

# 电磁场中光子-轴子的转化微分截面<sup>\*</sup>

王 平<sup>†</sup> 李芳昱 何晓宇

(重庆大学物理系 重庆 400044)

(2007 年 12 月 20 日收到 2008 年 2 月 22 日收到修改稿)

运用费曼微扰方法分别计算了在磁偶极场、电偶极场和均匀静电场及静磁场中光子转化成轴子的非极化微分截面. 在电偶极场中, 沿光子传播方向及其反方向上的非极化微分截面为零; 而在磁偶极场中, 在上述方向上通常则具有非零的微分截面, 但当光子传播方向平行于磁场偶极距矢量时, 该微分截面为零. 在均匀的静磁场和均匀静电场中, 只有在光子传播方向及其反方向上具有非零的微分截面, 但后者小于前者. 在轴子质量趋于零的极限条件下, 上述过程和光子转化为引力子的过程表现出某些非常类似的性质.

关键词: 轴子, 光子, 微分截面

PACC: 1480, 1480A, 1120D

## 1. 引 言

1977 年, Weinberg 和 Wilczek<sup>[1]</sup>指出, 如果我们希望解释量子色动力学中 CP 破坏的缺陷, 就必须引入一种赝标量粒子, 即所谓轴子, 其质量应在  $10^{-6}$  eV 到  $10^{-3}$  eV 之间<sup>[2-5]</sup>. 轴子的探测方案<sup>[6-8]</sup>通常是仅仅考虑静磁场背景下轴子与光子之间的转化截面. 轴子在第一个谐振腔中产生, 产生的轴子则可望与第二个腔中的外磁场相互作用产生扰动光子流<sup>[2,7]</sup>. 因此, 可能从这种出射的扰动光子流获得关于轴子的信息. 然而, 由于极其微小的作用截面, 加上 Delbruck 散射效应的存在, 文献 7 建议在两个腔之间放一块只有轴子能通过的隔板, 并且增加激光的能量, 以增大扰动光子流, 从而增加显示轴子存在的可能性.

本文讨论了在一个非量子化的背景电磁场中光子与轴子间的转化, 计算了跃迁矩阵元, 进而引出非极化微分截面, 并且发现, 在轴子质量趋于零的情况下, 其过程与光子转化为引力子的情况非常类似. 由于不考虑背景场的量子化, 费曼规则必须重新考虑, 虽然整个过程中的动量转换的某些问题尚有待进一步研究, 但总能量在转化过程中是守恒的.

对于轴子与光子系统, 合理的拉氏密度为<sup>[2,9]</sup>

$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + g_r \frac{\alpha}{4\pi} \frac{\phi_\alpha}{f_\alpha} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} + \frac{1}{2} \partial_\mu \phi_\alpha \partial^\mu \phi_\alpha - \frac{1}{2} m_\alpha^2 \phi_\alpha^2 [1 + \alpha (\phi_\alpha^2 / \nu^2)], \quad (1)$$

拉氏密度  $L(x)$  满足  $U(1)$  对称性, 式中  $\phi_\alpha$  是轴子场,  $F_{\mu\nu}$  代表电磁场, 且  $\tilde{F}^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\sigma\tau} F_{\sigma\tau}$ ,  $m_\alpha$  是轴子的质量. 文献 3 给出了轴子衰变常数  $f_\alpha$  和常数  $g_r$ . 因此, 从 (1) 式中给出相互作用哈密顿密度为

$$H_I(x) = -L_I(x) = -\frac{g_{\alpha\gamma\gamma}}{8} \phi_\alpha F_{\mu\nu} \epsilon^{\mu\nu\sigma\tau} F_{\sigma\tau}, \quad (2)$$

式中  $g_{\alpha\gamma\gamma} = \frac{g_r \alpha}{\pi f_\alpha}$ . 本文从 (2) 式出发, 研究轴子与光子之间的转化, 研究中则主要是基于反应前后的能量守恒所作的理论分析.

本文选择的  $\eta_{\mu\nu}$  为号差为 -2 的洛伦兹度规. 上标和下标相同时表示求和. 希腊指标取值范围从 0 到 3, 拉丁指标取值范围从 1 到 3, 例如  $a_\mu b^\mu = a_0 b_0 - \mathbf{a} \cdot \mathbf{b}$ .

## 2. 在磁偶极场中的转化微分截面

这里考察光子通过一个磁偶极场时转化成轴子

<sup>\*</sup> 国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号 2003CB716300), 国家自然科学基金(批准号: 10575140), 中国工程物理研究院基金(批准号 2008 T0401, 2008T0402)和重庆市自然科学基金(批准号 8562)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: cqraincity@yahoo.com.cn

的最低阶微分截面,但背景磁偶极场仍然是经典的,即计算过程中并不量子化背景磁偶极场.入射光子的四维动量和出射轴子的四维动量分别为  $k = (|k|, \mathbf{k})$  和  $p' = (E_{p'}, \mathbf{p}')$ .磁偶极场的表达式为<sup>[10]</sup>

$$\mathbf{B} = \frac{3\mathbf{r}(\mathbf{m} \cdot \mathbf{r}) - \mathbf{m}(\mathbf{r} \cdot \mathbf{r})}{4\pi r^5} + \frac{2}{3}\mathbf{m}\delta^3(\mathbf{r}), \quad (3)$$

式中的  $\mathbf{m}$  是偶极动量矢量.根据傅里叶变换,在动量空间中的偶极场的表达式

$$A_0(\mathbf{q}) = 0, \quad (4)$$

$$A_j(\mathbf{q}) = -i \frac{(\mathbf{m} \times \mathbf{q})_j}{q^2 + \mu^2}, \quad (5)$$

式中的  $\mathbf{q}$  是空间动量, $\mu$  是一个任意的小正数,在文献 [10] 已有解释.本文选择实光子的两个极化为  $e_{\mu}^1 = (0, 1, 0, 0)$  和  $e_{\mu}^2 = (0, 0, 1, 0)$ .对于具有动量为  $k$ 、极化方向为  $e_{k\sigma}$  电磁波(光子流)通过一个磁偶极场散射成为一个具有动量为  $p'$  的轴子,运用费曼规则<sup>[11]</sup>能引出矩阵元

$$\begin{aligned} \langle p' | s^{(1)} | k\sigma \rangle &= -i \int d^4x \langle p' | H_I(x) | k\sigma \rangle \\ &= -\frac{2\pi\delta(E_{p'} - E_k)g_{a\gamma\gamma}e_{k\sigma}e_{p'\mu}k_{\mu}\epsilon^{12\rho\delta}}{8kV} \\ &\quad \times \langle p' - k | A_{\delta}(p' - k) | \end{aligned} \quad (6)$$

式中  $p'$  和  $k$  分别代表出射轴子和入射光子的三维动量, $A_{\delta}(p' - k)$  是  $A_{\delta}(x)$  三维傅里叶变换,代表非量子化偶极场,这里我们选择入射光子的动量方向为  $z$  轴的方向.运用入射流因子  $F = \frac{1}{V} \frac{|\mathbf{k}|}{E_k}$  和光子的

自旋求和表达式  $\sum_{\lambda=1}^2 e_i^{\lambda} e_j^{\lambda} = \delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2}$ ,按照所有入射光子极化求平均以及所有终端粒子动量求和,我们得到非极化微分截面表达式为

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{g_{a\gamma\gamma}^2 m^2}{512\pi^2} \frac{k \sqrt{k^2 - m_a^2}}{(2k \cos\theta \sqrt{k^2 - m_a^2} + m_a^2 - 2k^2 + \mu^2)^2} \\ &\quad \times \{ [(k^2 - m_a^2) \cos\alpha \sin\theta \cos\theta \cos\varphi \\ &\quad - (\sqrt{k^2 - m_a^2} \cos\theta - k) \sin\alpha \\ &\quad - k \sqrt{k^2 - m_a^2} \cos\alpha \sin\theta \cos\varphi \\ &\quad - (k^2 - m_a^2) \sin^2\theta \sin^2\varphi \sin\alpha]^2 \\ &\quad + [(k^2 - m_a^2) \sin^2\theta \sin\alpha \sin\varphi \cos\varphi \\ &\quad + (k^2 - m_a^2) \cos\alpha \sin\theta \cos\theta \sin\varphi \\ &\quad - k \sqrt{k^2 - m_a^2} \cos\alpha \sin\theta \sin\varphi]^2 \}, \quad (7) \end{aligned}$$

式中角度  $\theta$ ,  $\alpha$  和  $\varphi$  在图 1 中已经定义.如果轴子的质量趋于零,则不难求出上式的渐近形式为

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{g_{a\gamma\gamma}^2 m^2}{512\pi^2} \frac{16k^6 \sin^4 \frac{\theta}{2}}{\left(4k^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} - \mu^2\right)} \\ &\quad \times \left\{ \left[ \frac{1}{2} \cos\alpha \sin\theta \cos\varphi + \sin^2 \frac{\theta}{2} \sin\alpha \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \cos^2 \frac{\theta}{2} \sin^2\varphi \sin\alpha \right]^2 \right. \\ &\quad \left. + \left[ \cos^2 \frac{\theta}{2} \sin\alpha \sin\varphi \cos\varphi \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{1}{2} \cos\alpha \sin\theta \sin\varphi \right]^2 \right\}. \quad (8) \end{aligned}$$

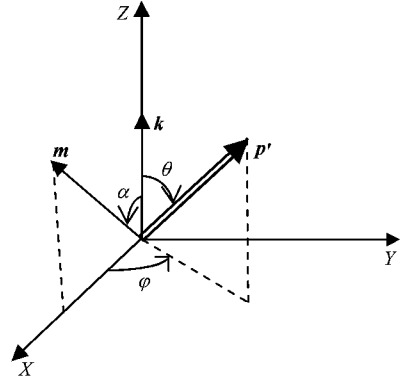


图 1  $k$  为入射光子的动量,  $m$  为磁偶极矩矢量,  $p'$  为出射轴子的动量

由(7)式,容易看出,当  $\theta = 0$  时,有

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{g_{a\gamma\gamma}^2 m^2 k \sqrt{k^2 - m_a^2}}{512\pi^2} \\ &\quad \times \frac{(\sqrt{k^2 - m_a^2} - k)^4 \sin^2\alpha}{[(\sqrt{k^2 - m_a^2} - k)^2 + \mu^2]^2}, \quad (9) \end{aligned}$$

对于  $\theta = \pi$  时,有

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{g_{a\gamma\gamma}^2 m^2 k \sqrt{k^2 - m_a^2}}{512\pi^2} \\ &\quad \times \frac{(\sqrt{k^2 - m_a^2} + k)^4 \sin^2\alpha}{[(\sqrt{k^2 - m_a^2} + k)^2 + \mu^2]^2}, \quad (10) \end{aligned}$$

对于  $\theta = \frac{\pi}{2}$ ,  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  有

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{g_{a\gamma\gamma}^2 m^2 k \sqrt{k^2 - m_a^2}}{512\pi^2} \\ &\quad \times \frac{(2k^2 - m_a^2)^2 \sin^2\alpha + (k^4 - k^2 m_a^2) \cos^2\alpha}{(2k^2 - m_a^2 - \mu^2)^2}, \quad (11) \end{aligned}$$

对于  $\theta = \frac{\pi}{2}$ ,  $\varphi = 0$  有

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{g_{\alpha\gamma}^2 m^2 k \sqrt{k^2 - m_a^2}}{512\pi^2} \times \frac{(k^2 \sin\alpha + k \cos\alpha \sqrt{k^2 - m_a^2})^2}{(2k^2 - m_a^2 - \mu^2)^2}. \quad (12)$$

(7)式所示的微分截面,是适用于任意方向的普遍形式.(8)式表示了在轴子的质量趋于零时微分截面的渐近形式.但从(9)–(12)式可以看出,当磁偶极矩  $m$  的方向平行于光子的传播方向这一特殊情况时,与入射光子相同和相反方向的微分截面为零.如果质量  $m_a \rightarrow 0$  (9)式趋于零,即沿入射光子方向上的微分截面趋于零,但与入射光子反方向的微分截面不为零,其值为  $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{g_{\alpha\gamma}^2 m^2 k^2 \sin\alpha}{512\pi^2}$ . 有趣的是,当轴子的质量趋于零时,光子转化为轴子的微分截面与相同条件转化为引力子的情况具有类似的形式<sup>[10]</sup>,这种相似性的深层次的原因值得进一步研究.

### 3. 在电偶极场中的转化微分截面

按照同样的方式,可以计算电偶极场中的微分截面.在坐标空间中电偶极场为<sup>[10]</sup>

$$\mathbf{E} = \frac{3\mathbf{r}(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}) - \mathbf{p}(\mathbf{r} \cdot \mathbf{r})}{4\pi r^5} - \frac{1}{3}\mathbf{p}\delta^2(\mathbf{r}), \quad (13)$$

其中  $\mathbf{p}$  代表着电偶极矩矢量.根据傅里叶变换可以得到在动量空间中的电偶极场的表达式

$$A_0 = i \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{q}}{q^2}, \quad (14)$$

$$A_j = 0. \quad (15)$$

利用(6)(14)和(15)式,采用类同的方法可以获得非极化微分截面为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{g_{\alpha\gamma}^2 p^2 k (k^2 - m_a^2)^2}{512\pi^2 (2k^2 - m_a^2 - 2\sqrt{k^2 - m_a^2} k \cos\theta)} \times (\sqrt{k^2 - m_a^2} \sin\alpha \sin\theta \cos\varphi + \sqrt{k^2 - m_a^2} \cos\alpha \cos\theta - k \cos\alpha)^2 \sin^2\theta \quad (16)$$

这里  $\mathbf{q}$  是空间动量,  $k, \mathbf{p}'$  分别代表着入射光子和出射轴子动量.由(16)式,以导出下面几种典型情况下的散射截面.

$$\text{当 } \theta = 0 \text{ 和 } \theta = \pi \text{ 时 } \frac{d\sigma}{d\Omega} = 0.$$

$$\text{当 } \theta = \frac{\pi}{2}, \varphi = \frac{\pi}{2} \text{ 时, 微分截面为}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{g_{\alpha\gamma}^2 p^2 k^3 (k^2 - m_a^2)^2 \cos^2\alpha}{512\pi^2 (2k^2 - m_a^2)^2}, \quad (17)$$

当  $\theta = \frac{\pi}{2}, \varphi = 0$ , 微分截面为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{g_{\alpha\gamma}^2 p^2 k (k^2 - m_a^2)^2 (\sqrt{k^2 - m_a^2} \sin\alpha - k \cos\alpha)^2}{512\pi^2 (2k^2 - m_a^2)^2}. \quad (18)$$

和光子在磁偶极场中的散射效应不同,在光子传播方向和反方向上的散射截面为零,即在上述两个方向上没有可供观察的效应.

### 4. 在均匀的静磁场和均匀的静电场中的转化微分截面

现在选择电磁波(光子流)沿  $z$  轴方向传播且通过一个在  $z$  方向上尺度为  $l$  的均匀静磁场或者静电场,并假定静磁场或静电场与入射光子动量之间的夹角为  $\alpha$ .这里我们仅仅考虑上述静磁场和静电场只分布在  $-l/2 < z < l/2$  之间,即它们具有形式

$$\mathbf{B} = B \text{rect}\left(\frac{z}{l}\right) (\sin\alpha \hat{e}_x + \cos\alpha \hat{e}_z), \quad (19)$$

$$\mathbf{E} = E \text{rect}\left(\frac{z}{l}\right) (\sin\alpha \hat{e}_x + \cos\alpha \hat{e}_z), \quad (20)$$

其中  $\text{rec}(x)$  为矩形函数,其定义形式为

$$\text{rec}(r) = \begin{cases} 1, & |r| \leq \frac{1}{2}, \\ 0, & \text{其他} \end{cases}$$

静磁场在动量空间中的表达式为

$$F_{12} = -F_{21} = (2\pi)^2 B l \cos\alpha \text{sinc}\left(\frac{q_3 l}{2\pi}\right) \delta(q_1) \delta(q_2) \delta(q_0),$$

$$F_{23} = -F_{32} = (2\pi)^2 B l \sin\alpha \text{sinc}\left(\frac{q_3 l}{2\pi}\right) \delta(q_1) \delta(q_2) \delta(q_0), \quad (21)$$

其余分量为零.这里  $\text{sinc}$  函数被定义为  $\text{sinc}(x) = \frac{\text{sin}(\pi x)}{\pi x} = j_0(\pi x)$ , 其中  $j_0$  是零阶球贝塞尔函数.根据相互作用拉氏密度量  $L_I(x)$ ,可以引出跃迁矩阵元

$$\begin{aligned} & \langle p' | S^{(1)} | k\sigma \rangle \\ &= 2\pi \delta(E_k - E_{p'}) \frac{i g_{\alpha\gamma}}{8V \sqrt{k_0 p'_0}} \\ & \quad \times e_{\mu\nu} k_\mu \varepsilon^{\nu\rho\delta} F_{\rho\delta}^{\text{class}}(\mathbf{p}' - \mathbf{k}), \end{aligned} \quad (22)$$

其中  $F_{\rho\delta}^{\text{class}}(\mathbf{p}' - \mathbf{k}) = \int F_{\rho\delta}^{\text{class}}(x) e^{-i(\mathbf{p}' - \mathbf{k})x} d^4x$ . 为了获得微分截面,我们必须计算(22)式的平方值,并且应用到截面公式,但是截面公式依赖于  $\delta(p'_1 - k_1)$  和  $\delta(p'_2 - k_2)$  的二次方.运用公式  $|\delta(p'_1 - k_1)|^2 =$

$\frac{L}{2\pi}\delta(p'_1 - k_1)$  和  $|\delta(p'_2 - k_2)|^2 = \frac{L}{2\pi}\delta(p'_2 - k_2)$ , 其中  $L$  是一个任意大小的长度, 于是获得

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega_{p'}} &= \frac{\pi^2 g_{\alpha\gamma}^2 k p' B^2 l^2 \sin^2 \alpha L^2}{8} \\ &\times \text{sinc}^2\left[\frac{(\mathbf{p}' - \mathbf{k})l}{2\pi}\right] \\ &\times \delta(p'_1 - k_1)\delta(p'_2 - k_2), \quad (23) \end{aligned}$$

由于  $p'_0 = \mathbf{p}'^2 + m_a^2$  和  $p'_0 = k_0 = |\mathbf{k}|$ , 于是向前和向后的微分截面分别为

$$\begin{aligned} \left.\frac{d\sigma}{d\Omega_{p'}}\right|_{\text{forward}} &= \frac{\pi^2 g_{\alpha\gamma}^2 k B^2 l^2 \sin^2 \alpha L^2 \sqrt{k^2 - m_a^2}}{8} \\ &\times \text{sinc}^2\left[\frac{(\sqrt{k^2 - m_a^2} - k)l}{2\pi}\right] \quad (24) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \left.\frac{d\sigma}{d\Omega_{p'}}\right|_{\text{backward}} &= \frac{\pi^2 g_{\alpha\gamma}^2 k B^2 l^2 \sin^2 \alpha L^2 \sqrt{k^2 - m_a^2}}{8} \\ &\times \text{sinc}^2\left[\frac{(\sqrt{k^2 - m_a^2} + k)l}{2\pi}\right] \quad (25) \end{aligned}$$

如果  $k^2 \rightarrow m_a^2$  (24) 式和 (25) 式均趋于零.

若  $m_a^2 \ll k^2$  (24) (25) 式则变为

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega_{p'}}\right|_{\text{forward}} = \frac{\pi^2 g_{\alpha\gamma}^2 k B^2 l^2 \sin^2 \alpha L^2}{8}, \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \left.\frac{d\sigma}{d\Omega_{p'}}\right|_{\text{backward}} &= \frac{\pi^2 g_{\alpha\gamma}^2 k B^2 l^2 \sin^2 \alpha L^2}{8} \\ &\times \text{sinc}^2\left[\frac{kl}{\pi}\right], \quad (27) \end{aligned}$$

式中的  $\alpha$  是在  $z$ - $x$  平面内  $z$  轴与静磁场方向之间的夹角. 从 (23)–(27) 式可以看出只有在光子传播方向及其相反的方向产生轴子, 但后者的微分截面比前者小  $\text{sinc}^2[kl/\pi]$ , 如果条件  $l = n\lambda/2$  ( $n = 1, 2, \dots$ ;  $\lambda = 2\pi/\omega$ ) 被满足, 轴子将不会出现在反方向上. 这与光子通过一个静磁场中产生引力子的情况非常类似, 其经典过程即所谓的 Gertsenshtein 效应<sup>[12]</sup>. 下面我们考虑一个任意方向的静电场, 根据傅里叶变换, 静电场的表达式可表示为

$$\begin{aligned} F_{10} &= -F_{01} \\ &= (2\pi)^3 El \sin\alpha \text{sinc}\left(\frac{q_3 l}{2\pi}\right) \delta(q_1) \delta(q_2) \delta(q_0), \\ F_{30} &= -F_{03} \\ &= (2\pi)^3 El \cos\alpha \text{sinc}\left(\frac{q_3 l}{2\pi}\right) \delta(q_1) \delta(q_2) \delta(q_0), \end{aligned} \quad (28)$$

其余分量为零.

运用类似的方法, 可以引出相似的结论, 即只须

把磁场中的微分截面公式中的  $B$  用  $E$  代替.

最后, 考察轴子在通过一个  $a \times b \times c$  体积的容器中的转化为扰动光子流的大小, 在这个容器中静磁场  $B$  指向  $x$  方向. 这时, 由 (22) 式可算得的跃迁概率为

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{4g_{\alpha\gamma}^2 B^2 (1 - \sin^2 \theta' \cos^2 \varphi')}{2\pi^2} \\ &\times \left\{ \frac{\sin\left[\frac{c}{2}(k \sin \theta' \cos \varphi' - \sqrt{k^2 - m_a^2} \sin \theta \cos \varphi)\right]}{(k \sin \theta' \cos \varphi' - \sqrt{k^2 - m_a^2} \sin \theta \cos \varphi)} \right. \\ &\times \frac{\sin\left[\frac{b}{2}(k \sin \theta' \sin \varphi' - \sqrt{k^2 - m_a^2} \sin \theta \sin \varphi)\right]}{(k \sin \theta' \sin \varphi' - \sqrt{k^2 - m_a^2} \sin \theta \sin \varphi)} \\ &\times \left. \frac{\sin\left[\frac{a}{2}(k \cos \theta' - \sqrt{k^2 - m_a^2} \cos \theta)\right]}{(k \cos \theta' - \sqrt{k^2 - m_a^2} \cos \theta)} \right\}^2 \\ &\times \delta(k'_0 - p'_0), \quad (29) \end{aligned}$$

式中  $\theta$  是入射轴子与  $z$  轴之间的夹角,  $\varphi$  是  $x$  轴与轴子动量  $p'$  在  $x$ - $y$  平面上的投影间的夹角,  $\theta'$  是出射光子动量与  $z$  轴之间的夹角,  $\varphi'$  是  $x$  轴与扰动光子动量在  $x$ - $y$  平面内的投影之间的夹角. 入射轴子数  $T_{\text{IA}}$  和出射光子数  $T_{\text{OEM}}$  的关系为  $T_{\text{OEM}} = \Gamma T_{\text{IA}}$ .

当  $\theta = 0, \theta' = 0$  时,

$$T_{\text{OEM}} = \frac{g_{\alpha\gamma}^2 B^2 b^2 c^2 \sin^2\left[\frac{a}{2}(\sqrt{k^2 - m_a^2} - k)\right]}{16\pi^2 (\sqrt{k^2 - m_a^2} - k)^2} T_{\text{IA}}. \quad (30)$$

当  $\theta = 0, \theta' = \frac{\pi}{2}, \varphi' = \frac{\pi}{2}$  时,

$$T_{\text{OEM}} = \frac{g_{\alpha\gamma}^2 B^2 c^2 \sin^2\left(\frac{bk}{2}\right) \sin^2\left[\frac{a}{2}(\sqrt{k^2 - m_a^2})\right]}{4\pi^2 k^2 (k^2 - m_a^2)} T_{\text{IA}}. \quad (31)$$

用相同方法可以获得沿任意方向的出射光子数. 由 (30) (31) 式不难看出, 当  $m_a \rightarrow 0$  时, 对于  $\theta = \theta' = 0$ , 有

$$T_{\text{OEM}} = \frac{g_{\alpha\gamma}^2 B^2 a^2 b^2 c^2}{64\pi^2} T_{\text{IA}}, \quad (32)$$

而对于  $\theta = 0, \theta' = \frac{\pi}{2}, \varphi' = \frac{\pi}{2}$ , 有

$$T_{\text{OEM}} = \frac{g_{\alpha\gamma}^2 B^2 c^2 \sin^2\left[\frac{bk}{2}\right] \sin^2\left[\frac{a}{2}k\right]}{4\pi^2 k^4} T_{\text{IA}}, \quad (33)$$

因此, 当  $\theta = 0, \theta' = 0$  时, 跃迁概率仅仅依赖于磁场  $B$  的二次方和容器体积的二次方.

## 5. 结 论

我们运用费曼规则计算了在几种典型电磁场中光子转化为轴子的微分截面. 在磁偶极场中, 与入射光子相同和相反方向上通常有非零的微分截面, 在电偶极场情况下上述微分截面为零. 若轴子质量趋于零, 在磁偶极场中沿光子传播方向上的微分截面趋于零, 而沿光子传播方向反方向上具有非零的微

分截面. 在均匀电磁场的情况下, 只有在光子传播方向及其反方向上有非零的微分截面, 且后者小于前者. 有趣的是, 这一结果与文献 [10] 中光子流通过上述电磁场产生引力子情况, 表现出非常类似的性质. 需要关注的是, 由于近些年来超强激光束和超强磁场技术的迅速发展<sup>[13, 14]</sup>以及超高灵敏度光子流探测器的研制<sup>[15, 16]</sup>, 则提供了从实验上产生并检测轴子是否存在的可能性.

- 
- [ 1 ] Weinberg S 1978 *Phys. Rev. Lett.* **40** 223  
Wilczek F 1978 *Phys. Rev. Lett.* **40** 279
- [ 2 ] Sikivie P 1983 *Phys. Rev. Lett.* **51** 1415
- [ 3 ] Hagmann C, Sikivie P, Sullivan N S, Tanner D B 1990 *Phys. Rev. D* **42** 1297
- [ 4 ] Raffelt G, Stodolsky L 1988 *Phys. Rev. D* **37** 1237
- [ 5 ] Morris D E 1986 *Phys. Rev. D* **34** 843
- [ 6 ] Donnelly T W, Freedman S J 1978 *Phys. Rev. D* **18** 1607
- [ 7 ] Cameron R, Cantatore G 1993 *Phys. Rev. D* **47** 3707
- [ 8 ] Bibber K Van, Dageviren N R, Koonin S E, Nelson H N 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 759
- [ 9 ] Hoang Ngoc Long Dang Van Soa and Tuan A Tran 1995 Electromagnetic Detection of Axion. Arxiv: hep-ph/9507392 VL 24 Jul 1995
- [ 10 ] Walter K De Logi, Mickelson A R 1977 *Phys. Rev. D* **16** 2915
- [ 11 ] Peskin M E 1997 *An Introduction to Quantum Field Theory* Volume I (Cambridge University Press) p129
- [ 12 ] Gertsenshtein M E 1962 *Sov. Phys. JETP* **14** 84
- [ 13 ] Mike Dunne *Laser-Driven Particle Accelerators 2006 Vol 312* SCIENCE www.sciencemag.org
- [ 14 ] Baker R M Jr, Li F Y In proceeding of space Technology and Applications International Forum (STAIF-2006), edited by El-Genk M S American Institute of Physics Conference Proceeding 813, Melville, New York 2006, p1249  
Baker R M L Jr, Woods C R, Li F Y 2006 in the proceedings of Space Technology and Applications International Forum (STAIF-2006), edited by M. S. El-Genk, American Institute of Physics Conference Proceedings, Melville NY 813. p1280
- [ 15 ] Artificial atoms make microwave photons countable. 2006 <http://www.physorg.com/printnews.php?newsid=89562733>
- [ 16 ] Kim W J Brownell J H, R Onofrio 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 200402

# Conversion cross section between photon and axion in external electromagnetic field<sup>\*</sup>

Wang Ping<sup>†</sup> Li Fang-Yu He Xiao-Yu

( *Department of Physics , Chongqing University , Chongqing 400044 , China* )

( Received 20 December 2007 ; revised manuscript received 22 February 2008 )

## Abstract

We calculate the unpolarized differential cross section in magnetic dipole field , electric dipole field and uniform electrostatic and magnetostatic fields , respectively , by the Feynman perturbation technique . It is found that in electric dipole field , the differential cross section vanishes in both the same and the opposite propagating directions of the photon flux . In the magnetic dipole field the differential cross section generally has non-vanishing values in both directions , but when the propagating direction of photon flux is parallel to the magnetic dipole vector , the differential cross section is equal to zero . In the uniform electrostatic and magnetostatic fields , non-vanishing differential cross sections occur in the same and opposite propagating directions of the photon flux , but in the latter case it is weaker than in the former . When the mass of axion approaches to zero , the above process shows similar characters as the conversion of the photons to the gravitons .

**Keywords** : axion , photon , differential cross section

**PACC** : 1480 , 1480A , 1120D

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Basic Research Program of China ( Grant No. 2003CB716300 ) , the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10575140 ) , the Foundation of China Academy of Engineering Physics ( Grant Nos. 2008 T0401 , 2008T0402 ) and the Natural Science Foundation Chongqing ( Grant No. 8562 ) .

<sup>†</sup> E-mail : cqrainycity@yahoo.com.cn