)}{Q(L,S)}, \tag{21a}$$

$$\gamma_{\mu+M,\mu}=(-1)^{-S-\mu}\sum_{L=0}^{2s}\frac{C_{L,M}^{s,-\mu;\,s,\mu+M}\cdot g(L,M,S)}{Q(L,S)}; \tag{21b}$$

其中

$$\begin{aligned} \beta_{\mu+M,\mu}&=\rho_{\mu+M,\mu}+\rho_{\mu,\mu+M},\\ \gamma_{\mu+M,\mu}&=i(\rho_{\mu+M,\mu}-\rho_{\mu,\mu+M}). \end{aligned} \tag{22a}$$

三.

既然 ρ 是一个跡为 1 的厄米矩陣，那末系数 $b(L,M,S)$ 和 $g(L,M,S)$ 便应滿足某些条件，特別是系数的极大値將由矩陣 $Q\cdot B$ 和 $Q\cdot G$ 的最大本征値分別給出．在 $L=0,1,2,3$ 时 $Q\cdot B$ 和 $Q\cdot G$ 的矩陣元列于表 1．

表 1

$$Q\cdot B\,(0,0,s)=\frac{1}{2\sqrt{\pi}}$$

$$Q\cdot B\,(1,0,s)=-\sqrt{\frac{3}{\pi}}\ \frac{\alpha}{4s(s+1)}J_z$$

$$Q\cdot B\,(1,1,s)=\sqrt{\frac{3}{2\pi}}\ \frac{\alpha}{2s(s+1)}J_x$$

$$Q\cdot G\,(1,1,s)=\sqrt{\frac{3}{2\pi}}\ \frac{\alpha}{2s(s+1)}J_y$$

$$Q\cdot B_{\lambda,\lambda}(2,0,s)=-\sqrt{\frac{5}{\pi}}\cdot\frac{1}{8s(s+1)}(3\lambda^2-s(s+1))$$

$$Q\cdot B_{\lambda,\lambda+1}(2,1,s)=\sqrt{\frac{15}{2\pi}}\,(1+2\lambda)\,\frac{\sqrt{(s-\lambda)(s+\lambda+1)}}{8s(s+1)}$$

$$Q\cdot G_{\lambda,\lambda+1}(2,1,s)=i\sqrt{\frac{15}{2\pi}}\,(1+2\lambda)\,\frac{\sqrt{(s-\lambda)(s+\lambda+1)}}{8s(s+1)}$$

$$Q\cdot B_{\lambda,\lambda+2}(2,2,s)=-\sqrt{\frac{15}{2\pi}}\ \frac{\sqrt{(s-\lambda-1)(s-\lambda)(s+\lambda+1)(s+\lambda+2)}}{8s(s+1)}$$

$$Q\cdot G_{\lambda,\lambda+2}(2,2,s)=-i\sqrt{\frac{15}{2\pi}}\ \frac{\sqrt{(s-\lambda-1)(s-\lambda)(s+\lambda+1)(s+\lambda+2)}}{8s(s+1)}$$

$$Q\cdot B_{\lambda,\lambda}(3,0,s)=\alpha\sqrt{\frac{7}{\pi}}\ \frac{3\lambda\{5\lambda^2+1-3s(s+1)\}}{16(s-1)s(s+1)(s+2)}$$

$$Q\cdot B_{\lambda,\lambda+1}(3,1,s)=-\alpha\sqrt{\frac{21}{\pi}}\ \frac{3\{5\lambda(\lambda+1)+2-s(s+1)\}\sqrt{(s-\lambda)(s+\lambda+1)}}{32(s-1)s(s+1)(s+2)}$$

$$Q\cdot G_{\lambda,\lambda+1}(3,1,s)=-i\alpha\sqrt{\frac{21}{\pi}}\ \frac{3\{5\lambda(\lambda+1)+2-s(s+1)\}\sqrt{(s-\lambda)(s+\lambda+1)}}{32(s-1)s(s+1)(s+2)}$$

$$Q\cdot B_{\lambda,\lambda+2}(3,2,s)=\alpha\sqrt{\frac{105}{2\pi}}\cdot\frac{3(\lambda+1)\sqrt{(s-\lambda-1)(s-\lambda)(s+\lambda+1)(s+\lambda+2)}}{16(s-1)s(s+1)(s+2)}$$

$$Q\cdot G_{\lambda,\lambda+2}(3,2,s)=i\alpha\sqrt{\frac{105}{2\pi}}\cdot\frac{3(\lambda+1)\sqrt{(s-\lambda-1)(s-\lambda)(s+\lambda+1)(s+\lambda+2)}}{16(s-1)s(s+1)(s+2)}$$

$$Q\cdot B_{\lambda,\lambda+3}(3,3,s)=-\alpha\sqrt{\frac{35}{\pi}}\cdot\frac{3\sqrt{(s-\lambda-2)(s-\lambda-1)(s-\lambda)(s+\lambda+1)(s+\lambda+2)(s+\lambda+3)}}{32\cdot(s-1)s(s+1)(s+2)}$$

$$Q\cdot G_{\lambda,\lambda+3}(3,3,s)=-i\alpha\sqrt{\frac{35}{\pi}}\cdot\frac{3\sqrt{(s-\lambda-2)(s-\lambda-1)(s-\lambda)(s+\lambda+1)(s+\lambda+2)(s+\lambda+3)}}{32\cdot(s-1)s(s+1)(s+2)}$$

J_x, J_y和J_z分别是角动量的三个分量的表式．在表 2 中給出对于 $S=\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$和$\frac{5}{2}$的不同的 b 和 g 的极大值．

不难看到，当 $L=1$ 和 3，b 和 g 的极大值随着 S 的增加而减小，而 $L=2$ 时，b 和 g 的极大值随着 S 的增加而增加．从表 1 可以看出，当 $S\to\infty$ 时，对于奇 L，矩陣元趋向于$\frac{1}{S}$，但对于偶 L 来說，矩陣元当 $S\to\infty$ 时趋向于一常数．产生这个差别的原因是不难找出的．显然，在式(11a)和(11b)中，当 L 是偶数时，在 S 增加时 $Q(L,S)$ 和 $S^{\frac{1}{2}}$ 成正比，但当 L是奇数时，它和 $S^{-\frac{1}{2}}$ 成正比．当 S 很大时，克莱必西-戈登系数和 $S^{-\frac{1}{2}}$成正比．这样，偶次項和奇次項的性質便表現出不同．因此，偶次項系数可以用来給出始态粒子自旋的下限，而奇次項系数却可以用来給出自旋的上限．

只要 S 的值已經知道，那末式(21a, 21b)和(22a, 22b)便可用来訂出密度矩陣 ρ 和干

表 2

	$s=\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$
$b(0,0,s)\sqrt{\pi}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
$b(1,0,s)\sqrt{\pi}$	$\sqrt{3}\frac{1}{6}$	$\frac{1}{10}\sqrt{3}$	$\frac{1}{14}\sqrt{3}$
$b(1,1,s)\sqrt{\pi}=g(1,1,s)\sqrt{\pi}$	$\frac{1}{6}\sqrt{6}$	$\frac{1}{10}\sqrt{6}$	$\frac{1}{14}\sqrt{6}$
$b(2,0,s)\sqrt{\pi}$		$\frac{1}{10}\sqrt{5}$	$\frac{1}{4}\sqrt{5}$
$b(2,1,s)\sqrt{\pi}=g(2,1,s)\sqrt{\pi}$		$\frac{1}{\sqrt{10}}$	$\frac{1}{35}\sqrt{6}$
$b(2,2,s)\sqrt{\pi}=g(2,2,s)\sqrt{\pi}$		$\frac{1}{\sqrt{10}}$	$\frac{1}{\sqrt{35}}\sqrt{6}$
$b(3,0,s)\sqrt{\pi}$		$\frac{9\sqrt{7}}{70}$	$\frac{\sqrt{7}}{15}$
$b(3,1,s)\sqrt{\pi}=g(3,1,s)\sqrt{\pi}$		$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{13}$
$b(3,2,s)\sqrt{\pi}=g(3,2,s)\sqrt{\pi}$		$\frac{3\sqrt{70}}{70}$	$\frac{\sqrt{70}}{35}$
$b(3,3,s)\sqrt{\pi}=g(3,3,s)\sqrt{\pi}$		$\frac{3\sqrt{35}}{35}$	$\frac{4\sqrt{35}}{105}$

涉参数 α. 密度矩陣是由 $(2S+1)^2$ 个常数来定义的. (21a)和(21b)是包含 $(2S+1)^2$ 个方程的集合，它們連同条件

$$\operatorname{Spur}\rho=1 \tag{23}$$

正好足以訂出 $\rho_{\lambda,\mu}$ 和 α 的数值. $\rho_{\lambda,\mu}$ 可以完全表示出始态粒子的极化狀态，因此它对于研究产生始态粒子的机構是有用的. α 标誌着宇称守恆和宇称不守恆相互作用的干涉的大小，因此对于研究衰变动力学是有帮助的.

当式(8)对于經度角φ积分，只有 $Y_L^0(\theta,\varphi)$ 有貢献，这就是李政道和楊振宁所探討过的情形[4]. 在李、楊的文章中，系数$\langle P_L\rangle$和本文中的 $A(L,O,S)$ 由很簡單的关系联系起来. 式(8)也可以对角度 θ 积分，而得到一个对于 φ 的角分布. 由于算式較繁，我們在附录中給出它們的表式.

附　录

令 $u(\varphi)$ 表示下列式子:

$$u(\varphi)=\int_0^{\pi} W(\theta,\varphi)\sin\theta d\theta. \tag{A·1}$$

从式(17)可得

$$u(\varphi)=\sum_{M=0}^{2s}\{d(M,S)\cos M\varphi+f(M,S)\sin M\varphi\}, \tag{A·2}$$

其中

$$
\begin{aligned}
d(M,S) &= \sum_{L=M}^{2s} b(L,M,S) \int_0^\pi Y_L^M(\theta) \sin\theta d\theta, \\
f(M,S) &= \sum_{L=M}^{2s} g(L,M,S) \int_0^\pi Y_L^M(\theta) \sin\theta d\theta,
\end{aligned} \tag{A·3}
$$

而

$$
Y_L^M(\theta) = Y_L^M(\theta,\varphi) e^{-iM\varphi}. \tag{A·4}
$$

利用直接积分,可得

$$
\int_0^\pi Y_L^M(\theta) \sin\theta\, d\theta = 0 \qquad 当\ L-M=奇数,
$$

$$
\begin{aligned}
&= (-1)^M \left[\frac{(2L+1)(L-M)!}{4\pi(L+M)!}\right]^{\frac{1}{2}} \sum_{N=0}^{\frac{(L-M)}{2}} (-1)^N \times \\
&\times \frac{(2L-2N-1)!!}{2^N(L-M-2N)!N!} \sum_{k=0}^{\frac{1}{2}(L-M-2N)} (-1)^K \times \\
&\times \frac{\left[\frac{1}{2}(L-M-2N)\right]!\ (M+2K)!!}{K!\left[\frac{1}{2}(L-M-2N)-K\right]!\ (M+2K+1)!!} \epsilon \\
&\qquad 当\ L-M=偶数;
\end{aligned} \tag{A·5}
$$

其中

$$
\begin{aligned}
\epsilon &= 2 \qquad 当\ M=偶数, \\
&= \pi \qquad 当\ M=奇数;
\end{aligned} \tag{A·6}
$$

$$
\begin{aligned}
N!! &= N\cdot(N-2)\cdot(N-4)\cdots 4\cdot 2 \qquad 当\ N=偶数, \\
&= N\cdot(N-2)\cdot(N-4)\cdots 3\cdot 1 \qquad 当\ N=奇数。
\end{aligned}
$$

参 考 文 献

[1] Yang, C. N., *Phys. Rev.* **74** (1948), 764.
[2] Adair, R. K., *Phys. Rev.* **100** (1955), 1540.
[3] Treiman, S. B., *Phys. Rev.* **101** (1956), 1216.
[4] Lee, T. D. and Yang, C. N., *Phys. Rev.* **109** (1958), 1755.
[5] Biedenhard, L. C., Blatt, J. M. and Rose, M. E., *Rev. Mod. Phys.* **24** (1952), 249.

ON THE ANGULAR DISTRIBUTION OF THE DECAY PRODUCTS OF PARTICLE OF ARBITRARY SPIN

CHEN J. M. HO T. H. SAN D. C. TZU H. Y.

(*Institute of Atomic Energy Research, Accademia Sinica*)

ABSTRACT

The angular distribution of the decay products of particle of arbitrary spin decaying into a particle of spin zero and a particle of spin 1/2 is investigated. The expressions for the expansion coefficients are derived. It is found that coefficients of terms of even order spherical harmonics are independent of the detailed form of the interaction Hamiltonian inducing the decay process. But the expansion coefficients of terms of odd order spherical harmonics depend on a parameter α, which is a measure of the interference between the parity conserving and the parity nonconserving interaction. The maximum values which can be taken by the various coefficients are given. It is found that the maximum values of the even coefficients increase with the value of the spin of the initial particle, while those of the odd coefficients decrease correspondingly. The expression for the density matrix of the initial particle as a function of these expansion coefficients is also given which can be used to determine the state of polarization of the initial particle and the interference between the parity conserving and parity nonconserving interactions, when the expansion coefficients are known.