Draft version March 27, 2023年 使用 LaTeX 排版，采用 AASTeX63 中的双栏 样式

arXiv:2303.14101v1 [astro-ph.HE] 12 Mar 2023

在墨西哥城中子监测器观测到的宇宙射线流中发现了由地球轨道运动引起的康普顿–盖廷效应

C.E. Navia,[1] M.N. de Oliveira,[1] and A.A. Nepomuceno[2]

[1] *Instituto de Física, Universidade Federal Fluminense, 24210-346, Niterói, RJ, Brazil*
[2] *Departamento de Ciências da Natureza, Universidade Federal Fluminense, 28890-000, Rio das Ostras, RJ, Brazil*

摘要

我们利用墨西哥城中子监测器（NM）探测器，寻找由地球轨道运动引起的宇宙射线流周日各向异性。1935年，Compton-Getting 将其预测为一种一阶相对论效应。墨西哥城中子监测器的地理纬度不算很高（19.33°N），且地磁截止刚度较高（8.2 GV）、山地海拔较高（海拔 2274 m），这些条件有利于观测康普顿–盖廷效应。此外，在太阳活动周极小期，银河宇宙射线通量最大，太阳磁场减弱并呈现偶极模式，对到达地球的宇宙射线的影响最小。对墨西哥城中子监测器数据中 2008年和 2019年两个太阳活动极小期的合并计数率进行分析后，得到康普顿–盖廷效应，其振幅变化为（0.043± 0.019）%，相位为（6.15± 1.71）地方时。预期的振幅变化为 0.044%，相位为 6.00 地方时。

关键词： 太阳活动, 高速流, 宇宙射线调制

1. 引言

在两个相对运动的参考系中，观测到的粒子分布并不相同。例如，如果粒子在某一参考系中呈各向同性分布，那么在相对于前一参考系运动的参考系中，沿运动方向就必然呈现各向异性。这种效应称为康普顿–盖廷（C-G）效应（Compton和Getting 1935年）。因此，考虑到银河宇宙射线在日球层中近乎呈各向同性分布（这正是太阳活动周极小期的预期情况），地球绕太阳运动会导致地球处宇宙射线强度的日分布出现各向异性。来自地球运动方向的宇宙射线强度应较高，即约在地方时 06:00 方向（Cutler&Groom 1986）。

然而，地球轨道速度相对较小，平均值为 29.78 km/s，因此观测康普顿-盖廷效应需要使用高能宇宙粒子，以尽量减少行星际磁场、太阳风和地球磁场造成的干扰。

通讯作者：C.E. Naviacarlos
navia@id.uff.br

地球轨道运动是通过测量地下 μ 子通量来研究的，因为地下 μ 子源自地磁刚度截止值较高（高于 1000 GV）的银河宇宙射线。事实上，研究报告称观测到了由康普顿-盖廷效应引起的各向异性，振幅约为 0.025%。在为期 5.4 年的观测期间，母粒子是刚度约为 1.5 TeV/c 的银河宇宙射线（Cutler& Groom 1986）。

其他测量表明，由 C-G 效应引起的次级宇宙线通量各向异性振幅不超过 0.1%（Clay &Dawson1997）。另一方面，通过测量航天器中千电子伏能区的氢通量来研究 C-G 效应，结果表明 C-G 效应会使氢通量发生畸变。蒙特卡罗模拟显示，在航天器朝向发射源的迎风参考系中，C-G 效应会使氢通量趋向黄道面；而在背风参考系中则恰好相反（Zirnstein 等人 2013）。银河宇宙射线的能谱遵循幂律，能量范围从约 ∼ 8.0 GeV 延伸至超高能区。此外，能量越高，能谱越低。在地磁刚度截止值高于 9.0 GV 的探测器中，地面高度处 80% 的次级粒子来自能量不超过 2 TeV 的银河宇宙射线（主要是质子）（Dasso 等人 2012）。地磁刚度截止值较高且位于低地理纬度的地点，观测 C-G 效应的效果更好——

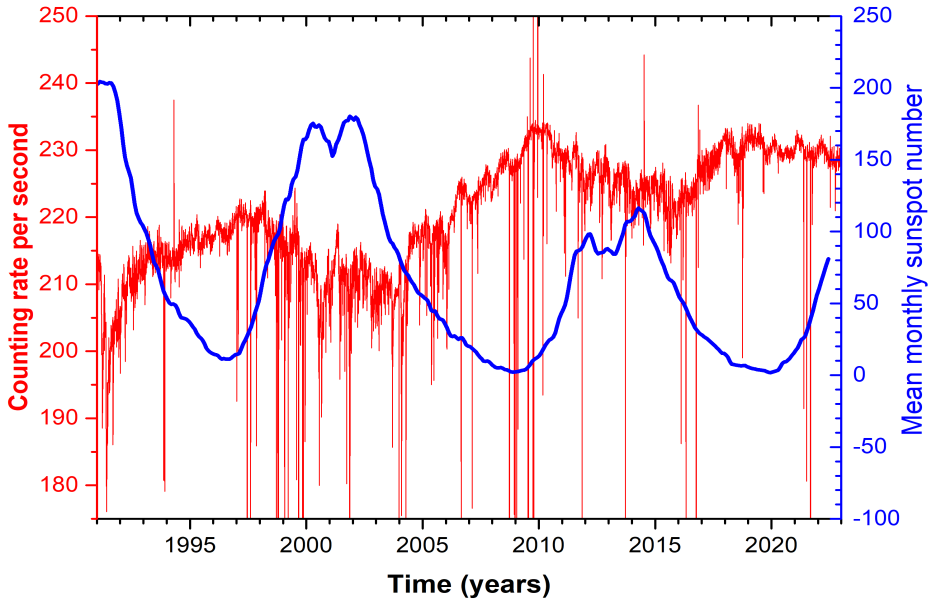


图1. 左侧红色刻度：墨西哥城中子监测器1991年至2022年经气压和效率校正后的宇宙射线计数率曲线。右侧蓝色刻度：同期的月度太阳黑子数曲线。

但这也会带来一个副作用：刚度截止值越高，宇宙射线通量就越小。因此，观测 C-G 效应需要较长的观测时间。

然而，我们表明，一些中子监测器，尤其是位于低纬度且地磁刚度截止值较高、海拔较高的监测器，例如墨西哥城中子监测器，可以观测到康普顿-盖廷效应。中子监测器能够探测多种次级粒子，主要是核子，这些核子主要由到达地球大气层的银河宇宙射线产生（Belov 等，2018；V¨ais¨anen 等，2021）。

本文的结构如下：第2节介绍数据分析，并简要描述墨西哥城，包括关于康普顿-盖廷效应预测的理论部分；随后分析两个太阳活动极小期（2008—2019年）期间的数据，并将这两年合并进行考察。第3节对康普顿-盖廷效应的季节性进行初步分析。第4节分析康普顿-盖廷效应的相位与东西不对称性之间的相关性。最后，第5节总结全文并给出结论。

2. 分析 2.1. 墨西哥城中子监测器数据

中子监测数据库（NMDB）（http://www.nmdb.eu）提供全球至少18台中子监测器的宇宙射线数据，并以实时方式运行。其中，墨西哥城中子监测器位于地理纬度不太高的地区（19.33° N）。此外，它的地磁刚度截止值相对较高（8.2 GV），且海拔较高（2274米）（Stenkinet al. 2001；Vargas C´ardenas& Vald´es-Galicia 2012）。这些特征有利于观测康普顿-盖廷效应。

墨西哥城中子监测器自1990年以来一直持续运行。图1 显示了这三十年间经气压和效率校正后的宇宙射线时间变化曲线。左侧（红色）刻度对应计数率，右侧（蓝色）刻度对应月度太阳黑子数。宇宙射线计数率与太阳黑子数之间众所周知的反相关关系显而易见。

如前所述，墨西哥城中子监测器的数据可从 NMDB 获取。尽管数据已进行气压和效率校正，计数率仍存在一些波动

在太阳活动周的低谷期，太阳磁场的形态类似偶极结构。其强度减弱，对银河宇宙射线的屏蔽作用也随之降低，使银河宇宙射线几乎以各向同性分布到达地球周边。这种行为导致银河宇宙射线强度与

太阳黑子数之间呈反比关系。因此，在太阳活动周的低谷期，地球附近的银河宇宙射线强度较高。这些特征对于观测由地球运动引起的微弱各向异性至关重要。

在超过 30 年的连续运行中，墨西哥城中子监测器记录了三个太阳活动极小期。第 23、24 和 25 个太阳活动周的开始（极小期）分别在 1996年年 8 月、2008年年 12 月和 2019年年 12 月（Hathaway2015；Pishkalo2019）。第 24 和第 25 个太阳活动周极小期期间的宇宙射线计数率峰值，比第 23 个太阳活动周的计数率峰值高约 5%。图1 总结了这一情况。

2.2. 康普顿–盖廷效应预测

假设各向同性的银河宇宙射线流以幂律能谱抵达地球，例如 $E^{-\gamma}$，其中 $\gamma = 2.7$，那么当地面探测器的视场朝向地球轨道运动方向时，计数率将会增加，预测结果为（Gleeson &Axford 1968）

$$\frac{\Delta f}{f} = (\gamma + 2)\frac{v}{c}\cos\lambda, \tag{1}$$

其中， v 为地球轨道运动的平均速度（29.78 km/s）。这里，我们假设银河宇宙射线的速度接近 c（真空中的光速）。对于能量大于 GeV 的宇宙射线，这一近似是成立的； λ 为探测器灵敏方向与地球速度矢量之间的夹角。对于中子监测器等非定向（视场较大）的探测器，λ 接近探测器所在地的地理纬度角。预测的墨西哥城中子监测器康普顿-盖廷效应振幅变化为 0.044%，相位为地方时 06:00。

2.3. 地球处的宇宙射线各向异性

在能量低于 $\sim$50 TeV 的区域，观测到的银河宇宙射线各向异性表明，它们在内日球层（行星际空间）中的传播并非各向同性。沿黄道面平行和垂直的方向均存在梯度。这些梯度导致了周日太阳各向异性、南北各向异性以及其他一些较小的各向异性。地面高度的宇宙射线计数率为深入了解上述过程提供了宝贵信息（Asipenka 等 2009）。

在地面高度观测到的大幅各向异性是周日太阳各向异性。黄道面内硬度低于 $\sim$50GV 的银河宇宙射线传播与行星际磁场（IMF）共同旋转（Parker 1964；Axford 1965）。通量到达地球时，会产生周日太阳各向异性，其方向近乎垂直于日地连线，相位约为地方时 15:00（太阳活动周极性为正时 $qA > 0$）和地方时 18:00（太阳活动周极性为负时 $qA < 0$）（Sabbah 2013）。与 C-G 效应类似，周日各向异性取决于地理纬度 λ，按 $\cos\lambda$ （Rao 1972）变化。因此，地点纬度越高，周日太阳各向异性的振幅越小；在极区则会消失。

本文通过分析墨西哥城中子监测器的每日计数率，着重讨论由地球轨道运动引起的各向异性，即所谓的康普顿-盖廷效应。我们选取了太阳活动极小期的三个年份：1996年、2008年和2019年，此时到达地球的银河宇宙射线通量达到最大。在这些年份，太阳磁场较弱，近似于一个规则的磁偶极子。因此，太阳磁场对宇宙射线的影响较小。

然而，NMDB 中没有墨西哥中子监测器 1996 年、时间间隔为 1 小时或更短的数据，因此无法进行分析。因此，未纳入 1996 年的中子监测器数据。分析仅限于 2008 年和 2019 年。

我们先来看 2008 年的数据（第 24 个太阳活动周开始时的极小期）。图 2 （上图）展示了墨西哥城中子监测器数据的月度计数率时间剖面（按 10 分钟取平均）。图 2 （下图）展示了 2008 全年的日平均计数率。两条曲线是对第一个峰和第二个峰附近数据进行的高斯拟合。第一个峰被认定为由地球运动引起的康普顿-盖廷效应，第二个峰则被认定为太阳日变化，这是由到达地球的太阳风共转结构所致。

表1 分别列出了2008年由康普顿-盖廷效应和太阳日变化引起的振幅变化（相对于日平均计数率的百分比）。表1 还列出了这两个峰值在地方时上的相位。

注意，2008年，日变化引起的振幅变化比康普顿-盖廷效应引起的振幅变化大约高18%。

图3 展示了对2019年数据（第25太阳活动周开始时的极小期）进行的同类分析。此外，表1分别列出了康普顿-盖廷效应和太阳日变化引起的振幅变化（相对于日平均计数率的百分比）以及地方时相位。

在大多数情况下，太阳日变化的振幅高于康普顿-盖廷效应的振幅。不过，值得注意的是，2019年出现了异常：康普顿-盖廷效应引起的振幅变化比太阳日变化引起的振幅变化大约高57.5%。

最后，图4 展示了结合2008年和2019年数据的综合分析结果。同样，表1 列出了振幅变化的数值

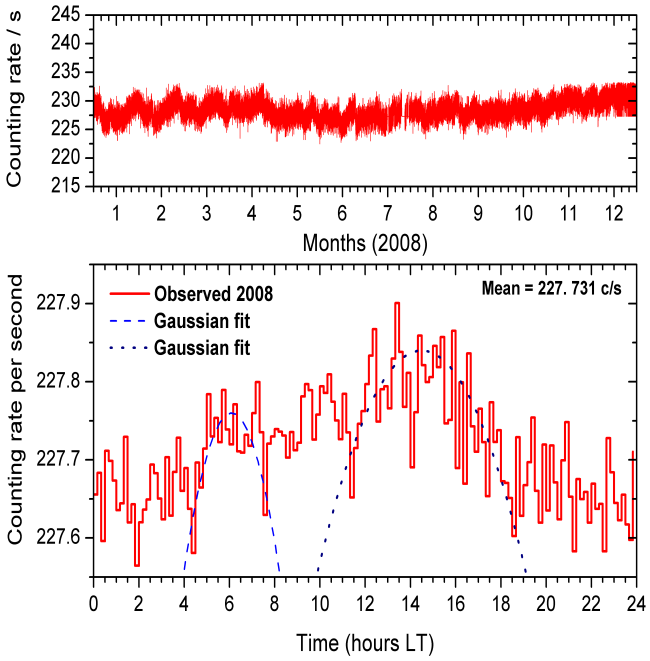


图 2. 根据墨西哥城中子监测器数据得出的压力和效率校正后的计数率。上图：2008年每月计数率（每 10 分钟取平均值）。下图：2008年每小时计数率（每 10 分钟取平均值）。下图还显示了分别用于拟合康普顿-盖廷效应和太阳日变化的两个高斯拟合。

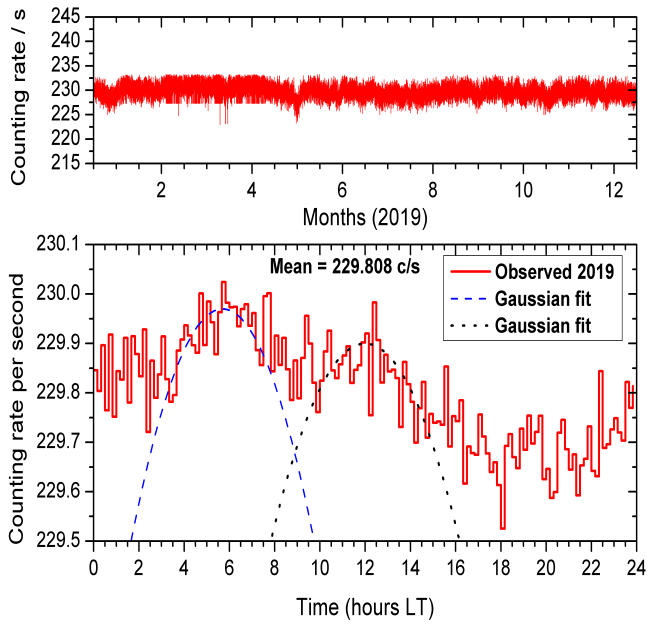


图 3. 与图 2相同，但数据对应 2019年。

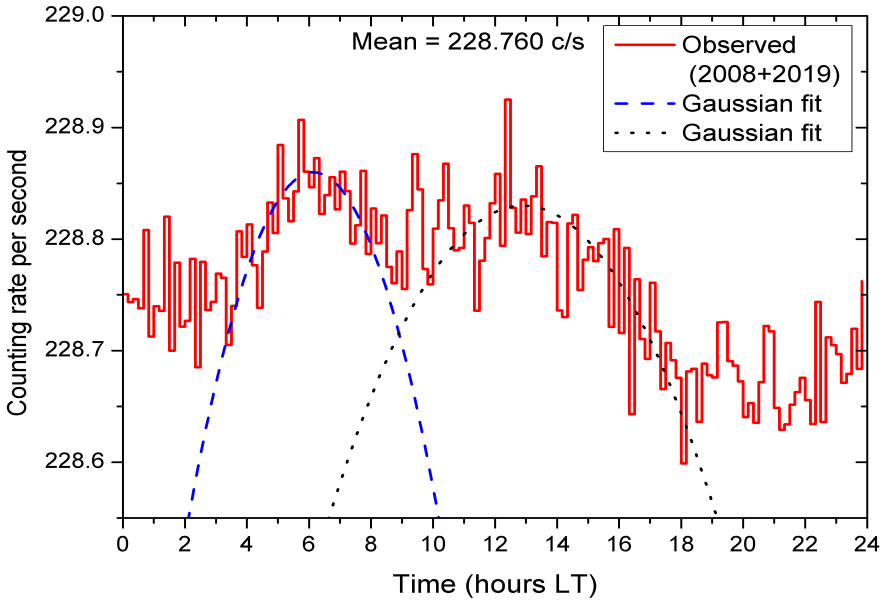


图4. 墨西哥城中子监测器数据的每小时计数率（每10分钟取平均），数据涵盖2008—2019年（已进行气压和效率校正）。图中分别包含康普顿-盖廷效应和太阳日变化的两条高斯拟合曲线。

表1. 康普顿–盖廷（C-G）效应的振幅变化和相位，以及太阳日（SD）变化的振幅变化和相位数据。观测数据来自墨西哥城中子监测器. Th

	康普顿-盖廷效应振幅（%）	C-G 相位 地方时	SD 振幅（%）	SD 相位 地方时
观测值（2008年）	0.006± 0.006	06.17±1.20	0.033± 0.066	14.57±2.04
观测值（2019年）	0.073±0.066	05.70±1.36	0.042±0.040	12.00 ± 1.54
观测值（2008—2019年）	0.043± 0.019	6.15± 1.71	0.031± 0.014	12.90± 1.97
预测值	0.044	06:00	<0.6	15:00-18:00

分别由康普顿-盖廷效应和太阳日变化引起的……，以及它们的相位。

我们指出，通过合并数据分析（2008—2019年）得到的康普顿-盖廷效应振幅变化和相位与预期值一致。

3. 康普顿-盖廷效应的季节性

尽管统计数据较少，我们还根据季节考察了2019年墨西哥城中子监测器数据中的宇宙射线日变化。本文采用的季节日期为：冬季（1月1日至3月20日）；春季（3月20日至6月21日）；夏季（6月21日至9月23日）；秋季（9月23日至12月31日）。

如图 5所示，我们观察到显著变化。图中显示了2019年12个（按季节划分的）月份每秒的每小时（以30分钟为平均间隔）计数率。

从图 5中还可以看出，冬季的计数率对观测到康普顿-盖廷效应的贡献最大。我们还可以观察到，秋季的计数率虽未对观测到康普顿-盖廷效应作出贡献，却显著促进了太阳日变化。

行星际磁场的波动以及宇宙射线流的东西不对称性（见下一节），导致康普顿–盖廷效应和太阳日变化的相位波动；在大多数情况下，这些波动围绕着早于预期的数值变化。有关这一机制的详细内容将在下一节讨论。

4. 康普顿-盖廷效应与东西不对称性

自 20 世纪 30 年代以来，人们就已知，从西侧到达地球的宇宙射线流量高于从东侧到达的流量；这种现象称为东西效应（Kamiya1963；Dorman etal. 1967）。这种效应是由地球磁场对带电宇宙射线粒子的偏转造成的。来自西侧方向的计数过量，意味着初级宇宙射线主要由带正电的粒子构成。

利用地下望远镜探测到的 μ子数据，可以得到其母粒子——具有高磁刚度（高于 1000 GV）的银河宇宙射线——的东西不对称性（Yasue et al. 1991）。

因此，宇宙射线定向望远镜可以通过东西不对称性获得相位，并在此基础上，将东西不对称性相位顺时针增加一个直角（= +6 小时），从而得到康普顿-盖廷效应的相位：

$$Phase(C-G) = Phase(E-W) + 6\ hr. \qquad (2)$$

东西不对称性会使康普顿-盖廷效应的相位提前到比预期更早的时刻。图 6 详细说明了这一机制。

东西不对称性也可以解释太阳日变化的相位为何会比预期提前。在2019年（第25太阳活动周开始时）的太阳活动周极性条件下（$qA > 0$），太阳日变化的预期相位为15时地方时，如图 5顶部的右箭头所示；观测到的偏移值最高可达3小时（相对于预期值），而（对10分钟数据取平均后得到的）平均值为12。90± 1.97地方时（见表 1）。

5. 讨论与结论

我们研究了位于低地理纬度（19.33°N）且地磁刚度截止较高（8.2 GV）的墨西哥城中子监测器的计数率日变化。我们重点研究了由地球轨道运动引起的各向异性，即康普顿-盖廷效应。

为优化地面高度（海拔 2274 m）处的宇宙射线探测，我们使用了2008年和2019年的数据，这两年分别处于最近两个太阳活动极小期。此时，到达地球的银河宇宙射线流量较高，太阳磁场减弱并呈偶极模式，对银河宇宙射线的影响也最小。

即使对气压和效率变化进行校正后，墨西哥中子监测器探测到的宇宙射线通量中仍存在两种调制。第一种出现在清晨（约地方时 6:00），与地球轨道运动导致的调制一致，即Compton和Getting (1935年)预测的一阶相对论效应——康普顿-盖廷效应。

第二种是已知的太阳日变化，出现在午后较早时段（预计为地方时 15:00 至 18:00）。宇宙射线扩散理论（Parker 1964年；Axford 1965年）结合其他因素，例如太阳磁场不规则性引起的散射效应（Jokipii和Parker 1969年；Levy 1976年）以及纬度效应（Rao 1972年），可以描述太阳日变化。

表1总结了结果，包括两种各向异性（分别为康普顿-盖廷效应和太阳日变化）的计数率变化和相位。利用墨西哥城中子监测器的合并数据（2008—2019年）得到的康普顿-盖廷效应计数率变化和相位，均与预测结果一致。

我们还研究了2019年各季节中康普顿-盖廷效应的季节性，并观察到显著变化。太阳日变化也呈现出同样的情况。不过，由于统计数据较少，关于这两种各向异性的季节性结果仍属初步结论。

即便如此，冬季获得的数据对康普顿-盖廷效应的贡献最大。

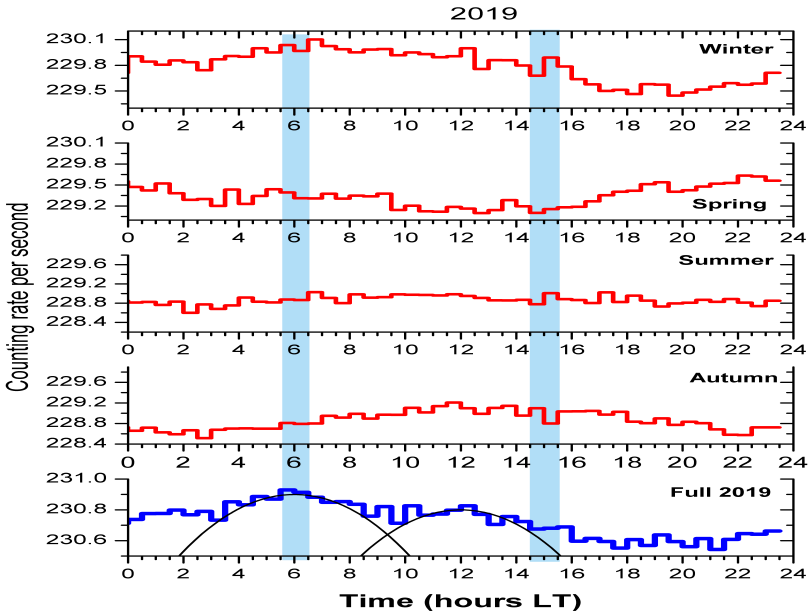


图 5. 根据墨西哥城中子监测器数据，经过气压和效率校正后的计数率。上图：2008年逐月计数率（每10分钟取平均）。下图：2008年每小时计数率（每10分钟取平均）。下图还分别包含康普顿-盖廷效应和太阳日变化的两个高斯拟合。

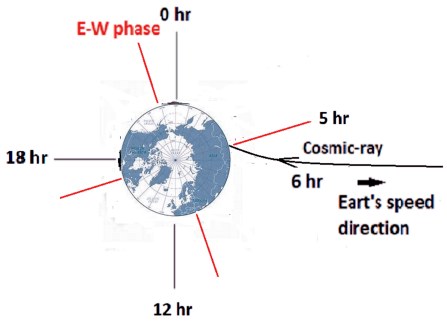


图 6. 示意图展示了如何根据康普顿-盖廷效应的相位求得东西向不对称相位，反之亦然。地球磁场使宇宙射线向西偏转，因此康普顿-盖廷效应的相位比预期提前约1小时。

秋季收集的数据对康普顿-盖廷效应没有贡献，但对太阳日变化有显著贡献。图 5 总结了结果。

最后，我们表明，除行星际磁场的波动外，抵达地球的宇宙射线流所受的东西向效应，也会导致两种各向异性相位的观测离散。在大多数情况下，东西向效应会使相位提前，有时比预期提前数小时。在本研究中，这种效应在太阳日变化中更为显著。我们强调东西向效应与康普顿-盖廷效应的相位之间存在相关性（见式 /refphases）（Yasue 等，1991年）。在本例中，合并数据（2008- 2019年）的康普顿-盖廷效应相位为 06.15 地方时。因此，东西向效应的相位将接近 0.15 地方时。这一结果预测了墨西哥城位置的东西向效应相位。

6. 致谢

我们感谢在欧盟 FP7 计划（合同编号：213007）资助下建立的 NMDB 数据库（www.nmdb.eu）提供数据。墨西哥城中子监测器的数据由墨西哥国立自治大学（UNAM）地球物理研究所宇宙射线研究组慷慨提供。本研究获得里约热内卢州研究支持基金会（FAPERJ）资助，项目编号 E-26/010.101128/2018。

参考文献

Asipenka, A., Belov, A., Eroshenko, E., 等，2009，《空间研究进展》，43，708 Axford, W. 1965，《行星与空间科学》，13，115，doi: https://doi.org/10.1016/0032-0633(65)90181-9Belov, A., Eroshenko, E., Yanke, V., 等，2018，《太阳物理学》，293，1 Clay, R., & Dawson, B. 1997，《宇宙子弹》（Allen and Unwin）Compton, A. H., & Getting, I. A. 1935，《物理评论》，47，817 Cutler, D., & Groom, D. 1986，《自然》，322，434 Dasso, S., Asorey, H., Collaboration, P. A., 等，2012，《空间研究进展》，49，1563 Dorman, L., Kovalenko, V., & Milovidova, N. 1967，1965年交叉望远镜测量所揭示的宇宙射线东西向不对称效应，技术报告，地磁、电离层和无线电波传播研究所..... Gleeson, L., & Axford, W. 1968，《天体物理学与空间科学》，2，431 Hathaway, D. H. 2015，《太阳物理学评论》，12，1

Jokipii, J., & Parker, E. 1969年，《天体物理学杂志》，155，777 Kamiya, Y. 1963，《地磁与地电学杂志》，14，191 Levy, E. 1976, Journal ofgeophysical research, 81, 2082 Parker, E. 1964年，《行星与空间科学》，12，735，doi: https://doi.org/10.1016/0032-0633(64)90054-6Pishkalo, M. I. 2019年，《太阳物理学》，294，137 Rao, U. 1972年，SpaceScience Reviews, 12, 719 Sabbah, I. 2013, Journalof Geophysical Research: Space Physics, 118,4739 Stenkin, Y. V., Valdes-Galicia, J., Hurtado, A., & Musalem, O. 2001，《粒子天体物理学》，16,157 V¨ais¨anen, P., Usoskin, I., & Mursula, K. 2021, JournalofGeophysical Research: SpacePhysics, 126,e2020JA028941Vargas C´ardenas, B., & Vald´es-Galicia,J. F. 2012,Advances in SpaceResearch, 49, 1593,doi: https://doi.org/10.1016/j.asr.2012.02.016Yasue, S., Mori, S., Munakata, K., Darwish, A. A., & BISHARA, A. A. 1991年，《地磁与地电学杂志》，43，771 Zirnstein, E., Heerikhuisen, J., McComas, D., & Schwadron, N. 2013，《天体物理学杂志》，778,112