第 50 卷 第 12 期 2001 年 12 月
1000-3290/2001/50(12)/2284-05

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.50,No.12,December,2001

质量四极矩场中的轨道进动效应

王永久 唐智明
(湖南师范大学物理研究所,长沙 410081)
(2001 年 6 月 11 日收到;2001 年 7 月 5 日收到修改稿)

用参量化后牛顿(PPN)方法计算了质量四极矩对于试验物体轨道进动的影响,得到了在天体物体方面很有意义的优越标架效应和对几个 PPN 参量的限制.

关键词:参量化,后牛顿,引力效应
PACC:0314

1 引 言

由于引力场方程是非线性的,因此获得严格解是十分艰难的事情.即使获得严格解,比如在球对称情况下获得的,在太阳系有明显观测意义的史瓦希解,实际上也不可能验证其全部预言[1].以太阳系的观测实验为例,太阳系并不是静态的和各向同性的.例如,由于太阳的扁度,使其具有质量四极矩.虽然由史瓦希解原则上可以提供对于行星引力场牛顿效应的一系列高阶修正,但是上述牛顿效应比广义相对论给出的一阶修正还要大一个数量级,当然完全淹没了一系列高阶修正[2].

这样,对于引力理论和引力效应而言,不仅需要寻找更多的严格解[3],而且需要发展某种系统的近似方法,以期在即使物理系统没有对称性的情况下也能近似地描绘引力场,其描绘的精确程度应能满足太阳系实验观测的要求.人们把已经发展起来的这一方法叫做参量化后牛顿(PPN)表述,它适用于缓慢运动的质点系统(如太阳系),还可用来区分和检验各种不同的引力理论[4—9].

2 PPN 形式

在标准后牛顿规范下,人们有一个理论系统的普遍形式[4].不同的引力理论的区别仅在于普遍形式中各项的系数不同.把度规表达式中各项系数写成任意参量形式,称为参量化后牛顿(PPN)度规,这些参量用来描述引力度规理论的后牛顿极限(参量取一些特殊值),称为参量化后牛顿(PPN)形式.太阳系度规的 PPN 形式为

$$\begin{aligned} g_{00} &= 1-\frac{2M}{r}+2\beta\left(\frac{M}{r}\right)^2,\\ g_{0i} &= 0,\\ g_{ik} &= -\left(1+\frac{2\gamma M}{r}\right)\delta_{ik}, \end{aligned}\tag{1}$$

式中 M 为太阳质量,β 和 γ 为 PPN 参量.这两个参量都具有物理意义.由定义可知,在后牛顿极限中,黎曼曲率张量的空间分量可写为

$$\begin{aligned} R_{ijkl} = \frac{3\gamma M}{r^3}\Big(&\hat{n}_j\hat{n}_k\delta_{jl}+\hat{n}_i\hat{n}_l\delta_{jk}-\hat{n}_i\hat{n}_k\delta_{jl}\\ &-\hat{n}_j\hat{n}_l\delta_{ik}-\frac{2}{3}\delta_{il}\delta_{jk}+\frac{2}{3}\delta_{ik}\delta_{jl}\Big), \end{aligned}\tag{2}$$

式中 $\hat{n}\equiv\frac{\boldsymbol{r}}{r}$.由此可知,参量 γ 用来量度太阳系的空间曲率.这一含义连同上式都不依赖于牛顿规范的选择.参量 β 用来量度 g_{00} 中的非线性部分.但是在后牛顿极限中从各向同性坐标变到史瓦希坐标时,g'_{00} 中不再含 $(M/r)^2$ 项,因此严格而言参量 β 不具有确定的物理意义.在 PPN 度规中,含有 10 个参量,它们是 $\gamma,\beta,\alpha_1,\alpha_2,\alpha_3,\xi_1,\xi_2,\xi_3,\xi_4$ 和 ξ_w.PPN 度规具有如下形式:

$$\begin{aligned} g_{00} &= 1-2U+2\beta U^2+2\xi_w\Phi_w-(2\gamma+2+\alpha_3+\xi_1\\ &\quad-2\xi_w)\Phi_1-2(3\gamma-2\beta+1+\xi_2+\xi_w)\Phi_2\\ &\quad+2(1+\xi_3)\Phi_3-2(3\gamma+3\xi_4-2\xi_w)\Phi_4\\ &\quad+(\xi_1-2\xi_w)A,\\ g_{0i} &= \frac{1}{2}(4\gamma+3+\alpha_1-\alpha_2+\xi_1-2\xi_w)V_i\\ &\quad+\frac{1}{2}(1+\alpha_2-\xi_1+2\xi_w)W_i,\\ g_{ik} &= -(1+2\gamma U)\delta_{ik}. \end{aligned}\tag{3}$$

在上式中采用了一些 PPN 参量的线性组合,这是为了参量 $\alpha_1,\alpha_2,\alpha_3,\xi_1,\xi_2,\xi_3$ 和 ξ_4 具有特殊的物理意义.

前面讨论的 PPN 度规是一个静止于宇宙静止标架[1,4]中的坐标系里表述的. 当计算各种不同引力理论的后牛顿度规时,采用这一坐标系是很方便的. 但是对于系统中观测的后牛顿效应的计算,这一坐标就不方便了. 比如研究太阳系中的一些可观效应,太阳系相对于宇宙静止标架是运动的,最好将坐标系建立在太阳系的质量中心,即在所选取的坐标系中可认为物理系统的质量是近似静止的,这时研究起来会方便很多. 当然,这只是为了便于效应的表述,实验观测结果是不随坐标系统的选择而改变的. 在一般情况下,我们要考虑一个从原来的 PPN 坐标系向以速度 W 相对于它运动的新坐标系的变换. 为了保持后牛顿特性,假设 $|W|$ 是小量, $|W|\approx O(1)$. 这个变换 $(r,t)\to(\xi,\tau)$ 可以按小量 $|W|$ 的幂次展开到要求的量级.

3 质量四极矩的轨道进动效应

考虑惯性质量为 m_1 和 m_2,自引力能为 Ω_1 和 Ω_2 的两体系统. 第一个物体具有很小的四极矩 Q^{ij},分 $W=0$ 和 $W\neq 0$ 两种情况讨论. W 是参考系相对于宇宙静止标架的速度.

1. $W=0$ 的情况 即整个系统相对于宇宙静止标架是静止的. 假设系统附近再没有其他引力体. 取系统质量中心为 PPN 坐标系原点,认为每个物体都近似为球体,根据

$$\boldsymbol{a}_a = (\boldsymbol{a}_a)_1 + (\boldsymbol{a}_a)_2 + (\boldsymbol{a}_a)_3, \tag{4}$$

我们有 $\Omega^{ik}\approx\frac{1}{3}\delta^{ik}\Omega_a$. 式中 $(\boldsymbol{a}_a)_1$ 为自加速度, $(\boldsymbol{a}_a)_2$ 为准牛顿加速度, $(\boldsymbol{a}_a)_3$ 为 n 体项. 我们得到每个物体的加速度

$$\begin{aligned}
\boldsymbol{a}_1 = {}& \left(\frac{m_p}{m}\right)_1(\nabla\chi)_1 - \frac{m_2\boldsymbol{r}}{r^3}\Big[(2\gamma+2\beta)\frac{m_2}{r} \\
&+ \left(2\gamma+2\beta+1+\frac{1}{2}\alpha_1-\xi_2\right)\frac{m_1}{r} \\
&- \gamma V_1^2 + \frac{1}{2}(4\gamma+4+\alpha_1)\boldsymbol{V}_1\cdot\boldsymbol{V}_2 \\
&- \frac{1}{2}(2\gamma+2+\alpha_2+\alpha_3)V_2^2 \\
&+ \frac{3}{2}(1+\alpha_2)(\boldsymbol{V}_2\cdot\hat{n})^2\Big] \\
&- \frac{m_2\boldsymbol{r}}{r_3}\cdot[(2\gamma+2)\boldsymbol{V}_1-(2\gamma+1)\boldsymbol{V}_2]\boldsymbol{V}_1 \\
&+ \frac{1}{2}\frac{m_2\boldsymbol{r}}{r^3}\cdot[(4\gamma+4+\alpha_1)\boldsymbol{V}_1 \\
&- (4\gamma+2+\alpha_1-2\alpha_2)\boldsymbol{V}_2]\boldsymbol{V}_2,
\end{aligned}$$

$$\boldsymbol{a}_2 = \{\text{上式中将 } r \text{ 换成 } -r\text{,脚标 } 1 \text{ 与 } 2 \text{ 对换}\}, \tag{5}$$

式中 $\boldsymbol{r}=\boldsymbol{r}_{21}$, $\hat{n}=\boldsymbol{r}/r$. 物体 1 产生的准牛顿势中含有四极矩的牛顿贡献,我们有

$$\begin{aligned}
(\chi_{,i})_1 &= (m_A)_2\frac{x^i}{r^3}, \\
(\chi_{,i})_2 &= -(m_A)_1\frac{x^i}{r^3} - \frac{1}{2}\frac{Q_1^{kl}}{r^4} \\
&\quad\cdot(5\hat{n}^k\hat{n}^l\hat{n}^i - 2\delta^{ik}\hat{n}^l),
\end{aligned} \tag{6}$$

式中 $(m_A)_1$ 和 $(m_A)_2$ 为主动引力质量. 可以证明,一个关于 $\hat{e}$ 方向轴对称的物体, Q^{ik} 的形式为

$$Q_1^{ik} = m_1R_1^2J_2(1)(\delta^{ik}-3\hat{e}^i\hat{e}^k), \tag{7}$$

式中 J_2 为四极矩的大小,由下式给出:

$$J_2 = (C-A)/mR^2, \tag{8}$$

C 为关于对称轴的惯性矩, A 为关于赤道轴的惯性矩, R 为半径.

由于系统的质量中心是静止的,为了保证(5)式中后牛顿的足够精度,我们把 V_1 和 V_2 用下式代换:

$$\boldsymbol{V}_1 = -\frac{m_2}{m}\boldsymbol{V},\ \boldsymbol{V}_2 = \frac{m_1}{m}\boldsymbol{V}, \tag{9}$$

式中 $\boldsymbol{V}=\boldsymbol{V}_2-\boldsymbol{V}_1$, $m=m_1+m_2$. (10)

定义折合质量为

$$\mu = \frac{m_1+m_2}{m}, \tag{11}$$

这样,相对加速度 $\boldsymbol{a}=\boldsymbol{a}_2-\boldsymbol{a}_1$ 可写为

$$\begin{aligned}
\boldsymbol{a} = {}& -\frac{\tilde{m}\boldsymbol{r}}{r^3} + \frac{1}{2}\frac{m_1R_1^2J_2(1)}{r^4}\Big[15(\hat{e}\cdot\hat{n})^2\hat{n} \\
&- 6(\hat{e}\cdot\hat{n})\hat{e} - 3\hat{n}\Big] + \frac{m\boldsymbol{r}}{r^3}\Big[(2\gamma+2\beta)\frac{m}{r} - \gamma V^2 \\
&+ (2+\alpha_1-2\xi_2)\frac{\mu}{r} - \frac{1}{2}(6+\alpha_1+\alpha_2+\alpha_3)\frac{\mu}{m}V^2 \\
&+ \frac{3}{2}(1+\alpha_2)\frac{\mathcal{M}}{m}(\boldsymbol{V}\cdot\hat{n})^2\Big] + m\frac{(\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{V})\boldsymbol{V}}{r^3} \\
&\times\Big[(2\gamma+2) - \frac{\mu}{m}(2-\alpha_1+\alpha_2)\Big],
\end{aligned} \tag{12}$$

式中

$$\begin{aligned}
\tilde{m} &\equiv \left(\frac{m_p}{m}\right)_2(m_A)_1 + \left(\frac{m_p}{m}\right)_1(m_A)_2 \\
&= m[1+f_1(\Omega_1)+f_2(\Omega_2)],
\end{aligned} \tag{13}$$

$f_1(\Omega_1)$和$f_2(\Omega_2)$分别代表两个物体的引力自能项，对于太阳，它们不超过 10^{-5}，并且是一个常量. 所以有 $\tilde{m}\approx m$，可以去掉波号.

在太阳系中，取地球轨道平面为参考平面，春分点的地-日方向为参考方向. 对于所有的行星，其轨道与参考平面的夹角 i 都很小，可以认为 $\sin i\ll 1$，从参考方向到上交点的角为 Ω. 在轨道平面中测得的近日点角度为 α，离心率为 e，半长轴为 a. 用标准方法计算轨道参量的扰动. 把(12)式中的加速度 $\boldsymbol{a}$ 分解为径向分量 $a^{(1)}$，垂直于轨道平面的分量 $a^{(2)}$和垂直于前两个方向的分量 $a^{(3)}$，利用下式计算各轨道参量的变化率：

$$\frac{\mathrm{d}\alpha}{\mathrm{d}t}=-\frac{pa^{(1)}}{he}\cos\varphi+\frac{(p+r)a^{(3)}}{he}\sin\varphi-\frac{ra^{(2)}}{h}(\mathrm{ctg}i\cdot\sin(\alpha+\varphi)),\tag{14}$$

$$\frac{\mathrm{d}e}{\mathrm{d}t}=\frac{(1-e^2)}{h}\left[aa^{(1)}\sin\varphi+\frac{a^{(3)}}{e}\left(\frac{ap}{r}-r\right)\right],\tag{15}$$

$$\frac{\mathrm{d}a}{\mathrm{d}t}=\frac{2a^2}{h}\left(\frac{pa^{(3)}}{r}+a^{(1)}e\sin\varphi\right),\tag{16}$$

$$\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}=\frac{ra^{(2)}}{h}\cos(\alpha+\varphi),\tag{17}$$

$$\frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{d}t}=\frac{a^{(2)}r}{h}\frac{\sin(\alpha+\varphi)}{\sin i},\tag{18}$$

式中 h 为单独质量的轨道角动量，φ 为近日点到行星的位相角，p 的定义仍为

$$p=a(1-e^2),\tag{19}$$

r,φ,p,e 的关系仍为

$$r=p(1+e\cos\varphi)^{-1},$$

$$r^2\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t}\equiv h\equiv(mp)^{1/2}.\tag{20}$$

由于在地心坐标系中观测，所以测得的近日点为

$$\tilde{\alpha}=\alpha+\Omega\cos i.\tag{21}$$

这时算出 $\tilde{\alpha}$ 的变化率为

$$\frac{\mathrm{d}\tilde{\alpha}}{\mathrm{d}t}=-\frac{pa^{(1)}}{he}\cos\varphi+\frac{a^{(3)}(p+r)}{he}\sin\varphi.\tag{22}$$

(22)式中的扰动加速度为

$$a^{(1)}=\frac{3}{2}\frac{mR^2J_2}{r_4}\left[3(\hat{e}\cdot\hat{n})^2-1\right]+\frac{m}{r^2}\Big[(2\gamma+2\beta)\frac{m}{r}-\gamma V^2+(2\gamma+2)(\boldsymbol{V}\cdot\hat{n})^2+(2+\alpha_1-2\xi_2)\frac{\mu}{r}-\frac{1}{2}(6+\alpha_1+\alpha_2+\alpha_3)\frac{\mu}{m}V^2-\frac{1}{2}(1-2\alpha_1-\alpha_2)\frac{\mu}{m}(\boldsymbol{V}\cdot\hat{n})^2\Big],$$

$$a^{(3)}=\frac{-3mR_2J_2}{r_4}(\hat{e}\cdot\hat{n})(\hat{e}\cdot\hat{\lambda})+\frac{m}{r^2}(\boldsymbol{V}\cdot\hat{n})\times(\boldsymbol{V}\cdot\hat{\lambda})\left[(2\gamma+2)-\frac{\mu}{m}(2-\alpha_1+\alpha_2)\right],\tag{22a}$$

式中 $\hat{\lambda}$ 为沿轨道运动方向，与 $\hat{n}$ 正交，$\hat{\lambda}$ 和 $\hat{n}$ 都是单位矢. 在太阳系中，对称轴与轨道平面正交，所以 $\hat{e}\cdot\hat{n}=0$，把(22a)式代入(22)式，并注意(20)式，沿轨道求积分，得到

效应 1
$$\Delta\tilde{\alpha}=\frac{6\pi m}{p}\left[\frac{1}{3}(2+2\gamma-\beta)+\frac{1}{6}(2\alpha_1-\alpha_2+\alpha_3+2\xi_2)\frac{\mu}{m}+\frac{J_2R^2}{2mp}\right].\tag{23}$$

上式等号右端第一项是决定于 PPN 参数 γ 和 β 的经典近日点进动. 第二项决定于两物体质量的比，这一项在完全守恒理论中($\alpha_1\equiv\alpha_2\equiv\alpha_3\equiv\xi_2\equiv0$)为零. 由于水星质量与太阳质量之比约为 2×10^{-7}，所以 $\mu/m\approx2\times10^{-7}$，故对于水星和太阳可忽略这一项. 第三项决定于太阳四极矩 J_2，太阳四极矩是由它的扁平结构产生的，估计 $J_2\approx10^{-7}$，用这一值及水星-太阳的标准轨道参数代入，得到近日点进动值为

$$\tilde{\alpha}=42''.95\lambda_p/\text{百年},$$

$$\lambda_p=\frac{1}{3}(2+2\gamma-\beta)+3\times10^{-4}(J_2/10^{-7}).\tag{24}$$

用雷达测量水星轨道，得到对 PPN 参数的限制：

$$\frac{1}{3}(2+2\gamma-\beta)=\begin{cases}1.005\pm0.020 & (1972,\text{Shapiro});\\1.003\pm0.005 & (1976,\text{Shapiro}).\end{cases}\tag{25}$$

曾经有一段时间，人们对水星近日点进动的解释有争议. 主要是由于 Dicke(1966)测量太阳的偏率，得到极半径和赤道半径差为$\triangle R=(43''.3\pm3''.3)\times10^{-3}$. 由此得到

$$J_2=(2.47\pm0.23)\times10^{-5}\quad(\text{Dicke},1974).\tag{26}$$

这样大的 J_2 值对水星近日点进动的贡献约为 $4''\mathrm{s}^{-1}$. 这使广义相对论的预言与观测结果不一致. 另一方面，这一值可由 Brans-Dicke 的标量引力理论得到解释，只要取其中参量 $\omega\approx5$.

这一争论直至 Hill 小组公布了他们的观测结果之后才平息下来. 他们观测的结果为

$$\triangle R = (9''.2 \pm 6''.2) \times 10^{-3}$$

$$J_2 = 0.10 \pm 0.43 \times 10^{-5} \qquad (\text{Hill 等,1974}). \tag{27}$$

此结果为 Dicke 值的 1/5.

2. $W \neq 0$ 的情况　　设两体系统的质心以速度 $\boldsymbol{W}$ 相对于宇宙静止标架运动. 由(14),(15),(21)式得到附加加速度

$$\begin{aligned}\delta \boldsymbol{a}_1 = &-\frac{1}{3}\alpha_3 \frac{\Omega_1}{m_1}(\boldsymbol{W}+\boldsymbol{V}_1)\times \boldsymbol{W} - \frac{m_2 \boldsymbol{r}}{r^3}\Big[(4\beta + 2\gamma \\ &- 1 - \xi - 3\xi_w)\frac{m_G}{r_G} + \frac{1}{2}(\alpha_1 - \alpha_2 - \alpha_3)W^2 \\ &+ \frac{1}{2}\alpha_1 \boldsymbol{W}\cdot\boldsymbol{V}_1 + \frac{1}{2}(\alpha_1 - 2\alpha_2 - 2\alpha_3)\boldsymbol{W}\cdot\boldsymbol{V}_2 \\ &+ \frac{3}{2}\alpha_2(\boldsymbol{W}\cdot\hat{n})^2 + 3\alpha_2(\boldsymbol{W}\cdot\hat{n})\Big] \\ &- \xi_w \frac{m_2}{r_3}\frac{m_G}{r_G}\Big[2(\hat{n}_G\cdot\boldsymbol{r})\hat{n}_G - 3\boldsymbol{r}(\boldsymbol{n}_G\cdot\hat{n})^2\Big] \\ &+ \alpha_2 \frac{m_2}{r_3}(\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{W})\boldsymbol{V}_2 + \frac{1}{2}\frac{m_2}{r^3}\boldsymbol{r}\Big[\alpha_1 \boldsymbol{V}_1 \\ &- (\alpha_1 - 2\alpha_2)\boldsymbol{V}_2 + 2\alpha_2 \boldsymbol{W}\Big]\boldsymbol{W},\end{aligned} \tag{28}$$

$\delta\boldsymbol{\alpha}_2 = \{$在上式中将 $\boldsymbol{r}$ 换成 $-\boldsymbol{r}$,脚标 $1\leftrightarrow 2\}$,　(28)

式中 $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}_{21}$, $\hat{n} = \boldsymbol{r}/r$, $r_G = |\boldsymbol{r}_{1G}|$, $\hat{n}_G = \boldsymbol{r}_{1G}/r_G$,下脚标 G 代表银河系. 为常数,可以放到牛顿加速度中去,由太阳行星组成的系统,可忽略行星的 Ω/m 取太阳为物体 1,则相对加速度 $\delta\boldsymbol{a} = \delta\boldsymbol{a}_2 - \delta\boldsymbol{a}_1$ 可写为

$$\begin{aligned}\delta\boldsymbol{a} = &\frac{m\boldsymbol{r}}{r^3}\Big[\frac{1}{2}\alpha_1 \frac{\delta m}{m}\boldsymbol{W}\cdot\boldsymbol{V} + \frac{3}{2}\alpha_2(\boldsymbol{W}\cdot\hat{n})^2\Big] \\ &+ \xi_w \frac{m}{r^3}\frac{m_G}{r_G}\Big[2(\hat{n}_G\cdot\boldsymbol{r})\hat{n}_G - 3\boldsymbol{r}(\hat{n}_G\cdot\hat{n})\Big]^2 \\ &- \frac{m\boldsymbol{r}}{r^3}\Big[\frac{1}{2}\alpha_1\frac{\delta m}{m}\boldsymbol{V} + \alpha_2 \boldsymbol{W}\Big]\boldsymbol{W} \\ &+ \frac{1}{3}\alpha_3\left(\frac{\Omega}{m}\right)_{\odot}\boldsymbol{W}\times\boldsymbol{W},\end{aligned} \tag{29}$$

式中用到(9)和(10)式,$\delta m = m_2 - m_1$.

设 $m_2 \ll m_1$, $e \ll 1$, $\boldsymbol{W}$ 与轨道平面正交,用计算(23)式的方法,取到 e 的零阶,得到轨道上 $\tilde{\alpha}$ 的变化量

$$\begin{aligned}\Delta\tilde{\alpha} = &-2\pi\Big[\frac{1}{4}\alpha_1\left(\frac{m}{p}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{W_{\odot}}{e} + \frac{1}{8}\alpha_2(W_P^2 - W_Q^2) \\ &- \frac{1}{4}\xi_w\frac{m_G}{r_G}(\hat{n}_P^2 - \hat{n}_Q^2) - \frac{1}{2}\alpha_3\left(\frac{|\Omega|}{m}\right)_{\odot} \\ &\times\left(\frac{|W|p^2}{me}W_{\odot}\right)\Big],\end{aligned} \tag{30}$$

式中 W_p, W_Q 和 $\boldsymbol{n}_P$、$\hat{n}_Q$ 分别是矢量 $\boldsymbol{W}$ 和 $\boldsymbol{n}$ 沿近日点方向(W_p, $\hat{n}_p$)和沿与它垂直(在轨道面上)的方向(W_Q, $\boldsymbol{n}_Q$)的分量. 可以证明,(2),(4),(30)式中的扰动引起 e, i 和 Ω 的变化. 将水星,地球和太阳各有关参量代入,有

$$\left(\frac{\Omega}{m}\right)_{\odot} \approx 4\times 10^{-6}, \quad W_{\odot} \approx 3\times 10^{-6}\,\mathrm{s}^{-1}. \tag{31}$$

$\boldsymbol{W}$ 的方向指向银河系中心. 太阳系相对于优越标架的速度

$$W = 350\,\mathrm{km/s}.$$

这一数值是根据(1994)测量数据算得的. 考虑到'经典'贡献,最后得到

效应 2　$\dot{\tilde{\alpha}}_{水星} = \Big\{43.0\Big[\frac{1}{3}(2\gamma + 2 - \beta)$

$$+ 3\times 10^{-4}(J_2/10^{-7})\Big] - 123\alpha_1 + 92\alpha_2 + 1.4\times 10^5\alpha_3 + 63\xi_w\Big\}/\text{百年}. \tag{32}$$

效应 3　$\dot{\tilde{\alpha}}_{地球} = \Big\{3.8\Big[\frac{1}{3}(2\gamma + 2 - \beta)\Big] - 198\alpha_1$

$$+ 12\alpha_2 + 2.4\times 10^6\alpha_3 + 14\xi_w\Big\}/\text{百年}. \tag{33}$$

取 $J_2 < 5\times 10^{-6}$,按观测值与上两式比较,可以得到对几个 PPN 参量的限制:

$$|49\alpha_1 - \alpha_2 - 6.3\times 10^5\alpha_3 - 2.2\xi_w| < 0.1,$$

$$|\alpha_3| \lesssim 2\times 10^{-7}. \tag{34}$$

效应 2 和 3 是由于 $W \neq 0$ 引起的(α_1, α_2, α_3 不为零),属于优越标架效应.

[1] C.M. Will, Theory auel Experiment in G P(1981), §4, §5.

[2] I.I. Shapiro, *Testing General Relativity with Radar*, **141**(1966), 1219.

[3] Y.J. Wang, Z.M. Tang, *Sci. Chin.*, **44A**(2001), 801.

[4] Y.J. Wang, General Relativity and Gravitation (Hunan Science and Technology Press, Changsha, 2000).

[5] Y.J. Wang, Q.H. Peng, *Sci. Chin.*, **27A**(1984), 422.

[6] Y.J. Wang, Z.M. Tang, *Sci. Chin.*, **29A**(1986), 323.

[7] H. Meusinger, 1994 b IAU Circ., 5870.

[8] Y.G. Shen, *Mod. Phys. Lett.*, **15A** (2000), 1901.

[9] Z. Zhao *et al.*, *Acta Phys. Sin.*, **48**(1999), 2004(in Chinese) [赵　峥等,物理学报,**48**(1999),2004].

THE ORBITAL PRECESSION EFFECT IN THE MASS QUADRUPOLE MOMENT FIELD

WANG YONG-JIU TANG ZHI-MING
(*Institute of Physics*, *Hunan Normal University*, *Changsha* 410081, *China*)

(Received 11 June 2001; revised manuscript received 5 July 2001)

ABSTRACT

In this paper, we calculate the orbital precession effect on the experiment body in a mass quadrupole moment field by the parameterized post Newton method. We obtain some interesting results in astrophysics-preferred frame effect and the limits on some PPN parameters.

Keywords: parameterized, post newton method, gravitational effect
PACC: 0314