arXiv:2602.04269v1 [astro-ph.IM] 4 Feb 2026

甚长基线干涉测量数据相关的量子计算框架

Lei Liu[1]

[1]中国科学院上海天文台；liulei@shao.ac.cn

摘要

我们提出了一种用于甚长基线干涉测量数据相关的量子计算框架。我们指出，长度为 N 的经典基带时间序列数据可通过振幅编码嵌入量子叠加态，且仅需 $\log_2 N$ 个量子比特。基本的甚长基线干涉测量相关与条纹拟合操作，包括条纹旋转、傅里叶变换、延迟补偿和互相关，均可通过量子算法实现，并显著降低计算复杂度。我们构建了完整的量子处理流水线，并通过与经典甚长基线干涉测量流程直接比较，验证了其可行性和准确性。我们认识到，大规模数据的振幅编码仍是量子计算的主要瓶颈；然而，甚长基线干涉测量原始数据的量化特性有助于降低状态制备的复杂度。我们的研究表明，量子计算为甚长基线干涉测量数据相关提供了一种前景广阔的新范式，并有望在未来的甚长基线干涉测量系统中发挥作用。

1 引言

量子计算机的概念最早由理查德·费曼于1981年在第一届计算物理会议上提出（费曼，1982）。受费曼这一洞见的启发，Deutsch（1985）指出，考虑到量子并行性，量子计算机能够比经典计算机更快地解决某些计算问题。Simon（1994）首次明确展示了相对于随机化经典算法的指数级量子加速。Shor （1994）将整数因数分解问题重新表述为周期寻找问题，并证明量子傅里叶变换（QFT）能够在多项式时间内实现周期提取，从而相较于经典算法获得指数级加速。

此后，量子计算迅速发展（Michael &Chuang，2010）。2016年，IBM发布了全球首台可通过云端访问的量子计算机，并推出了全面的软件生态系统，`Qiskit` （Javadi-Abhari et al.，2024），该生态系统支持通过转译器进行量子程序构建、编译和优化，并可通过`Qiskit Aer`实现高保真模拟。2019年，Google在其53量子比特Sycamore处理器上完成随机线路采样（RCS）任务，取得了一个重要里程碑，为所谓的“量子霸权”在物理量子设备上的实现提供了首个实验性证据（Arute et al.，2019）。在中国，九章光子量子处理器在高斯玻色子采样（GBS）任务中展示了量子优势，标志着光子系统首次取得此类成果（Zhonget al.，2020）。祖冲之三号105量子比特超导处理器通过展示增强型随机线路采样任务，进一步刷新了量子计算优势的纪录（Gao et al.，2025）。

量子计算的终极目标是实现通用量子计算机。尽管量子计算机仍处于发展的早期阶段，但多个学科领域的科学家已开始探索量子算法的潜在应用，包括量子化学、组合优化、量子机器学习（QML）、金融、物理模拟、密码分析等。（Au-Yeung 等人，2024）。

甚长基线干涉测量（VLBI）是一种能够实现最高角分辨率的天文技术（Thompson 等人，2017），并已广泛应用于天体物理学领域（事件视界望远镜合作组织 i
2019）、天体测量学（Haas et al.，2015），以及航天器轨道确定（Duev et al.，2012）。由于甚长基线干涉测量在射频域运行，因此高度依赖数字信号处理，包括数据记录（Whitney，2007）、信道化（Zhu et al.，2016）和相关（Zheng etal.，2010；Deller etal.，2011）。值得一提的是，干涉相关需要访问

原始基带数据。即使采用1比特或2比特量化，产生的数据量仍然很大。此外，基带数据实际上是白噪声，因此经典数据压缩技术无法有效压缩这类数据（Thompson et al.，2017）。还需注意，甚长基线干涉测量数据相关涉及参与台站之间的两两互相关，其总计算负载随台站数量呈平方增长。为应对下一代设施不断增长的数据量和计算需求所带来的挑战，需要专用的数据处理基础设施。一个例子是平方公里阵列（Dewdney et al.，2009）区域中心（SRC）网络，该网络每年将处理、分发和存储700拍字节的数据[1]。

我们指出，量子架构非常适合用于射电干涉数据的存储和处理。首先，一个由 n 量子比特组成的系统可张成维数为 2^n的希尔伯特空间，从而能够表示指数规模的经典数据。因此，长度为 N 的经典信号可以通过振幅编码嵌入量子叠加态中，仅需 $\log_2 N$ 个量子比特，并实现令人印象深刻的“数据压缩”形式。此外，线性相位操作（例如时域条纹旋转或频域中的分数采样时间校正（FSTC））可以通过采用二进制分解的量子线性算子实现，其中每个量子比特接收一次相位旋转。这使计算复杂度从 $O(N)$ 降低至 $O(\log_2 N)$。时频域变换也可以通过量子傅里叶变换（QFT）高效执行，其复杂度为 $O((\log_2 N)^2)$（Michael & Chuang，2010）。最后，尽管量子电路不适合直接计算互功率谱，但表示为多量子比特量子态的两个频谱之间的相关性天然对应于它们的内积。在量子框架中，可以通过构造酉复合算子并使用哈达玛测试提取结果来计算该内积（Michael & Chuang，2010）。残余延迟对互功率谱的影响可以嵌入这一过程中，从而实现后处理条纹拟合。该工作流尤其适用于大地测量甚长基线干涉测量，因为在此类应用中，提取时延和时延率观测量至关重要（Kondo & Takefuji，2016）。

上述分析表明，构建量子相关器在理论上是可靠的，在技术上也是可行的。在下文中，我们将详细介绍构建量子相关器所需的量子操作，并使用 `Qiskit` 实现量子数据相关处理流程。我们的工作表明，使用量子电路实现相关器不仅切实可行，而且在计算复杂度方面具有显著优势。本文结构安排如下：第 2 节介绍完整的量子计算框架。第 3节介绍量子流水线，并将其与经典流水线进行比较。第 4 节和第 5 节分别为讨论和结论。

2 量子计算框架

本文提出的量子框架包含构建甚长基线干涉测量数据相关流水线所需的全部量子操作。量子流水线的数据流如图 1 所示。为便于比较，图中还展示了经典流水线（图 2）。本节下文将详细说明这些量子操作。

2.1 数据编码

在经典数据相关流水线中，电压采样时间序列首先从磁盘加载到内存中，然后从量化位转换为浮点表示，例如，将 1比特量化的级别 0、1 映射为 $-0.5, +0.5$。在量子框架中，由 n 个量子比特组成的系统张成维数为 2^n的希尔伯特空间，因此只需少量量子比特便可表示规模呈指数级增长的经典数据。换言之，长度为 N 的经典信号经过归一化后，可嵌入量子叠加态，只需 $n = \log_2 N$ 个量子比特：

$$\psi_x = \sum_{k=0}^{N-1} x_k |k\rangle, \tag{1}$$

[1]https://www.skao.int/en/explore/big-data/362/ska-regional-centres

其中， x_k 是第 k个采样点的归一化数值：

$$\sum_{k=0}^{N-1} |x_k|^2 = 1. \tag{2}$$

若将数字 k 展开为其二进制表示：

$$k = \sum_{i=0}^{n-1} 2^i k_i, \tag{3}$$

则 $|k\rangle = |k_{n-1} \dots k_1 k_0\rangle$ 是由 n 个量子比特组成的量子系统中的第 k个状态。

我们使用振幅编码将原始数据加载到量子态中。我们已经认识到，这对当前的量子电路来说是一项巨大的挑战。可能的解决方案将在第 4.1节讨论。

2.2 相位调制

对于甚长基线干涉测量数据相关和后处理，在若干场景中需要对给定序列进行相位调制：

- 时域中的条纹旋转：

$$x_k \to x_k e^{-j2\pi \Delta f T_s k}, \tag{4}$$

  其中， $\Delta f = f_0 \dot{\tau}$ 是由天线频率 f_0 和延迟模型给出的延迟率 $\dot{\tau}$ 确定的条纹率。 $T_s = 1/f_s$ 是采样时间，与采样率 f_s成反比。

- 分数采样时间校正（FSTC）：

$$s_k \to s_k e^{-j2\pi f_{\text{bin}} \tau_{\text{frac}} k}, \tag{5}$$

  其中， f_{bin} 是互相关中的频率分箱宽度。 τ_{frac} 是延迟模型给出的 FSTC 数值。

- 后处理中的条纹拟合：

$$p_k \to p_k e^{-j2\pi f_{\text{bin}} \tau_{\text{residual}} k}, \tag{6}$$

  其中， τ_{residual} 是残余延迟。

请注意，以上操作在数学上完全相同，且调制是线性的，可表示为：

$$x_k \to x_k e^{j\alpha k}. \tag{7}$$

在经典信号处理中，长度为 N 的序列的相位调制是逐点进行的，因此计算复杂度为 $O(N)$。然而，在量子计算框架中，线性相位调制可以表示为酉算符：

$$P(\alpha): \ |k\rangle \to e^{j\alpha k}|k\rangle. \tag{8}$$

n 个量子比特对应的相位因子可写为：

$$e^{j\alpha k} = \prod_{i=0}^{n-1} e^{j\alpha 2^i k_i}, \tag{9}$$

这意味着，相位调制可以通过相位旋转门 $P(\alpha 2^i)$ 作用于第 i 个量子比特来实现。由于量子门会全局作用于叠加量子态的所有分量，因此该操作会同时改变所有 N 基的振幅。计算复杂度从经典操作的 $O(N)$ 降至量子操作的 $O(n) = O(\log_2 N)$。

2.3 傅里叶变换

在甚长基线干涉测量数据相关中，条纹旋转后的基带样本经傅里叶变换进入频域，以便后续进行FSTC 和互相关。经典方法依赖快速傅里叶变换（FFT），其计算复杂度为 $O(N\log_2 N)$。在量子框架中，与之对应的操作是量子傅里叶变换（QFT）。对于一个 n 量子比特量子态，量子傅里叶变换通过一系列哈达玛门和受控相位旋转，同时作用于所有 2^n 个振幅分量，整体复杂度为 $O(n^2)$。

2.4 互相关

我们必须认识到，量子电路实际上并不适合直接输出两个信号之间的完整互功率谱，因为这需要提取每个频率格中的可见度。相应的计算复杂度为 $O(N)$。相反，当射电干涉信号被编码为每个台站由 n 量子比特构成的量子态时，两个台站之间的互相关自然就是相应量子态的内积。

假设 $|\psi_A\rangle$ 和 $\psi_B\rangle$ 是台站 A 和 B 的傅里叶变换频谱，可表示为

$$|\psi_A\rangle = \sum_{k=0}^{N-1} s_{a,k}|k\rangle, \qquad |\psi_B\rangle = \sum_{k=0}^{N-1} s_{b,k}|k\rangle, \tag{10}$$

其中 $s_{a,\ k}$ 和 $s_{b,\ k}$ 是第 k 个频率点处的归一化复频谱。经典互相关表示为逐点复数乘法之和：

$$S = \sum_{k=0}^{N-1} s_{a,k} s^*_{b,k}, \tag{11}$$

恰好就是量子力学内积：

$$S = \mathcal{M}(\langle\psi_B|\psi_A\rangle) \tag{12}$$

因此，互相关计算，也就是对所有频率区间内的互谱进行相干求和，已隐式编码在多量子比特希尔伯特空间中，无需逐项计算$s_{a,\ k}s^*_{b,\ k}$。请注意，内积存在于量子态中，必须通过特定测量 $\mathcal{M}$“读出”。具体而言，在量子计算框架中，可以利用哈达玛测试高效地提取该内积。设

$$U = U_B^\dagger U_A \tag{13}$$

为满足以下条件的复合算子：

$$U_A|0\ldots0\rangle = |\psi_A\rangle, \qquad U_B|0\ldots0\rangle = |\psi_B\rangle, \tag{14}$$

then

$$\langle\psi_B|\psi_A\rangle = \langle0\ldots0|U|0\ldots0\rangle. \tag{15}$$

上述量的实部和虚部可以通过辅助量子比特的单量子比特测量统计量获得：

$$\mathrm{Re}(\langle\psi_B|\psi_A\rangle) = 2\ \mathrm{Re}(P_0) - 1, \qquad \mathrm{Im}(\langle\psi_B|\psi_A\rangle) = 2\ \mathrm{Im}(P_0) - 1, \tag{16}$$

其中，Re(P_0) 和 Im(P_0) 分别表示在哈达玛测试的实部和虚部测量中，测得辅助量子比特处于状态 $|0\rangle$ 的概率。

因此，计算复杂度为 $O(N)$的经典互相关运算，被作用于整个 2^n维叠加态的单次量子内积提取所取代。

请注意，当原始基带数据是以单边带（SSB）方式记录时，对于 N点实采样数据，在转换到频域后只使用前 $N/2$个频率区间。在当前量子框架中，这相当于提取相干求和值

，即对应频率区间上的互功率谱的相干求和值。由于在该框架中，互功率谱表示为量子叠加态，频谱的前半部分对应于最高有效位量子比特处于 $|0\rangle$ 态的子空间。因此，可以设计一个量子电路，对第 $(n-1)$ 个量子比特应用相位旋转操作：

$$D(\theta) : |k_{n-1} \dots k_1 k_0\rangle \to e^{j\theta k_{n-1}} |k_{n-1} \dots k_1 k_0\rangle. \tag{17}$$

此操作可以纳入式13中定义的复合算子：

$$U(\theta) = U_B^\dagger D(\theta) U_A \tag{18}$$

根据式 k 中的二进制表示3，求和后的互功率谱 S 作为 θ 的函数，可表示为：

$$S(\theta) = \sum_{k=0}^{N/2-1} s_{a,k} s_{b,k}^* + \sum_{k=N/2}^{N-1} e^{j\theta} s_{a,k} s_{b,k}^* = S_0 + e^{j\theta} S_1. \tag{19}$$

所需分量 S_0 可通过在 $\theta = 0$ 和 $\theta = \pi$处进行测量获得：

$$S_0 = (S(0) + S(\pi))/2. \tag{20}$$

2.5 条纹拟合

条纹拟合是甚长基线干涉测量数据后处理中的一个重要步骤。作为将量子计算应用于甚长基线干涉测量数据相关的初步演示，我们考虑一个简化场景：使用单个中频来估计单个残余时延参数 τ。相应的拟合函数 $S(\tau)$ 为：

$$S(\tau) = \sum_{k=0}^{N-1} s_{a,k} s_{b,k}^* e^{-j2\pi f_{\text{bin}} \tau k}. \tag{21}$$

条纹拟合的目的是找出合适的 τ，使 $|S(\tau)|$ 最大化。在实际应用中，条纹拟合是对这一简化情形的推广，但其基本原理保持不变。

对于本文中的量子电路，上述拟合函数的构造对应于将与延迟搜索相关的线性相位调制并入式13中定义的复合算子：

$$U(\tau) = U_B^\dagger P(2\pi f_{\text{bin}} \tau) U_A. \tag{22}$$

相位调制后的互功率谱的求和值可写为

$$\langle \psi_B | \psi_A \rangle(\tau) = \langle 0 \dots 0 | U(\tau) | 0 \dots 0 \rangle, \tag{23}$$

在其量子态中，随后可将其提取出来以获得拟合函数：

$$S(\tau) = \mathcal{M}(\langle \psi_B | \psi_A \rangle(\tau)). \tag{24}$$

条纹拟合可视为一个全局优化问题，其中残余延迟作为拟合参数，而拟合函数作为目标函数。当确定了正确的残余延迟时，条纹相位会变平，目标函数达到最大值。在当前的量子算法框架中，使用上述量子过程计算一系列试探时延 τ 对应的拟合函数 $S(\tau)$。

在我们的量子算法框架中，互相关和条纹拟合过程实际上是耦合在一起的。在实践中，首先根据搜索范围和步长确定一组等间距的试探时延。然后，对于每个试探值 τ，按照上述方法构造复合算子 $U(\tau)$，并通过哈达玛测试获得相应的 $S(\tau)$。随后，将使 $|S(\tau)|$ 达到最大值的 τ 所对应的数值确定为残余延迟。

需要注意的是，由于 τ在此过程中必须进行离散化，因此离散最大值与真实最大值之间存在差异。因此，通常需要对 $\tau \sim |S(\tau)|$ 关系进一步进行多项式拟合，以提高真实最大值的估计精度。当前这一步通过经典方法完成，具体将在第 3.1.4节介绍。

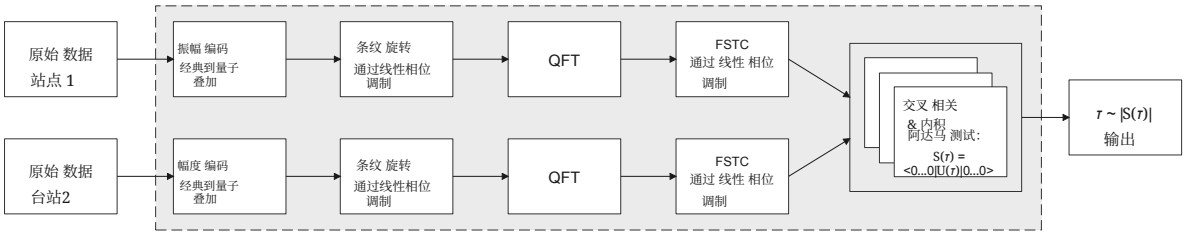

图 1：量子流水线的数据流。量子电路以灰色背景突出显示。

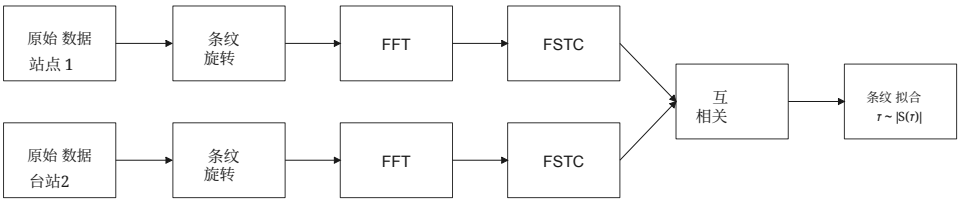

图 2：经典流水线的数据流。

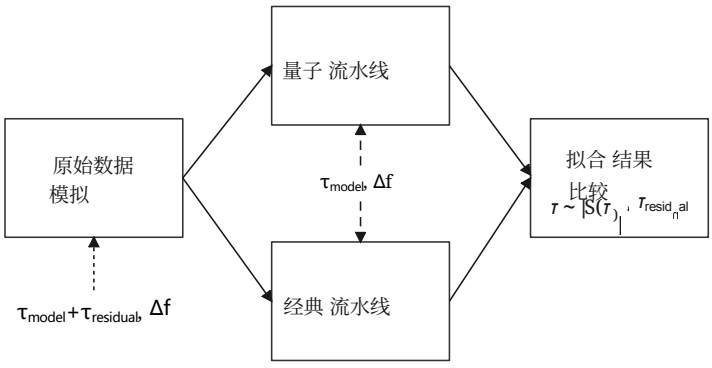

图3：量子与经典流程比较的架构。

3 量子处理流水线演示

作为上述基于量子的框架的演示，本节构建完整的量子甚长基线干涉测量数据相关流水线，使用该流水线执行相关和条纹拟合，并将量子方法得出的时延估计与经典流水线得到的结果进行比较。

3.1 系统架构

为验证本文提出的量子算法，除了量子流水线本身，我们还开发了一个用于测试的原始数据模拟模块、一个与量子算法相对应的经典流水线，以及一个经典多项式拟合模块，以提高残余时延拟合的精度。整体架构如图 3 所示。

3.1.1 原始数据模拟

根据给定的延迟和条纹率生成两路基带数据流。请注意，用于生成原始数据的输入延迟由两部分组成：模型部分 τ_{model}，将在量子/经典流水线中予以补偿；以及残余部分 τ_{residual}，将用作评估两种流水线的数据相关结果的参考值。

3.1.2 量子流水线

量子流水线使用 `Qiskit` 实现。长度为 N 的经典原始数据通过振幅编码嵌入量子系统，使用 $n = \log_2 N$ 个量子比特。条纹旋转和 FSTC 的线性相位调制算符根据公式 8 构造。此外，该算符也用于构造复合算子 $U(\tau)$。时域到频域的变换通过量子傅里叶变换（QFT）执行。两个量子频谱的内积通过哈达玛测试提取。为支持条纹拟合，对于每个试探残余延迟 τ，复合算子$U(\tau)$ 根据公式 22 构造。

3.1.3 经典流水线

在经典甚长基线干涉测量数据相关流水线中，整个过程可分为两个阶段。第一阶段是互相关，包括条纹旋转、快速傅里叶变换、FSTC 和互相关。互谱将被保存以供进一步分析。第二阶段是后处理：对于每个试探延迟τ， $S(\tau)$ 根据公式 21 计算。量子流水线与经典流水线的差异在图 1 和2 中清楚展示。在当前实现中，条纹旋转、FSTC 和延迟补偿根据公式 4、5 和6 实现。傅里叶变换使用标准快速傅里叶变换执行。

3.1.4 多项式拟合与比较

在甚长基线干涉测量数据的后处理中，通常会对 $|S(\tau)$ 的离散值进行多项式拟合，以便更准确地估计残余延迟。步骤如下：

- 针对给定的搜索范围和步长，从一系列间隔相等的试探时延中找出最大振幅及其对应的延迟。
- 对最大振幅附近连续的 5 个点进行二阶多项式拟合，其中 x 和 y 分别对应 τ 和 $|S(\tau)|$。
- 求出多项式曲线最大值对应的 $\tau\,(x)$。如有需要，还可根据协方差矩阵求出延迟不确定度 σ_τ。

两条流水线在输入相同原始数据时得到的 $\tau \sim |S(\tau)$ 关系经过拟合并进行比较，以评估量子流水线的数据相关精度。条纹拟合前的原始互谱被导出并绘制于图 4中。条纹相位的斜率对应预设的残余延迟。由于我们的模拟数据采用单边带（SSB），因此仅使用前半部分频率区间。在量子流水线中，如第 2.4 节所述，通过哈达玛测试提取这部分的求和互谱。

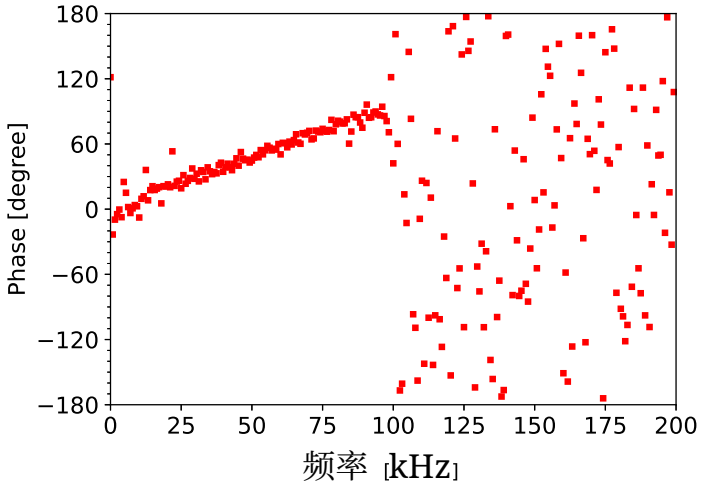

图4：相关后的互谱示例。红色方块表示相应频率格处的相位值。对于本研究中用于流水线验证的单边带（SSB）数据，只有前半部分频率区间包含有用信息。由于未执行延迟补偿，条纹并不平坦。对斜率进行拟合可得表中列出的残余延迟。 1

.

参数	数值
Mode	单边带（SSB）
采样数	256
量子比特数	8
带宽	0.1 MHz
输入/模型条纹率 (Δf)	500 Hz
输入延迟 ($\tau_{\text{model}} + \tau_{\text{residual}}$)	6.7 μ秒
模型延迟（τ_{model}）	4.0 μ秒
残余延迟（τ_{residual}）	2.7 μ秒

表 1：量子流水线验证的模拟参数。

3.2 仿真设置与结果

量子流水线验证所用的参数列于表 1中。输入条纹率和延迟用于原始数据生成。模型条纹率和延迟用于相关处理中的频率校正和延迟校正。残余延迟作为验证两条流水线的参考值。

图 5 展示了经典流水线和量子流水线的 $\tau \sim |S(\tau)|$ 关系。总体而言，两条流水线的振幅彼此吻合良好。两条流水线得出的残余延迟均接近真实数值。对于最大振幅附近的多项式拟合，量子流水线的不确定度是经典流水线的 12 倍。这可能是由于通过哈达玛测试读出量子内积时产生了投影噪声。我们观察到，随着 shots 参数增加，量子流水线与经典流水线之间的差异会减小。在当前工作中，`shots`参数设为 20000。

4 讨论

4.1 振幅编码

在这项工作中，我们采用振幅编码将经典原始数据加载到量子叠加态中。然而，鉴于当前量子电路的能力，即使在算法层面，制备任意量子态仍是一项重大挑战。编码 N 个样本的计算复杂度为 $O(N)$，这使其成为整个量子框架中开销最高的组成部分。

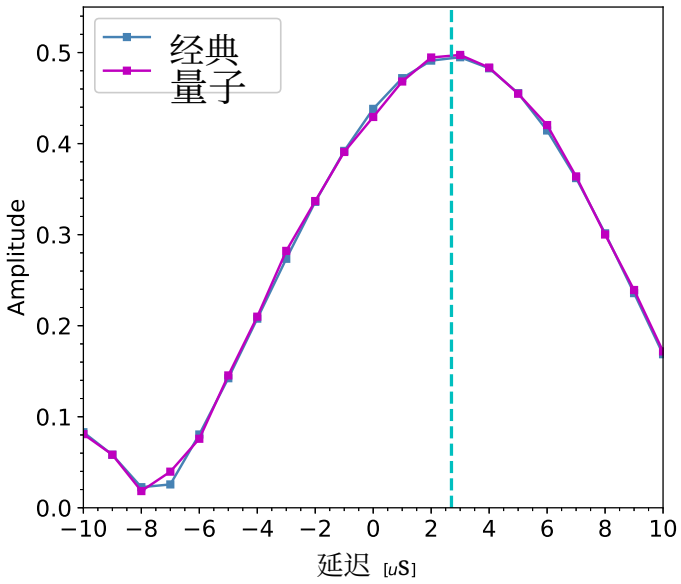

图5：延迟补偿后累加互谱的振幅 $|S(\tau)$随试验延迟 τ的变化。蓝色和品红色线条分别对应经典流水线和量子流水线的拟合结果。青色虚线表示输入残余延迟 $\tau_{\text{residual}} = 2.7$ μs。经典流水线和量子流水线得到的残余延迟及不确定度分别为：2.734±0.003 μs和2.791±0.037 μs。

事实上，数据加载被广泛认为是许多量子算法的主要瓶颈（Au-Yeung 等人，2024）。

请注意，甚长基线干涉测量基带数据始终以量化形式记录，例如在1比特情形下，所有样本具有相同的幅度，仅符号不同，并且大片连续区域可能包含相同的数值。通过利用这些模式并采用二叉树结构，在最佳情况下可以将加载 N 个样本的复杂度降至$\log_2 N$。我们计划在未来工作中实现该振幅编码方案，并使用真实的甚长基线干涉测量原始基带数据评估其性能。

4.2 互谱积分

本文提出的量子算法仅展示了单个傅里叶变换（FT）周期的互相关。实际上，甚长基线干涉测量数据相关需要对多个 FT 周期的互功率谱进行相干累积，以提高信噪比。值得注意的是，第 2.4 节所述的哈达玛测试能够得到相干求和后的互谱。因此，对于每个 FT 周期，可以根据延迟模型计算相应的条纹旋转和 FSTC项，针对一系列试探时延构造复合算子 $U(\tau)$，并测量 $S_n(\tau)$，其中 n表示第 n个 FT 周期。随后即可沿时间轴进行相干求和，以实现所需的积分。

4.3 条纹拟合

在当前框架中，量子电路用于计算 $S(\tau)$，针对搜索范围内一组均匀分布的试探时延 τ，随后通过经典搜索找出最大振幅。为了提高搜索精度，理想情况下应采用更小的步长，但这会增加计算成本。值得注意的是，Dürr–Høyer 算法是经典Grover搜索的扩展（Grover，1996），它可以在离散网格上找到函数的最大值，并将复杂度从 $O(N$降低至 $O(\sqrt{N}$（Durr & Hoyer，1996）。不过，要实现上述方法，需要对当前量子算法进行若干修改。

首先，必须将试探时延值集合加载到量子叠加态中，这可以通过第2.2节介绍的线性相位调制技术实现。其次，必须将互相关计算封装为预言机，并将试探时延值作为一种“参数”输入量子电路，而不是像当前设计那样为每个τ单独构建一个电路。最后，由于 Grover 类算法要求预言机的输出具有相干性且可逆，因此无法使用目前基于哈达玛测试的估计方法。需要改为开发一种完全兼容量子计算的振幅评估或比较方法。上述大多数修改都并非易事，仍需进一步研究。

5 结论

在本工作中，我们证明甚长基线干涉测量数据相关在若干基本方面与量子计算天然兼容。一方面，编码于 n 个量子比特中的量子态张成一个2^n维希尔伯特空间，从而仅用$\log_2 N$ 个量子比特即可表示大量原始基带数据。此类量子编码提供了一种经典系统无法实现的强大数据“压缩”形式。另一方面，甚长基线干涉测量相关与条纹拟合中的基本运算，包括线性相位调制、傅里叶变换和互相关，均可通过量子电路以更低的计算复杂度高效实现。

基于这些认识，我们使用Qiskit构建了量子 VLBI 数据相关流程，并配套构建了相应的经典流水线用于验证。利用模拟基带数据，我们测试了完整工作流程，包括条纹旋转、傅里叶变换、FSTC、互相关和条纹拟合。经典结果与量子结果的比较表明，所提出的量子框架成功复现了预期的累加互谱，并给出了正确的残余时延估计，从而验证了该量子方法的正确性与可行性。

尽管取得了这些令人鼓舞的结果，但在将量子计算应用于实际的甚长基线干涉测量数据相关之前，仍存在若干挑战，尤其是在量子态制备方面。通过振幅编码将经典数据加载到量子叠加态中，是量子算法普遍面临的主要瓶颈之一，而不仅仅是 VLBI 应用所特有的问题。值得注意的是，VLBI 原始基带样本通常被量化为 1 或 2 比特，并呈现出重复模式，这两方面均可加以研究，以降低加载复杂度。这些特性表明，高效的态制备方案具有可行性。

总体而言，本研究表明，量子计算为甚长基线干涉测量数据相关提供了一个前景广阔的框架。随着量子硬件的持续进步，量子辅助算法有望成为下一代甚长基线干涉测量项目实用而强大的工具。

量子流水线所需的数据和代码将在 GitHub 仓库中提供并持续更新：https://github.com/liulei/qcorr。

参考文献

Arute, F., Arya, K., Babbush, R., et al. 2019, 《自然》, 574, 7779, 505. doi:10.1038/s41586-019-1666-5 Au-Yeung, R., Camino, B., Rathore, O., et al. 2024, 《物理学进展报告》, 87, 11, 116001. doi:10.1088/1361-6633/ad85f0 Deller, A. T., Brisken, W. F., Phillips, C. J., et al. 2011, 《太平洋天文学会刊》, 123, 901, 275. doi:10.1086/658907 Deutsch, D. 1985, 《伦敦皇家学会会刊 A 辑》, 400, 1818, 97. doi:10.1098/rspa.1985.0070 Dewdney, P. E., Hall, P. J., Schilizzi, R. T., et al. 2009, IEEE 会刊, 97, 8, 1482. doi:10.1109/JPROC.2009.2021005 Duev, D. A., Molera Calv´es, G., Pogrebenko, S. V., et al. 2012, 《天文学与天体物理学》, 541, A43 Durr, C. & Hoyer, P. 1996, 量子物理/9607014. doi:10.48550/arXiv.quant-ph/9607014 事件视界望远镜合作组, Akiyama, K., Alberdi, A., et al. 2019, 《天体物理学杂志快报》, 875, L1 Feynman, R. P. 1982, 《国际理论物理学杂志》, 21, 6-7, 467. doi:10.1007/BF02650179 Gao, D., Fan, D., Zha, C., et al. 2025, 《物理评论快报》, 134, 9, 090601. doi:10.1103/PhysRevLett.134.090601 Grover, L. K. 1996, 量子物理/9605043. doi:10.48550/arXiv.quant-ph/9605043 Haas, R., Nothnagel, A., & Petrachenko, B. 2015, 国际天文学联合会大会, 29, 2257511. Javadi-Abhari, A., Treinish, M., Krsulich, K., et al. 2024, arXiv:2405.08810. doi:10.48550/arXiv.2405.08810 Kondo, T. & Takefuji, K. 2016, 《无线电科学》, 51, 10, 1686. doi:10.1002/2016RS006070 Michael, A. & Chuang, I. L. 2010, 量子计算与量子信息（第2版）。剑桥：剑桥大学出版社 Shor, D. 1994, Proc. 35th IEEE Symp. on Foundations of Computer Science, 圣菲, NM, 美国, 124. doi: 10.1109/SFCS.1994.365700 Simon, D. R. 1994, Proc. 35th IEEE Symp. on Foundations of Computer Science, 圣菲, NM, 美国, 116. doi: 10.1109/SFCS.1994.365701 Thompson, A. R., Moran, J. M., & Swenson, G. W. 2017, 射电天文学中的干涉测量与综合, 作者为 A. Richard Thompson、James M. Moran 和 George W. Swenson, Jr.，第3版。施普林格，2017.. doi:10.1007/978-3-319-44431-4 Whitney, A. R. 2007, 欧洲大地测量与天体测量甚长基线干涉测量工作会议论文集, 79, 33. Zheng, W., Quan, Y., Shu, F., et al. 2010, 第六届国际大地测量与天文学甚长基线干涉测量服务会议：2010年全体会议论文集, 157 Zhong, H.-S., Wang, H., Deng, Y.-H., et al. 2020, 《科学》, 370, 6523, 1460. doi:10.1126/science.abe8770 Zhu, R., Wu, Y., & Li, J. 2016, VGOS的新视野, 163.