

地月空间激光时间比对仿真模型研究

刘通^{1*}, 陈浩², 郭鹏斌¹, 石玉¹, 李佳威³, 王文彬¹¹中国科学院空间应用工程与技术中心, 北京 100094;²北京跟踪与通信技术研究所, 北京 100094;³国家航天局探月与航天工程中心, 北京 100190

摘要 为解决中国科学院计划于 2023 年发射的绕月飞行器激光测距时差载荷星地时间比对问题, 本文提出并建立了地月空间激光时间比对高精度测量模型。为达到 ns 级地月空间激光时间比对精度, 采用准确度为 0.1 ns 量级的数值地球时间星历模型, 建立了 ns 量级的时间尺度转换模型, 推导了精度为 10 ps 量级的激光脉冲单程和往返飞行时间模型, 建立了精度优于 10 ps 的 Shapiro 时延模型, 建立了质心修正模型、几何位置修正模型以及系统时延模型等。使用基于飞行器可观测性、回波率设置等工程实际得到的仿真数据对时间比对模型精度进行验证, 时间比对标准差为 ns 级, 表明仿真模型精度可达 ns 级。星载时钟的频率准确度估算结果和正确值误差约为 15%。所建模型可用于后续地月空间高精度激光时间比对任务。

关键词 测量; 地月空间激光时间比对; 地球时间星历; 相对论效应; 钟误差模型; 光行时

中图分类号 P228.5

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL220990

1 引言

爱因斯坦在 1905 年提出了爱因斯坦时钟同步。爱因斯坦时钟同步认为可以通过在两个空间上分开时钟之间往返的光信号来实现两时钟同步。激光测距是一种可以实现此方法的技术。1975 年, Alley^[1]进行了激光时间比对实验。在实验中, Alley 测量了巡逻机载原子钟组固有时和地面站原子钟组固有时之间的差值, 以约 1% 的精度验证了相对论频移计算结果的准确性。20 世纪 90 年代, 同步轨道激光校准实验采用激光测距技术通过地球同步轨道卫星实现了法国 Grasse 站和美国 MacDonald 站之间的时间比对, 时间比对精密密度优于 100 ps, 展示了激光测距这种高精度测距手段在时间比对方面的巨大优势和潜力^[2]。激光时间比对 (Time Transfer by Laser Link, T2L2) 载荷于 2008 年 6 月搭载 Jason-2 卫星发射^[3-4]。T2L2 的实测数据分析显示其可以实现星地时间比对稳定度优于 10 ps@75 s^[3]。2016 年 9 月, 奥地利 Graz 站与德国 Wettzell 站、Stuttgart 站之间进行了空间非合作目标的联测^[5], 联测实验通过空间碎片漫反射实现了共视条件下的站间时间比对, Graz 站和 Wettzell 站间实现了精度为 3 ns 的时间比对^[6]。空间站原子钟组 (ACES) 是欧洲航天局的空间时钟任务, 该任务的核心载荷——频率中短期高稳定的氢钟和频率长期稳定的铯钟, 将在国

际空间站建立一个超高精度时间标准。该时间标准计划通过相互独立的微波链路和激光链路 (ELT) 实现天-地高精度时间同步。ELT 预期性能指标为天地时间比对准确度 50 ps, 时间比对短稳 4 ps@1 pass^[7-9]。中国科学院上海天文台的杨福民等^[10]于 1981—1982 年在徐家汇上海天文台总部和佘山站之间进行了精密密度为纳秒级的激光时间比对。上海天文台研制了激光时间比对载荷, 并将其成功运用到北斗卫星上, 实现了精密密度为 300 ps 以及相对频率稳定度为 3×10^{-14} 的天-地时间比对^[11]。我国的空间站实验舱计划搭载高精时频柜, 其频率稳定度有望优于 ACES, 该时间标准计划通过相互独立的微波和激光链路实现天-地、地-地远距离高精度时间同步。

人类对太空的不断探索也伴随着对星际间时间传递的需求。自阿波罗登月任务以来, 月球表面共放置了 5 个激光反射器阵列, 这促使部分台站使用米级大口径望远镜或大功率激光器进行月球激光测距。双向激光测距的信号强度与距离的四次方成反比^[12], 限制了双向激光测距技术在星际测量中的使用。在星际任务中, 可以采用单向激光应答器进行测距或时间比对。2009 年 6 月, 美国航空航天局发射了绕月航天器 LRO (Lunar Reconnaissance Orbiter), LRO 上搭载着超稳振荡器和绕月飞行器激光高度计。激光高度计可以实现来自地球测站的激光脉冲的探测接收^[13]。Bauer

收稿日期: 2022-06-22; 修回日期: 2022-07-14; 录用日期: 2022-09-07; 网络首发日期: 2022-09-20

基金项目: 中国科学院空间科学战略性先导科技专项 (XDA30040400)、中国科学院 2021 特别研究助理资助项目 (T203071)

通信作者: *liutong2021@csu.ac.cn

等^[14]对 LRO 激光单向测量数据进行处理分析后得出了 LRO 与地面站的时间比对精度约为 256 ns。Degnan^[15]提出可以采用激光异步转发器进行星际间的高精度测距和时间比对。美国航空航天局戈达德飞行中心于 2005 年 5 月采用这种激光异步转发器在相距约 2.4×10^7 km 的地球和“信使”号探测器间实现了分米级测距^[16]。中国科学院计划发射的绕月飞行器上将搭载高精度原子钟组和激光测距时差载荷进行高精度地月空间激光时间比对实验,以评估星上原子钟的性能,探索支持未来中国载人登月等星际任务的高精度时间比对技术及地月空间自主导航技术。与 T2L2、ACES 等绕地航天器的星地时间比对实验相比,本文建模仿真分析的困难在于,时间比对在质心坐标时(TCB)的时间尺度下进行,需要实现星地时间分别到 TCB 的高精度转换,相关时延误差分析需要在太阳系质心天球参考系(BCRS)中进行。LRO 单向测量数据的分析表明其地月空间星地比对精度仅可以达到百纳秒级别^[14]。在考虑地面站时钟和星钟误差模型、时间系统转换模型、大气延迟修正模型和引力时延模型等的基础上,本团队建立了地月空间 ns 级时间比对测量模型,并充分分析了模型中各因素对建模误差的影响。本文第 2 节分析了地月空间星地激光时间比对的原理;第 3 节建立了高精度地月空间星地时间比对测量模型,分析了太阳系中的主要天体对星钟引力频移及 Shapiro 时延的影响量级,推导了激光脉冲单向及往返飞行时间模型,比较了两种时钟误差生成模型的性能;第 4 节依据第 3 节建立的仿真模型,以预计 2023 年发射的绕月飞行器为工程背景,进行星地时间比对数据仿真;第 5 节对仿真数据进行了初步分析与讨论,验证了时间比对模型的高精度;第 6 节为结论部分。

2 地月空间星地激光时间比对的原理

为了更清晰地阐述地月空间星地激光时间比对的原理,将地面站和卫星的运动视为一维空间中的运动,世界线如图 1 所示。图中横坐标为空间坐标,纵坐标为时间坐标,时间尺度为太阳系质心天球参考系坐标时,即质心坐标时,记为 t 。地面站于 t_1 时刻记录下激光脉冲发射时刻;脉冲于 t_2 时刻经过地面站参考点;激光脉冲于 t_3 时刻到达星上激光反射器,并且大约同时到达星载探测器;计时器于 t_3' 时刻记录下激光脉冲到达卫星的时间;被激光反射器反射回地面站的脉冲于 t_4 时刻经过地面站参考点;地面站于 t_5 时刻记录下脉冲到达时间。将 t 时刻地面站的钟面时记为 $\tau^{(g)}(t)$,星上钟面时记为 $\tau^{(s)}(t)$,则激光时间比对的钟面时差值在 t_3 时刻为 $\tau^{(s)}(t_3) - \tau^{(g)}(t_3)$ 。这里的钟面时差值包含着相对论效应。对星地钟面时均进行相对论效应修正后,得到激光时间比对的最终结果。其中,星上钟面时测量量 $\tau^{(s)}(t_{3'})$ 和 $\tau^{(s)}(t_3)$ 的差值由探测器时延、计时器时延、星

上时频源到计时器的传输延迟、激光反射器和探测器安装位置不同等因素引入, $\tau^{(s)}(t_3)$ 和地面站钟面时测量量 $\tau^{(g)}(t_1) + [\tau^{(g)}(t_5) - \tau^{(g)}(t_1)]/2$ 的差值由地面站收发时延差值、地面站时频源到激光测距系统传输时延、上下行链路激光脉冲飞行时间不对称性等因素引入。

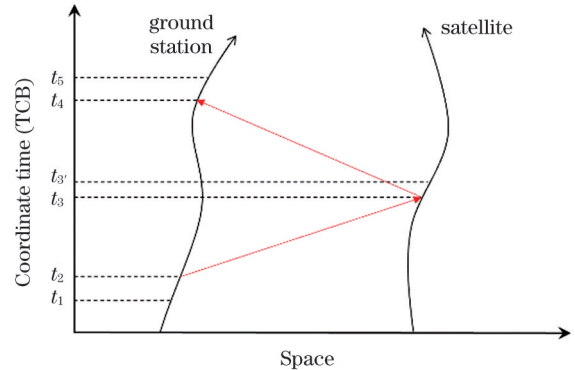


图 1 激光星地时间比对中地面站和卫星的世界线
Fig. 1 World line of ground station and satellite in laser time transfer

3 高精度地月空间激光时间比对仿真模型

高精度地月空间激光时间比对仿真模型包含时间系统转换模型、时钟误差模型、信号星地传播时间模型和测量噪声模型等。

3.1 时间系统转换模型

地月空间激光时间比对仿真模型中包含的时间系统转换模型的主要作用是实现地面站时间与坐标时的转换,以及星上固有时与坐标时的转换。实际上,地面站时钟并不输出当地固有时。地面站时钟需要与协调世界时(UTC)进行高精度的时间同步和频率同步,所以这里讨论 UTC 和 TCB 高精度转换模型。首先将 UTC 转换为地心坐标时(TCG),然后将 TCG 转换为 TCB。TCG 和 TCB 之间的转换除了需要长期项外还需要两项:一项是观者项,该项与测站相对地心的位置矢量 x_{VE} 、地心速度矢量 v_E 相关,表达式为 $x_{VE} \cdot v_E / c^2$,其中 c 为光速;另一项为地球时间星历项。依据美国航空航天局喷气推进实验室(JPL)DE405 星历计算得到的地球时间星历 TE405 的准确度在 1600—2200 年之间为 0.1 ns 量级^[17],优于 SOFA 程序包使用的含 750 周期项的 FB 模型^[18]。后者在 1600—2200 年之间的地球时间星历与 TE405 地球时间星历差值的最大值大于 50 ns^[17]。本文采用 TE405 实现 TCG 与 TCB 之间亚纳秒精度的转换。

根据国际天文学联合会(IAU)2000 决议 B1.5,使用所设计的卫星标称轨道,考虑太阳、水星、金星、地球、火星、木星、土星、天王星、海王星、冥王星和月球的引力场,分别计算卫星在 11 个天体引力场中的引力

势,得到以下结果:卫星在太阳引力场中具有引力势的绝对值最大,该引力势产生的引力频移为 $9.6 \times 10^{-9} \sim 1.1 \times 10^{-8}$;卫星在地球引力场中具有引力势的绝对值次之,该引力势产生的引力频移为 $0.9 \times 10^{-11} \sim 1.6 \times 10^{-11}$;卫星在月球引力场中的引力势产生的引力频移在 1×10^{-13} 量级;卫星在其他天体的引力场中具有引力势远小于其在月球引力场中具有引力势,两者相差 14 个量级以上。所以仿真时仅考虑太阳、地球和月球产生的引力场。记星钟在 BCRS 中的位置矢量为 x_c ,引力势为 $-U_c$ (认为无穷远处引力势为 0, U_c 取值非负),则钟固有时 $\tau^{(s)}$ 相对 TCB 频移模型为

$$\frac{d\tau^{(s)}}{dt} = \left[1 - \frac{2U_c}{c^2} - \left(\frac{\dot{x}_c}{c} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (1)$$

式中: $U_c = \frac{G \cdot M_{\text{sun}}}{r_{\text{sun}}} + \frac{G \cdot M_{\text{earth}}}{r_{\text{earth}}} + \frac{G \cdot M_{\text{moon}}}{r_{\text{moon}}}$, G 为万有引力常数, M_{sun} 、 M_{earth} 和 M_{moon} 分别为太阳、地球和月球的质量, r_{sun} 、 r_{earth} 和 r_{moon} 分别为钟距三个天体的距离。依据 IAU2000 决议 B1.5, 式(1)略去的高阶项约为 1.1×10^{-16} 。使用飞行器标称轨道,计算一年(UTC 时间从 2024-01-01 到 2024-12-31)的频移变化量 $1 - \frac{d\tau^{(s)}}{dt}$, 得到图 2。图中平均约 29.5 d 的频移变化周期表示月球绕地球公转相对于太阳的平均周期。星上固有时和坐标时在时间间隔 $[t_{\text{start}}, t_{\text{end}}]$ 上积累的差值 $D_{\text{TCB}, \tau}(t_{\text{start}}, t_{\text{end}})$ 为

$$D_{\text{TCB}, \tau}(t_{\text{start}}, t_{\text{end}}) = \int_{t_{\text{start}}}^{t_{\text{end}}} \left[1 - \frac{d\tau^{(s)}}{dt} \right] dt. \quad (2)$$

式(2)计算频移的精度约为 1.1×10^{-16} 。设置积分时间为 1 a, 得到卫星固有时和 TCB 时间的转换误差小于 3.5 ns。综上, 所建模型可以实现 ns 级的星上固有时和 TCB 转换模型。

3.2 时钟误差模型

时钟的实际钟面时和理想情况下的时间之间存在

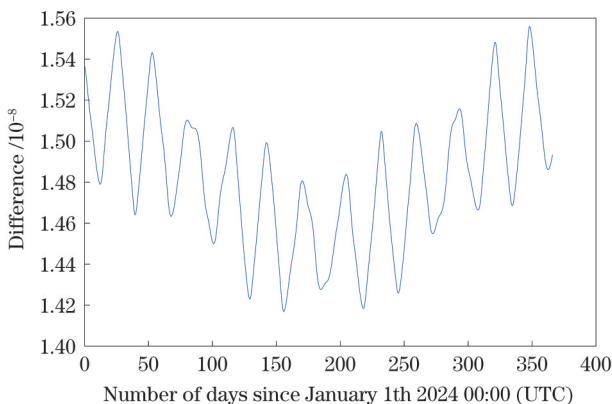


图 2 绕月航天器从 2024-01-01 到 2024-12-31 的星钟和坐标时频移变化量

Fig. 2 Difference in rate between clock onboard and TCB from 2024-01-01 to 2024-12-31

误差。总误差 E_T 包括确定性误差 E_{Td} 和随机误差 E_{Ts} 两部分, $E_T = E_{\text{Td}} + E_{\text{Ts}}$ 。 E_{Td} 由准确度指标表示, 包括初始时间同步误差、频差、频漂等; 随机误差 E_{Ts} 用稳定性指标表示, 为 Allan 方差 $\sigma_y^2(\tau)$ 或 Hadamard 方差 $\sigma_{\text{Hy}}^2(\tau)$ 。这里对两种时钟误差建模方法(稳定度指标转换法和卡尔曼滤波状态方程法)进行分析比较。

稳定度指标转换法将 E_{Td} 和 E_{Ts} 分别建模, 认为在仿真时间内时钟频漂为线性频漂。计算得到 T 时刻的确定性误差 $E_{\text{Td}}(T)$ ^[19] 为

$$E_{\text{Td}}(T) = E_{\text{Td0}} + E_{f_0} \cdot (T - T_0) + 0.5 \cdot f_D \cdot (T - T_0)^2, \quad (3)$$

式中: E_{Td0} 为初始时间 T_0 的同步误差; E_{f_0} 为频差; f_D 为频漂; T_0 为初始参考时刻。给定时钟的稳定性指标与相对频率波动的单边功率谱密度 $S_y(f)$ 的转换关系^[19-22] 为

$$\sigma_y^2(\tau_{\text{IN}}) = 2 \int_0^{f_h} S_y(f) \frac{\sin^4(\pi \tau_{\text{IN}} f)}{(\pi \tau_{\text{IN}} f)^2} df, \quad (4)$$

$$\sigma_{\text{Hy}}^2(\tau_{\text{IN}}) = \frac{8}{3} \int_0^{f_h} S_y(f) \frac{\sin^6(\pi \tau_{\text{IN}} f)}{(\pi \tau_{\text{IN}} f)^2} df, \quad (5)$$

式中: f_h 为输出频率上限; τ_{IN} 为积分时间; f 为频率; $S_y(f) = h_a \cdot f^\alpha$, 其中 α 取值不同表示不同的噪声类型, h_a 为强度系数。对式(4)或式(5)积分, 得到信号频谱为复高斯分布随机变量, 然后对其进行傅里叶逆变换, 生成相对频率偏差序列^[23]。根据相对频率偏差生成时钟的随机误差序列, 将其与确定性误差序列叠加, 便可得到最终的时钟噪声序列。

卡尔曼滤波状态方程法将 E_{Td} 和 E_{Ts} 同时建模, 则有

$$\begin{bmatrix} E_T(T + \tau) \\ E_f(T + \tau) \\ f_D(T + \tau) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \tau & \tau^2/2 \\ 0 & 1 & \tau \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_T(T) \\ E_f(T) \\ f_D(T) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \Delta E_T \\ \Delta E_f \\ \Delta f_D \end{bmatrix}, \quad (6)$$

式中: $E_T(T)$ 、 $E_f(T)$ 和 $f_D(T)$ 分别为时钟在 T 时刻的钟差、频差和频漂; τ 为采样间隔; ΔE_T 、 ΔE_f 、 Δf_D 分别为相互独立的随机误差增量, 其协方差矩阵预测值 P ^[24-25] 为

$$P = \begin{bmatrix} q_1 \tau + \frac{q_2 \tau^3}{3} + \frac{q_3 \tau^5}{20} & \frac{q_2 \tau^2}{2} + \frac{q_3 \tau^4}{8} & \frac{q_3 \tau^3}{6} \\ \frac{q_2 \tau^2}{2} + \frac{q_3 \tau^4}{8} & q_2 \tau + \frac{q_3 \tau^3}{3} & \frac{q_3 \tau^2}{2} \\ \frac{q_3 \tau^3}{6} & \frac{q_3 \tau^2}{2} & q_3 \tau \end{bmatrix}, \quad (7)$$

其中 q_1 、 q_2 和 q_3 由给出的 Allan 方差 $\sigma_y^2(\tau)$ 或 Hadamard 方差 $\sigma_{\text{Hy}}^2(\tau)$ 计算得到, 即^[24-25]

$$\sigma_y^2(\tau) = 3q_0 \tau^{-2} + q_1 \tau^{-1} + \frac{1}{3} q_2 \tau + \frac{1}{20} q_3 \tau^3, \quad (8)$$

$$\sigma_{\text{Hy}}^2(\tau) = \frac{10}{3} q_0 \tau^{-2} + q_1 \tau^{-1} + \frac{1}{6} q_2 \tau + \frac{11}{120} q_3 \tau^3, \quad (9)$$

这里的 q_0 是与时间无关的调相白噪声的方差。两种

方法对确定性误差 E_{Td} 建模的原理相同。这里比较这两种方法对随机误差建模的结果和计算时间。稳定性指标以 Hadamard 标准差给出, 满足: $\leq 5 \times 10^{-12}/1 \text{ s}$, $\leq 2 \times 10^{-12}/10 \text{ s}$, $\leq 5 \times 10^{-13}/100 \text{ s}$, $\leq 2 \times 10^{-13}/1000 \text{ s}$, $\leq 1 \times 10^{-13}/10000 \text{ s}$, $\leq 1 \times 10^{-13}/24 \text{ h}$ 。仿真时取稳定性指标的临界值。使用两种方法多次生成 300000 s 的时钟随机噪声, 典型的仿真结果如图 3 和图 4 所示, Hadamard 标准差如图 5 所示。同时记录两种方法在相同计算环境下的运行时间, 得到卡尔曼滤波状态方程法的计算时间约为稳定度指标转换法计算时间的 10 倍。这是因为卡尔曼滤波状态方程法中大量的矩阵运算会占用更多的计算资源。但是, 卡尔曼滤波状态方程法可以生成更符合给定指标的随机噪声, 因此本文采用卡尔曼滤波状态方程法。

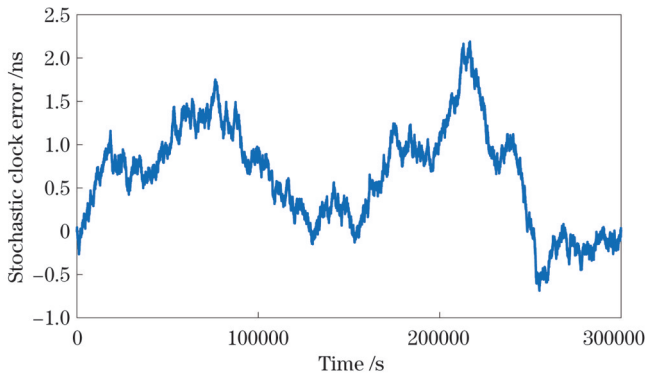


图 3 稳定度指标转换法生成的时钟随机噪声

Fig. 3 Stochastic clock noise generated by stability index conversion method

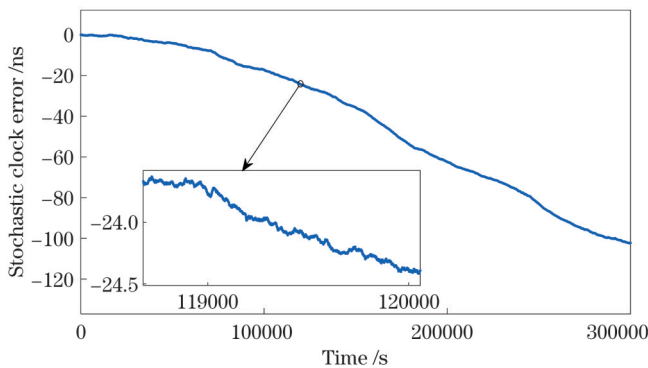


图 4 卡尔曼滤波状态方程法生成的时钟随机噪声

Fig. 4 Stochastic clock noise generated by Kalman filter state equation method

3.3 信号星地传播时间模型

信号星地传播时间模型用来计算激光脉冲从地面

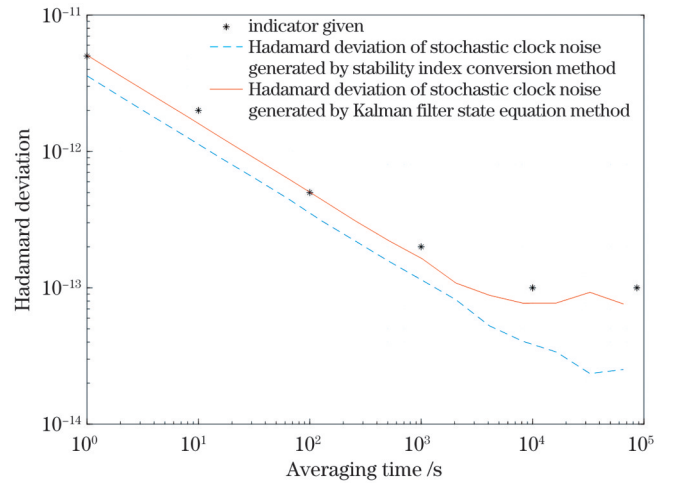


图 5 生成的时钟随机噪声的 Hadamard 标准差

Fig. 5 Hadamard deviation of stochastic clock noise generated

测站飞行到卫星的单向飞行时间, 以及激光脉冲从地面测站飞行到卫星并返回到地面站的往返飞行时间。这里在 BCRS 下建立单向和双向信号星地传播时间模型。定义理想单向星地传播时间为激光信号从望远镜系统参考点飞行至星载激光反射器的传播时间, 理想双向星地传播时间为激光信号从系统参考点飞行至星载激光反射器并立刻被反射回系统参考点的传播时间。

3.3.1 理想单向星地传播时间模型

信号从望远镜系统参考点传播至星载激光反射器的时间记为 $T_{23} = t_3 - t_2$, 表达式为

$$T_{23} = \frac{\|R_{23}\|}{c} + D_{\text{atm,up}} + D_{\text{sha,up}}, \quad (10)$$

式中: R_{23} 是从 t_2 时刻地面站系统参考点指向 t_3 时刻星上激光反射器的矢量, $R_{23} = x_s(t_3) - x_g(t_2)$, $x_s(t)$ 和 $x_g(t)$ 分别为星载激光反射器和系统参考点的位置矢量, 前者由卫星质心位置矢量、卫星姿态、星地视线方向和星载激光反射器在卫星本体坐标系下的位置矢量计算得到; $D_{\text{atm,up}}$ 为上行链路中的大气时延; $D_{\text{sha,up}}$ 为上行链路中的 Shapiro 时延。记 $v_s(t)$ 和 $a_s(t)$ 分别为绕月飞行器的速度矢量和加速度矢量, 令 $D(t) = x_s(t) - x_g(t)$, 则可得

$$R_{23} = D(t_2) + v_s(t_2)T_{23} + \frac{1}{2}a_s(t_2)T_{23}^2 + o(T_{23}^3). \quad (11)$$

令 $D(t) = \|D(t)\|$, $R_{23} = \|R_{23}\|$, 对式(11)泰勒展开可得

$$R_{23} = D(t_2) + \frac{D(t_2) \cdot v_s(t_2)}{D(t_2)} T_{23} + \frac{\|v_s(t_2)\|^2 + a_s(t_2) \cdot D(t_2) - \left[\frac{D(t_2) \cdot v_s(t_2)}{D(t_2)} \right]^2}{2D(t_2)} T_{23}^2 + o(T_{23}^3). \quad (12)$$

将式(12)代入式(10)可得

$$T_{23} = \frac{1}{c} \left\{ D(t_2) + \frac{D(t_2) \cdot \mathbf{v}_s(t_2)}{D(t_2)} T_{23} + \frac{\|\mathbf{v}_s(t_2)\|^2 + \mathbf{a}_s(t_2) \cdot D(t_2) - \left[\frac{D(t_2) \cdot \mathbf{v}_s(t_2)}{D(t_2)} \right]^2}{2D(t_2)} T_{23}^2 + o(T_{23}^3) \right\} + D_{\text{atm,up}} + D_{\text{sha,up}} \quad (13)$$

将式(13)迭代计算可得

$$T_{23} = \frac{D(t_2)}{c} + \frac{D(t_2) \cdot \mathbf{v}_s(t_2)}{c^2} + \frac{D(t_2)}{2c^3} \left\{ \|\mathbf{v}_s(t_2)\|^2 + D(t_2) \cdot \mathbf{a}_s(t_2) + \left[\frac{D(t_2) \cdot \mathbf{v}_s(t_2)}{D(t_2)} \right]^2 \right\} + D_{\text{atm,up}} \cdot \left[1 + \frac{D(t_2) \cdot \mathbf{v}_s(t_2)}{c \cdot D(t_2)} \right] + D_{\text{sha,up}} + o(1/c^4), \quad (14)$$

式(14)等号右侧第一项为星地瞬时距离;第二项和第三项为 Sagnac 效应项,即测站和卫星的相对运动带来的影响。对于星地距离小于 500000 km、在 BCRS 系中速度小于 34 km/s 的航天器来讲,第三项(1/c³项)最大为 10 ns 量级,略去的 o(1/c⁴)项 $\frac{1}{c^4} \left\{ \left[D(t_2) \cdot \mathbf{v}_s(t_2) \right] \cdot \left[\|\mathbf{v}_s(t_2)\|^2 + D(t_2) \cdot \mathbf{a}_s(t_2) \right] + \frac{D(t_2)^2}{2} \left[\mathbf{v}(t_2) \cdot \mathbf{a}_s(t_2) + \frac{1}{3} D(t_2) \cdot \frac{d\mathbf{a}_s(t_2)}{dt} \right] \right\}$ 小于 10 ps。除了式(14)所表示的理想单向星地传播时间外,激光信号上行单向飞行总时间还包括地面站系统发送时延和星载时差仪接收时延,另外还需要考虑角反射器和探测器位置不同产生

的几何位置修正项。几何位置修正模型为 $|l_1 \cdot \cos \theta_1|$, l_1 是反射器与探测器的相对距离, θ_1 是从反射器指向探测器的矢量与星地视线方向的夹角。分析该几何位置修正项误差模型及不确定度后认为地面精测得到的反射器和探测器在卫星本体体系下的位置坐标足够精确,二者距离为 $l_1 = 150$ mm,卫星姿态精度为 0.05°。因此,几何位置修正项误差引入的最大时延约为 $l_1 \cdot \Delta\alpha \approx 0.44$ ps。时延不确定度更小,在仿真时可以忽略。

3.3.2 理想双向星地传播时间模型

记激光脉冲下行飞行时间 $T_{34} = t_4 - t_3$,则信号从望远镜系统参考点飞行至星载激光反射器并立刻反射回至系统参考点的传播时间 $T_{24} = t_4 - t_2 = T_{23} + T_{34}$,经过与上节类似的推导可得

$$T_{34} = \frac{D(t_4)}{c} - \frac{D(t_4) \cdot \mathbf{v}_s(t_4)}{c^2} + \frac{D(t_4)}{2c^3} \left\{ \|\mathbf{v}_s(t_4)\|^2 + D(t_4) \cdot \mathbf{a}_s(t_4) + \left[\frac{D(t_4) \cdot \mathbf{v}_s(t_4)}{D(t_4)} \right]^2 \right\} + D_{\text{atm,down}} \cdot \left[1 - \frac{D(t_4) \cdot \mathbf{v}_s(t_4)}{c \cdot D(t_4)} \right] + D_{\text{sha,down}} + o(1/c^4). \quad (15)$$

式中: $D_{\text{atm,down}}$ 为下行链路中的大气时延; $D_{\text{sha,down}}$ 为上行链路中的 Shapiro 时延。将式(14)和式(15)相加,记 $\mathbf{v}_g(t)$ 和 $\mathbf{a}_g(t)$ 分别为地面站系统参考点的速度矢量和加速度矢量, $\Delta\mathbf{v}(t) = \mathbf{v}_g(t) - \mathbf{v}_s(t)$, $\Delta\mathbf{a}(t) = \mathbf{a}_g(t) - \mathbf{a}_s(t)$,则可得

$$T_{24} = \frac{2D(t_2)}{c} - \frac{D(t_2) \cdot \Delta\mathbf{v}(t_2)}{c \cdot D(t_2)} T_{24} + \frac{\left\{ \|\Delta\mathbf{v}(t_2)\|^2 - D(t_2) \cdot \Delta\mathbf{a}(t_2) - \left[\frac{D(t_2) \cdot \Delta\mathbf{v}(t_2)}{D(t_2)} \right]^2 \right\}}{2c \cdot D(t_2)} T_{24}^2 + \frac{T_{24}}{c^2} \left[\Delta\mathbf{v}(t_2) \cdot \mathbf{v}_s(t_2) - D(t_2) \cdot \mathbf{a}_s(t_2) \right] + \frac{D(t_2)}{c^3} \left\{ \|\mathbf{v}_s(t_2)\|^2 + D(t_2) \cdot \mathbf{a}_s(t_2) + \left[\frac{D(t_2) \cdot \mathbf{v}_s(t_2)}{D(t_2)} \right]^2 \right\} + D_{\text{atm,up}} \cdot \left[1 + \frac{D(t_2) \cdot \mathbf{v}_s(t_2)}{c \cdot D(t_2)} \right] + D_{\text{atm,down}} \cdot \left[1 - \frac{D(t_4) \cdot \mathbf{v}_s(t_4)}{c \cdot D(t_4)} \right] + D_{\text{sha,up}} + D_{\text{sha,down}} + o(1/c^4). \quad (16)$$

将式(16)迭代计算,并略去高阶项,可得

$$\begin{aligned}
T_{24} = & \frac{2D(t_2)}{c} - \frac{2D(t_2) \cdot \Delta \boldsymbol{v}(t_2)}{c^2} + \frac{2D(t_2)}{c^3} \left[\|\Delta \boldsymbol{v}(t_2)\|^2 - D(t_2) \cdot \boldsymbol{a}_g(t_2) + \Delta \boldsymbol{v}(t_2) \cdot \boldsymbol{v}_s(t_2) \right] + \\
& \frac{D(t_2)}{c^3} \left\{ \|\boldsymbol{v}_s(t_2)\|^2 + D(t_2) \cdot \boldsymbol{a}_s(t_2) + \left[\frac{D(t_2) \cdot \boldsymbol{v}_s(t_2)}{D(t_2)} \right]^2 \right\} + D_{\text{sha_up}} + D_{\text{sha_down}} + \\
& D_{\text{atm_up}} \cdot \left[1 + \frac{D(t_2) \cdot \boldsymbol{v}_s(t_2)}{c \cdot D(t_2)} \right] + D_{\text{atm_down}} \cdot \left[1 - \frac{D(t_4) \cdot \boldsymbol{v}_s(t_4)}{c \cdot D(t_4)} \right] + o(1/c^4). \quad (17)
\end{aligned}$$

式(17)为理想双向星地传播时间模型。对于星地距离小于 500000 km、在 BCRS 系中速度小于 34 km/s 的航天器来讲,式(17)中的 $(1/c^3)$ 项为 10 ns 量级,略去的 $o(1/c^4)$ 项小于 20 ps。除了式(17)表示的理想双向星地传播时间以外,双向传播时激光信号飞行的总时间还包括地面站系统收发时延、角反射器形状效应带来的时间修正项。这里考虑星载激光角反射器为单体大角锥,建模时忽略角反射器形状效应带来的时间修正项。在上述推导分析中, $\boldsymbol{x}_s(t)$ 是星载激光反射器的位置矢量,其质心修正模型为 $|l_2 \cdot \cos \theta_2|$, 其中 l_2 为反射器到卫星质心的距离, θ_2 是激光反射器安装面垂线与星地视线方向的夹角。分析质心修正模型误差后认为地面精测得到的反射器在卫星本体系下的位置坐标足够精确,角反射器安装误差可以忽略,反射器到卫星质心的距离 $l_2 = 500$ mm,卫星姿态精度 $\Delta\alpha = 0.05^\circ$ 。因此,质心修正模型误差带来的最大时延约为 $l_1 \cdot \Delta\alpha \approx 1.45$ ps。时延的不确定度更小,仿真时忽略不计。

3.3.3 大气延迟模型

相比于微波信号,激光信号在大气中传播时,电离层带来的延迟效应可以忽略,仅需考虑激光在对流层中的传播时延即可。Mendes 等^[26-27]提出的 MF (Mapping Functions) 和 ZD (Zenith Delays) 组合模型被国际激光测距组织 (ILRS) 作为标准模型在激光测距数据的处理分析中使用。本文采用 Mendes 等^[27]提出的天顶延迟模型和 FCULa 映射函数模型对大气折射

延迟效应建模。该 ZD 模型的均方根误差在 355~1064 nm 波长范围内均优于 1 mm,并认为在仰角大于 10° 时,倾斜路径上的对流层延迟量最大约为天顶方向的 6 倍。因此,该修正模型的精度优于 1 cm,即约为 33 ps。另外,大气湍流对信号实际传播路径的影响是完全随机的。Kral 等^[28]测量了大气湍流引起的激光信号路径长度的波动情况,他们的实验目标是低轨卫星 Envisat、ERS-2 等;实验结果表明,由大气湍流引起的单程激光信号传播时间波动为 0.3~3 ps。激光传输过程中的大气湍流现象会引起光强闪烁、光斑抖动和光束漂移等。相关研究认为星际间大气湍流强弱变化引起的信号强度变化导致了单向测距 3~4 mm 的误差^[29]。依据上述调研文献,本文上下行链路对大气湍流效应的建模均使用分布在 $[1 \text{ ps}, 12 \text{ ps}]$ 区间上的均匀白噪声。

3.3.4 Shapiro 时延模型

根据设计的航天器标称轨道,计算太阳、水星、金星、地球、火星、木星、土星、天王星、海王星、冥王星和月球质量引起的时空弯曲带来的信号在测站与卫星之间传播的 Shapiro 时延。表 1 给出了各天体引力场引起的 Shapiro 时延年平均值。计算结果表明,除了太阳、地球和月球,其他 8 个天体的引力场带来的 Shapiro 时延的最大值均小于 1 ps。月球带来的 Shapiro 时延的最大值小于 5 ps,所以仿真时仅考虑太阳和地球引力场带来的 Shapiro 时延。得到的模型精度优于 10 ps 的 Shapiro 时延模型为

$$D_{\text{sha_up}} = \frac{2GM_{\text{sun}}}{c^3} \ln \left[\frac{r_g^{(\text{sun})}(t_2) + r_s^{(\text{sun})}(t_3) + r_{\text{gs}}^{(\text{sun})} + \frac{2GM_{\text{sun}}}{c^2}}{r_g^{(\text{sun})}(t_2) + r_s^{(\text{sun})}(t_3) - r_{\text{gs}}^{(\text{sun})} + \frac{2GM_{\text{sun}}}{c^2}} \right] + \frac{2GM_{\text{earth}}}{c^3} \ln \left[\frac{r_g^{(\text{E})}(t_2) + r_s^{(\text{E})}(t_3) + r_{\text{gs}}^{(\text{E})}}{r_g^{(\text{E})}(t_2) + r_s^{(\text{E})}(t_3) - r_{\text{gs}}^{(\text{E})}} \right], \quad (18)$$

式中:等号右侧第一项表示太阳质量引起的时空弯曲带来的引力时延,第二项表示地球质量引起的时空弯曲带来的引力时延; $r_g^{(\text{sun})}(t)$ 表示地面站到日心的距离,记 $\boldsymbol{x}_{\text{sun}}(t)$ 为日心位置矢量,则有

$$r_g^{(\text{sun})}(t) = \|\boldsymbol{x}_g(t) - \boldsymbol{x}_{\text{sun}}(t)\|, \quad (19)$$

$$r_s^{(\text{sun})}(t) = \|\boldsymbol{x}_s(t) - \boldsymbol{x}_{\text{sun}}(t)\|, \quad (20)$$

$$r_{\text{gs}}^{(\text{sun})} = \|\boldsymbol{x}_s(t_3) - \boldsymbol{x}_{\text{sun}}(t_3) - [\boldsymbol{x}_g(t_2) - \boldsymbol{x}_{\text{sun}}(t_2)]\|; \quad (21)$$

$r_g^{(\text{E})}(t)$ 表示地面站到地球的距离,记 $\boldsymbol{x}_E(t)$ 为地球位置矢量,则有

$$r_g^{(\text{E})}(t) = \|\boldsymbol{x}_g(t) - \boldsymbol{x}_E(t)\|, \quad (22)$$

$$r_s^{(\text{E})}(t) = \|\boldsymbol{x}_s(t) - \boldsymbol{x}_E(t)\|, \quad (23)$$

$$r_{\text{gs}}^{(\text{E})} = \|\boldsymbol{x}_s(t_3) - \boldsymbol{x}_E(t_3) - [\boldsymbol{x}_g(t_2) - \boldsymbol{x}_E(t_2)]\|。 \quad (24)$$

表 1 天体引力场引起的 Shapiro 时延年平均平均值
Table 1 Annual average value of Shapiro delay caused by gravitational field of celestial bodies

| Celestial body | Annual average value of Shapiro delay /ps |
|----------------|---|
| Sun | 2.57448×10^4 |
| Earth | 1.49380×10^2 |
| Moon | 1.096880 |
| Jupiter | 1.11942×10^{-14} |
| Mars | 8.29461×10^{-18} |
| Mercury | 9.77377×10^{-18} |
| Neptune | 9.89399×10^{-17} |
| Pluto | 1.21671×10^{-20} |
| Saturn | 1.68908×10^{-15} |
| Uranus | 1.27810×10^{-16} |
| Venus | 1.81345×10^{-16} |

3.3.5 地面站激光测距系统和星载时差仪测量误差及收发时延模型

地面站激光测距系统延迟包括发射时延和接收时延。发射时延是发出的激光被主波探测器探测到,电信号到达计时器开始信号通道计时的时刻相对激光经过望远镜参考点时刻的延迟;接收时延是激光信号被反射回测距系统时经过望远镜参考点的时刻相对激光信号在回波探测器完成光电转换后生成的电信号到达计时器返回信号通道计时的时刻的延迟。这里使用均值为 9 ns、标准差为 10 ps 的高斯白噪声对发射时延进行建模,使用均值为 30 ns、标准差为 25 ps 的高斯白噪声对地面站接收时延进行建模。

星载激光测距时差仪测量的延迟是激光信号到达探测器的时刻相对完成光电转换后生成的电信号到达计时器通道计时的时刻的延迟。仿真时使用均值为 300 ps、标准差为 25 ps 的高斯白噪声对星载激光测距时差仪的测量延迟进行建模。需要说明的是,探测器的光电转换过程受很多因素的影响,如激光脉宽不确定度、激光脉冲能量波动、探测器内部噪声和温度变化等,这里用高斯噪声建模存在一定误差。关于 ELT 和 T2L2 的一些代表性论文对这些因素进行了详细的分析讨论^[3-4,9]。

3.4 其他环节仿真

在星地时间比对仿真中,除了已经讨论的 3.1 节的时间系统转换模型、3.2 节的时钟误差模型和 3.3 节的信号星地传播时间模型,还有一些其他的环节需要考虑与分析,其中不可忽略的一项是地面站时频源到激光测距系统的传输时延及其不确定度。由于地面站的原子钟组和激光测距系统一般在不同的房间或不同的建筑物中,若时频信号通过电缆传输,传输过程中需经过放大器、开关、分布式电子器件等。每一个器件都会产生一个可变化的延迟量,这个延迟量随着环境温

度、阻抗和接地电位的不同而变化。在时间比对实验中,此项延迟对时间比对的准确度和稳定度均有一定影响,需要精密测量。在仿真时,本文认为地面系统和星上均采用光纤传输,实时测量传输时延,且不确定度小于 10 ps。

4 地月空间时间比对数据仿真

本节以绕月卫星进行星地时间比对为具体场景进行仿真,主要包括地面站和卫星的测量值仿真、卫星对地的可观测性分析及回波率设置等。绕月飞行器的位置和速度由所设计的标称轨道给出。地面观测站设置为德国 Wettzell 站。

4.1 星地时钟参数设置

地面站系统的激光重复频率设置为 10 Hz,激光波长设置为 1064 nm。认为地面站原子钟初始时间同步误差为 5 ns,频率偏差为 2×10^{-13} ,频率漂移率(天漂移率)为 2×10^{-15} 。原子钟的稳定性指标以 Allan 标准差给出,满足: $\leq 2 \times 10^{-13}/1 \text{ s}$, $\leq 6 \times 10^{-14}/10 \text{ s}$, $\leq 9 \times 10^{-15}/100 \text{ s}$, $\leq 5 \times 10^{-15}/1000 \text{ s}$, $\leq 3 \times 10^{-15}/1 \text{ h}$, $\leq 2 \times 10^{-15}/10000 \text{ s}$, $\leq 2 \times 10^{-15}/24 \text{ h}$ 。仿真时取稳定性指标的临界值。

认为星载时钟在实验之前通过微波链路实现与 UTC 时间同步,准确度设置如下:初始时间同步误差为 10 ns,频率偏差为 5×10^{-10} ,频率漂移率(天漂移率)为 3×10^{-13} 。原子钟的稳定性指标以 Hadamard 标准差给出,满足: $\leq 5 \times 10^{-12}/1 \text{ s}$, $\leq 2 \times 10^{-12}/10 \text{ s}$, $\leq 5 \times 10^{-13}/100 \text{ s}$, $\leq 2 \times 10^{-13}/1000 \text{ s}$, $\leq 1 \times 10^{-13}/10000 \text{ s}$, $\leq 1 \times 10^{-13}/24 \text{ h}$ 。仿真时取稳定性指标的临界值。

4.2 地面站测量值仿真模型

地面站的测量值包括发射时刻测量值 $t_{\text{ge,mea}}^{(\text{UTC})}$ 和接收时刻测量值 $t_{\text{gr,mea}}^{(\text{UTC})}$ 。根据与 UTC 时间同步后的初始时刻得到第一个激光脉冲的发射时刻。依据时钟误差模型,由地面站时钟的准确性和稳定性指标计算得到时钟误差。将时钟误差和 UTC 时间相加得到地面站钟面时。根据系统发射的重复频率得到每个脉冲发射时刻的地面站钟面时和实际的 UTC 时间,将均值为 0、标准差为 10 ps 的高斯白噪声作为测量噪声,得到发射时刻的测量值。

对于每一个激光发射时刻的真实 UTC 时间,考虑地面站发送延迟模型中的 9 ns 平均延迟量,得到激光脉冲经过系统参考点的 UTC 时间。将 UTC 时间转换为坐标时,结合式(17)及大气延迟模型、Shapiro 时延模型等计算得到信号的理想双向飞行 TCB 时间,进而得到激光脉冲返回到达望远镜系统参考点时刻的 TCB 时间。将 TCB 时间转换为 UTC 时间,然后叠加地面站接收延迟得到地面站接收时刻的 UTC 时间,再叠加地面站时钟误差得到 $t_{\text{gr,mea}}^{(\text{UTC})}$ 。

4.3 卫星测量值仿真模型

卫星测量值为激光脉冲到达绕月飞行器的时刻 $\tau_{sr,mea}^{(s)}$ 。对于每一个激光发射时刻的真实 UTC 时间,考虑地面站发送延迟模型中的 9 ns 平均延迟量,得到激光脉冲经过望远镜系统参考点的 UTC 时间,将其转化为坐标时。考虑式(14)以及大气延迟模型、天体星历、Shapiro 时延模型等,计算得到信号的理想单向飞行 TCB 时间。结合激光脉冲从望远镜系统发出时经过望远镜系统参考点的坐标时,得到激光脉冲到达卫星激光角反射器的坐标时。考虑角反射器和探测器位置不同产生的几何位置修正项,得到激光脉冲到达星载探测器时刻的坐标时。依据 3.1 节星上固有时和 TCB 之间的转换模型,得到激光脉冲到达卫星探测器时刻的星上固有时。考虑星载时差仪的接收延迟模型,得到激光脉冲完成光电转换后到达计时器的星上固有时,再叠加星上时钟误差得到激光脉冲到达星上时刻测量值。

4.4 可见性分析及回波率设置

仿真时考虑卫星在轨姿态控制方式为三轴稳定控制,其中有一个面在绝大部分在轨时间内都保持对地心定向。激光角反射器和探测器均安装在这个面上。假设角反射器在卫星上的热控情况较为理想,远场光斑较为稳定,反射能力基本不变。仿真时,根据卫星轨道和地面站位置进行可见性分析。另外,由于大气修正模型在仰角较大时的准确度较高,同时考虑到地平式望远镜的天顶观测盲区,仿真数据取望远镜仰角大于 20° 小于 70° 时的可见弧段。

由于绕月飞行器距离测站很远,根据激光雷达方程估算回波光光子数时,考虑到地面站回波光光子数平均不到 1 photo/s 的情况,仿真设置地面站探测器回波率为 15% 且分布服从泊松分布,距离门设置在真值减 5000 ns 到真值加 5000 ns 范围内。星上探测器信噪比受背景噪声、探测器内部噪声的影响,设置星上探测器的回波率为 15% 且服从泊松分布,距离门设置在真值减 5000 ns 到真值加 5000 ns 范围内。另外,在仿真中还考虑了观测数据中断的情况。仿真时间段取 UTC 时间 2023 年 7 月 7 日 02:20—02:50,得到的仿真数据是地面站记录的激光脉冲发射的 UTC 时间 $t_{ge,mea}^{(UTC)}$ 、地面站记录的激光脉冲接收的 UTC 时间 $t_{gr,mea}^{(UTC)}$ 和星上记录的激光脉冲到达的星上时间 $\tau_{sr,mea}^{(s)}$,分别如图 6、图 7、图 8 所示。

5 仿真数据分析处理

本文的重点在于搭建绕月卫星与地面站之间的激光链路时间比对仿真模型,对仿真数据的处理过程仅进行简单描述。

5.1 数据预处理

在进行时差计算之前,需要进行数据预处理。数

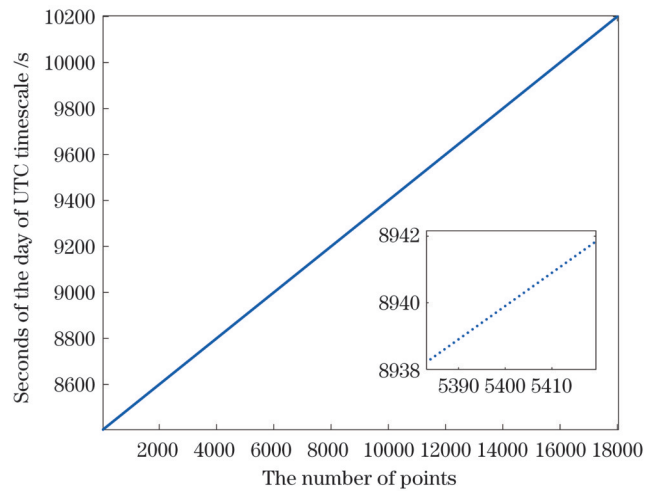


图 6 地面站记录的激光脉冲发射的 UTC 时间

Fig. 6 UTC time of laser pulse emission recorded by ground station

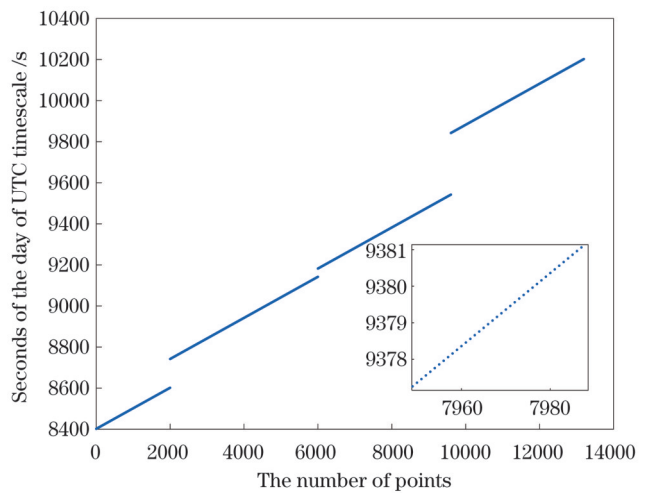


图 7 地面站记录的激光脉冲接收的 UTC 时间

Fig. 7 UTC time of laser pulse reception recorded by ground station

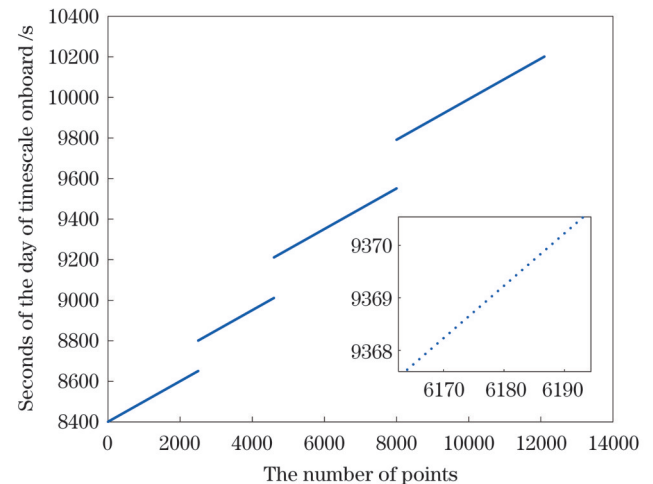


图 8 星上记录的激光脉冲到达的星上时间

Fig. 8 Arrival time of laser pulse recorded by onboard time scale

据预处理包括配对和插值两部分。将单向测量数据 ($t_{ge_mea}^{(UTC)}$ 和 $\tau_{sr_mea}^{(s)}$) 和双向测量数据 ($t_{ge_mea}^{(UTC)}$ 和 $t_{gr_mea}^{(UTC)}$) 均转换为坐标时,并分别进行配对。用完成配对的单向测量数据 $t_{ge_mea1}^{(UTC)}$ 和 $\tau_{sr_mea1}^{(s)}$ 可以计算信号单向飞行的坐标时测量时长 t_{LT1} ,用完成配对的双向测量数据 $t_{ge_mea2}^{(UTC)}$ 和 $t_{gr_mea2}^{(UTC)}$ 可以计算信号往返星地飞行的坐标时测量时长 t_{LT2} 。使用随机霍夫变换对图 6 和图 7 进行去噪处理^[30],采用去噪后的数据计算得到的信号单向飞行的坐标时测量时长和信号往返星地飞行的坐标时测量时长分别如图 9 和图 10 所示。去噪后,寻找所有与单向测量数据 $t_{ge_mea1}^{(UTC)}$ 和 $\tau_{sr_mea1}^{(s)}$ 对应的地面站接收时刻。由于信噪比较低,所对应的地面站接收时刻的实测数据往往不存在,此时可以通过对去噪后的 $t_{gr_mea2}^{(UTC)}$ 进行插值计算得到,从而增加观测的组数。这样完成数据预处理后,得到的每组配对好的数据包含相匹配的三个测量量。

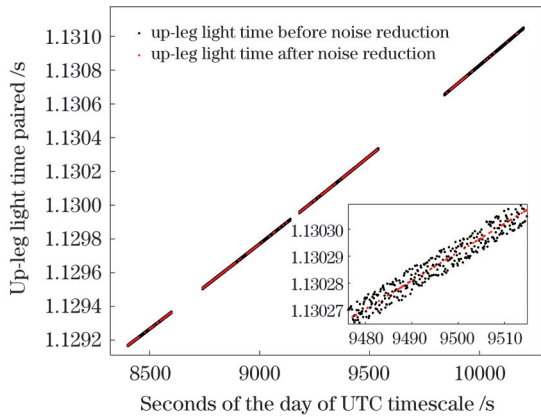


图 9 信号上行飞行的坐标时测量时长 t_{LT1}^{cb}
Fig. 9 Up-leg light time paired t_{LT1}^{cb}

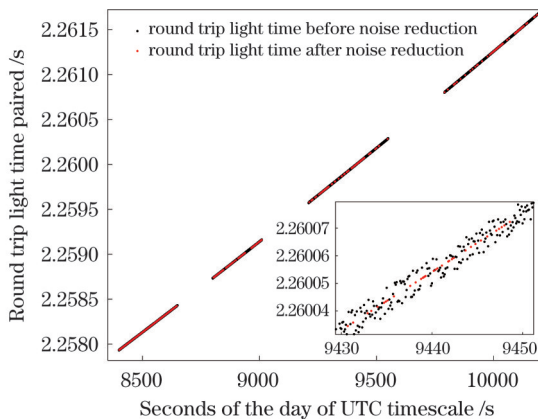


图 10 信号往返星地飞行的坐标时测量时长 t_{LT1}^{cb}
Fig. 10 Round trip light time paired t_{LT1}^{cb}

5.2 数据分析处理

针对完成配对的每组数据,根据 2.1 节所述的时间比对原理计算星地时差。定轨误差按如下考虑:在 BCRS 系下,三个方向上的位置误差均服从均值为 0、方差为 1 km 的正态分布,三个方向上的速度误差均服从均值为 0、方差为 10 cm 的正态分布。测站的位置和

速度误差按如下考虑:在 BCRS 系下,三个方向上的位置误差均服从均值为 0、方差为 1 cm 的正态分布,三个方向上的速度误差均服从均值为 0、方差为 1 mm 的正态分布。实际上,定轨误差受动力学模型等的约束,位置和速度在 BCRS 系三个方向上的误差相互耦合,且滤波后结果较为平滑。定轨误差在数据处理过程中通过星上时间系统和质心坐标时之间的转换模型、激光上行链路和下行链路激光脉冲飞行时间的不对称性来影响时间比对的计算结果。另外,由于这里设置的卫星位置误差的随机性较大,引入单向星地传播时间计算值的 1σ 误差可以达到 3300 ns,淹没了星钟准确度指标在 0.5 h 内的影响 ($0.5 \text{ ns} \times 1800 = 900 \text{ ns}$)。所以,在数据预处理过程中并没有使用传统的 O-C 残差来去除轨道趋势项的影响,而是直接提取有效回波点。这样的处理也引入了一定误差,使得最终钟差估算的准确度较差,均方根误差较大。星地时间比对的钟差进一步去噪后的结果如图 11 所示,同时,图 11 给出了钟差的正确值。

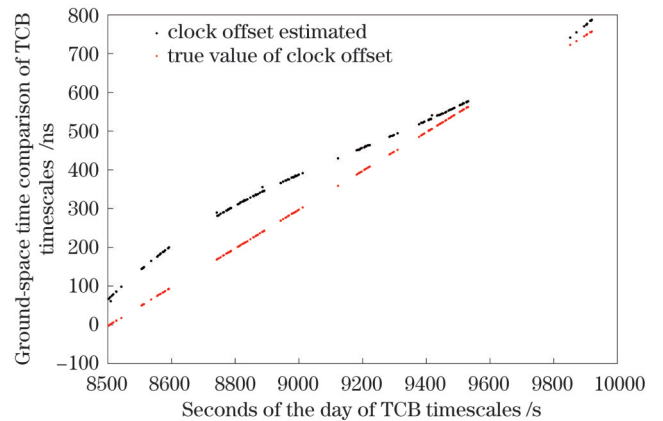


图 11 2023 年 7 月 7 日星地激光时间比对的钟差真实值与估算值

Fig. 11 Estimated and true clock offsets of ground-space time comparison on July 7th, 2023

由于 0.5 h 内频率漂移率引起的时间差不足 10 ps,所以需要结合多天的多圈数据估算星钟的频率漂移率。这里进行一次多项式拟合,自变量时间同样为坐标时。计算得到星钟的频率偏差为 4.23×10^{-10} ,该频率准确度与 4.2 节给出的星钟准确度指标 5×10^{-10} 相差约为 15%。单次时间比对的准确度最大约 100 ns,均方根误差为 37 ns。在时间比对结果中去除轨道趋势项的影响后,得到标准差为 1.7 ns。采用同样的方法处理 2023 年 7 月 9 日的仿真数据,得到了图 12。单次时间比对的准确度最大约为 140 ns,均方根误差为 48 ns。在时间比对结果中去除轨道趋势项的影响后,得到标准差为 4.3 ns。较大的准确度和均方根误差反映了数据处理过程中卫星位置误差随机性较大引入的误差,ns 级的标准差说明仿真模型的精度优于或等于 ns 级。

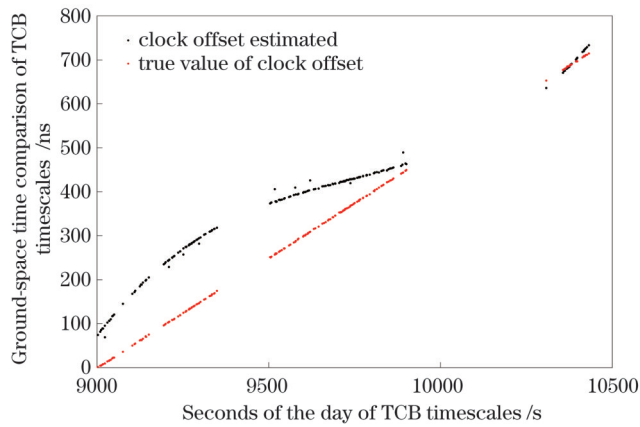


图 12 2023 年 7 月 9 日星地激光时间比对的钟差真实值与估算值

Fig. 12 Estimated and true clock offsets of ground-space time comparison on July 9th, 2023

6 结 论

为得到优于 SOFA 库解析模型的时间转换准确度,在 UTC 时间和 TCB 时间转换模型中使用了准确度为 0.1 ns 量级的 TE405 数值时间星历;计算并分析了绕月卫星上搭载的原子钟在太阳、地球、月球等天体引力场中的引力势产生的引力频移量级,以及各天体引力场产生的 Shapiro 时延。研究结果表明:考虑太阳、地球和月球引力场建立的卫星固有时相对坐标时频移模型的计算精度约为 1.1×10^{-16} ,时间转换精度在一年内优于 3.5 ns;考虑太阳和地球引力场建立的 Shapiro 时延模型的计算精度优于 10 ps。比较分析了两种时钟噪声生成模型(稳定度指标转换模型和卡尔曼滤波状态方程模型)得出前者虽然计算时间约为后者的 10%,但后者生成的随机噪声特性更接近给定的指标。推导了单向及双向往返星地信号飞行时间模型,模型将 Sagnac 效应项展开到 $(1/c^3)$ 项,忽略的 $(1/c^4)$ 及高阶项带来的模型误差低于 20 ps。依据研究得到的 ns 级测量模型,目前模型准确度受限的主要原因是时间系统转换精度。考虑观测数据中断等实际工程约束情况,采用卫星标称轨道进行了实验数据仿真。使用生成的仿真数据对时间比对模型进行了测试和算法验证,结果表明仿真模型的精度不逊于 ns 级。本文仿真模型中的时间系统转换模型、时钟误差模型和信号星地单向传播时间模型等也可用于地月空间微波时间比对高精度仿真模型的建立以及地月空间激光异步转发器高精度时间比对仿真模型的建立。

激光测距受天气的影响比较大,地月之间高精度和高精密度的激光时间比对实现对于地面站激光测距系统的要求较高,这些要求包括系统收发延迟误差的分开高精度标校、地面站时频源到激光测距系统传输时延的高精度测量等。激光测距技术的优点是不受多径效应和电离层时延等的影响,可以实现高精度

的测距和时间比对,目前仍为微波定轨或微波时间比对的重要校验手段。在星际任务中,可以使用单程双向的激光异步应答器来实现星际间高精度的测距和时间比对。

参 考 文 献

- [1] Alley C O. Proper time experiments in gravitational fields with atomic clocks, aircraft, and laser light pulses[M]//Meystre P, Scully M O. Quantum optics, experimental gravity, and measurement theory. NATO advanced science institutes series. Boston: Springer, 1983, 94: 363-427.
- [2] Veillet C, Fridelance P, Feraudy D, et al. LASSO observations at McDonald (Texas, USA) and OCA/CERGA (Grasse, France) [C]//Proceedings of the 24th Annual Precise Time and Time Interval Applications and Planning Meeting, December 1-3, 1992, McLean, Virginia. [S.l.: s.n.], 1992: 113-122.
- [3] Exertier P, Samain E, Martin N, et al. Time transfer by laser link: data analysis and validation to the ps level[J]. Advances in Space Research, 2014, 54(11): 2371-2385.
- [4] Samain E, Exertier P, Courde C, et al. Time transfer by laser link: a complete analysis of the uncertainty budget[J]. Metrologia, 2015, 52(2): 423-432.
- [5] Sproll F, Hampf D, Wagner P, et al. Two-color and multistatic space debris laser tracking[C]//20th International Workshop on Laser Ranging, October 10-14, 2016, Potsdam, Germany. [S.l.: s.n.], 2016.
- [6] Liu T, Eckl J J, Steindorfer M, et al. Accurate ground to ground laser time transfer by diffuse reflections from tumbling space debris objects[J]. Metrologia, 2021, 58(2): 025009.
- [7] Meynadier F, Delva P, le Poncin-Lafitte C, et al. Atomic clock ensemble in space (ACES) data analysis[J]. Classical and Quantum Gravity, 2018, 35(3): 035018.
- [8] Schlicht A, Bamann C, Marz S, et al. ELT data processing-about noise, calibration capability and synergies[C]//ACES(Atomic Clock Ensemble in Space) Workshop 2019, October 28-29, 2019, Paris, France. [S.l.: s.n.], 2019.
- [9] Schreiber U, Prochazka I, Lauber P, et al. The European laser timing (ELT) experiment on-board ACES[C]//2009 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 22nd European Frequency and Time forum, April 20-24, 2009, Besancon, France. New York: IEEE Press, 2009: 594-599.
- [10] 杨福民, 李鑫, 张忠萍, 等. 激光时间传递技术的进展[J]. 宇航计测技术, 2004, 24(1): 46-52.
Yang F M, Li X, Zhang Z P, et al. Progression of the technology of the time transfer by laser pulses[J]. Journal of Astronautic Metrology and Measurement, 2004, 24(1): 46-52.
- [11] Meng W D, Zhang H F, Huang P C, et al. Design and experiment of onboard laser time transfer in Chinese BeiDou navigation satellites[J]. Advances in Space Research, 2013, 51(6): 951-958.
- [12] Degnan J J. Laser transponders for high-accuracy interplanetary laser ranging and time transfer[M]//Dittus H, Lammerzahn C, Turyshev S G. Lasers, clocks and drag-free control. Astrophysics and space science library. Heidelberg: Springer, 2008, 349: 231-242.
- [13] Tooley C R, Houghton M B, Saylor R S, Jr, et al. Lunar reconnaissance orbiter mission and spacecraft design[J]. Space Science Reviews, 2010, 150(1): 23-62.
- [14] Bauer S, Hussmann H, Oberst J, et al. Analysis of one-way laser ranging data to LRO, time transfer and clock characterization[J]. Icarus, 2017, 283: 38-54.
- [15] Degnan J J. Asynchronous laser transponders for precise interplanetary ranging and time transfer[J]. Journal of Geodynamics, 2002, 34(3/4): 551-594.
- [16] Degnan J J. Millimeter accuracy satellite laser ranging: a review[J].

- Contributions of space geodesy to geodynamics: technology, 1993, 25: 133-162.
- [17] Irwin A W, Fukushima T. A numerical time ephemeris of the earth [J]. *Astronomy and Astrophysics*, 1999, 348(2): 642-652.
- [18] Fairhead L, Bretagnon P. An analytical formula for the time transformation TB-TT[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 1990, 229: 240-247.
- [19] Riley W J. *Handbook of frequency stability analysis*[M]. Washington, D.C.: NIST Special Publication, 2008.
- [20] Thomson F, Asmar S, Oudrhiri K. Limitations on the use of the power-law form of $S_y(f)$ to compute Allan variance[J]. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 2005, 52(9): 1468-1472.
- [21] Rutman J. Characterization of phase and frequency instabilities in precision frequency sources: fifteen years of progress[C]// *Proceedings of the IEEE*, 1978, 66(9): 1048-1075.
- [22] Ashby N, Patla B. Simulations of the Hadamard variance: probability distributions and confidence intervals[J]. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 2016, 63(4): 636-645.
- [23] Timmer J, Koenig M. On generating power law noise[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 1995, 300: 707-710.
- [24] Hutsell S T. Relating the Hadamard variance to MCS Kalman filter clock estimation[EB/OL]. (1996-05-01)[2022-02-05]. <https://ntrs.nasa.gov/citations/19960042636>.
- [25] Chaffee J W. Relating the Allan variance to the diffusion coefficients of a linear stochastic differential equation model for precision oscillators[J]. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 1987, 34(6): 655-658.
- [26] Mendes V B, Prates G, Pavlis E C, et al. Improved mapping functions for atmospheric refraction correction in SLR[J]. *Geophysical Research Letters*, 2002, 29(10): 1414.
- [27] Mendes V B, Pavlis E C. High-accuracy zenith delay prediction at optical wavelengths[J]. *Geophysical Research Letters*, 2004, 31(14): L14602.
- [28] Kral L, Prochazka I, Hamal K. Optical signal path delay fluctuations caused by atmospheric turbulence[J]. *Optics Letters*, 2005, 30(14): 1767-1769.
- [29] Dirx D, Noomen R, Prochazka I, et al. Influence of atmospheric turbulence on planetary transceiver laser ranging[J]. *Advances in Space Research*, 2014, 54(11): 2349-2370.
- [30] 刘通, 陈浩, 沈鸣, 等. 随机 Hough 变换提取空间碎片激光测距有效回波[J]. *中国激光*, 2016, 43(4): 0408002.
- Liu T, Chen H, Shen M, et al. Effective echo extraction for space debris laser ranging using randomized Hough transform[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(4): 0408002.

Research on a Simulation Model for Earth-Moon Space Laser Time Transfer

Liu Tong^{1*}, Chen Hao², Guo Pengbin¹, Shi Yu¹, Li Jiawei³, Wang Wenbin¹

¹*Technology and Engineering Center for Space Utilization, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100094, China;*

²*Beijing Institute of Tracking and Telecommunications Technology, Beijing 100094, China;*

³*Lunar Exploration and Space Program Center, China National Space Administration, Beijing 100190, China*

Abstract

Objective The space-ground laser time transfer experiment using the laser ranging and laser timing payload equipped on the lunar orbiter scheduled to be launched in 2023 by the Chinese Academy of Sciences aims to evaluate the performance of the on-board atomic clock and study the high-accuracy time comparison technology and autonomous navigation technology in Earth-Moon space to support China's manned lunar exploration project and other interstellar missions in the future. Compared with dedicated time transfer experiments such as Time Transfer by Laser Link (T2L2) and Atomic Clock Ensemble in Space (ACES), whose model is studied in the local geocentric frame of reference, the model for laser time transfer in Earth-Moon space needs to be represented in the solar-system barycentric space-time frame of reference using the Barycentric Coordinate Time (TCB) or Barycentric Dynamical Time (TDB) as the reference time scale. To ensure the smooth progress of the high-accuracy time comparison mission, a measurement model for laser time transfer in Earth-Moon space with an uncertainty of order 1 ns is developed.

Methods The proposed model is represented in the Barycentric Celestial Reference System (BCRS) using TCB as the reference time scale. The numerical time ephemeris of the earth, TE405, which is calculated using NASA's Jet Propulsion Laboratory (JPL) development ephemerides, was employed to achieve a transformation with a 0.1 ns level accuracy between the Geocentric Coordinate Time (TCG) and TCB. Based on the IAU resolution B1.5 (2000), the nominal trajectory of the lunar spacecraft was used to calculate the influence of the gravitational fields of celestial bodies in the solar system on the rate of the on-board atomic clock. The round-trip light time model of laser pulses with an accuracy of 10 ps level was deduced. We built the model of Shapiro time delay with an accuracy of better than 10 ps, and established center of mass correction model, geometric position correction model, system delay model. Finally, based on the engineering background of the lunar orbiter scheduled to be launched in 2023, factors such as the stochastic and deterministic clock errors, satellite visibility, echo rate setting, and discontinuity of observations were all considered when performing the data simulation using the proposed measurement model for laser time transfer.

Results and Discussions The data generated by the proposed measurement model are paired to identify the triplets, analyzed and processed to estimate the time offset and frequency offset of the on-board clock. Random white noise is then superimposed onto the nominal trajectory of the satellite to generate the position of the satellite, which is not constrained by the dynamic model and is used for data processing, resulting in a 1σ error of 3300 ns in the calculation of the one-way light time. This drowns out the deterministic

error of the on-board clock by half an hour ($0.5 \text{ ns/s} \times 1800 \text{ s} = 900 \text{ ns}$). Thus, during data preprocessing, instead of using the traditional observed minus computed (O-C) residuals method to remove the trend caused by the orbit, the effective echoes are directly extracted from the observations (Fig. 9, Fig. 10). Such a processing method results in a lower accuracy of frequency offset estimation (the estimation error is approximately 15%) and larger root mean square error (approximately 40 ns). The dynamic model will be introduced into the proposed data processing procedure to constrain the variation in the kinematic parameters, which will certainly reduce these errors. Moreover, the standard deviation of the time comparison is at the ns-level (Fig. 11, Fig. 12), indicating that the precision of our measurement model reaches this level.

Conclusions In this study, a calculation error for the relativistic shift of approximately 1.1×10^{-16} was obtained by neglecting the $1/c^4$ term and influence of the gravitational field of celestial bodies, other than that of the sun, earth, and moon. Consequently, the accuracy of time transformation between the proper time and TCB is better than 3.5 ns within one year, and the calculation error of the Shapiro delay is less than 10 ps when only considering the gravitational fields of the sun and earth. Moreover, the light time model of the round-trip is deduced and the model error caused by neglecting the $1/c^4$ term is less than 20 ps. The clock error time histories are also generated from Allan variance or Hadamard variance profiles using two different methods, the power-law spectral density model and Kalman filter state function. Although the calculation time for the former is equal to approximately 10% of the latter, the noise characteristics generated by the latter are closer to the given index. The feasibility of the ns-level uncertainty of the proposed measurement model for use in the high-accuracy laser time comparison missions in Earth-Moon space is also verified. The proposed time transformations, clock error model, and light time model can also be used in other scenarios such as in the development of a high-precision and accurate measurement model for microwave time transfer in Earth-Moon space, and in laser asynchronous transponders in Earth-Moon space.

Key words measurement; laser time transfer in Earth-Moon space; time ephemeris of the Earth; relativistic effects; clock error model; light time