第 58 卷 第 9 期 2009 年 9 月
1000-3290/2009/58(09)/5988-05

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.58,No.9,September,2009

一般稳态时空中光子的轨道效应*

龚添喜[1)2)] 王永久[1)†]

1)(湖南师范大学理论物理所,长沙 410081)

2)(湖南科技大学物理学院,湘潭 411201)

(2008 年 9 月 18 日收到;2008 年 12 月 4 日收到修改稿)

计算了带有电荷和磁荷的旋转场源外部稳态时空中光子的轨道效应.通过对计算结果的分析,发现由荷电所引起的光子轨道偏转效应将减小由场源质量所引起的光子轨道偏转效应,但由场源的旋转所引起的相应偏转效应将依赖于场源的旋转方向与光子运动方向之间的夹角.通过对相应的天体参数的讨论得到了一系列有意义的结果.

关键词:光子轨道,引力效应,稳态时空

PACC:0420

1.引 言

广义相对论已得到了大量引力效应的实验验证,如引力红移,光线的引力偏转,雷达回波延迟和水星近日点进动等[1—4].我们已经研究了试验粒子在几种引力场中的轨道动力学问题[5—14].引力透镜问题是现代天体物理研究的一个热点问题(在宇宙中由引力场引起的光线偏转)[15—18].其应用包括宇宙学、暗物质和暗能量、银河系的大尺度结构甚至对于太阳系以外星体的研究[19—23].由太阳的引力引起的光线偏转是作为当时广义相对论这一新理论的第一个验证实验.

Kerr-Newman 度规是 Einstein-Maxwell 场方程的一个静态解[24,25].1982 年,Kasuya 将其推广到场源具有磁荷的情形.其度规在 Boyer-Lindquist 坐标(t,r,θ,φ)中的形式为[26](本文中采用自然单位制 $G=c=1$)

$$\mathrm{d}s^2=\frac{\Delta}{\rho^2}(\mathrm{d}t-a\sin^2\theta\mathrm{d}\varphi)^2-\frac{\rho^2}{\Delta}\mathrm{d}r^2-\rho^2\mathrm{d}\theta^2-\frac{\sin^2\theta}{\rho^2}[a\mathrm{d}t-(r^2+a^2)\mathrm{d}\varphi]^2, \tag{1}$$

其中

$$\Delta=r^2+a^2-2Mr+k,$$
$$k=q_\mathrm{e}^2+q_\mathrm{m}^2,$$
$$\rho^2=r^2+a^2\cos^2\theta,$$
$$a=\frac{J}{M}, \tag{2}$$

M,J,q_e 和 q_m 分别为场源的总质量、旋转角动量、电荷和磁荷.

在本文中,采用我们给出的一种优美的数学方法[5]来求解包括由带有电荷和大量磁单极子[27,28]的旋转质量的引力场中光线的偏转效应.在下一节中,分析试验粒子的短程线运动;在第三节得到 Kerr-Newman-Kasnya(K-N-K)[29]时空中光子的轨道效应;最后,将不同条件下的相应参数代入表达式中,得到了一系列有意义的结果.

2.试验粒子的短程线运动

首先,我们研究一般准圆锥曲线类型的轨道运动,短程线方程的第一次积分给出了恒定能量 ε 和恒定面积速度 h;第二次积分给出了轨道方程.假设在球坐标系中,试验粒子在平面 $\theta=\pi/2$ 内运动,轨道可写成准圆锥曲线的形式

$$u\equiv\frac{1}{r}=\frac{1}{p}(1+e\cos\psi),$$
$$\psi\equiv\varphi+\alpha(\varphi)\equiv\varphi+\Delta\varphi, \tag{3}$$

* 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:10873004),湖南省自然科学基金(批准号:06JJ20026)和湖南省教育厅基金(08B051)资助的课题.

† 通讯联系人.E-mail:wyj@hunnu.edu.cn

式中 p 和 e 分别为焦点(焦线)参量和离心率；ψ 是真实的反常角位移，其中包括(与牛顿理论比较)附加的角位移 $\alpha(\varphi)$ (附加反常). 当 $e<1$ 时，$\alpha(\varphi)$ 是近日点的附加反常角位移，用来描述近日点的移动效应. 在圆运动的情况下,虽然周期的概念退化了,但更一般的概念'附加反常'仍有效：$\lim\limits_{e\to 0}\alpha \neq 0$.

下面我们从短程线方程出发进行积分. 短程线方程

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\lambda}\left(g_{\sigma\mu}\frac{\mathrm{d}x^{\sigma}}{\mathrm{d}\lambda}\right)=\frac{1}{2}\frac{\partial g_{\tau\sigma}}{\partial x^{\mu}}\frac{\mathrm{d}x^{\tau}}{\mathrm{d}\lambda}\frac{\mathrm{d}x^{\sigma}}{\mathrm{d}\lambda},$$

$$g_{\mu\nu}\frac{\mathrm{d}x^{\mu}}{\mathrm{d}\lambda}\frac{\mathrm{d}x^{\nu}}{\mathrm{d}\lambda}=1. \tag{4}$$

在球坐标系 (x^0,r,θ,φ) 中，对稳定的辐射对称场，$g_{\tau\sigma}$ 不含 x^0 和 φ，即分量(0,3)分别为

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\lambda}(g_{0\sigma}\dot{x}^{\sigma})=0,$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\lambda}(g_{3\sigma}\dot{x}^{\sigma})=0. \tag{5}$$

对上式积分得

$$g_{0\sigma}\dot{x}^{\sigma}=-\varepsilon,\ g_{3\sigma}\dot{x}^{\sigma}=h. \tag{6}$$

式中 ε 和 h 为积分常数，将方程(6)代入 $g_{\mu\nu}\frac{\mathrm{d}x^{\mu}}{\mathrm{d}\lambda}\frac{\mathrm{d}x^{\nu}}{\mathrm{d}\lambda}=1$，我们得到轨道的微分方程

$$\left(\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}\varphi}\right)^2=F(u), \tag{7}$$

式中 $F(u)$ 是关于 $u\equiv r^{-1}$ 的多项式. 可用不同的方法获得方程(7)的形如表达式(3)的解.

将方程(3)代入方程(7)中，可化为下面形式：

$$\frac{e^2}{p^2}\sin^2\psi\left(\frac{\mathrm{d}\psi}{\mathrm{d}\varphi}\right)^2=A(\varepsilon,h,p,e)+B(\varepsilon,h,p,e)\frac{e}{p}\times\cos\psi+C(\varepsilon,h,p,e)\frac{e^2}{p^2}\sin^2\psi. \tag{8}$$

比较等式两端各项系数，可将此式分解为两个代数方程和一个一阶微分方程,即：

$$A(\varepsilon,h,p,e)=0,$$

$$B(\varepsilon,h,p,e)=0,$$

$$\psi'^2=C(\varepsilon,h,p,e). \tag{9}$$

或由(3)式有

$$\alpha'^2+2\alpha'-C(\varepsilon,h,p,e)+1=0, \tag{10}$$

式 $\alpha'\equiv\frac{\mathrm{d}\alpha}{\mathrm{d}\varphi}$ 中. 由此得到周期附加反常的表达式

$$\frac{\Delta\alpha}{2\pi}=\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}C^{-1/2}\mathrm{d}\psi-1,\ \int\mathrm{d}\alpha=-\Delta\alpha. \tag{11}$$

代数方程(9) 确定了 (p,e)，(ε,h) 以及场源参量之间的联系，上面的方程组是很有用的，将 $g_{\mu\nu}$ 的具体形式代入以后，便可获得具体的表达式.

3. K-N-K 场中的偏转效应

3.1. 极端相对论粒子的轨道

为了得到极端相对论粒子的轨道方程，只须将(7)式用瞄准参量 b 和无限远处的初速度 v_0 表示出来. 结果为

$$\varepsilon=(1-\beta_0^2)^{-1/2},$$

$$h=b\beta_0(1-\beta_0)^{-1/2},$$

$$\frac{\varepsilon^2-1}{h^2}=b^{-2},$$

$$\beta_0=\frac{v_0}{c}. \tag{12}$$

由粒子的准双曲线运动可以计算其轨道与直线的偏离. 由(3)式可知，在坐标系 $(r,\psi=\varphi+\alpha)$ 中，此方程为双曲线方程. 所以，轨道的两条渐进线之间的夹角 θ 可写为

$$\theta=f+\alpha_{\max}, \tag{13}$$

式中 f 为坐标系 (r,ψ) 中双曲线两条渐进线之间的夹角，$\alpha_{\max}$ 是由坐标系 (r,ψ) 变到坐标系 (r,φ) 时转过的角. 由双曲线方程得到

$$f=\arctan\frac{1}{\sqrt{e^2-1}}, \tag{14}$$

所以有

$$\theta=\arctan\frac{1}{\sqrt{e^2-1}}+\alpha_{\max}. \tag{15}$$

通常极端相对论粒子通过场源 M 的引力场时，满足条件

$$M^2/b^2\ll 1,\ 1/e^2\ll 1. \tag{16}$$

此时，在 Schwarzchild 时空中，可以得到

$$\varepsilon^2=\left(1-\frac{Me}{b}\right)^{-1}=\frac{1}{1-\beta_0^2},$$

$$h^2=Mbe\left(1-\frac{Me}{b}\right)^{-1}=\frac{b^2\beta_0^2}{1-\beta_0^2},$$

$$\beta^2=\frac{v^2}{c^2}=\beta_0^2+\frac{2M}{r}(1-\beta_0^2), \tag{17}$$

式中 $\beta_0^2\equiv\beta^2(M=0,r=\infty)=1-\frac{1}{\varepsilon^2}=\frac{Me}{b}$.

在极限情形 $v=c$ (即对于光子轨道)，由(12)式有

$$\varepsilon(\beta_0=1)=\infty,$$

$$h(\beta_0 = 1) = \infty,$$
$$\frac{h}{\varepsilon}(\beta_0 = 1) = b. \tag{18}$$

应用(9)式和(17)式，得到元附加反常

$$\mathrm{d}\alpha \approx \left(-\frac{3M}{\varepsilon b} - \frac{M}{b}\cos\varphi\right)\mathrm{d}\psi. \tag{19}$$

对上式积分，我们得到

$$\alpha_{\max} = \int_{\psi_1}^{\psi_2}\left(-\frac{3M}{\varepsilon b} - \frac{M}{b}\cos\varphi\right)\mathrm{d}\psi, \tag{20}$$

式中 ψ_1 和 ψ_2 是(3)式中令 $r = \infty$ 时 ψ 的两个绝对值较小的根. 将(20)式代入(13)式，考虑到方程(17)，得到引力场中极端相对论粒子轨道的偏转效应

$$\theta_{\mathrm{M}} \approx \frac{2M}{b}\left(1 + \frac{1}{\beta_0^2}\right) \approx \frac{4M}{R}\left(1 + \frac{\delta}{2\beta_0^2} + \frac{M}{R\beta_0^2}\right)\cdots,$$
$$r_0 = r(\varphi = 0) = b\left(1 + \frac{1}{e}\right)^{-1},$$
$$b \approx r_0\left(1 + \frac{M}{r_0\beta_0}\right),$$
$$\theta = 2\varphi_{\max} - \pi, \tag{21}$$

式中 $\delta - 1 - \beta_0^2$，r_0 是轨道与引力中心的最小距离.

在(21)式中，取 $\beta_0 \to 1$ 的极限情形，得到光线的 Einstein 偏转效应

$$\theta_{\mathrm{M}}(\beta_0 = 1) \approx \frac{4M}{r_0}. \tag{22}$$

这一效应是广义相对论的经典检验之一，也称为光线弯曲效应.

3.2. 轴对称时空中光子的轨道效应

K-N-K 时空度规为

$$\mathrm{d}s^2 = \left(1 - \frac{2Mr - k}{r^2 + a^2\cos^2\theta}\right)\mathrm{d}t^2 - \frac{r^2 + a^2\cos^2\theta}{r^2 - 2Mr + a^2 + k}\mathrm{d}r^2$$
$$- (r^2 + a^2\cos^2\theta)\mathrm{d}\theta^2$$
$$- \left[r^2 + a^2 + \frac{(2Mr - k)a^2\sin^2\theta}{r^2 + a^2\cos^2\theta}\right]$$
$$\times \sin^2\theta\mathrm{d}\varphi^2 + \frac{2a\sin^2\theta}{r^2 + a^2\cos^2\theta}(2Mr - k)\mathrm{d}t\mathrm{d}\varphi. \tag{23}$$

当 $\theta = \pi/2$，K-N-K 度规 $g_{\mu\nu}$ 中的非零分量有

$$g_{00} = 1 - \frac{2M}{r} + \frac{k}{r^2},$$
$$g_{11} = -\left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{a^2}{r^2} + \frac{k}{r^2}\right)^{-1},$$
$$g_{22} = -r^2,$$
$$g_{33} = -\left(r^2 + a^2 + \frac{2Ma^2}{r} - \frac{a^2k}{r^2}\right),$$
$$g_{03} = g_{30} = \frac{2Ma}{r} - \frac{ak}{r^2}. \tag{24}$$

将(24)式代入(7)式中，可得

$$F_{a,k} = \left(\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}\varphi}\right)^2 = \frac{\varepsilon^2 - 1}{h^2} + \frac{2M}{h^2}\left[1 - \frac{2a\varepsilon}{h}(\varepsilon^2 - 1)\right]u$$
$$- \left\{1 + \frac{8M^2a}{h^3}\varepsilon^3 + \frac{k}{h^2}\left[1 - \frac{2a\varepsilon}{h}(\varepsilon^2 - 1)\right]\right\}u^2$$
$$+ \left\{2M\left[1 - \frac{8M^2a}{h^3}\varepsilon - \frac{8M^3a}{h^4}\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)\right]\right.$$
$$\left. + \frac{8Mak}{h^3}\varepsilon^3\right\}u^3 - k\left[1 - \frac{24M^2a\varepsilon}{h^3}\right.$$
$$\left. - \frac{32M^3a\varepsilon}{h^4}(\varepsilon^2 - 1)\right]u^4 + 0(k^2). \tag{25}$$

将(3)式代入(25)式中,并比较(25)式和(8)式可得

$$A = \frac{\varepsilon^2 - 1}{h^2} + \frac{2M}{h^2}\left[1 - \frac{2a\varepsilon}{h}(\varepsilon^2 - 1)\right]\frac{1}{p}$$
$$- \left\{1 + \frac{8M^2a}{h^3}\varepsilon^3 + \frac{k}{h^2}\left[1 - \frac{2a\varepsilon}{h}(\varepsilon^2 - 1)\right]\right\}\frac{1 + e^2}{p^2}$$
$$+ \left\{2M\left[1 - \frac{8M^2a}{h^3}\varepsilon - \frac{8M^3a}{h^4}\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)\right]\right.$$
$$\left. + \frac{8Mak}{h^3}\varepsilon^3\right\}\frac{1 + 3e^2}{p^3} - k\left[1 - \frac{24M^2a\varepsilon}{h^3}\right.$$
$$\left. - \frac{32M^3a\varepsilon}{h^4}(\varepsilon^2 - 1)\right]\frac{1 + 6e^2 + e^4}{p^4} + 0(k^2),$$

$$B = \frac{2M}{h^2}\left[1 - \frac{2a\varepsilon}{h}(\varepsilon^2 - 1)\right] - \left\{1 + \frac{8M^2a}{h^3}\varepsilon^3 + \frac{k}{h^2}\right.$$
$$\left. \times \left[1 - \frac{2a\varepsilon}{h}(\varepsilon^2 - 1)\right]\right\}\frac{2}{p} + \left\{2M\left[1 - \frac{8M^2a}{h^3}\varepsilon\right.\right.$$
$$\left.\left. - \frac{8M^3a}{h^4}\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)\right] + \frac{8Mak}{h^3}\varepsilon^3\right\}\frac{3 + e^2}{p^2}$$
$$- k\left[1 - \frac{24M^2a\varepsilon}{h^3} - \frac{32M^3a\varepsilon}{h^4}(\varepsilon^2 - 1)\right]$$
$$\times \frac{4 + 4e^2}{p^3} + 0(k^2),$$

$$C = 1 + \frac{8M^2a}{h^3}\varepsilon^3 + \frac{k}{h^2}\left[1 - \frac{2a\varepsilon}{h}(\varepsilon^2 - 1)\right]$$
$$- \left\{2M\left[1 - \frac{8M^2a}{h^3}\varepsilon - \frac{8M^3a}{h^4}\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)\right]\right.$$
$$\left. + \frac{8Mak}{h^3}\varepsilon^3\right\}\frac{3 + e\cos\psi}{p} + k\left[1 - \frac{24M^2a\varepsilon}{h^3}\right.$$
$$\left. - \frac{32M^3a\varepsilon}{h^4}(\varepsilon^2 - 1)\right]\frac{6 + 4e\cos\psi + e^2(1 + \cos^2\psi)}{p^2}$$
$$+ 0(k^2). \tag{26}$$

设 $k \ll M^2$，$a^2 \ll M^2 \ll b^2$ 和 $1 - \beta_0^2 \ll 1$，在这些

近似条件下，相应地,从(19)式和(13)式可得

$$\alpha_{\max} = \frac{2M}{b} + \frac{15}{4} - \frac{\pi M^2}{b^2} - \frac{4aM}{b^2} - \frac{3\pi k}{4b^2}. \quad (27)$$

令光子轨道位于赤道平面上，在 $v = c$ 的极限情形下(即对于光子，方程(4)中取 $g_{\mu\nu}\frac{\mathrm{d}x^\mu}{\mathrm{d}\lambda}\frac{\mathrm{d}x^\nu}{\mathrm{d}\lambda} = 0$)，条件(18)式得到满足，仅保留 a 和 k 的一阶近似，方程(25)变为

$$F_{a,k}(u) = \frac{1}{b^2} + \frac{4aM}{b^3}u - \left(1 + \frac{8aM^2}{b^3} - \frac{2ak}{b^3}\right)u^2 + 2M\left(1 + \frac{4aMk}{b^3}\right)u^3 - ku^4. \quad (28)$$

求解方程(26) 和方程(28)可得

$$p = \frac{b^2}{M}\left(1 + \frac{2a}{b} + \frac{3k}{b^2}\right),$$

$$e = \frac{b}{M}\left(1 + \frac{2a}{b} + \frac{5k}{2b^2}\right),$$

$$C = 1 + \frac{8aM^2}{b^3} - \frac{2ak}{b^3} - 2M\left(1 - \frac{4aMk}{b^2}\right) \times \frac{3 + e\cos\psi}{p} + \frac{k}{p}(6 + 4e\cos\psi + e^2 + e^2\cos\psi). \quad (29)$$

将 p 和 e 的表达式代入 C 的表达式中并积分(11)式,我们可得偏转角

$$\theta_{\mathrm{M,a},k} = \theta_{\mathrm{M}} - \frac{4aM}{b^2} - \frac{3\pi k}{4b^2}, \quad (30)$$

式中 θ_{M} 为 Schwarzschild 时空中相应的偏转角，$\theta_k = -\frac{3\pi k}{4b^2}$ 和 $\theta_{\mathrm{a}} = -\frac{4aM}{b^2}$ 相应的为场源所带荷电(磁荷与电荷)和旋转质量所引起的光线偏转角. 通过对所得结果的分析,我们发现由荷电所引起的光子轨道偏转效应将削弱由场源质量所引起的光子轨道偏转效应，但由场源的旋转所引起的相应偏转效应将依赖于源的旋转方向与光子运动方向之间的夹角.

4. 结　　论

K-N-K 场是描述具有电荷及磁荷和旋转角动量的含质量天体所形成的轴对称场. 该时空场在结构上比 Schwarzschild 场要复杂得多，将(30)式简化成不含荷电及旋转角动量的形式为

$$\theta_{\mathrm{M}} = \frac{4M}{r_0}, \quad (31)$$

这一结果与文献[14]中对场源质量 M 进行一阶近似所得结果相符. 这是广义相对论的经典实验之一,被称之为 Einstein 偏转效应.

如果场源仅含电荷(没有磁荷)即为 Kerr-Newman 时空，我们可以通过将上面得到的 K-N-K 时空中的结果，将 $q_{\mathrm{e}}^2 + q_{\mathrm{m}}^2$ 用 q_{e}^2 来代替即可得在 Kerr-Newman 时空中相应的结果. 可以通过将相应天体的参数代入上面表达式中，从而可得到与之对应的不同天体所引起的光子轨道偏转效应.

[1] Dicke R H 1960 *Am. J. Phys.* **28** 344
[2] Schiff L I 1960 *Phys. Rev. Lett.* **4** 215
[3] Ross D K，Schiff L I 1966 *Phys. Rev.* **141** 1215
[4] Shapiro I I 1966 *Phys. Rev.* **141** 1219
[5] Wang Y J，Tang Z M 1990 *Theory and Effects of Gravitation* (Changsha：Human Science Technology Press) p629—759 (in Chinese)[王永久、唐智明 1990 引力理论和引力效应(长沙：湖南科学技术出版社)第 629—759 页]
[6] Wang Y J 2001 *Journal of Natural Science of Hunan Normal University* **4** 29 (in Chinese)[王永久 2001 湖南师范大学自然科学学报 **4** 29]
[7] Gong T X，Wang Y J 2004 *Journal of Natural Science of Hunan Normal University* **3** 39 (in Chinese)[龚添喜、王永久 2004 湖南师范大学自然科学学报 **3** 39]
[8] Gong T X，Wang Y J 2005 *Chin. Phys.* **14** 45
[9] Huang X J，Wang Y J 2002 *Chin. Phys. Lett.* **19** 755
[10] Gong T X，Li A G，Wang Y J 2005 *Chin. Phys.* **14** 859
[11] Gong T X，Wang Y J 2008 *Chin. Phys.* B **17** 2356
[12] Wang Y J，Tang Z M 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2284 (in Chinese)[王永久、唐智明 2001 物理学报 **50** 2284]
[13] Luo X L，Wang Y J，Cheng L W 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 846 (in Chinese)[罗新炼、王永久、程立伟 1997 物理学报 **46** 846]
[14] Chen J H，Wang Y J 2007 *Chin. Phys.* **16** 3212
[15] Virbhadra K S，Ellis G F R 2000 *Phys. Rev.* D **62** 084003
[16] Lake K 2002 *Phys. Rev.* D **65** 087301
[17] Rindler W，Ishak M 2007 *Phys. Rev.* D **76** 043006
[18] Sereno M 2008 *Phys. Rev.* D **77** 043004
[19] Liu L，Pei S Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4980 (in Chinese)[刘辽、裴寿镛 2006 物理学报 **55** 4980]
[20] Eriguchi Y，Nomoto K 1987 *Mod. Phys. Lett.* A **2** 645
[21] Wang Y J 2008 *Classical black hole and quantum black hole* (Beijing：Science Press) p234—242 (in Chinese)[王永久 2008 经典黑洞和量子黑洞(北京 科学出版社)第 234—242 页]
[22] Pan Q Y，Jing J L 2006 *Chin. Phys.* **15** 77
[23] Hu P H，Wang Y J 2006 Chin. Phys. **15** 1120
[24] Kerr R 1963 *Phys. Rev. Lett.* **11** 237

[25] Newman E T, Janis A I 1965 *Math*. *Phys*. **6** 344

[26] Wang Y J 1984 *Acta Phys*. *Sin*. **33** 1728 (in Chinese) [王永久 1984 物理学报 **33** 1728]

[27] Wang Y J, Peng Q H 1985 *Sci*. *Sin*. **4** 422

[28] Yang B 2008 *Acta Phys*. *Sin*. **57** 2614 (in Chinese) [杨 波 2008 物理学报 **57** 2614]

[29] Kasuya M 1982 *Exact Sol of Rot*. *Phys*. *Rev*. D **25** 995

The orbital effect of photon in the general stationary spacetime*

Gong Tian-Xi[1)2)] Wang Yong-Jiu[1)†]

1) (*Institute of Physics*, *Hunan Normal University*, *Changsha* 410081, *China*)

2) (*School of Physics*, *Hunan University of Science and Technology*, *Xiangtan* 411201, *China*)

(Received 18 September 2008; revised manuscript received 4 December 2008)

Abstract

We calculate the orbital effect of photon in the axisymmetric field created by the spinning mass with electric charge and a large number of magnetic monopoles. By analyzing the result we found that the deflection effect caused by the electric charge and magnetic charge decreases the deflection effect caused by the mass of the field source, but the deflection effect caused by the spinning of the field source depends on the angle between the spinning direction of the field source mass and the direction of photon motion. We obtained interesting results in discussing the parameters of the celestial body.

Keywords: photon orbit, gravitational effect, stationary spacetime

PACC: 0420

* Project supported by the National Basic Research Programme of China (Grant No 2003CB716300), the National Natural Science Foundation of China (Grant No 10873004), the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant No 06JJ20026) and the Scientific Research Fund of Hunan Provincial Education Department (Grant No 08B051).

† Corresponding author. E-mail: wyj@hunnu.edu.cn