极化的 ^{129}Xe和 ^{131}Xe原子核中中子双折射的首次测量

H. Lu ,[1] M.J. Barlow,[2] D. Basler,[3] P. Gutfreund,[4] O. Holderer,[5] A. Ioffe,[5] S. Pasini,[5] P. Pistel,[6] Z. Salhi,[5] K. Zhernenkov,[5] B.M. Goodson ID ,[3] W.M. Snow ID ,[1] 和 E. Babcock ID [5]

[1] *Indiana University/CEEM, 2401 Milo B. Sampson Lane, Bloomington, IN 47408, USA*

[2] *School of Medicine, University of Nottingham, Queens Medical Centre, Nottingham, UK*

[3] *School of Chemical and Biomolecular Sciences, Southern Illinois University, Carbondale, IL 62901, USA*

[4] *Instut Laue-Langevin, 71 Avenue des Martyrs, CS 20156, 38042 Grenoble Cedex 9, France*

[5] *Forschungszentrum Jülich GmbH, Jülich Centre for Neutron Science (JCNS) at Heinz Maier-Leibnitz Zentrum (MLZ) 85747 Garching Germany* ,,,,（日期：2023年1月3日）

[6] *Forschungzentrum Jülich mbH ZEA-1 52425 Jülich Germany*

我们首次测量了中子透射通过核极化 ^{129}Xe 和 ^{131}Xe 气体时的极化中子双折射，并首次测定了中子的非相干散射长度$b_i(^{129}Xe) = 0.186 \pm (0.021)_{stat.} \pm (0.004)_{syst.}$ 飞米和 $b_i(^{131}Xe) = 2.09 \pm (0.29)_{stat.} \pm (0.12)_{syst.}$ 飞米。这些结果确定了解释针对极化氙集合体的自旋依赖中子散射研究所需的关键参数，未来可能应用于从检验时间反演破坏到核极化系统中的模式纠缠中子散射实验等领域。

PACS 编号：11.30.Er、24.70.+s、13.75.Cs

arXiv:2301.00460v1 [nucl-ex] 1 Jan 2023

本研究首次测量了极化 ^{129}Xe 和 ^{131}Xe 原子核中的中子双折射，并首次测量了核极化依赖的束缚散射长度差 $\Delta b = b_+ - b_-$ ，该差值对应核自旋 I 平行或反平行于中子自旋 s的情况。了解 Δb 这一参数后，现已能够首次依据范霍夫理论 [1, 2] （经推广后适用于极化原子核的自旋依赖中子散射 [3]），对极化氙原子核集合体中的自旋依赖中子散射进行研究和解读。由于能够在电子自旋不会主导磁性质的条件下制备核极化氙原子集合体（这与凝聚态物质中绝大多数磁性系统不同），我们的工作使全新类型的极化中子研究成为可能。通过自旋交换光抽运（SEOP） [4–12] ，可以制备高极化度的氙气集合体；其体积足以通过冷冻形成长寿命的极化氙液体和固体 [13–15]，从而探索这些“纯”自旋系统的微妙性质。本文结论介绍了未来极化中子研究的若干实例，这些研究将充分利用极化氙的特殊性质，探索量子纠缠 [16, 17] 并搜寻时间反演破坏的新来源。这些借助极化 ^{129}Xe 和 ^{131}Xe 新近实现的中子科学应用，还可补充它们在生物医学成像 [4, 10, 12, 18–20] 中的诸多既有应用（包括新的 MRI/伽马射线成像模式 [21]）、核磁共振波谱学 [18, 22], 、流体动力学 [18, 19, 22],、气体/表面相互作用 [23–25], 、贝里几何相位研究 [26], 以及搜寻 CPT/洛伦兹对称性破坏 [27–32], 、电偶极矩 [33], 和类轴子粒子 [34, 35]。

中子散射振幅通常以$\vec{}$算符形式表示为 $b = b_c + b_i \vec{s} \cdot I$ 其中 $\vec{s}$ 是中子自旋，$b_c = [(I+1)b_+ + Ib_-]/(2I+1)$ 是与自旋无关的相干散射长度，而与自旋有关的非相干散射长度 $b_i = I\sqrt{I+1}[b_+ - b_-]/(2I+1)$ 与 Δb成正比。对于核自旋为 $I = 1/2$ 的 ^{129}Xe或 ^{3}He，复合中子-原子核的总自旋 $J = I \pm s$ 可以形成三重态（$J = 1$）和单重态（$J = 0$）总自旋态，分别对应 $b_1 \equiv b_+$ 和$b_0 \equiv b_-$ 道，因此 $\Delta b = b_1 - b_0$。对于 $I = 3/2$ ^{131}Xe，$m_J = 2$，1，0，-1 都是可能的。 Δb衡量在核极化度为 $P_x = < I_z > /I$ 且没有张量取向时， $b_{m_J=2} + b_{m_J=1}$ 和$b_{m_J=0} + b_{m_J=-1}$ 散射振幅之差。对具有核自旋有序 [36] 介质中的中子自旋动力学进行一般分析可知，考虑到本文达到的精度以及所用中子能量远离中子-原子核共振，我们可以像通常那样将自旋旋转角与散射长度之差联系起来。关于中子光学的文献 [37]讨论了推导上述关系时所用的统计权重因子。

我们通过观察中子穿过极化的原子核靶时中子自旋的进动来测量了 Δb ，文献中称之为“赝磁进动” [38] 。尽管这一现象最初被描述为样品内部存在一个虚构的“赝磁场” [38, 39] ，但 Δb 源于中子与原子核的散射。光学定理 [37] 将与散射振幅 b_+ 和 b_- 相关的中子光学势的自旋依赖性，与双值中子折射率（n_+，n_-）联系起来；该折射率取决于中子自旋与

核极化度：

$$n_{\pm}^2 = 1 - \frac{4\pi}{k^2} N(b_{coh} + b_{\pm}),$$
$$\Delta n = (n_+ - n_-) \approx -\frac{2\pi}{k^2} N(b_+ - b_-), \quad (1)$$

其中 N 是单位体积内原子核的数目， k 是中子波数；在我们的情形下，第二个表达式中的近似成立，因为中子折射率为 $\simeq 1$。 Δn 使介质对中子呈现光学双折射，因此中子自旋态的两个螺旋度分量沿前向传播方向传播并穿过靶的距离 d 时，会累积不同的相位 $kn_{\pm}d$。因此，与靶的核极化方向垂直的中子自旋会绕核极化方向进动一个角度 $\phi^* = k\Delta n d$。

中子双折射测量非常适用于分离振荡场拉姆齐方法 [40,41]。先前的研究 [39, 42–45]测定了固态中若干经动态极化的原子核的 Δb 。我们使用中子自旋回波技术（NSE） [46] 测量了装有 ^{3}He、 ^{129}Xe 或 ^{131}Xe 的自旋交换光泵浦池中的Δb （早先对 ^{3}He 的测量 [47] 也采用了这种方法）。测量序列类似于核磁共振 [48], 中的自旋回波操作；然而，中子束沿空间传播时会依次经过进动场和翻转场，而不是在实验室坐标系中对静止的自旋施加随时间变化的磁场。与拉姆齐序列不同，中子自旋回波技术在场对称点（图 1）处使用一次 π 自旋翻转，使速度不同的中子的自旋进动重新聚焦，从而在极化分析器处重新同相。样品造成的干涉条纹相移由相位（补偿）线圈产生的直流磁场进行补偿；扫描补偿点附近数个周期即可获得中子自旋回波信号。因此，测量灵敏度取决于补偿线圈的磁场分辨率与仪器总场积分之比。由于本研究所用的 J-NSE仪器 [49] 的相位线圈精度可达 nT/m，而仪器的总场积分超过 1 T/m，因此可以实现极高的相位精度。

对于任意一组中子速度，自旋回波条件均成立：$B_{1,\ echo} = \frac{L_2}{L_1} B_2$ 此时中子在第一区域中沿长度为 L_1 、磁场为 B_1 的区域向前进动的次数，与在第二区域中沿长度为 L_2 、磁场为 B_2 的区域向后进动的次数相等， $i.e.\ \phi_1(B_{1,\ echo}) = \phi_2$。两个区域中各自累积的相位差为 $\frac{\gamma m \lambda}{2\pi\hbar} B_1 L_1$其中，m 是中子的质量，其德布罗意波长为 λ，旋磁比为 γ。由 Δb 产生的额外相移会通过增加一个额外相位 ϕ^*来改变自旋回波条件。中子引起的进动

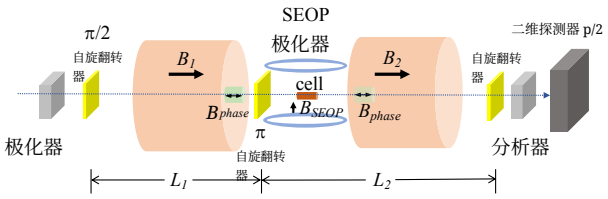

图1：根据正文描述绘制的中子自旋回波仪示意图。第一个中子$\pi/2$自旋翻转器使中子自旋绕由相应区域中 B_1、B_{SEOP}或 B_2、$i.e.$ 的方向所确定的总磁场进动。 π 自旋翻转器反转中子进动，第二个 $\pi/2$ 自旋翻转器和分析器恢复最终中子极化度的同相分量。

双折射是

$$\phi^* = -\frac{2I}{2I+1} \lambda P_x N_x d_x \Delta b^x$$
$$= -2\sqrt{\frac{I_x}{I_x+1}} \lambda P_x N_x d_x b_i^x. \quad (2)$$

这里，对于 ^{3}He和 ^{129}Xe， $I_3 = I_{129} = 1/2$为 $I_{131} = 3/2$；对于 ^{131}Xe， $I_{131} = 3/2$为 ^{131}，而 P_x 和 N_x 分别是原子量为 x 的相应极化原子核的极化度和数密度，其相应的散射长度差为Δb_i^x 或非相干散射长度为 b_i^x。相关乘积 $P_x N_x$ 由核磁共振校准测量确定，测量采用中子透射得到的 ^{3}He气室的绝对 $P_3 N_3$ 作为标准。随后，通过在所有静磁场保持不变的情况下反转核极化时中子自旋回波信号的偏移来测量 ϕ^* 。中子自旋回波信号 $i(B_{phase})$是经过中子极化分析器后的透射强度，作为螺线管相位线圈磁场 B_{phase}中电流的函数。

图 1 显示了 J-NSE [50] 两个进动区域的自补偿超导（SC）线圈组。极化惰性气体样品置于样品区内，处于垂直于中子束的 B_0 保持磁场中。本实验使用了三个在 FZ-J¨ulich 制备的 GE180自旋交换光泵浦气室 [51] ：一个内径 5 cm、长 4.9 cm 的 ^{3}He 气室，以及两个内径均为 5 cm、长 12.7 cm 的 Xe 气室。所有气室中均含有数毫克铷；^{3}He 气室内装有 0.3556 bar 纯 ^{3}He 气体和 0.1 bar 的 N_2；^{129}Xe 气室内装有 0.3 bar、丰度为 91.18% 的 ^{129}Xe 气体和 0.25 bar 的 N_2； ^{131}Xe 气室内装有 0.20 bar、丰度为 84.4% 的^{131}Xe（Berry and Associates / Icon Isotopes）和 0.2 bar 的N_2。 ^{3}He 和 ^{129}Xe 气室在加兴（FZ-J¨ulich）制备 [52]， ^{131}Xe 气室则在南伊利诺伊大学制备并完成表征 [53, 54]。

两根频率窄化二极管阵列条 [55] 实现了

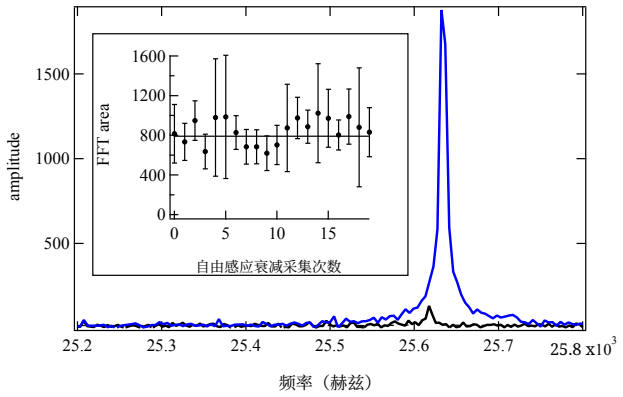

图 2：校准 ^{131}Xe 气室期间记录的单次自由感应衰减信号经傅里叶变换后得到的核磁共振谱示例。 ^{131}Xe 和 ^{129}Xe 的谱线分别以黑色和蓝色表示。插图显示了用于对 ^{131}Xe 信号取平均的核磁共振自由感应衰减信号强度与采集次数的关系。

原位自旋交换光泵浦。直径为 70 cm 的亥姆霍兹线圈对产生了 B_{SEOP} 垂直于中子路径的磁场。 ^{3}He 气室的加热和温度调节由交流电加热棒提供，而两个氙气室则通过流动空气加热并调节温度。

测量气室磁化强度的核磁共振自由感应衰减实验直接与 P_xN_x 成正比，实验使用了自制的脉冲接收式核磁共振系统 [55] 。系统配有一个直径 2 厘米、绕制 300 匝的拾取线圈，置于气室表面，且线圈法线同时垂直于光泵浦轴和中子束。由于本文研究的三种同位素的旋磁比相差一个数量级（ ^{3}He、 ^{129}Xe 和 ^{131}Xe 的旋磁比分别为 $\gamma_3 = -3.243$ 千赫/克、 $\gamma_{129} = -1.178$ 千赫/克和 $\gamma_{131} = 0.349$ 千赫/克），核磁共振自由感应衰减校准面临实验上的挑战。

^{129}Xe 气室的磁化强度通过核磁共振测得，并在 NSE 测量期间，利用中子透射将其校准至绝对 ^{3}He 标准。偏振 ^{3}He 气室中的中子透射（T_p）与未偏振气室中的中子透射（T_0）之比 $R = T_p/T_0$ 可确定 $\cosh^{-1}(R) = \sigma_p \lambda_{th} P_3 N_3 d_3$ ，其中$\sigma_p = (1-\sigma_1/\sigma_{\overline{un}})\sigma_{un}$ 是与偏振 ^{3}He 自旋相关的中子吸收截面， σ_{un} 是未偏振时的总中子吸收截面， $\lambda_{th} = 1.798$ Å 是标准热中子波长， $\lambda = 8 \pm 0.08$ Å 是测量所用的中子波长， P_3N_3是 ^{3}He 极化度与密度的乘积， d_3 是气室长度。与其他 ^{3}He 中子自旋滤波气室一样，我们取 $\sigma_p \simeq \sigma_{un} = 5333 \pm 7$ 靶恩 [56]。 σ_p 比 σ_{un} 靶恩小 σ_1，其估计值为 24 靶恩 [57, 58], ，因此 P_3N_3 中存在约 -0.45% 的小系统误差。我们的测量发现 $R = 1.2506 \pm 0.0030$ ，由此得到 $\cosh^{-1}R = 0.6939 \pm 0.0040$，进而得到 $P_3N_3 = (0.609 \pm 0.145) \times 10^{24}$ m^{-3} 或$P_3N_3 = 0.251 \pm 0.006$ 靶恩。使用中子飞行时间 [59, 60] 对该气室进行的独立中子透射测量确定，在 298.5 K 时，气室中心处的 $N_3 = 0.3556 \pm 0.0011$ 为靶恩，其中 $d_3 = 4.8 \pm 0.1$ cm，并表征了其圆弧端部的形状。根据对气室外部长度的测量及对玻璃厚度的假设推算出 d_3 ，由此得到给出的误差。该密度意味着 $P_3 = 70.6 \pm 1.6\%$。绝对校准我们的核磁共振系统只需要乘积 P_3N_3 ，因此 d_3 的误差不会传递到 b_i 结果中；但求解 ^{129}Xe 和 ^{131}Xe 的 Δb 需要氙气室长度。观测到的 ^{3}He 核磁共振信号稳定性优于 0.3%。

速度选择器透射的中子波长分布采用单位归一化三角函数与余弦函数的卷积进行拟合。所得形式为 $i = i_0 - A_0 \cdot tri(\mathrm{I}phase) \cdot \cos(\omega(\mathrm{I}phase - \mathrm{I}_0))$，其中三角函数 tri 的宽度由速度选择器固定， i 为中子信号强度， i_0 为恒定的强度偏置， A_0 为自旋回波振荡的最大振幅（在回波条件 $\mathrm{I}phase$ =I_0下出现）， ω 为振荡的角频率。二维位置灵敏中子探测器的所有像素均单独进行分析，并对结果取平均。

对于全部三种原子核，数据均按照预先设定的、靶极化度交替向上和向下的时间排序序列采集。由于先前已测得 ^{3}He 的赝磁进动角 [47] ，且已知其相较于我们预期的效应较大，因此我们利用这些数据检查实验流程和设备。极化氙靶的向上/向下极化状态通过转动四分之一波片、反转泵浦激光偏振来切换，除此之外不作任何改变。通过自旋交换光抽运（SEOP）反转核极化度所需的时间接近 T_1 Xe 的弛豫时间；对于我们的气室，该时间约为 5 分钟。因此，每次调整波片后，我们会跳过一次 20 分钟的中子自旋回波扫描。对于 ^{131}Xe， $T_1 \simeq 30$ s [53, 61] 远短于扫描时间，极化建立时间可以忽略不计。

我们分析了每次运行中各个探测器像素对应的独立中子自旋回波扫描。由于场积分存在微小的空间变化，自旋回波驻相点在中子束范围内略有变化；由于总磁场随时间发生极微小的变化，自旋回波相位会在远长于靶自旋翻转的时间尺度上缓慢漂移。为提高拟合像素自旋回波扫描时的信噪比，我们对自旋回波数据应用了快速傅里叶变换（FFT）频率滤波器。我们使用了以主频峰为中心的频带通滤波器，其频率范围远宽于与10%的相对中子波长分布相关的频率分布。为拟合经FFT滤波的中子自旋回波信号，我们首先固定波长分布宽度并计算平均自旋回波频率{v1},

该频率与每次测量中I$_{phase}$ 的偏移量有关；对于^{129}Xe、^{131}Xe和 ^{3}He，分别为，35.28和35.42赫兹。随后，我们允许其余三个参数 N_0、 A_0和 ϕ_0 变化。

进动角是通过比较采用交替极化组进行的 NSE 扫描中，极化方向相反的核靶态之间的相对相移提取的。绝对相位 ϕ 可用叠加在缓慢变化的线性仪器相位漂移上的方波很好地表示（图 3）。由此得到的进动角是对有效探测器像素取平均后的结果： $4.05° \pm 0.43°$ 对应 ^{129} Xe 靶， $3.05° \pm 0.36°$ 对应 ^{131}Xe 靶。

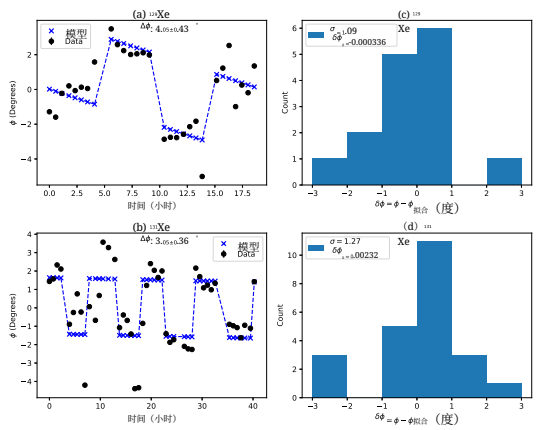

图 3：（a、b） ^{129}Xe 和^{131}Xe 的相对 NSE 相位随实验时间变化的图。数据均匀分为交替的 P_x组。切换 P_{129} 后的第一个数据点因极化建立时间常数有限而未纳入分析；而 ^{131}Xe 的极化建立很快，因此所有扫描均可纳入分析。（c、d）柱状图显示了拟合所得均值附近的相位分布。

随后，我们使用公式 2 计算非相干散射长度 b_i。由于氙的核磁共振校准测得的磁化强度与 P_xN_x成正比，因此，测定 b_i时， N_x 的任何误差都会抵消。利用核磁共振校准，我们得出两种氙同位素的 P_xN_x 如下。对于 $I = 1/2$ ^{129}Xe 和 ^{3}He，在极低倾转角极限（$i.e. << 90°$）下进行核磁共振自由感应衰减，

$$P_{129}N_{129} = P_3N_3\left(\frac{\gamma_3}{\gamma_{129}}\right)^2\frac{S_{129}V_3}{S_3V_{129}}, \qquad (3)$$

其中，旋磁比之比取平方，以在倾转参数固定时对线圈拾取和倾转脉冲进行缩放； S_x 是相应稀有气体同位素的核磁共振强度，而 $V_{129}/V_3 = 4.085$ 是为获得良好信噪比（S/N），针对 ^{129}Xe增大的倾转幅度。利用这一关系， $P_{129}N_{129} = 1.62 \pm 0.04 \times$

同位素	^{129}Xe	^{131}Xe
δb_i	**0.112**	**0.150**
δb_i 统计误差	**0.110**	**0.139**
统计误差来源		
$\delta\phi$	0.106	0.118
$\delta/\delta R(\cosh^{-1}(R))$	0.0057	0.0057
$\delta(S_3/S_{129})$	0.028	0.028
$\delta(S'_{129}/S'_{131})$		0.067
δb_i 系统误差	**0.023**	**0.055**
系统误差来源		
σ_1	-0.0045	-0.0045
δd_3	0.021	0.021
δd_{129} 或 δd_{131}	0.0079	0.0079
重复性 Xe 极化		0.05

表 I：系统误差和统计误差来源的相对误差贡献。 ϕ 测量的统计误差占主导地位。采用了 [57, 58] 的 $\sigma_1 = 24$ 靶恩估计值；“-”表示会使报告的 b_i 值降低的单侧系统误差。

10^{24} m^{-3}。气室充气期间测得氙气总压力为0.3 bar，这意味着 $P_{129} = 17.6\%$。

在中子实验期间，无法使用我们的标准拾取线圈进行 ^{131}Xe核磁共振校准，因为较低的 ^{131}Xe极化度和较小的 ^{131}Xe旋磁比会导致信号非常微弱；此外，在获得交叉校准核磁共振频率25.6 kHz所需的高 B_0 场下，也无法获得NSE信号，而选择该频率是为了达到足够高的信噪比。因此，在NSE实验结束后，通过单独的测量对 ^{131}Xe极化度进行了校准，同时保持自旋交换光抽运装置及实验条件不变。使用品质因数高出6倍的核磁共振线圈，对两种氙同位素均以最大 $\pi/2$倾转角进行核磁共振校准，因此旋磁比之比中的一个因子在校准计算中被约去。此外，还需要考虑不同核自旋之比。^{131}Xe与 ^{129}Xe之间校准关系变为：

$$P_{131}N_{131} = P_{129}N_{129}\left(\frac{\gamma_{129}}{\gamma_{131}}\right)\left(\frac{I_{129}}{I_{131}}\right)\frac{S'_{131}}{S'_{129}}, \qquad (4)$$

其中， S'_x 表示此步骤所使用的 $\pi/2$ 翻转角对应的信号。结果为 $P_{131}N_{131} = 0.0498P_{129}N_{129} = 8.1 \pm 0.2 \times 10^{22}$ m^{-3}。鉴于氙气总压力为 0.20 bar， $P_{131} = 1.96\%$。使用我们基于校准核磁共振的方法测定中子散射长度时，既不需要具体的数密度，也不需要氙同位素的同位素浓度。

我们还简要测量了 b_i^3 ，以便与先前的结果进行比较。这项测量通过极化度相关的 ^{3}He 中子吸收截面 [60] 进行了绝对标定。我们的 2.280 ± 0.020值为（$stat.$） +

0.015（$syst.$）飞米，对于 b_i^3 而言与先前的研究结果 [47, 57]一致，且测量精度远高于我们对b_i 值的测量结果（ ^{131}Xe 和 ^{129}Xe）。由于 P_3N_3 是通过直接测量该束流穿过极化/非极化池时的中子透射比而得出的，因此所有 b_i 值均不受中子波长分布的具体形状或平均值影响。

结合式 (2)、(3) 和 (4)，可以用直接测量的实验量表示氙同位素的非相干散射长度的大小：

$$b_i^{129} = \frac{\sqrt{3}}{2}\left(\frac{\gamma_{129}}{\gamma_3}\right)^2 \frac{\phi_{129}}{\cosh^{-1}(R)}\frac{d_3}{d_{129}}\frac{S_3V_{129}}{S_{129}V_3}\frac{\sigma_p}{\lambda_{th}} \tag{5}$$

and

$$b_i^{131} = \frac{3}{2}\sqrt{\frac{5}{3}}\frac{|\gamma_{129}\gamma_{131}|}{\gamma_3^2}\frac{\phi_{131}}{\cosh^{-1}(R)}\frac{d_3}{d_{131}}\frac{S_3V_{129}}{S_{129}V_3}\frac{S'_{129}}{S'_{131}}\frac{\sigma_p}{\lambda_{th}} \tag{6}$$

其中，$\cosh^{-1}(R) = 0.6939 \pm 0.0040$ 位于^{3}He 气室的中心。乘积中的最后一项考虑了^{3}He 三重态吸收截面 σ_1（即中子+^{3}He 的总自旋为 1）与依赖于中子波长的总未极化吸收截面之间的差异（此因子等同于文献 [47] 中的式 25）。我们采用了先前对 ^{3}He 三重态截面的估计值：$\sigma_1 = 24$ 靶恩 [57, 58]。对于本研究而言，池几何结构或中子波长分布可能带来的其他修正均可忽略。即将投稿的一篇关于b_i 的研究将讨论 ^{3}He 的相关内容 [62] 。

因此，非相干散射长度的数值为

$$b_i^{129} = -0.186 \pm (0.021)_{stat.} \pm (0.004)_{syst.}\text{fm}$$

and

$$b_i^{131} = 2.09 \pm (0.29)_{stat.} \pm (0.12)_{syst.}\text{fm}.$$

散射长度的符号由自旋交换光泵浦装置中的自旋方向确定。 ^{129}Xe 和 ^{131}Xe 的统计误差分别为 10% 和 12%，来源于图 3 所示相移拟合结果的散布。 b_i 的这些数值与其他原子核的数值一致。我们不了解有什么简单的论证能够解释为什么 $|b_i^{131}$比 $|b_i^{129}$大 11 倍。

通过本研究测得的 b_i（^{129}Xe），我们可以利用极化的模式纠缠中子束测量自旋-自旋关联函数，作为纠缠见证，探测自旋交换光泵浦系统中原子碰撞所产生的极化 ^{129}Xe核自旋的纠缠程度。最近提出的模式纠缠中子束散射自旋关联二聚体的定量理论 [63] 可以推广至极化氙气体；氙气体可精确地建模为理想气体，其中子动态结构因子具有解析表达式。根据近期研究 [16, 17]，在特定条件下，经适当制备的极化碱金属原子与$I = 1/2$ ^{3}He和 ^{129}Xe原子发生自旋交换光抽运碰撞，可在核自旋中产生可计算的纠缠程度。由此产生的核自旋系统中的长寿命纠缠，对光学量子存储器 [64–66]具有重要意义。模式纠缠中子束穿过致密物质时的量子退相干极小，因此测量中子纠缠见证不会影响贝尔不等式和GHZ不等式 [67–69]。在中子沃拉斯顿棱镜等装置中形成的两个自旋相反子束之间的横向空间分离，与自旋交换光泵浦池中可获得的极化 ^{129}Xe气体原子的平均自由程范围相吻合。

极化的 ^{131}Xe 原子核可用于搜索中子-原子核相互作用中时间反演（T）破坏的新来源。根据萨哈罗夫论证 [70]，来自粒子与相互作用标准模型之外某种新相互作用的 T 破坏，是核物理、粒子物理和天体物理学中最重要的理论课题之一，并可能为宇宙中的物质-反物质不对称提供线索。极化中子在极化原子核靶中的前向散射振幅可以包含如下形式的宇称（P）奇、T 奇项： $\vec{s_n}\cdot(\vec{k_n}\times\vec{I})$，其中 $\vec{s_n}$ 是中子自旋， $\vec{k_n}$是中子动量， I 是原子核极化度。已知复合中子-原子核共振反应能够大幅放大中子-原子核相互作用中的宇称破坏 [71, 72]。在 ^{131}Xe 的 3.2 eV p 波共振中测得了 4%宇称奇不对称；与核子-核子宇称奇振幅相比，放大了近 10^6。很久以前成功预言这一现象的理论 [73, 74]表明，标准模型之外核子之间的宇称奇、T 奇相互作用也应以类似的因子 [75–77]得到放大。涉及这类相干中子-原子核相互作用的中子透射测量，可以为时间反演不变性提供不受末态相互作用污染的零检验 [78]。中子极化技术和源亮度的进步，加上 ^{131}Xe 自旋交换光泵浦极化的进展，足以开展对类轴子粒子（ALP）交换的高灵敏度搜索 [77], 。对于高于 10 meV 的 ALP质量，电偶极矩搜索对其约束很弱 [79]„ 因为此时轴子质量与耦合常数之间的标准模型轴子关系并不适用 [80]。

H. Lu 和 W. M. Snow 感谢美国国家科学基金会（NSF）项目 PHY-1913789 和 PHY-2209481，以及印第安纳大学中心的支持，资助用于

时空对称性。H. Lu 获得了 DAAD（德国学术交流服务处）2019 年第 57442045 号短期资助。D. Basler 和 B.M. Goodson 感谢 NSF（CHE-1905341）、美国国防部（W81XWH-15-1-0272、W81XWH2010578）以及科学促进研究公司的 Cottrell 学者种子奖提供的支持，并感谢 T. Gafar、C. Kraft、L. Korando 和 A. Ruffing 运送自旋交换光泵浦池。我们感谢 G.M. Schrank 参与讨论，也感谢 M. Huber 就美国国家标准与技术研究院有关 b_i^3 以及 σ_1 对 ^{3}He 的估计值的工作进行了深入讨论。

[1] L. Van Hove, 《物理评论》95，249（1954）。[2] S. W. Lovesey, *Theory of Neutron Scattering from Condensed Matter* 2003 （牛津，）。[3] R. I. Schermer 和 M. Blume, 《物理评论》166，554（1968）。[4] T. G. Walker 和 W. Happer, 《现代物理评论》69，629（1997）。[5] B. Driehuys，G. D. Cates，E. Miron，K. Sauer，D. K. Wal- ter 和 W. Happer, 《应用物理快报》69，1668（1996）。[6] M. S. Rosen，T. E. Chupp，K. P. Coulter，R. C. Welsh 和 S. D. Swanson, 《科学仪器评论》70，1546（1999）。[7] A. L. Zook，B. B. Adhyaru 和 C. R. Bowers, 《磁共振杂志》159，175（2002）。[8] M. G. Mortuza，S. Anala，G. E. Pavlovskaya，T. J. Dieken 和 T. Meersmann, 《化学物理杂志》118，1581（2003）。[9] I. C. Ruset，S. Ketel 和 F. W. Hersman, 《物理评论快报》96，053002（2006）。[10] P. Nikolaou，A. M. Coffey，L. L. Walkup，B. M. Gust，N. Whiting，H. Newton，S. Barcus，I. Muradyan，M. Dabaghyan，G. D. Moroz 等, 《美国国家科学院院刊》86，14150（2013）。[11] P. Nikolaou，A. M. Coffey，M. J. Barlow，M. S. Rosen，B. M. Goodson 和 E. Y. Chekmenev, 《分析化学》86，8206（2014）。[12] G. Norquay，G. J. Collier，M. Rao，N. J. Stewart 和 J. M. Wild, 《物理评论快报》121，153201（2018）。[13] M. Gatzke，G. D. Cates，B. Driehuys，D. Fox，W. Happer 和 B. Saam, 《物理评论快报》70，690（1993）。[14] K. Sauer，R. Fitzgerald 和 W. Happer, 《化学物理快报》277，153（1997）。[15] M. Haake，B. Goodson，D. Laws，E. Brunner，M. Cyrier，R. Havlin 和 A. Pines, 《化学物理快报》292，686（1998）。[16] O. Katz，R. Shaham 和 O. Firstenberg，PRX Quantum 3，010305（2022）。[17] O. Katz，R. Shaham，E. Reches，A. V. Gorshkov 和 O. Firstenberg, 《物理评论A》105，042606（2022）。[18] B. M. Goodson, 《磁共振杂志》155，157（2002）。[19] J. P. Mugler III 和 T. A. Altes, 《磁共振成像杂志》37，313（2013）。[20] A. Khan，R. Harvey，J. Birchall，R. Irwin，P. Niko- laou，G. Schrank，K. Emami，A. Dummer，M. Barlow，B. Goodson 等, 《应用化学国际版》60，22126（2021）。[21] Y. Zheng，G. W. Miller，W. A. Tobias 和 G. D. Cates, 《自然》537，652（2016）。[22] D. A. Barskiy，A. M. Coffey，P. Nikolaou，D. M. Mikhaylov，B. M. Goodson，R. T. Branca，G. J. Lu，M. G. Shapiro，V.-V. Telkki，V. V. Zhivonitko 等, 《欧洲化学杂志》23，725（2017）。[23] Z. Wu，W. Happer 和 J. M. Daniels, 《物理评论快报》59，1480（1987）。[24] Z. Wu，S. Sc haefer，G. Cates 和 W. Happer, 《物理评论A》37，1161（1988）。[25] D. Raftery，H. Long，T. Meersmann，P. J. Grandinetti，L. Reven 和 A. Pines, 《物理评论快报》66，584（1991）。[26] S. Appelt，G. W¨ackerle 和 M. Mehring, 《物理评论快报》72，3921（1994）。[27] D. Bear，R. E. Stoner，R. L. Walsworth，V. A. Kostelecky 和 C. D. Lane, 《物理评论快报》85，5038（2000）。[28] F. Cane，D. Bear，D. F. Phillips，M. S. Rosen，C. L. Smallwood，R. E. Stoner，R. L. Walsworth 和 V. A. Kostelecky, 《物理评论快报》93，230801（2004）。[29] C. Gemmel，W. Heil，S. Karpuk，K. Lenz，Y. Sobolev，K. Tullney，M. Burghoff，W. Kilian，S. Knappe- Gruneberg，W. Muller 等, 《物理评论D》82，111901（2010）。[30] F. Allmendinger，W. Heil，S. Karpuk，W. Kilian，A. Scharth，U. Schmidt，A. Schnabel，Y. Sobolev 和 K. Tullney, 《物理评论快报》112，110801（2014）。[31] Y. V. Stadnik 和 V. V. Flambaum, 《欧洲物理杂志C》75，110（2015）。[32] V. A. Kostelecky 和 A. J. Vargas, 《物理评论D》98，036003（2018）。[33] N. Sachdeva，I. Fan，E. Babcock，M. Burghoff，T. E. Chupp，S. Degenkolb，P. Fierlinger，S. Haude，E. Kraegeloh，W. Kilian 等, 《物理评论快报》123，143003（2019）。[34] M. Bulatowicz，R. Griffith，M. Larsen，J. Mirijanian，C. B. Fu，E. Smith，W. M. Snow，H. Yan 和 T. G. Walker, 《物理评论快报》111，102001（2013）。[35] Y.-K. Feng，D.-H. Ning，S.-B. Zhang，Z.-T. Lu 和 D. Sheng, 《物理评论快报》128，231803（2022），网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.128.231803。[36] V. Gudkov 和 H. M. Shimizu, 《物理评论 C》102，015503（2020）。[37] V. F. Sears, *Neutron Optics: An Introduction to the Theory of Neutron Optical Phenomena and Their Applications* 1989 （牛津大学出版社，纽约，）。[38] V. Baryshevsky 和 M. Podgoretsky, 《实验与理论物理学杂志》47，1050（1964）。[39] A. Abragam 和 M. Goldman, *Nuclear magnetism: order and disorder* 1982 （牛津，）。[40] N. F. Ramsey, *Molecular Beams*（牛津，1956）。[41] N. F. Ramsey, 《现代物理评论》62，541（1990）。[42] A. Abragam，G. Bacchella，H. Gl¨atti，P. Meriel，M. Pinot 和 J. Piesvaux, 《物理评论快报》31，776（1973）。[43] M. Forte, 《新物理学杂志A》18A，726（1973）。[44] V. G. Pokazanev 和 G. V. Skrotskii, 《物理学进展》22，943（1979）。[45] M. I. Tsulaia, 《原子核物理学》77，1321（2014）。[46] F. Mezei, 《物理学杂志A：强子与原子核》255，146（1972）。[47] O. Zimmer，G. Ehlers，B. Farago，H. Humblot，W. Ketter 和 R. Scherm, 《欧洲物理杂志直通版》4，1（2002）。[48] E. L. Hahn, 《物理评论》80，580（1950）。[49] H. M.-L. Zentrum, 《大型研究设施杂志》A11，34（2015）。[50] S. Pasini , O. Holderer , T. Kozielewski , D. Richter , and

M. Monkenbusch, 《科学仪器评论》90，043107（2019年）。[51] D. Rich、S. Fan、T. Gentile、D. Hussey、G. L. Jones、B. Neff、W. M. Snow 和 A. Thompson, 《Physica B：凝聚态》305，203（2001）。[52] Z. Salhi、E. Babcock、P. Pistel 和 A. Ioffe, 《物理学杂志：会议系列》528，012015（2014）。[53] M. Molway、L. Bales-Shaffer、K. Ranta、D. Basler、M. Murphy、B. Kidd、A. Gafar、J. Porter、K. Albin、B. Goodson 等，arXiv:2105.03076（2022）。[54] A. Gafar、D. Basler、D. Cocking、M. Prince、M. S. Alam、Z. Siraj、A. Petrilla、M. Rosen、E. Chekmenev、E. Babcock 等，准备中的手稿（2022）。[55] E. Babcock、Z. Salhi、T. Theisselmann、D. Starostin、J. Schmeissner、A. Feoktystov、S. Mattauch、P. Pistel、A. Radulescu 和 A. Ioffe, 《物理学杂志：会议系列》711，012008（2016）。[56] T. R. Gentile、P. J. Nacher、B. Saam 和 T. G. Walker, 《现代物理评论》89，045004（2017）。[57] M. G. Huber、M. Arif、W. C. Chen、T. R. Gentile、D. S. Hussey、T. C. Black、D. A. Pushin、F. E. Shahi、C. B. Wietfeldt 和 L. Yang, 《物理评论 C》90，064004（2014）。[58] M. Huber，私人通信，估算的完整推导见 σ_1。[59] T. Chupp、K. Coulter、M. Kandes、M. Sharma、T. Smith、G. L. Jones、W. Chen、T. Gentile、D. Rich、B. Lauss 等，《核仪器与方法A辑》574，500（2007）。[60] R. A. Campbell、H. P. Wacklin、I. Sutton、R. Cubitt 和 G. Fragneto, 《欧洲物理学杂志Plus》126，107（2011）。[61] K. F. Stupic、Z. I. Cleveland、G. E. Pavlovskaya 和 T. Meersmann, 《磁共振杂志》208，58（2011）。[62] H. Lu、W. M. Snow、B. M. Goodson、E. Babcock、Z. Salhi、A. Ioffe、O. Holderer、S. Passini 和 P. Pistel，未发表，正在准备投往 PRC快报。[63] A. A. M. Irfan、P. Backstone、R. Pynn 和 G. Ortiz, 《新物理学杂志》23，083022（2021）。[64] A. Dantan、G. Reinaudi、A. Sinatra、F. Laloe、E. Giacobino 和 M. Pinard, 《物理评论快报》95，123002（2005）。[65] O. Katz、R. Shaham 和 O. Firstenberg, 《科学进展》7，eabe9164（2021）。[66] O. Katz、R. Shaham、E. S. Polzik 和 O. Firstenberg, 《物理评论快报》124，043602（2020）。[67] J. Shen、S. Kuhn、D. Baxter、R. Dalgleish、F. Li、S. Lu、G. Ortiz、J. Plomp、S. Parnell、R. Pynn 等，《自然·通讯》11，930（2020）。[68] S. Lu、A. M. Irfan、J. Shen、S. J. Kuhn、W. M. Snow、D. V. Baxter、R. Pynn 和 G. Ortiz, 《物理评论A》101，042318（2020）。[69] S. J. Kuhn、S. McKay、J. Shen、N. Geerits、R. Dalgleish、E. Dees、A. A. M. Irfan、F. Li、S. Lu、V. Vangelista 等，《物理评论：研究》3，023277（2021）。[70] A. D. Sakharov, 《实验与理论物理学通讯》5，32（1967）。[71] G. E. Mitchell、J. D. Bowman 和 H. A. Weidenm¨uller, 《现代物理评论》71，445（1999）。[72] G. Mitchell、J. Bowman、S. Penttila 和 E. Sharapov, 《物理学报告》354，157（2001）。[73] O. P. Sushkov 和 V. V. Flambaum, 《实验与理论物理学杂志快报》32，352（1980）。[74] O. P. Sushkov 和 V. V. Flambaum, 《苏联物理学进展》25，1（1982）。[75] V. R. Bunakov 和 V. Gudkov, 《Zeitschrift für Physik A》《原子与原子核》**308**, 363–364 (1982). [76] V. Gudkov, 《核物理 A》**524**, 668 (1991). [77] P. Fadeev 和 V. V. Flambaum, 《物理评论 C》**100**, 015504（2019年）。[78] J. D. Bowman 和 V. Gudkov, 《物理评论 C》**90**, 065503 (2014). [79] V. A. Dzuba、V. V. Flambaum、I. B. Samsonov 和 Y. V. Stadnik, 《物理评论 D》**98**, 035048 (2018). [80] S. Mantry、M. Pitschmann 和 M. J. Ramsey-Musolf, 《物理评论 D》**90**, 054016 (2014).