中 国 科 学
1985 年 4 月　　A 辑　　第 4 期

再论岁差值对世界时的影响及世界时的定义

许邦信　　朱圣源　　张　挥
（南京大学天文系）　（中国科学院上海天文台）　（中国科学院陕西天文台，临潼）

摘　　要

本文分析了传统的世界时定义的缺点；就目前国际上关于岁差值对世界时的影响所存在的分歧提出了新的看法；并建议对各种测定世界时的观测技术都采用统一的，具有明确物理意义的，概念性定义．

国际天文学联合会（IAU）在 1982 年通过的世界时新定义有以下几方面的缺点：(1) 它没有提供世界时的明确物理概念；(2) 在世界时的表示式中包含有岁差量的测定值，今后随着对岁差常数的修订，将需要不断地更改；(3) 它是根据使用 FK5 星表的经典光学观测技术的情况推导的，没有考虑 VLBI 和 LLR 等新观测技术的情况．IAU 第 4，8，19 和 31 等专业委员会已决定在 1985 年重新开会讨论世界时的定义．

一、世界时的作用及传统世界时定义的缺点

世界时，即格林尼治平太阳时，在历史上曾起过三方面的作用：

(1) 它是地球相对于空间非旋转坐标系的自转速率和自转角度的一种代表；

(2) 它是天文历表中计算天体运动的时间变量；

(3) 它是物理学中计量时间的基准．

在以上这三条中，第 (1) 条是最基本的．正因为它是地球自转速率的代表，而地球自转速率又曾长期被认为是均匀的，世界时才有后面二条的作用．由于已经确认地球自转实际上是不均匀的，1960 年以后，世界时的第(2)，(3)条作用已先后被力学时和原子时所取代，现在它只是地球自转的一种表示形式．它的具体用途主要是：

(1) 确定地面点的地心矢量相对于空间坐标系或地面坐标系的方位；

(2) 提供地球自转速率及其变化的信息；

(3) 作为民用时间系统 UTC 的跳秒校正基准，以使 UTC 12^h 与格林尼治平正午尽可能一致．

Newcomb 提出的世界时定义[1]，是以地球自转严格均匀为基础的．他首先定义了一个在天球赤道上“具有均匀恒星运动的假平太阳”，它的平赤经用如下形式表示：

$$R_\odot = (R_0 + \mu T_U) + (a_1 T_U + a_2 T_U^2 + \cdots\cdots), \qquad (1)$$

其中 T_U 是由某一固定历元起算的世界时时刻．上式中第一个括号代表假平太阳的均匀恒星

本文 1984 年 6 月 27 日收到．

运动,第二个括号则代表平春分点的赤经岁差,显然时间变量 T_U 被认为是均匀的. Newcomb 根据真太阳平黄经的经验公式选定了 R_0 和 $\mu + a_1$ 的数值,又根据赤经岁差的测定值选定了 a_2 的数值 (只取至 T_U 的二次项),再由 (1) 式推得计算世界时 0^h 的格林尼治平恒星时 $(GMST)_0$ 的公式:

$$(GMST)_0 = R_\odot - 12^h = (R_0 - 12^h) + (\mu + a_1)T_U + a_2T_U^2, \qquad (2)$$

这就是传统的世界时定义.

由于从 1984 年 1 月 1 日起,采用新的天文常数系统和新的 FK5 星表, IAU决定修改(2)式,使 1984 年初 UT1 在数值上和速率上保持连续,于是有 Aoki 等所提出的世界时新定义[2],它仍然是以传统定义为基础的. Aoki 等同样定义了一个"具有均匀恒星运动的基准点",它的平赤经用(1)式表示,而 UT1 的新定义也采用 (2) 式的形式. 新定义与旧定义的差别只在于选定 R_0 和 $\mu + a_1$ 数值的方法不同,采用了新的标准历元和增加了计算赤经岁差的三次项. 传统的 UT_1 定义有如下缺点:

1. 它没有提供 UT1 的明确物理概念

a. 由于我们已经知道地球自转实际上是不均匀的,因此现在仍认为 Aoki 等的"基准点"、"具有均匀的恒星运动"是不确切的.

b. (2) 式中没有显含基准点的运动速率 μ 也没有明确表达 UT1 与地球自转角的关系. 实践中,人们往往忽略 UT1 与地球自转速率的概念差异,容易误认 UT1 的日长变化就等于地球自转周期的变化. 至于广大非天文界的 UT1 用户更难以察觉新定义与旧定义中 μ 值的差异.

c. 理论上,赤经岁差的时间变量应是均匀的力学时,而在(1),(2)两式中都近似地用不均匀的 UT1 来表示,这造成了时间变量概念上的含糊[3].

2. 所谓 UT1 的定义实际上只是根据恒星时计算 UT1 的数字公式,它具有不确定的因素. 这类定义被 Eichhorn 称为"习用定义"[4]. 因为公式中包括的岁差量 a_1, a_2, $\cdots$ 等都是测定常数,今后随着对岁差常数的不断修订,就需要不断地重新定义 UT1. 再者,假若某种观测技术采用了自己修订的岁差常数,它就必需采用自己的 UT1 定义[5]. 这是不合理也是不方便的.

3. Aoki 等在选定 UT1 定义中的 R_0 和 $\mu + a_1$ 数值时,只考虑了使用 FK5 星表的经典光学观测技术所测定的 UT1 的连续问题,没有考虑 VLBI 和 LLR 等新观测技术的情况. 1984 年初采用新天文常数系统后,对于后面两种观测技术,究竟影响如何? 应该采用什么形式的 UT1 定义? 目前国际上尚存在分歧.

IAU 第 4, 8, 19 和 31 专业委员会已决定,1985 年在新德里召开的 IAU 第 19 届大会期间,重新讨论 UT1 的定义[6].

二、岁差值对新技术测定世界时的影响

岁差常数和分点的变化会影响天体的视位置,因而影响恒星时和 UT1 的测定. 这种影响对不同参考系是不同的,对恒星参考系比较简单,看法一致;而对非恒星参考系则比较复杂,目前尚有不同看法[7,8]. 主要分歧在于岁差常数的变化对 VLBI 和 LLR 等新技术测定 UT1 的影响是否与被测天体或测站的位置有关. 下面,我们将从统一的基本观测方程出发,分三

个方面来讨论这一问题.

VLBI 的直接观测量是基线矢量与源矢量的夹角，这相当于用经典仪器测量天体的天顶距. LLR 的直接观测量是测站与月面反射器的距离，经过简单换算也可得到测量反射器天顶距的方程. 因此，基本观测方程可统一地写为:

$$\cos z = \sin\delta\sin\varphi + \cos\delta\cos\varphi\cos(s-\alpha), \tag{3}$$

其中 z 为天体的天顶距; α, δ 为天体的赤经和赤纬; φ, λ, s 分别为测站(或基线)的纬度、经度和地方真恒星时.

1. 概念性的讨论

设岁差常数变化的赤经和赤纬分量分别为 Δm 和 Δn. 这相当于是使春分点附加向西移 Δmt, 天极附加向春分点移 Δnt, t 为计算岁差的时间.对于非恒星参考系的天体，从一般岁差改正公式可得，由此产生的视位置变化是:

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= \Delta mt + \Delta nt\sin\alpha\tan\delta,\\ \Delta\delta &= \Delta nt\cos\alpha.\end{aligned} \tag{4}$$

在理想情况下，观测这些天体所测定的纬度和地方恒星时应与赤经赤纬参考相同的天极，它们的相应变化为:

$$\begin{aligned}\Delta\varphi &= \Delta nt\cos s,\\ \Delta s &= \Delta mt + \Delta nt\sin s\tan\varphi.\end{aligned} \tag{5}$$

天极的附加位移 Δnt 受到地球自转的调制，它对地面坐标系中极移的影响是:

$$\begin{aligned}\Delta x &= \Delta nt\cos S,\\ \Delta y &= \Delta nt\sin S,\end{aligned} \tag{6}$$

其中 S 是格林尼治真恒星时, $S = s - \lambda$. 由此得

$$\Delta S = \Delta s - \Delta\lambda = \Delta s - (\Delta x\sin\lambda + \Delta y\cos\lambda)\tan\varphi = \Delta mt. \tag{7}$$

(6),(7)式与文献[8]用坐标变换方法的理论推导结果完全一致. 然后，我们有

$$\begin{aligned}\Delta\mathrm{UT0} &= (1-\nu)\Delta s,\\ \Delta\mathrm{UT1} &= (1-\nu)\Delta S,\end{aligned} \tag{8}$$

其中 $\nu = 0.0027304$.

由此可得结论: 如与观测天体参考相同的天极，新技术测定 UT0 受 Δm, Δn, 测站位置和观测时刻的影响；测定 UT1 则只受 Δm 的影响；即岁差值对测定 UT1 的影响与被测天体或测站的位置无关.

对于恒星参考系，岁差常数的变化同时还使恒星产生与(4)式相应的附加自行，两者相互抵消，因此基本上不影响恒星的视位置，故对所有测定都没影响.

2. 理想化的观测条件

所谓"理想化"是指对观测条件作如下规定: (1)不考虑其它模型误差，因而只需求解极移和格林尼治恒星时；(2)用单一的观测技术，由若干测站同步观测，计算极移和格林尼治恒星时的瞬时值.

微分(3)式，可得由岁差常数变化引起的各改变量之间的关系:

$$\begin{aligned}&\cos\delta\cos\varphi\sin(s-\alpha)\Delta s - [\sin\delta\cos\varphi - \cos\delta\sin\varphi\cos(s-\alpha)]\Delta\varphi\\ &\quad = \cos\delta\cos\varphi\sin(s-\alpha)\Delta\alpha + [\cos\delta\sin\varphi - \sin\delta\cos\varphi\cos(s-\alpha)]\Delta\delta.\end{aligned} \tag{9}$$

设共有 L 个观测，并令

$$\begin{aligned}
A_{ij} &= \cos\delta_j \sin\varphi_i - \sin\delta_j \cos\varphi_i \cos(S + \lambda_i - \alpha_j),\\
B_{ij} &= \cos\delta_j \cos\varphi_i \sin(S + \lambda_i - \alpha_j),\\
C_{ij} &= \sin\delta_j \cos\varphi_i - \cos\delta_j \sin\varphi_i \cos(S + \lambda_i - \alpha_j),\\
D_{ij} &= B_{ij}\sin\lambda_i \tan\varphi_i - C_{ij}\cos\lambda_i = \cos\delta_j \sin\varphi_i \cos(S - \alpha_j) - \sin\delta_j \cos\varphi_i \cos\lambda_i,\\
E_{ij} &= B_{ij}\cos\lambda_i \tan\varphi_i + C_{ij}\sin\lambda_i = \cos\delta_j \sin\varphi_i \sin(S - \alpha_j) + \sin\delta_j \cos\varphi_i \sin\lambda_i,
\end{aligned} \tag{10}$$

其中下标 i 表示不同测站(或基线)，j 表示不同天体. 于是(9)式可写为

$$B_{ij}\Delta s_i - C_{ij}\Delta\varphi_i = B_{ij}\Delta\alpha_j + A_{ij}\Delta\delta_j. \tag{11}$$

再用

$$\begin{aligned}
\Delta\varphi &= \Delta x \cos\lambda - \Delta y \sin\lambda,\\
\Delta s &= \Delta S + \Delta\lambda = \Delta S + (\Delta x \sin\lambda + \Delta y \cos\lambda)\tan\varphi,
\end{aligned} \tag{12}$$

及(4)式代入得误差方程组:

$$B_{ij}\Delta S + D_{ij}\Delta x + E_{ij}\Delta y = B_{ij}\Delta mt + D_{ij}\Delta nt\cos S + E_{ij}\Delta nt\sin S, \tag{13}$$

其矩阵形式为:

$$(\boldsymbol{B},\boldsymbol{D},\boldsymbol{E})\begin{bmatrix}\Delta S\\ \Delta x\\ \Delta y\end{bmatrix} = (\boldsymbol{B},\boldsymbol{D},\boldsymbol{E})\begin{bmatrix}\Delta mt\\ \Delta nt\cos S\\ \Delta nt\sin S\end{bmatrix}, \tag{14}$$

其中 $\boldsymbol{B}, \boldsymbol{D}, \boldsymbol{E}$ 分别为 L 维列矢量. 其法方程组为:

$$\begin{bmatrix}\boldsymbol{B}^T\boldsymbol{B} & \boldsymbol{B}^T\boldsymbol{D} & \boldsymbol{B}^T\boldsymbol{E}\\ \boldsymbol{D}^T\boldsymbol{B} & \boldsymbol{D}^T\boldsymbol{D} & \boldsymbol{D}^T\boldsymbol{E}\\ \boldsymbol{E}^T\boldsymbol{B} & \boldsymbol{E}^T\boldsymbol{D} & \boldsymbol{E}^T\boldsymbol{E}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\Delta S\\ \Delta x\\ \Delta y\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}\boldsymbol{B}^T\boldsymbol{B} & \boldsymbol{B}^T\boldsymbol{D} & \boldsymbol{B}^T\boldsymbol{E}\\ \boldsymbol{D}^T\boldsymbol{B} & \boldsymbol{D}^T\boldsymbol{D} & \boldsymbol{D}^T\boldsymbol{E}\\ \boldsymbol{E}^T\boldsymbol{B} & \boldsymbol{E}^T\boldsymbol{D} & \boldsymbol{E}^T\boldsymbol{E}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\Delta mt\\ \Delta nt\cos S\\ \Delta nt\sin S\end{bmatrix}. \tag{15}$$

如(15)式中的系数矩阵 F 满秩，则可解出

$$\begin{bmatrix}\Delta S\\ \Delta x\\ \Delta y\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}\Delta mt\\ \Delta nt\cos S\\ \Delta nt\sin S\end{bmatrix}, \tag{16}$$

与概念性讨论的结论完全一致.

不难证明，如果 L 条基线同时观测一个源或 L 个 LLR 测站同时观测月面上同一个反射器，则 $|F| = 0$，此时法方程组(15)无定解.

微分基本观测方程(3)可推出测定地球自转参量的误差方程:

$$\Delta\cos z_{ij} = B_{ij}dS + D_{ij}x + E_{ij}y, \tag{17}$$

其中 dS 是格林尼治真恒星时的真值与采用值之差，其法方程组的系数矩阵与 F 完全一样，可见当 $|F| = 0$ 时，也无法解算 x, y 和 dS.

因此，要满足理想化的观测条件，对 VLBI，至少要有五面天线组成三条独立的基线同时观测两个不同的射电源；对 LLR，至少要有三个测站同时观测月面上两个不同的反射器，这样才能解算瞬时的地球自转参量. 但是对于 LLR，由于两个反射器的位置相隔太近，法方程组的制约性是极差的.

3. 实际的观测条件

实际上，至今所进行的测定都不能满足上述理想化的观测条件，或多或少地存在以下问

题：

(1) 平均解代替瞬时解

由于同时观测求解瞬时的地球自转三参量目前还难以做到，故一般的做法是：在一段时间内，把解当成常量，用不同时刻的多次观测求解，并认为这个解就是这段时间所有解的平均，而且当作这段时间内平均时刻的解．我们把这样的解叫做平均解．对于平均解，由于观测时刻不同，(10)至(13)式中的 S 不能当作常量，故(14)和(15)式中的 $\cos S$ 和 $\sin S$ 不能作为公因子提出来，其解就远较(16)式复杂，有

$$\Delta S = \Delta m t + \Delta n t \begin{vmatrix} \boldsymbol{B}^T(\boldsymbol{D}_c+\boldsymbol{E}_s) & \boldsymbol{B}^T\boldsymbol{D} & \boldsymbol{B}^T\boldsymbol{E} \\ \boldsymbol{D}^T(\boldsymbol{D}_c+\boldsymbol{E}_s) & \boldsymbol{D}^T\boldsymbol{D} & \boldsymbol{D}^T\boldsymbol{E} \\ \boldsymbol{E}^T(\boldsymbol{D}_c+\boldsymbol{E}_s) & \boldsymbol{E}^T\boldsymbol{D} & \boldsymbol{E}^T\boldsymbol{E} \end{vmatrix} \Big/ \begin{vmatrix} \boldsymbol{B}^T\boldsymbol{B} & \boldsymbol{B}^T\boldsymbol{D} & \boldsymbol{B}^T\boldsymbol{E} \\ \boldsymbol{D}^T\boldsymbol{B} & \boldsymbol{D}^T\boldsymbol{D} & \boldsymbol{D}^T\boldsymbol{E} \\ \boldsymbol{E}^T\boldsymbol{B} & \boldsymbol{E}^T\boldsymbol{D} & \boldsymbol{E}^T\boldsymbol{E} \end{vmatrix}, \tag{18}$$

其中 $\boldsymbol{D}_c$ 和 $\boldsymbol{E}_s$ 分别是由 $D_{ij}\cos S_{ij}$ 和 $E_{ij}\sin S_{ij}$ 为元素构成的 L 维列矢量．

有些单台站或单基线测定，求解的不是 dS，x，y 而是 ds，φ 的平均解．由(11)式，有

$$\Delta s = \Delta m t + \Delta n t \begin{vmatrix} \boldsymbol{B}^T(\boldsymbol{D}_c+\boldsymbol{E}_s) & -\boldsymbol{B}^T\boldsymbol{C} \\ -\boldsymbol{C}^T(\boldsymbol{D}_c+\boldsymbol{E}_s) & \boldsymbol{C}^T\boldsymbol{C} \end{vmatrix} \Big/ \begin{vmatrix} \boldsymbol{B}^T\boldsymbol{B} & -\boldsymbol{B}^T\boldsymbol{C} \\ -\boldsymbol{C}^T\boldsymbol{B} & \boldsymbol{C}^T\boldsymbol{C} \end{vmatrix}, \tag{19}$$

其中 $\boldsymbol{C}$ 是由 C_{ij} 为元素构成的 L 维列矢量．

由(18)(19)两式可见，岁差常数变化对 UT1 或 UT0 平均解的影响比理想情况复杂，它们都与 Δm，Δn，观测时刻，测站位置和天体位置有关．

(2) 混合参考系

有的新技术测定，利用 BIH 系统由恒星参考系测定的 x，y 值求解 UT1．有两种情况．

a. 用 ds 的平均解计算 UT0 平均解通过下式计算 UT1，

$$\mathrm{UT1} = \mathrm{UT0} - (x\sin\lambda + y\cos\lambda)\tan\varphi. \tag{20}$$

因恒星参考系的 $\Delta x = \Delta y = 0$，故 $\Delta\mathrm{UT1} = \Delta\mathrm{UT0}$.

b. 由(17)式求 dS 的平均解再算 UT1，这种情况(14)式变为：

$$\boldsymbol{B}\Delta S = \boldsymbol{B}\Delta m t + (\boldsymbol{D}\cos S + \boldsymbol{E}\sin S)\Delta n t, \tag{21}$$

有解：

$$\Delta S = \Delta m t + \Delta n t \boldsymbol{B}^T(\boldsymbol{D}\cos S + \boldsymbol{E}\sin S)/\boldsymbol{B}^T\boldsymbol{B}. \tag{22}$$

可见，混合参考系的这两种情况的 ΔUT1 也都与 Δm，Δn，观测时刻，测站位置和天体位置有关．

(3) 增加其它参量

在处理观测资料时，有时还要在观测方程中增加仪器误差、钟差和大气传输改正等其它参量．在解算中这些参量也会吸收岁差常数变化的部分影响，因而使 ΔUT1 产生相应的变化．

总之，对于 VLBI 和 LLR 等新技术，ΔUT1 是随着实际观测条件而转移的，在一般情况下，它除了受 Δm 的直接影响外，还与 Δn，观测时刻，测站位置和天体位置有着复杂的关系，除非已对测站位置，观测时刻和天体位置的分布作专门的安排．显然，各种不同观测条件影响的平均就是理想情况．

三、我们对世界时定义的建议

1. 建立明确的概念性定义

这个定义应该体现 UT1 的主要用途，并适用于任何观测技术．无论天文常数、观测方法或观测纲要的变化都不应该改变 UT1 定义的内涵．

Guinot 的下述建议[9]可以选作为 UT1 的概念性定义：

“世界时是与地球的恒星自转成比例的一个角度，比例系数的选择是要使在长期内 UT1 12^h 与格林尼治正午同位相”．

此定义的第一句直观、明确地反映了 UT1 与地球自转角的关系，体现它的第(1)，(2)条用途；第二句则体现它的第(3)条用途(参看第一节)．

2. 采用实现上述概念性定义的计算公式

观测是在真赤道坐标系中进行，因此计算地球自转角的基准也应该选择真赤道上的非旋转原点．Aoki 和 Kinoshita 把这一点称为真起算点 (True Departure Point)[10]．真起算点的格林尼治时角 θ，即地球相对于非旋转坐标系的自转角或称为格林尼治自转时，它可由观测的格林尼治真恒星时 S 按下式计算：

$$\theta = S - [q + (\Delta q)_s + (\Delta q)_p], \tag{23}$$

其中 $q + (\Delta q)_s + (\Delta q)_p$ 等于真春分点与真起算点在真赤道上的距离 (参看文献 [10] 中 $(A2\text{-}22)$，$(A2\text{-}32')$，$(A2\text{-}35)$，$(A2\text{-}36)$ 等公式)．

建议采用下列计算公式实现 UT1 的定义[3]：

$$\theta_0 = a + bT_U, \tag{24}$$

$$\mathrm{UT1} = k(\theta - \theta_0), \tag{25}$$

其中 θ_0 为 UT1 0^h 的格林尼治自转时；a，b 和 k 均为定义常数．根据(24)式可以计算任何一天的 θ_0．把由(23)式计算的 θ 和同一天的 θ_0 代入(25)式，可以计算观测时刻的 UT1，其日期与观测时刻的格林尼治日期相同．

目前，为了使 UT1 的数值和速率与 Aoki 等的 UT1 新定义一致，可以取[3]

$$\begin{aligned} a &= 24110^s.54841, \quad b = 8639877^s.317119, \\ k &= 0.9972696632372. \end{aligned} \tag{26}$$

一旦采用以上公式，将不改变目前的 UT1 数值．唯一的改变是天文年历中应列出每天的 θ_0 以代替 $(\mathrm{GMST})_0$，列出 $q + (\Delta q)_s + (\Delta q)_p$ 以代替赤经章动．

3. 世界时的不连续不能靠修改它的定义来解决

Aoki 等提出的 UT1 新定义[2]只能使由恒星坐标系测定的 UT1 在 1984 年初连续，但是 1984 年前后的 UT1 仍然是属于两个不同的系统．更重要的是 UT1 并不等于自转时 θ，修改 UT1 的定义并不能使 θ 在 1984 年初连续．

根据第二节的讨论，岁差常数变化对新技术测定 UT1 的影响是随着实际观测条件的变化而变化的．因此，1984 年初由 VLBI 或 LLR 测定的 UT1 的不连续，不可能靠修改 UT1 的定义或计算公式来消除．

岁差常数与分点的误差按着不同的方式影响各种观测技术所测得的 UT1，因此会造成这些 UT1 之间的系统差．采用新的岁差常数和分点，正是为了缩小这种系统差．如果只是

为了保持形式上的连续而采取抵消 1984 年初岁差常数和分点变化对 UT1 的影响的办法来修改 UT1 的定义，那实质上就是维持原有的系统差，这是没有道理的.

解决上述新老 UT1 不连续和系统不统一的根本办法是用新的天文常数、星表系统和计算方法重新归算所有旧的观测资料. 这样才能把前后的恒星时、自转时和世界时都纳入统一的新系统中. 这在目前是完全可以做到的. 例如，由于种种原因，自 1955 年至 1968 年初，BIH 的 UT1 的不连续就达廿多次[11]，所谓 "BIH 1968 系统"就是这样解决问题的.

至于不同参考系，由于种种因素(包括常数误差)的影响，各种观测技术还有系统误差，它们测定的 UT1 总会存在系统差. 对此，只能通过不同结果的相互比较求得经验改正. 但是，这并不影响它们采用本文建议的统一的 UT1 定义.

参　考　文　献

[1] Newcomb, S., *Supplement to the Amer. Eph. and Naut. Almanac for* 1897, 1895a, 188.

[2] Aoki, S. et al., *Astron. Astrophys,* **105**(1982), 359—361.

[3] Xu Bangxin, Ren Jiangping and Sun Zhushen, *Scientia Sinica,* (Series A), **25**(1982), 1197—1204.

[4] Eichhorn, H., *Philosophia Naturalis,* Band 20, Heft 2, 1983, 147—159.

[5] Lieske, J. H., *Letter to Dr. Shinko Aoki,* 1982.

[6] Yatskiv, Ya. and Klepczynski, W. J., *Letter to the Members and Consultants of Commission* 19 *of IAU,* 1983.

[7] Williams, J. G. and Melbourne, W. G., in *High-Precision Earth Rotation and Earth-Moon Dynamics* (Ed. Calame, O.), Reidel, 1982, 293—303.

[8] Zhu, S. Y. and Mueller, I. I., *Bull. Geod.,* **57**(1983), 29—42.

[9] Guinot, B., in *Reference Coordinate Systems for Earth Dynamics* (Eds. Gaposchkin, E. M. and Kolaczek, B.), Reidel, 1981, 125—134.

[10] Aoki, S. and Kinoshita, H., *Celes. Mech.,* **29**(1983), 335—360.

[11] BIH Annual Report for 1968.