arXiv:2303.06402v1 [physics.atom-ph] 11 Mar 2023

# 用于高灵敏度电偶极矩搜索的新型自旋进动方法

A. Boeschoten,[1,2] V.R. Marshall,[1,2] T.B. Meijknecht,[1,2] A. Touwen,[1,2] H.L.Bethlem,[1,3] A. Borschevsky,[1,2] S. Hoekstra,[1,2] J.W.F. van Hofslot,[1,2] K. Jungmann,[1,2]M.C. Mooij,[2,3] R.G.E. Timmermans,[1,2] W. Ubachs,[3] 以及 L. Willmann[1,2,*]

(NL-$e$电偶极矩)

[1] *Van Swinderen Institute for Particle Physics and Gravity, University of Groningen, The Netherlands*[2] *Nikhef, National Institute for Subatomic Physics, Amsterdam, The Netherlands*[3] *Department of Physics and Astronomy, and LaserLaB, Vrije Universiteit Amsterdam, The Netherlands*（日期：2023年3月14日）

我们展示了一种自旋进动方法，用于观测和分析氟化钡（$^{138}$Ba$^{19}$F）的 $X^2\Sigma^+, N = 0$ 基态中所有超精细能级之间的多能级相干性。该信号对态制备拉比频率以及电偶极矩搜索中施加的外部电场和磁场十分敏感。在获得的干涉谱中，电场和拉比频率可与电偶极矩同时观测到。这种方法减少了此类精密测量中的系统偏差和辅助测量次数。

引言。— 永久电偶极矩（EDM）搜索为检验标准模型中的离散对称性提供了一种灵敏手段 [1]。电偶极矩违反宇称（P）和时间反演（T）对称性。假设合并对称性 CPT 是自然界的一种对称性，其中 C 表示电荷共轭，那么 T 对称性等价于 CP 对称性。在复合系统中，基本粒子的电偶极矩以及其他 CP破坏相互作用的效应会大幅增强，这使得利用原子和分子开展搜索颇具吸引力 [2]。许多寻找原子或分子电偶极矩的实验已经开展 [3–10]，也有一些实验正在筹备 [11–14]。顺磁性分子的电偶极矩尤其对电子电偶极矩 $d_e$ 和标量-赝标量电子-核子相互作用强度$C_S$ [15]敏感。分子的诱导 P、T破坏偶极矩 $\mathbf{D}^{\mathcal{P}}$, $^{\mathcal{T}} = D^{\mathcal{P}}$,$^{\mathcal{T}}\mathbf{F}/\hbar$沿其角动量 F 方向，在外电场（E）中表现为磁性子能级的额外劈裂；由于 P 和 T 对称性的差异，它可以与塞曼位移区分开来。塞曼位移源于磁偶极矩 $\boldsymbol{\mu} = \mu\mathbf{F}/\hbar$与外磁场（B）的相互作用。哈密顿量为 $H = -\boldsymbol{\mu}\cdot\mathbf{B} - \mathbf{D}^{\mathcal{P}}$,$^{\mathcal{T}}\cdot\mathbf{E}$。在电偶极矩搜索中，通常施加彼此平行或反平行的电场和磁场。B 和 E 的对称性不同，因此只要 $D^{\mathcal{P}}$,$^{\mathcal{T}}$不为零，能量就会依赖于两场的相对取向。电偶极矩实验搜索旨在准确测定所选塞曼子能级之间的能级劈裂。用 $d_e$和 $C_S$表示的 P、T 奇电偶极矩贡献为 $D^{\mathcal{P}}$,$^{\mathcal{T}}E = -\frac{1}{2}(d_e W_d + C_S W_S)\hbar P(E)$。 $W_d$, $W_S$称为增强因子，而 $P(E) \in [0,1]$ 为极化因子 [17]。目前最灵敏的实验搜索采用自旋进动方法，其中将两个对电偶极矩敏感、能量差为 $2(\mu B \pm D^{\mathcal{P}}$,$^{\mathcal{T}}E)$ 的塞曼子能级叠加，形成

用。在磁场和电场中经历时间 $T$ 后，这个叠加态旋转的角度为

$$\phi = 2(\mu B \pm D^{\mathcal{P}}\text{,}^{\mathcal{T}}E)T/\hbar. \tag{1}$$

深入理解自旋进动过程至关重要，因为对于双原子分子中的电偶极矩搜索，与 $d_e < 10^{-30} e$ cm 极限相关的进动相位范围为 mrad 至 nrad。实验上的挑战在于将分子效应（例如塞曼效应、斯塔克效应和光移）与电偶极矩的贡献区分开来；后者会随着$\mathbf{E}$ 场和$\mathbf{B}$ 场相对方向的反转而改变符号。区分这些效应的能力取决于所研究系统的内在灵敏度、测量的统计精度以及对系统偏差的限制。对于 $N$次测量，量子投影极限 $\delta\phi = \frac{1}{\sqrt{N}}$ 给出的自旋进动相位统计极限，对 $d_e$ 等新物理参数的灵敏度为

$$\delta d_e = \frac{1}{W_d P(E) T\sqrt{N}}. \tag{2}$$

这表明，较大的粒子数 $N$、较长的相互作用时间 $T$、较高的增强因子 $W_d$和极化 $P$（$E$）均有益处。系统偏差取决于测量的设计与执行。

本文提出了一种方法，通过在对电偶极矩敏感的测量过程中确定关键实验参数，限制对结果进行解读时产生的系统误差。我们利用光学布洛赫方程（OBE）建立了测量过程的描述，并将其与使用氟化钡分子（BaF）获得的实验结果进行比较。

理论。— 叠加态（式 3）通过非共振双光子过程制备并读出，其中基态 $X^2\Sigma^+$, $N = 0$ 超精细能级经由 $A^2\Pi_{1/2}$ 流形耦合（图 1）。分子

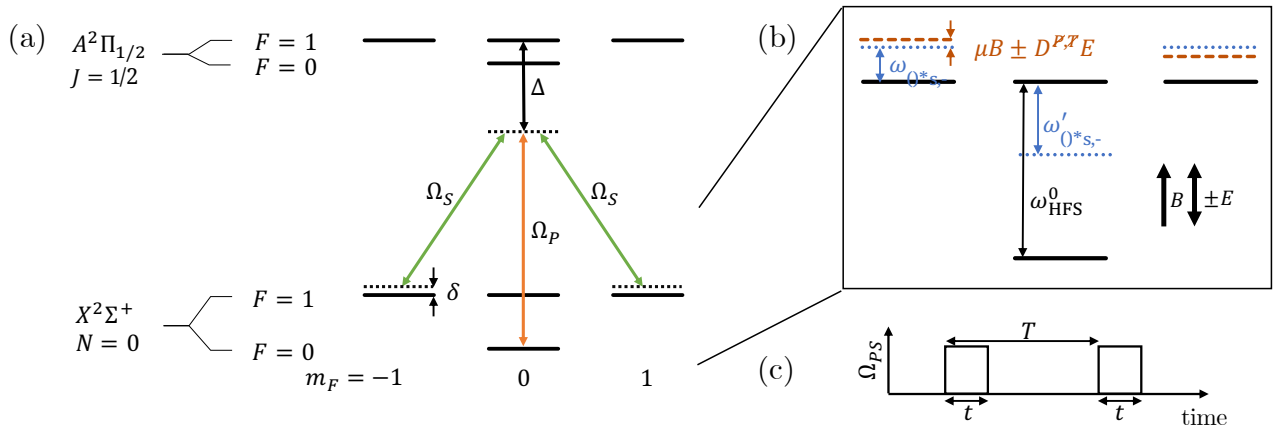



图 1. (a) 具有超精细结构的基态 $X^2\Sigma, v = 0, N = 0$ 和电子激发态 $A^2\Pi_{1/2}, v = 0, J = 1/2$。两个激光场通过正交偏振耦合这些能级，分别标记为 $\Omega_S$ 和 $\Omega_P$；它们相对于 $X^2\Sigma - A^2\Pi_{1/2}$ 共振的典型失谐为$\Delta = 1$ GHz，相对于双光子共振的双光子失谐 $\delta = \omega_{PS} - \omega_{\mathrm{HFS}}(E)$ 为数千赫兹，其中 $\omega_{\mathrm{HFS}}(E) = \omega^0_{\mathrm{HFS}} + \omega_{\mathrm{tensor}}(E)$。(b) 电场和磁场中的基态 $X^2\Sigma, v = 0, N = 0$ 子能级。无外场时的超精细分裂 $\omega^0_{\mathrm{HFS}}$ 约为 66 MHz，$m_F = \pm 1$ 能级的张量斯塔克位移 $\omega_{\mathrm{tensor}}(E)$ 约为 10 千赫兹。 $m_F = 0$ 能级的张量斯塔克位移 $\omega'_{\mathrm{tensor}}$是 $\omega_{\mathrm{tensor}}$ 的两倍，但符号相反。外场中的本征态和能量通过对有效分子哈密顿量（例如 [16]）进行对角化确定。(c) 拉比频率为 $\Omega_{PS}$的激光脉冲时序，其中典型脉冲长度为 $t = 80\ \mu$ 秒，脉冲间隔周期为 $T = 1$ 毫秒。能级和时序并非按比例绘制。

制备在 $|0,\ 0\rangle$ 能级上的分子，通过一个双光子拉比频率为 $\Omega_{PS}$、频差为 $\omega_{PS} = \omega_P - \omega_S$、脉冲时长为 $t$ 的激光脉冲，转移至叠加态

$$|\psi\rangle = \alpha\,|1,1\rangle + \alpha'\,|1,-1\rangle + \beta\,|1,0\rangle + \gamma\,|0,0\rangle\,, \qquad (3)$$

其中，记号 $|F, m_F\rangle$ 表示 $X^2\Sigma^+, N = 0$。当双光子失谐 $\delta = \omega_{PS} - \omega_{\mathrm{HFS}}(E)$ 等于零（即双光子共振），且 $\Omega_{PS}t = \pi$ 时，分子会从 $|0,0\rangle$ 转移到 $|\psi\rangle$，并具有 $\alpha = \alpha' = \frac{1}{\sqrt{2}}$ 和 $\beta = \gamma = 0$，这称为 $\pi$ 脉冲。一般而言，从 $|0,0\rangle$ 到 $|1,\pm1\rangle$ 的布居转移并不完全，系统会转移到一个叠加态，其中 $\alpha, \alpha', \beta, \gamma \neq 0$。与第二个具有相同拉比频率 $\Omega_{PS}$ 、脉冲长度为 $t$ 的激光脉冲相互作用后，通过测量 $F = 0$ 和 $F = 1$ 能级上的布居数 $P_i$，读出自旋进动相位。自旋进动序列 $P_i$ [18] 之后的布居数不仅取决于进动相位 $\phi$。 $P_i$ 是失谐 $\delta$ 和 $\Delta$ （包括多普勒频移）、拉比频率 $\Omega^{P/S}$、偏振 $\hat{e}_{P/S}$、两个激光脉冲之间的相位差 $\Phi_{P/S}$、外场 E 和 B、脉冲长度 $t$、第一和第二个脉冲起始时刻之间的间隔 $T$，以及初态 $\rho_0$ 的函数，即

$$P_i = P_i(\delta, \Delta, \Omega_{P/S}, \hat{e}_{P/S}, \Phi_{P/S}, \mathbf{E}, \mathbf{B}, t, T, \rho_0). \qquad (4)$$

对于两个 $\pi$ 脉冲，该实验可简化为能级 $|1、\ \pm1\rangle$ 的有效双能级自旋进动实验，第二个脉冲后， $F = 1$ 中的布居数为$P_{F=1} = \sin^2\frac{\phi}{2}$。若布居转移不完全，叠加态与双光子激光场之间会建立起相干性，其相位为 $\theta = \delta \cdot T$。

描述这八个相关能级动力学的光学布洛赫方程，

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar}[H(t), \rho] + L_{\mathrm{relax}}(\rho), \qquad (5)$$

通过求解这些方程，得到自旋进动序列结束后的布居数 $P_i$ 。密度矩阵 $\rho$ 描述一个八能级系统（图 1），其中包含各能级的布居数 $P_i$ 以及能级间的相干性。哈密顿量 $H(t)$描述这八个能级的能量，并考虑外加电场和磁场产生的斯塔克位移和塞曼位移，以及两个外加激光场引起的耦合。阻尼效应包含在 $L_{\mathrm{relax}}$中，尤其包括向基态的自发衰变，以及向其他振动态和转动态的损失。

光学布洛赫方程（式 5）按照 [19] 构建，并通过扩展 [20]中的代码在 MATLAB 中求解。自旋进动序列结束后的布居数 $P_i$ 作为式 4 中各参数的函数得到。数值解包含非相干效应、光移、所有超精细能级的影响，以及不理想的激光偏振。

在 NL-$e$电偶极矩实验中， $t$， $T$， $\delta$， $\Delta$， $\hat{e}_{P/S}$和 $\Phi_{P/S}$均受到良好控制，详见实验部分。然而，实验中必须测量外部电场和磁场以及双光子拉比频率。我们利用光学布洛赫方程研究自旋进动序列后测得的人口数 $P_i$ 如何依赖于这些参数

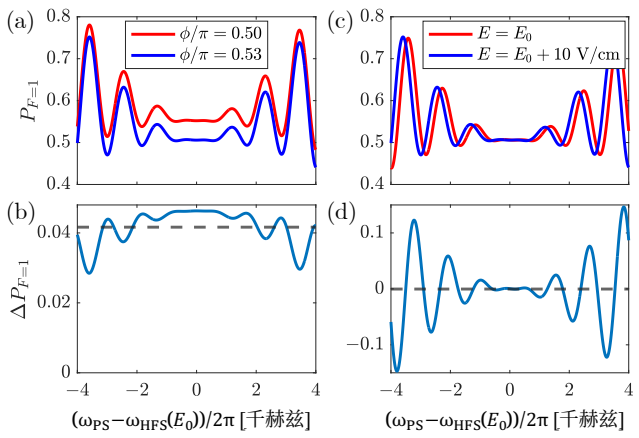



图 2。（a）在实验工作点附近，即 $\Omega_{PS}t \approx \pi$、$E_0 = 2$ kV/cm 条件下，计算 $P_{F=1}$ 随不同双光子失谐量 $\delta = \omega_{PS} - \omega_{\mathrm{HFS}}(E)$ 的变化，分别对应 $\phi/\pi = 0.50$（红色）和 $\phi/\pi = 0.53$（蓝色）。（b）图（a）中红色和蓝色曲线之差，即当 $\Delta\phi = 0.03\pi$ 变化时 $\Delta P_{F=1}$ 随失谐量的变化。在 $\delta = 0$处，$P_{F=1} \approx \sin^2(\phi/2)$，因此 $\Delta P_{F=1} \approx \Delta\phi/2$。点线表示在 $\delta = -4$ 千赫兹至 $\delta = 4$ 千赫兹区间内取平均的$P_{F=1}$。（c）在 $\Omega_{PS}t \approx \pi$、$\phi = \pi/2$ 条件下，$P_{F=1}$ 随 $\delta$ 的变化；电场分别为 $E = E_0$（红色）和 $E = E_0 + 10$ V/cm（蓝色）。电场变化会导致光谱发生位移；张量斯塔克位移 $\omega_{\mathrm{tensor}}$ 对电场的依赖为 14.9 kHz/(kV/cm)。（d）图（b）中红色和蓝色曲线之差，即电场变化$\Delta E = 10$ V/cm 时的 $\Delta P_{F=1}$。这体现了由 $\omega_{\mathrm{tensor}}(E)$产生的对外加电场的灵敏度。在这种情况下，平均值（点线）仍为零。$\Delta\phi$ 和 $\Delta E$ 取较大值以便于观察。

以及如何根据 $P_i$确定这些参数的影响。磁场和电场决定了由塞曼效应和电偶极矩（式 1）引起的相位 $\phi$，而电场则通过张量斯塔克效应影响相位 $\theta = \delta \cdot T$，因为 $\delta = \omega_{PS} - (\omega^0_{\mathrm{HFS}} - \omega_{\mathrm{tensor}}(E))$ [21]。

两个相位 $\phi$ 和 $\theta$的影响具有清晰可辨的特征，可通过分析 $P_i$ 随激光频率 $\omega_{PS}$的变化来区分，即自旋进动谱，如图 2 所示。随着 $\phi$增加，每个 $\omega_{PS}$ 对应的布居数 $P_{F=1}$ 都会增加（图 2a）；而电场导致的 $\theta$ 变化则会使光谱发生偏移（图 2c）。因此，自旋进动谱能够区分由相位 $\phi$ 引起的 $P_i$ 变化和由相位$\theta$引起的变化。光学布洛赫方程模型能够提取 $\phi$ 和 $\theta$，且在统计数据相同的情况下，它们的精度会提高（公式 2）。（图 2b）中的虚线表示 8 千赫兹范围内 $\Delta P_{F=1}$ 的平均值。对 $\phi$ 的灵敏度，进而对电偶极矩的灵敏度，相较于 $\delta = 0$处的灵敏度仅降低约 10%。

自旋进动谱包含有关拉比频率 $\Omega_{PS}$的信息。在图 4a 中，计算了实验工作点附近的布居数 $P_{F=1}$。一个显著特征是，当改变

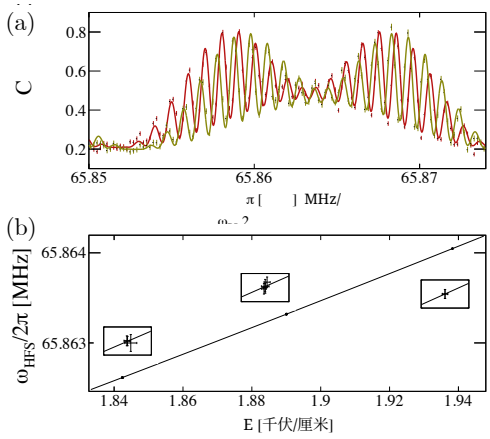



图 3。（a）电场为 $E = 1.8900(3)$ kV/cm（绿色）和 $E = 1.9383(3)$ kV/cm（绿色）时观测到的干涉图样。依赖于电场的超精细结构$\omega_{\mathrm{HFS}}(E)$由干涉图样的中心频率确定。磁场为 $B = 4.04(7)$ nT，时长分别为 $T = 1$ ms 和 $t = 80$ μs。对比度 C 是 $P_{F=1}$ 的实验实现。数据点的不确定度由荧光信号的计数统计确定。（b）超精细结构分裂 $\omega_{\mathrm{HFS}}(E)$ 随电场变化，在 $E = 1.9$ kV/cm 时变化率为 14.99(7) Hz/(V/cm)。三个插图均以放大 100 倍的比例显示，以呈现不确定度（即分别为 1 V/cm 和 20 Hz）。

$\Omega_{PS}t$ 从小于 $\pi$ 变为大于 $\pi$时，条纹数减少两个。因此，自旋进动谱的测量不仅是对相位 $\phi$的测量，也是对电场和拉比频率的测量，因此可用于限制将信号解释为电偶极矩时产生的系统偏差。

实验。— 自旋进动发生在均匀的磁场和电场区域，即相互作用区。五层μ金属磁屏蔽可提供屏蔽因子 $\Delta B_{\mathrm{ext}}/\Delta B_{\mathrm{int}} \approx 10^6$，其中 $\Delta B_{\mathrm{ext}}$和 $\Delta B_{\mathrm{int}}$ 分别表示外部和内部磁场变化。最内层圆筒长130 cm，直径50 cm。与其同轴的余弦线圈（长100 cm，直径30 cm）可产生数nT的均匀 $B$场，其均匀度为 $\mathcal{O}$(10 pT)，且该场与分子的速度正交。圆柱形玻璃真空室（压力低于 $10^{-7}$ mbar）内装有两块平行的氧化铟锡（ITO）镀膜玻璃板，二者相距4 cm（高10 cm，长75 cm），可产生与磁场 $B$平行或反平行的电场 $E$。可产生高达 $E = 5$ kV/cm、均匀度为 $\Delta E/E < 10^{-4}$的电场。

来自超声速束源的 $^{138}$Ba$^{19}$F 分子以 10 Hz 的脉冲束形式穿过实验装置。分子通过光抽运制备于 $F = 0$，效率约为 90%，随后——

——进入相互作用区。这对应于$\gamma\,|0,\ 0\rangle = 0.9\,|0,\ 0\rangle$。分子的速度为 610(4) m/s（速度展宽为 $\Delta v/v = 0.054(9)$），使其穿过均匀场区域时的相干时间最长可达 $T \approx 1$ ms。

自旋进动测量序列完全通过光学技术实现：两束重叠的脉冲激光束，其频率差约为$\omega_{\mathrm{HFS}}$，通过双光子过程耦合两个超精细态，从而制备叠加态并读出。为尽量降低相位噪声，激光束由同一台激光器产生，并通过两台分别以频率 $\omega_{\mathrm{rf1}}$ 和 $\omega_{\mathrm{rf2}}$运行的声光调制器（AOM）进行调制。脉冲时序 $t$、$T$ 以及频率 $\omega_{\mathrm{rf1}}$、$\omega_{\mathrm{rf2}}$ 均以 GPS稳定的铷原子钟为基准。通过驱动 AOM 的门控射频信号生成可定制的脉冲模式，从而精确控制频率和相对强度。AOM 的一级输出光束耦合至单模光纤。输出光束在偏振分束器上重叠，以确保频率分量具有正交偏振$\hat{e}_P$, $\hat{e}_S$。合束后的光束扩展至半径 20(2) mm，发散角小于 100 $\mu$ rad，并以优于 300 $\mu$ rad 的对准精度与分子束反向传播。通过改变施加于 AOM 的频率差 $\omega_{PS} = \omega_{\mathrm{rf2}} - \omega_{\mathrm{rf1}}$ 并探测$F = 0$中的布居数，双脉冲序列（图 1c）可获得完整的自旋进动信号。分子在距超声速源下游 3650 mm 处，通过对直径约 1 cm 的基准区域进行激光诱导荧光检测。使用红外灵敏光电倍增管（PMT，H7422-50 滨松）在光子计数模式下，探测波长为 815 nm 的 $X^2\Sigma$、$v = 0$、$N = 0$、$J = 1/2$、$\rightarrow \Pi_{3/2}$、$J$ =3/2 跃迁的荧光。选择该跃迁来探测基态布居数，是因为 PMT 在较短波长下灵敏度更高，而且该跃迁不会产生光学循环。此外，由于两种跃迁相差 45 nm，散射的 860 nm 双光子跃迁光可在到达 PMT 前通过光学滤波去除。

电场 $E$ 对自旋进动信号的灵敏度 $\omega_{\mathrm{tensor}}$（由张量斯塔克位移导致$E$）（图 2b）已通过实验验证，如图 3 所示。自旋进动谱的频率偏移与每单位

电场变化量的比值即为张量斯塔克位移随电场变化的斜率，$d\omega_{\mathrm{tensor}}/dE$。我们测得该斜率为 14.99(7) Hz/(V/cm)，并且可以观测到小于 0.1 V/cm 的电场变化。

通过实验验证了 $P_{F=1}$ 对拉比频率的依赖关系（图 4），并在保持时序为 $t = 80\ \mu s$ 和 $T = 0.8$ 毫秒的情况下，将其与光学布洛赫方程计算的结果进行了比较。围绕 $\omega_{\mathrm{HFS}}$（$E$）的 12 千赫兹频率范围可将 $\Omega_{PS}t$ 的测定不确定度控制在 1% 以内（图 4b）。

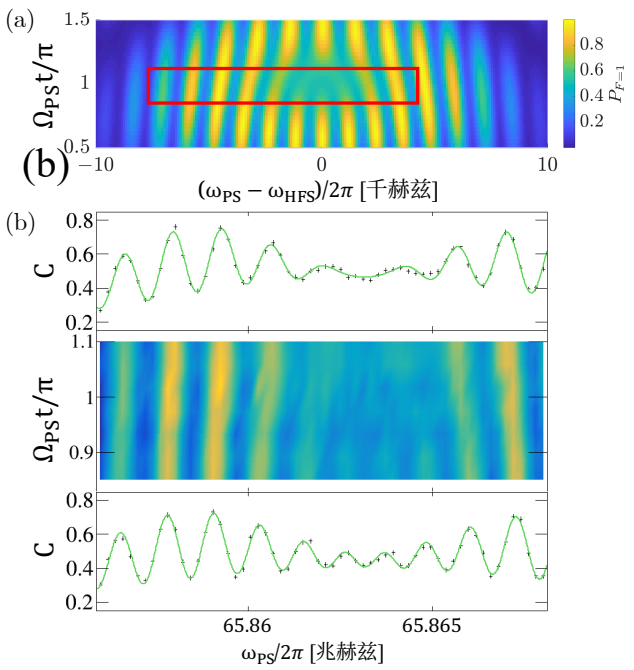



图 4。（a）计算 $P_{F=1}$ 随 $\delta = \omega_{PS} - \omega_{\mathrm{HFS}}$（$E_0$）及 $\Omega_{PS}t$ 从 $\pi/2$ 到 $3\pi/2$ 的态旋转的变化。磁场 $B$ 提供相位 $\phi = \pi/2$（式 1）。注意，$\Omega_{PS}t/\pi$ 分别大于和小于 1 时，干涉条纹的数量相差 2。（b）不同 $\Omega_{PS}t$ 下观测到的条纹图样，位于 $\phi \approx \pi/2$。顶部和底部的光谱分别对应 $\Omega_{PS}t/\pi = 1.092$（ 6 $_{PS}t/\pi =$ ）0.853 6 和 Ω（）。穿过数据点的曲线为光学布洛赫方程的计算结果。数据点的不确定度来自光子计数统计。

干涉图样与光学布洛赫方程计算结果高度吻合（图 4b）。增加光子计数可提高这些参数的测定精度。

结论与展望。— 电偶极矩搜索中，自旋进动测量结果的解读受到的主要系统偏差源于对实验参数的控制，例如电场强度和自旋旋转 $\Omega_{PS}t$。我们展示了全光学自旋进动方法的实现，该方法利用了复杂的干涉信号。将与分子束反向传播的激光场用于态操控，并在光学布洛赫方程框架下计算态的演化，使得在观测超精细结构分裂 $\omega_{\mathrm{HFS}}$ 附近的频率范围时，可以精确测量实验参数。该方法显著减少了测量实验参数所需的辅助测量次数，同时不会影响电偶极矩搜索的统计数据。此方法尤其适用于依赖自旋进动方法、且系统包含两个以上能级的精密实验。目前，NL-$e$EDM实验正在应用此方法。

我们感谢 R. Borchers、J. van Driel、T. E. Tiemens、I. E. Thompson 和 B. Schellenberg 在数据采集期间所作的贡献。我们感谢 L. Huismann 和 O. B¨oll 提供技术支持。NL-$e$EDM联盟获得荷兰研究理事会（NWO）的项目资助（$e$EDM-166）。

* l.willmann@rug.nl

[1] J. Engel、M. J. Ramsey-Musolf 和 U. van Kolck，核子、原子核和原子的电偶极矩：标准模型及其之外，《粒子与核物理进展》**71**，21（2013），《大型强子对撞机时代的基本对称性》。[2]P. G. H. Sandars，《原子或分子中 P 或 T 不变性破坏的探寻》，载于 *Atomic Physics 4*（施普林格，1975），第 71–92 页。[3] B. C. Regan、E. D. Commins、C. J. Schmidt 和 D. DeMille，电子电偶极矩的新上限，《物理评论快报》**88**，071805（2002）。[4] J. J. Hudson、D. M. Kara、I. J. Smallman、B. E. Sauer、M. R. Tarbutt 和 E. A. Hinds，电子形状的改进测量，《自然》**473**，493（2011）。[5] M. Bishof、R. H. Parker、K. G. Bailey、J. P. Greene、R. J. Holt、M. R. Kalita、W. Korsch、N. D. Lemke、Z.-T. Lu、P. Mueller、T. P. O'Connor、J. T. Singh 和 M. R. Dietrich，$^{225}$Ra 电偶极矩上限的改进，《物理评论 C》**94**，025501（2016）。[6] B. Graner、Y. Chen、E. G. Lindahl 和 B. R. Heckel，$^{199}$Hg 永久电偶极矩上限的降低，《物理评论快报》**116**，161601（2016）。[7] W. B. Cairncross、D. N. Gresh、M. Grau、K. C. Cossel、T. S. Roussy、Y. Ni、Y. Zhou、J. Ye 和 E. A. Cornell，利用囚禁分子离子精确测量电子电偶极矩，《物理评论快报》**119**，153001（2017）。[8] ACME 合作组、V. Andreev、D. G. Ang、D. DeMille、J. M. Doyle、G. Gabrielse、J. Haefner、N. R. Hutzler、Z. Lasner、C. Meisenhelder、B. R. O'Leary、C. D. Panda、A. D. West、E. P. West 和 X. Wu，电子电偶极矩上限的改进，《自然》**562**，355（2018）。[9] T. S. Roussy、L. Caldwell、T. Wright、W. B. Cairncross、Y. Shagam、K. B. Ng、N. Schlossberger、S. Y. Park、A. Wang、J. Ye 和 E. A. Cornell，电子电偶极矩的新上限，arXiv，2212.11841（2022）。[10] T. A. Zheng、Y. A. Yang、S.-Z. Wang、J. T. Singh、Z.-X. Xiong、T. Xia 和 Z.-T. Lu，在光学偶极阱中测量 $^{171}$Yb 原子的电偶极矩，《物理评论快报》**129**，083001（2022）。[11] A. C. Vutha、M. Horbatsch 和 E. A. Hessels，固态惰性气体基质中的定向极性分子：一种测量电子电偶极矩的拟议方法电子，《原子》**6**，10.3390/atoms6010003（2018）。[12] NL-eEDM合作组、P. Aggarwal、H. L. Bethlem、A. Borschevsky、M. Denis、K. Esajas、P. A. B. Haase、Y. Hao、S. Hoekstra、K. Jungmann、T. B. Meijknecht、M. C. Mooij、R. G. E. Timmermans、W. Ubachs、L. Willmann 和 A. Zapara，测量氟化钡中的电子电偶极矩，《欧洲物理学杂志 D》**72**，197（2018）。[13] M. Verma、A. M. Jayich 和 A. C. Vutha，利用超冷分子中的钟跃迁搜寻电子电偶极矩，《物理评论快报》**125**，153201（2020）。[14] O. Grasdijk、O. Timgren、J. Kastelic、T. Wright、S. Lamoreaux、D. Demille、K. Wenz、M. Aitken、T. Zelevinsky、T. Winick 和 D. Kawall，CeNTREX：对205Tl 原子核中时间反演对称性破坏的新搜寻，《量子科学与技术》**6**，10.1088/2058-9565/abdca3（2021）。[15] Y. Ema、T. Gao 和 M. Pospelov，顺磁性电偶极矩的标准模型预言，《物理评论快报》**129**，231801（2022）。[16] J. M. Brown 和 A. Carrington，*Rotational spectroscopy of diatomic molecules*，剑桥分子科学丛书（剑桥大学出版社，剑桥；纽约，2003）。[17] P. A. B. Haase、D. J. Doeglas、A. Boeschoten、E. Eliav、M. Ilia˘s、P. Aggarwal、H. L. Bethlem、A. Borschevsky、K. Esajas、Y. Hao、S. Hoekstra、V. R. Marshall、T. B. Meijknecht、M. C. Mooij、K. Steinebach、R. G. E. Timmermans、A. Touwen、W. Ubachs、L. Willmann 和 Y. Yin，氟化钡中 P、T 奇分子增强因子的系统研究与不确定度评估，《化学物理学杂志》**155**，034309（2021）。[18]对于射频场耦合且限制在 $|1,1\rangle, |1,-1\rangle$ 和 $|0,0\rangle$ 的解析近似可见 [23]。[19] E. A. Dijck、M. Nu˜nez Portela、A. T. Grier、K. Jungmann、A. Mohanty、N. Valappol 和 L. Willmann，测定单个 $^{138}Ba^{+}$ 离子中的跃迁频率，《物理评论 A》**91**，060501（2015）。[20] H. Oberst，*Resonance Fluorescence of Single Barium Ions*，¨1999，硕士论文，因斯布鲁克大学（）。[21] A. C. Vutha、M. Horbatsch 和 E. A. Hessels，稀有气体基质中极性分子的取向依赖超精细结构：一种测量电子电偶极矩的方案，《物理评论 A》**98**，032513（2018）。[22] P. Aggarwal、H. L. Bethlem、A. Boeschoten、A. Borschevsky、K. Esajas、Y. Hao、S. Hoekstra、K. Jungmann、V. R. Marshall、T. B. Meijknecht、M. C. Mooij、R. G. E. Timmermans、A. Touwen、W. Ubachs、L. Willmann、Y. Yin 和 A. Zapara，具有窄速度展宽的超声速激光烧蚀束源，《科学仪器评论》**92**，033202（2021）。[23] D. M. Kara、I. Smallman、J. J. Hudson、B. E. Sauer、M. R. Tarbutt 和 E. A. Hinds，利用氟化镱分子测量电子电偶极矩：方法与数据分析，《新物理学杂志》**14**，103051（2012）。