确定氦-3 中子非相干散射长度的完整方法

H. Lu [1], O. Holderer [2], A. Ioffe [2], S.Pasini [2], P. Pistel [3], Z. Salhi [2], B. M. Goodson [4], W. M. Snow [1] 和 E. Babcock [2, *]

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

[2] *Forschungszentrum Jülich GmbH, Jülich Centre for Neutron Science (JCNS) at Heinz Maier-Leibnitz Zentrum (MLZ), 85747 Garching, Germany*

[3] *Forschungzentrum Jülich GmbH, ZEA-1, 52425 Jülich Germany*

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

（日期：2023年3月14日）

我们报告了一种测量 ^{3}He 中子非相干散射的新方法的首批结果——散射长度 b_i。 b_i 与两个低能量……之间的差值 $\Delta b = b_+ - b_-$ 直接成正比 s波中子-原子核散射振幅 b_+ 和 b_-，分别对应单态 $J = 0$ 和中子-^{3}He相互作用的三重态 $J = 1$ 。精确测量 b_i 通过与 *ab initio*进行比较，有助于区分不同的三核子相互作用模型核理论计算。 Δb 导致的中子双折射会产生中子自旋旋转围绕核极化发生。我们使用极化中子自旋旋转测量了 Δb ，并且中子透射通过在原位采用自旋交换光泵极化的 ^{3}He气体靶。这项简短的测试测量在海因茨·迈尔-莱布尼茨中心（MLZ）的FZ-J $\Delta b = [-5.27 \pm 0.05$ ulich中子自旋回波谱仪上进行，得到 $\Delta b = [-5.27 \pm 0.05$ （统计误差） -0.05 （系统误差）] 飞米。我们认为，这种方法的精度可以进一步提高，从而解决此前两项测量结果之间的差异；这两项测量结果均与偏振吸收截面 σ_p有关，测量的是 b_i 。此外，通过核磁共振（NMR）在（形状经过适当设计的）容器中实现 ^{3}He的绝对极化，同时进行精确的中子透射率测量， σ_p 可用于测得 b_+ 和 b_-的独立数值。

PACS 编号:

arXiv:2303.07031v1 [nucl-ex] 13 Mar 2023

对 n+^{3}He体系中散射振幅的精密测量，为从头算少核子体系性质的理论计算提供了重要检验。如今估计，核子间的三体（3N）相互作用约占稳定原子核总结合能的5% [1]。建立束缚原子核的全局模型，使其既能解释稳定原子核的结合能，又能对核稳定性极限处的原子核作出可靠预测，是核物理领域的一项长期重要目标，对于天体物理学以及理解重元素的形成过程也具有重要科学意义 [2]。尽管理论模型已提出核三体力可能的形式，并粗略估算了三体及更高体效应相对于双核子力的大小和自旋/同位旋依赖性，但仍需对少核子体系进行更精确的实验测量，以确定这些力的相对强度。 ^{3}H、 ^{3}He和 ^{4}He的结合能是 $A = 4$体系中为此所必需的数据，现已通过高精度测量获得。采用格林函数蒙特卡罗方法 [3]计算^{4}He结合能的理论计算，包括一些采用唯象三核子相互作用的计算 [4–7]，与实验值相差1%。理论分析还表明，从 ^{4}He结合能中获得的核三体力信息与三体束缚系统中的情况并非相互独立，且主要对核三体力的自旋无关部分敏感 [8–11]。为了更好地约束核三体力的自旋相关部分，需要获得三体和四体系统自旋相关散射的数据，精度需达到亚百分比水平。

关于 n-^{3}He 两种总角动量 $J = 0$,1 状态下两种散射长度 b_0 和 b_1 之差 $\Delta b = b_1 - b_0$ ，现有数据彼此不一致。 Δb 与 n-^{3}He 的非相干散射长度 b_i成正比。利用中子自旋回波 [12] 和中子干涉测量 [13] 得到的两项最佳 b_i 测量结果，按所报告的误差范围来看并不一致；利用中子干涉测量 [14–16]得到的三项 n+^{3}He 相干散射长度b_c 测量结果也不一致。当时可供比较的、采用 NN+3N 相互作用的 b_1 和 b_0 的不同理论计算，例如标准势模型 AV18 + UIX、AV18+UIX +V3 [17, 18], 和 AV18 +LL2 [19], ，结果也彼此不一致。需要改进对 b_i 和b_c 的测量，以帮助解决先前研究中显现的不一致问题。提高 b_i 和 b_c的精度，也有助于区分不同的少核子相互作用模型。对于现有理论而言，描述刚超过 n+^{3}He 阈值的 ^{4}He 连续谱颇具挑战；有人提出，修改现有三核子力模型或可解决现存的差异。值得庆幸的是，已有若干新的理论技术被开发出来，用于处理核四体和五体系统 [20–25]，包括手征有效

*e.babcock@fz-juelich.de

理论 [9, 26]。用于 $A = 3$ 系统中核子散射的不同从头算 计算方法给出彼此内部一致的结果 [27, 28], , 共振群方法（RGM）过去也曾应用于 $A = 4$系统 [29, 30]。我们认为，改进 n+^{3}He 系统理论计算的前景良好。

一般而言，中子-原子核的总自由散射长度为 $a = a' + ia''$，其中 a' 和 a'' 为实数。虚数项 a'' 源于吸收，在中子-^{3}He 系统中吸收非常强。本研究测得的前向散射振幅对应的是束缚散射长度。束缚散射长度与 a 的关系为 $b = a(A+1)/A$，其中 A 是原子核与中子的质量比。对于自旋为 I 的原子核和自旋为 s 的中子，两个 s 波中子-原子核散射振幅 b_+ 和 b_- 分别对应原子核与中子总角动量为 $J = I + 1/2$ 和 $J = 1 - 1/2$ 的散射道，可表示为

$$b = b_c + \frac{2b_i}{\sqrt{I(I+1)}} s \cdot I. \tag{1}$$

因此，相干散射长度为

$$b_c = \frac{(I+1)b_+ + Ib_-}{(2I+1)} \tag{2}$$

非相干散射长度为

$$b_i = \frac{I\sqrt{I+1}(b_+ - b_-)}{(2I+1)}, \tag{3}$$

它与 $\Delta b = b_+ - b_-$ 成正比。对于 $I = 1/2$，总自旋为 $J = 0$,1 的两个取值意味着三重态和单重态散射长度分别为 $b_+ \equiv b_1$ 和 $b_- \equiv b_0$。

Δb可通过观测中子穿过极化靶核时中子自旋的进动来测量，这种现象在文献中称为“赝磁进动” [31] 。尽管最初人们用介质内部虚构的“赝磁场” [31, 32] 来描述这一现象，但它 Δb源于中子与原子核的散射。光学定理 [33] 将与散射振幅 b_+ 和 b_- 相关的中子光学势的自旋依赖性，与取决于中子自旋和核极化相对取向的双值中子折射率（n_+、n_-）联系起来:

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

其中 N 是单位体积内原子核的数量，$k = 2\pi/\lambda$ 是中子波数；在我们的情形下，第二个表达式中的近似成立，因为中子的折射率为 $\simeq 1$。Δn 使介质对中子呈现双折射，因此中子沿前向传播并穿过目标、行进距离 d 时，中子自旋的两个螺旋度分量会累积不同的相位 $kn_\pm d$。因此，与目标的核极化方向正交的中子自旋会绕核极化方向进动，转过角度 $\phi^* = k\Delta n d$。

我们可以将极化 ^{3}He [12, 13]的非相干散射长度 $b_i \propto \Delta b$ 所产生的中子进动角 ϕ^* 写为

$$\phi^* = -\frac{1}{2}\lambda P_3 N d \Delta b = -\frac{2\lambda P_3 N d}{\sqrt{3}} b_i, \tag{5}$$

其中，P_3 为 ^{3}He的极化度，N=[He] 为 ^{3}He的密度，d 为中子在 ^{3}He中的路径长度。对于 ^{3}He这类中子截面的自旋依赖分量极大的原子核，可以利用中子测量确定比例常数 $\lambda P_3 N d$，并将测得的量 Δb 写为:

$$\Delta b = \frac{2\phi^*}{\lambda P_3 N d} = \frac{\sigma_p}{\lambda_{th.}} \frac{2\phi^*}{\cosh^{-1} R}. \tag{6}$$

这里，R 是极化的 ^{3}He对非极化中子束的中子透射率 $T(P_3)$与非极化 ^{3}He的中子透射率 $T(0)$之比，σ_p 是极化的 ^{3}He自旋相关的中子吸收截面，而 $\lambda_{th.} = 1.798$ $^\circ$A是按惯例选定、作为中子吸收截面参考点的热中子波长。根据光学定理，^{3}n- σ_a =He的总吸收截面$4\pi/k(b'')$可由 b 的虚部得到，并可写成与极化无关项和与极化相关项之和:

$$\sigma_a = \sigma_{un} \mp P_3 \sigma_p, \tag{7}$$

其中，符号约定为: $\mp$ 与中子自旋平行（-）或反平行（P_3）。这里，+(σ_{un} =)靶恩是非极化中子的总吸收截面，而5333 $\pm$ 7可表示为 σ_p (σ_p =)1$-\sigma_1/\sigma_{un}$。高精度测量表明，σ_{un}和 σ_a 均与中子波长 σ_{un} 成正比 λ – [34。对于由36]个中子组成的非极化中子束，其中一半为自旋向上（n）中子，另一半为自旋向下（n^+）中子，式 7 对应的透射率为

$$T^\pm = \frac{n^\pm}{n} = \frac{1}{2}\exp\left(-(\sigma_{un} \mp P_3\sigma_p)\frac{\lambda N d}{\lambda_{th.}}\right). \tag{8}$$

因此，非极化中子透过极化的 ^{3}He 的透射率为:

$$T(P_3) = \exp\left(-\frac{\sigma_{un}}{\lambda_{th.}}\lambda N d\right)\cosh\left(\frac{\sigma_p}{\lambda_{th}}\lambda P_3 N d\right). \tag{9}$$

由于非偏振透射率简单地表示为:

$$T(0) = \exp\left(-\frac{\sigma_{un}}{\lambda_{th.}}\lambda N d\right) \tag{10}$$

通过两次中子透射测量得到$R = T(P_3)/T(0)$，即可直接通过实验获得乘积 $\frac{\sigma_p}{\lambda_{th.}}\lambda P_3 N d$，其来自 $\cosh^{-1} R$，从而得到式 6。

因此，仍需确定 σ_p。如果三重态吸收率 σ_1 为零，也就是说只有单态 σ_0 吸收，那么 $\sigma_p = \sigma_{un}$，其中 σ_{un} 已知为 $\simeq 0.1\%$。然而，先前实验对 σ_p 给出的上限为几个百分点 [37, 38]，这限制了该技术的精度。没有理由认为 σ_1 为零，因为理论计算表明 [17, 18]。文献 [12] 中的工作采用实验测定值 [37, 38] 的平均值，得出一个可重新解读为 $\sigma_1 = 57$ 靶恩的数值。反之，文献 [13] 中的工作结合理论预测和测得的热吸收截面，估算出 $\sigma_1 = 24$ 靶恩 [39]。由于对 σ_1 缺乏更充分的了解，我们将在下文的分析中采用后一数值，同时也给出与 σ_1 的取值无关的结果，以便与文献 [13] 中同样采用的做法进行比较。

^{3}He 自旋交换光泵浦池也可用于测量 σ_p。对 P_3 进行独立的 0.1% 测量，并结合通过飞行时间（TOF）法（即 波长扫描中子束）对原位 极化 ^{3}He 样品进行的精确测量（如参考文献 [40]所述），可使 σ_p的测量精度达到 $\simeq 0.1\%$，从而以 $\approx$ 5靶恩的精度确定 σ_1 。多种原子物理方法已高精度地测定了 P_3 [41–44]，因此这种方法应该可行。

为了在中子束线上测定 P_3 ，我们建议利用极化^{3}He 样品的“自磁测量”特性，将其制成特定形状，例如置于一根与外加 B_0 场平行或垂直的长管中。 ^{3}He 的磁化 $M_3 = \mu_3 P_3 N$ 将产生磁场

$$B_3 = \mu_0 M_3 \left(1 - \frac{2}{3}\right) = \mu_0 \frac{M_3}{3} \tag{11}$$

当管轴平行于 B_0 且

$$B_3 = \mu_0 M_3 \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\right) = \mu_0 \frac{-M_3}{6} \tag{12}$$

当管轴垂直于 B_0 [41, 45]。这里，第一项是磁化减去退磁因子，而 $-2/3$ 项与球形体积产生的磁场相同，源于标量接触项，这意味着 ^{3}He 自旋彼此不重叠，无法“看到”彼此，因此必须减去自场 [46, 47]。我们注意到，^{3}He 的磁矩 μ_3/h=-16217050 Hz/T 已知到十亿分之一（ppb）精度[48], , 并且对于长度与直径之比为.....的容器，在磁场平行的情况下，几何修正因子

$\simeq 5$ 为 $\simeq$ 2%，且 [49, 50]已知得非常准确。已知在 25 ℃、1 bar压力下有 2.43×10^{25} 个原子 m^3，且 ^{3}He的旋磁比为 $\gamma_3 = 3.24 \times 10^7$ Hz/T，则在 $P_3 = 1$和 $N = 1$ bar下，乘积为 $f_3 = \mu_0 \mu_3 P_3 N \gamma_3 = 10.6$ Hz。因此，对于磁场平行的情况，在.....时

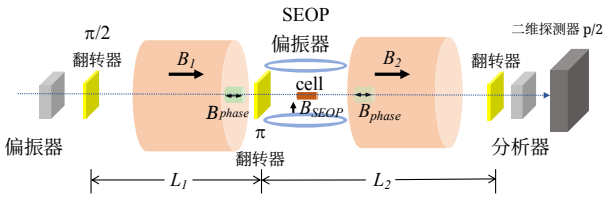


图 1：J-NSE 中子自旋回波谱仪的示意图，展示了线圈的布置以及经自旋交换光泵浦偏振的 ^{3}He 容器。图中未显示光泵浦激光器；其光线垂直于中子飞行路径，并通过容器上方的 45°反射镜沿 B_{SEOP} 方向传播；图中也未显示用于调节自旋交换光泵浦池温的烘箱。

反转 P_3，一个核磁共振频移

$$\Delta f_3 = 2B_3\gamma_3 = 2\mu_0 \frac{M_3}{3}\gamma_3 = \frac{2}{3}\mu_0\mu_3 P_3 N \gamma_3 \simeq 5 \text{ Hz} \tag{13}$$

在1 bar压力下，将观测到 $P_3 = 0.70$ 。由于可使用已知的 σ_{un} ，通过对未极化的 T进行测量（0, λ），校准方程9中的λNd，并且预计核磁共振线宽为 < 5 Hz，因此通过信号平均，正常压力下的 P_3 精度可达到0.1%，从而 σ_p 也应可实现。除了专用容器外，这种方法无需开发新的束线检测方法。原位极化 ^{3}He，采用绝热快速通过（AFP）翻转 ^{3}He，并使用飞行时间中子束线，将是更理想的选择。

鉴于近期一项在 n+^{4}He 中采用完美晶体中子干涉测量法的测量 [51]达到了 10^{-3} 精度，而该技术可直接应用于^{3}He，我们提出的改进 b_i 的方案是检验理论所需的关键补充。因此，我们计划以更高精度测量 $\Delta b/\sigma_p$ ，并测量 σ_p 以获得 b_i的绝对值；这项测量也有望达到 10^{-3} 精度。

作为另一项测量 n-^{129}Xe 和 n-^{131}Xe 中相同物理量的实验 [53]的一部分，我们已在 J-NSE Phoenix 仪器 [52] 上测试了一种精确测定 $\Delta b/\sigma_p$ 实部的方法。我们的方法基于 Zimmer等人 [12] 的开创性工作，利用中子自旋回波谱学技术的改进来测量中子双折射，并利用采用自旋交换光泵浦（SEOP）制备的极化 ^{3}He 气体靶在时间稳定性和性能方面的提升 [54]。

最初，人们使用分离振荡场的拉姆齐方法 [55, 56] 测量极化原子核中的中子双折射。这种所谓的赝磁进动法 [31] 在固态核极化样品前后各使用一个振荡场，以测量由样品引起的相位进动。我们采用了一种改进方法，其中还使用了沿正交方向进动的极化中子，使其穿过核

极化的 ^{3}He 气体样品；不过，我们是在中子自旋回波（NSE）谱仪 [57] 中进行测量，以量化中子进动产生的相移。NSE 与核磁共振（NMR） [58] 中的自旋回波类似，但中子自旋的进动是在运动中的中子束路径上通过空间编码的，而非像核磁共振自旋回波那样，利用静态自旋在时间上进行编码。

在 NSE 谱仪中，极化中子首先由 $\pi/2$ 翻转，以在正交平面内引发进动；随后中子通过高场飞行路径，其场积分超过 1 T·m，从而编码大量自旋进动；接着，在仪器中部通过 π 翻转逆转中子极化，然后再经过一条与第一条相同的高场飞行路径，以解码自旋。样品通常位于 π 翻转器之前或之后、靠近仪器中部的位置；它引起的额外进动可通过将其与布置在中子飞行路径周围的附加相位（补偿）线圈中的进动相匹配来量化。因此，NSE 方法类似于拉姆齐技术，但增加了中央 π 翻转器，使得样品引起的相移可以通过直流相位线圈量化，而无需直接将相位与振荡射频场匹配。NSE 的优势在于，相位线圈的场积分精度可达 nT·m，而仪器的总场积分为 1 T·m 或更高，因此它能够非常精确地编码自旋，并测量中子进动 [52]的极微小变化。

图 1 展示了 NSE 谱仪的示意图。使用自旋交换光泵浦，在 NSE 谱仪翻转器之后的常规样品区域内，对 ^{3}He 样品的核自旋进行原位极化 [54]。该 B_{SEOP} 磁场的方向与中子飞行路径垂直（竖直），而 NSE 谱仪本身的磁场 B_1 或B_2 则沿纵向（即水平方向；见图 1）。

由于开展了氙同位素相关研究，气体靶采用原位极化，以维持稳定的核自旋极化。对于 Xe，由于其极化寿命与典型 NSE 扫描时长（≃20 分钟）相比相对较短，因此这一步必不可少；对于 ^{131}Xe 尤其如此，其 $T_1 < 30$ 秒。对于 ^{3}He 实验而言，这也证明很有优势，因为它将时变仪器漂移与 P_3的变化解耦。我们使用自制核磁共振系统进行自由感应衰减检测，测得在 NSE 测量期间，P_3 的相对变化低于 0.3%。原位极化设备 [59] 还使我们能够在连续泵浦期间对 P_3 进行束流在线绝热快速通过翻转。连续极化使 NSE 谱仪中任何随时间变化的相位漂移都可以拟合为时变背景；绝热快速通过翻转则消除了因中子自旋翻转可能不完全，或中子极化在装置中发生非绝热输运而引起的系统误差。

使用了一个直径为 5 cm、由 GE180玻璃制成的圆柱形 ^{3}He 自旋交换光泵浦池，其中含有约 0.4 bar 的 ^{3}He [59]。该容器两端略呈圆弧形，穿过中心的路径长度为 4.8 cm。参考文献 [60]介绍了自旋交换光泵浦用于极化 ^{3}He 自旋的设备。与该中子偏振器设备不同，此处自旋交换光泵浦所需的垂直磁场由一组直径为 70 cm 的亥姆霍兹线圈提供，以增加灵活性并满足 J-NSE Phoenix 仪器的空间限制；激光器、核磁共振设备和控制装置等其他所有组件均直接取自 [60]中的设备。对于容器中中子照射的中心区域内一个半圆形的 6 cm^2 区域，获得了高保真度数据；该区域的路径长度基本均匀。

典型的 NSE 扫描是通过在相位线圈上以小步长扫描，测量中子极化矢量的振幅来完成的；扫描范围围绕两个 NSE 进动区的场积分达到平衡的位置。此操作会产生一个自旋回波包络，其位移与样品的进动角 ϕ^* 成正比。J-NSE Phoenix 谱仪采用位置灵敏探测器，可分别测定 Δb He 容器中约每个 0.5 cm $\times$ 05 cm 区域的 ^{3}，然后将结果取平均。这种做法可消除因中子穿过 ^{3}He 容器时路径长度不均匀而可能产生的问题。图 2 展示了来自其中一个像素、对应 ^{3}He 极化两种态的一对 NSE 扫描。

NSE 信号 $I(B_1)$ 是在中子极化分析器之后检测到的透射强度，它是相位线圈磁场 B_1 的函数。在表达式中：

$$I(B_1) = I_0[1 - p\int d\lambda f(\lambda) cos(\phi_1 - \phi_2)], \qquad (14)$$

ϕ_1 和 ϕ_2 分别是第一和第二个进动线圈中的进动角，$f(\lambda)$ 是中子波长分布，而 p 表示中子极化效率导致的干涉图样对比度损失。仪器会记录每个探测器像素中的中子强度随相位线圈电流的变化。该束线上速度选择器透射的中子波长分布可用三角函数很好地拟合，因此得到的 NSE 信号是该函数与余弦函数的卷积，后者用于拟合数据以进行分析。

此处报告的 ^{3}He b_i 数据是为验证氙测量 [53], 的方法而获取的，因此测量时间有限。 ^{3}He 的偏振态和非偏振态各测量了 6 小时 ^{3}He。数据按以下顺序采集：在 P_3 为正态时进行 2 次 NSE 扫描；将P_3 翻转至负态后进行 2 次扫描；再在正态下进行 2 次扫描；最后在 P_3=0下扫描 6 小时。虽然确定 b_i时不需要此数据，但使用 R 确定了 $P_3 = 70.6 \pm 1.6\%$：在 FIGARO 仪器上通过中子飞行时间进行单独的透射测量，得到 [He]=0.3556 ± 0.001 bar 的数值 [61]。图 3 展示了其中一个像素的相位随时间变化的曲线。随后，使用带有线性时间依赖背景的阶跃函数对这些数据进行拟合，以确定每个像素测得的$\Delta\phi = 2\phi^*$ 位移，即 $+P_3$ 从 $-P_3$ 的位移。

通过对 NSE 测量中平均强度值取加权平均，完成了 R 测量

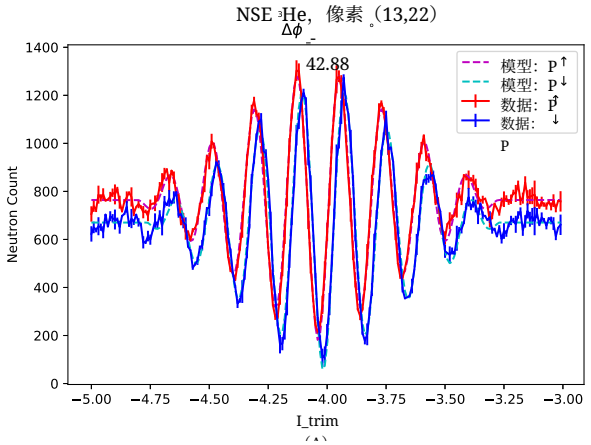


图 2： ³He 靶的自旋回波信号随相位线圈中的电流（I_{trim} ）变化的关系，对应于中子探测器的一个像素。两个中子自旋回波轮廓分别对应于与 B_{SEOP}平行和反平行的P_3 。

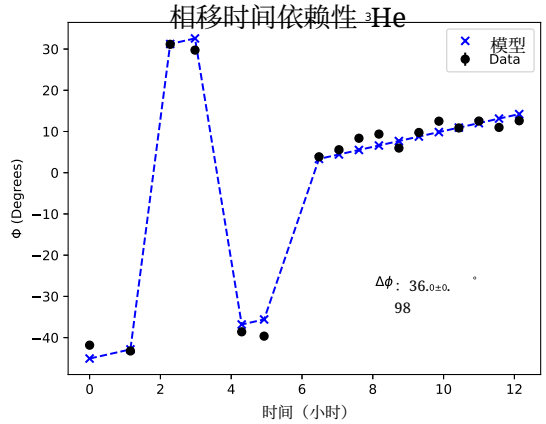


图 3：整个实验期间 NSE 探测器一个像素的相位数据。b_i 对代表 ³He 容器中心的 36 个像素的数据取平均，得到最终结果。

信号在 $+P_3$ 和 $-P_3$ 态的 NSE 扫描期间确定 $T(P)$，并通过未极化的 ³He NSE 扫描的平均强度确定 $T(0)$。为考虑中子束中容器形状和对准造成的 d 变化，我们还对感兴趣区域内 NSE 扫描的每个像素执行了这一过程。使用平均值可以补偿正、负 P_3 透射率的微小差异，这是由于沿 B_{SEOP}存在少量残余中子极化所致。

测得的 $\Delta\phi$ 数值可能会因极化气体的磁偶极场而略有修正，从而在中子相位中产生额外的进动信号，该信号也与 P_3 成正比。参考文献 [12]，讨论了这一效应，但该研究没有考虑真实粒子必须包含的标量接触项 [46, 47]，；这一项与简单经典结果中的预期不同，因为简单经典结果假设非相互作用的点状粒子可以彼此重叠。对于 n+³He，在任何合理的一阶近似下，接触相互作用都应为 0。因此，中子沿飞行路径运动时，不会感受到容器内各个极化 ³He 原子核产生的经典场。中子所感受到的场由极化池内非球形几何结构产生的长程偶极场，以及容器外极化（磁化）体积产生的经典场构成；这是因为中子进动信号也对整个飞行路径上的场进行积分。对于本实验的几何构型，这会导致 $< 0.07\%$ 的修正，与此处无关。然而，非零自旋粒子束穿过极化体积时所经历的场的一般论述，与精密测量有关，因此我们在补充材料 [62] 中讨论这一效应。

对于中子速度选择器仪器，由于 ³He 靶中的波长相关衰减，会使波长分布呈三角形，因此需要进行小幅修正。根据 O. Zimmer 的工作中所述的论证 [12]，对于我们的情况，这会产生可忽略不计的修正因子 1.0003，这是因为所用容器的 Nd 相对较小。对于使用飞行时间来确定透射谱的仪器，则无需进行此项修正。我们的探测器总计数率不超过探测器 400 ns 死时间所对应总计数率的 1%（例如，最大计数率为 2.5 MHz），因此探测器死时间修正也可忽略不计。

通过此分析，我们得到最终值 $\Delta b = [-5.27 \pm 0.05$（统计误差） -0.05（系统误差）] 飞米，采用的数值为 $\sigma_{un} = 5333$（7）靶恩，估算值为 $\sigma_p = \sigma_{un} - \sigma_+ = 5309$ 靶恩。由公式 5 $\Delta b = 4b_i/\sqrt{3}$可得³He 中子的非相干散射长度。按照 [13, 39] 将结果改写为与 σ_p 无关的形式，得到：

$$\frac{\Delta b}{\sigma_p} = (-9.93 \pm 0.09(\text{stat.}) - 0.09(\text{syst.})) \times 10^{-4} \, \frac{\text{fm}}{\text{b}}. \quad (15)$$

这一数值与文献 [13] 中的工作所得 $\Delta b/\sigma_p = (-10.1929 \pm -.0760) \times 10^{-4}$ 飞米/巴恩，以及文献 [12] 中的工作所得 $\Delta b/\sigma_p = (-10.3628 \pm -.0180) \times 10^{-4}$ 飞米/巴恩相比较。本初步数据表明，通过专门开展测量，我们可以轻松达到 $\Delta b/\sigma_p$ 的 10^{-3} 精度。据我们所知，采用这种基础方法得到的数值不存在系统误差。上述初步结果与以往测量结果的差异，可能归因于缓慢的实验漂移，以及我们只对 P_3 进行了反转，且仅反转一次。所用容器中的中子飞行路径并不均匀，气室位置的轻微偏移可能会导致单侧误差；通过移动数据结果的中心位置进行估算，得到此处给出的系统误差。

我们改进了由 [12] 开创的测量技术，例如对 ³He气体进行原位极化，以及使用绝热快速通过翻转反转 ³He极化的能力。原位极化方法

使测得的 ϕ^* 不受随时间变化的漂移影响，避免这些漂移与 P_3产生虚假的相关性，同时防止移除并重新安装 ^{3}He容器所引起的潜在不一致。对截面进行位置灵敏测定可减少路径长度误差；使用平窗 ^{3}He自旋交换光泵浦池可进一步减少这些误差，从而消除随时间变化的束流路径长度差异；绝热快速通过翻转则可抵消少量残余纵向中子极化造成的误差。使用飞行时间中子自旋回波仪，例如 SNS-NSE [63]，可消除中子速度选择器校正。将测量时间延长至 1 周，并使用具有优化 Nd 的容器，以最大限度地减少 $\cosh^{-1}(R)$ 项导致的误差传播，我们估计统计精度可达到 $< 0.1\%$（或 0.005 飞米）。先前的工作 [64] 表明，为测量 ϕ^* 与 $\Delta b/\sigma_p$ 之间比例因子所需的透射率测量确实可以达到所需精度。若再以相当的精度测量σ_p ，则总 10^{-3} 精度可达到 b_i 可获得 ^{3}He。

致谢

H. Lu 和 W. M. Snow 感谢美国国家科学基金会（NSF）授予的 PHY-1913789 和 PHY-2209481 项目经费，以及印第安纳大学时空对称性中心的支持。H. Lu 获得了德国学术交流中心提供的短期资助，2019 年，编号 57442045。B.M. Goodson 感谢 NSF（CHE-1905341）、美国国防部（W81XWH- 15-1-0272、W81XWH2010578）以及科学进步研究公司颁发的科特雷尔学者种子奖的支持。P. Guthfreund（ILL）和 K Zhernenkov 在 FIGARO 上对 N（即 [He]）进行了校准测量 [61]，为本研究提供了帮助。我们感谢 G.M. Schrank 的讨论，也感谢 M. Huber 详细讨论美国国家标准与技术研究院关于 b_i^3 的研究以及 ^{3}He 的 σ_1 估算。

[1] M. C. Atkinson, W. H. Dickhoff, M. Piarulli, A. Rios, 和 R. B. Wiringa，物理评论 C **102**，044333（2020）。[2] C. W. Johnson, K. D. Launey, N. Auerbach, S. Bacca, B. R. Barrett, C. R. Brune, M. A. Caprio, P. Descouve- mont, W. H. Dickhoff, C. Elster 等，J. Phys. G **47**，123001（2020）。[3] H. Kamada, A. Nogga, W. Glockle, E. Hiyama, M. Kamimura, K. Varga, Y. Suzuki, M. Viviani, A. Kievsky, S. Rosati 等，物理评论 C **64**，044001（2001）。[4] R. B. Wiringa, S. C. Pieper, J. Carlson 和 V. R. Pand- haripande，物理评论 C **62**，014001（2000）。[5] A. Nogga, H. Kamada, W. Glockle 和 B. R. Barrett，物理评论 C **65**，054003（2002）。[6] R. Lazauskas 和 J. Carbonell，物理评论 C **70**，044002（2004）。[7] M. Viviani, A. Kievsky 和 S. Rosati，物理评论 C **71**，024006（2005）。[8] B. S. Pudliner, V. R. Pandharipande, J. Carlson 和 R. B. Wiringa，Phys. Rev. Lett. **74**，4396（1995）。[9] J. Machleidt 和 D. R. Entem, Phys. Rep. **503**，1（2011）。[10] J. Carlson, S. Gandolfi, F. Pederiva, S. C. Pieper, R. Schi- avilla, K. E. Schmidt 和 R. B. Wiringa，现代物理评论 **87**，1067（2015）。[11] A. Baroni, R. Schiavilla, L. E. Marcucci, L. Girlanda, A. Kievsky, A. Lovato, S. Pastore, N. Piarulli, S. C. Pieper, M. Viviani 等，物理评论 C **98**，044003（2018）。[12] O. Zimmer, G. Ehlers, B. Farago, H. Humblot, W. Ket- ter 和 R. Scherm，EPJ direct **4**，1（2002）。[13] M. G. Huber, M. Arif, W. C. Chen, T. R. Gentile, D. S. Hussey, T. C. Black, D. A. Pushin, C. B. Shahi, F. E. Wietfeldt 和 L. Yang，物理评论 C **90**，064004（2014）。[14] H. Kaiser, H. Rauch, G. Badurek, W. Bauspiess 和 U. Bonse，Zeit. fur Phys. A **291**，231（1979）。[15] P. R. Huffman, D. L. Jacobson, K. Schoen, M. Arif, T. C. Black, W. M. Snow 和 S. A. Werner，物理评论 C **70**，014004（2004）。[16] W. Ketter, W. Heil, G. Badurek, M. Baron, E. Jericha, R. Loidl, and H. Rauch, Eur. Phys. J A **27**, 243 (2006). [17] H. M. Hofmann and G. M. Hale, Phys. Rev. C **68**, 021002 2003(R) ( ). [18] H. M. Hofmann and G. M. Hale, Phys. Rev. C **77**, 044002 (2008). [19] J. Kirscher, H. W. Griesshammer, D. Shukla, and H. M. Hofmann, Eur. Phys. J A **44**, 239 (2010). [20] K. M. Nollett, S. C. Pieper, R. B. Wiringa, J. Carlson, and G. M. Hale, Phys. Rev. Lett. **99**, 022502 (2007). [21] A. Kievsky, S. Rosati, M. Viviani, L. E. Marcucci, and L. Girlanda, J. Phys. G **35**, 063101 (2008). [22] P. Navratil, S. Quaglioni, G. Hupin, C. Romero-Redondo, and A. Calci, Physica Scripta **91**, 053002 (2016). [23] J. E. Lynn, I. Tews, J. Carlson, S. Gandolfi, A. Gezerlis, K. E. Schmidt, and A. Schwenk, Phys. Rev. Lett. **116**, 062501 2016( ). [24] R. Lazauskas and J. Carbonell, Front. Phys. **7**, 251 (2020). [25] A. R. Flores and K. M. Nollett (2022), arXiv:2209.00093. [26] M. Piarulli and I. Tews, Frontiers in Physics **7**, 245 (2020). [27] M. Viviani, A. Deltuva, R. Lazauskas, J. Carbonell, A. C. Fonseca, A. Kievsky, L. E. Marcucci, and S. Rosati, Phys. Rev. C **84**, 054010 (2011). [28] M. Viviani, A. Deltuva, R. Lazauskas, A. C. Fonseca, A. Kievsky, and L. E. Marcucci, Phys. Rev. C **95**, 034003 (2017). [29] S. Quaglioni and P. Navr´atil, Phys. Rev. Lett. **101**, 092501 2008( ). [30] P. Navr´atil, R. Roth, and S. Quaglioni, Phys. Rev. C **82**, 034609 2010( ). [31] V. G. Baryshevsky and M. I. Podgoretsky, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **47**, 1050 (1964). [32] A. Abragam and M. Goldman, *Nuclear Magnetism: Order and Disorder* 1982 (牛津,).

[33] V. F. Sears, *Neutron Optics: An Introduction to the Theory of Neutron Optical Phenomena and Their Applica-*

tions (牛津大学出版社，纽约，1989). [34] J. Als-Nielsen and O. Dietrich, Phys. Rev. 133, B925 (1964). [35] S. B. Borkazov, H. Malecki, L. B. Pikelner, M. Stempin- ski, and E. I. Sharapov, 苏联核物理学杂志 35, 307 (1982). [36] C. D. Keith, Z. Chowdhuri, D. R. Rich, W. M. Snow, J. D. Bowman, S. L. Penttil¨a, D. A. Smith, M. B. Leuschner, V. R. Pomeroy, G. L. Jones, et al., Phys. Rev. C 69, 034005 (2004). [37] L. Passell and R. I. Schermer, Phys. Rev. 150, 146 (1966). [38] S. B. Borzakov, H. Malecki, L. B. Pikelner, M. Stempin- ski, and E. I. Sharapov, 苏联核物理学杂志 35, 307 (1982). [39] M. G. Huber, 私人通信，参见 arXiv:XXXX. [40] T. Chupp, K. Co ulter, M. Kandes, M. Sharma, T. Smith, G. L. Jones, W. Chen, T. Gentile, D. Rich, B. Lauss, et al., 《核仪器与方法A》 574, 500 (2007). [41] M. V. Romalis and G. D. Cates, Phys. Rev. A 58, 3004 (1998). [42] E. Babcock, I. A. Nelson, S. Kadlecek, and T. G. Walker, Phys. Rev. A 71, 013414 (2005). [43] P. Nikolaou, A. M. Coffey, K. Ranta, L. L. Walkup, B. M. Gust, M. J. Barlow, M. S. Rosen, B. M. Goodson, and E. Y. Chekmenev, 物理化学杂志B辑 118, 4809 (2014). [44] E. Wilms, M. Ebert, W. Heil, and S. R., 《核仪器与方法物理研究 A》 401, 491 (1997). [45] A. Vlassenbroek, J. Jeener, and B. P., 磁共振杂志A辑 118, 234?246 (1996). [46] M. V. Romalis, D. Sheng, B. Saam, and T. G. Walker, Phys. Rev. Lett. 113, 188901 (2014). [47] M. E. Limes, N. Dural, M. V. Romalis, E. L. Foley, T. W. Kornack, A. Nelson, L. R. Grisham, and J. Vaara, Phys. Rev. A 100, 010501(R) (2019). [48] A. Schneider, B. Sikora, S. Dickopf, M. M¨uller, N. Ore- shkina, A. Rischka, I. Valuev, S. Ulmer, J. Walz, Z. Har- man, et al., 自然 606, 878 (2022). [49] D.-X. Chen, E. Pardo, and A. Sanchez, 磁学与磁性材料杂志 306, 135 (2006). [50] R. I. Joseph, 应用物理学杂志 37, 4639 (1966). [51] R. Haun, F. E. Wietfeldt, M. Arif, M. G. Huber, T. C. Black, B. Heacock, D. A. Pushin, and C. B. Shahi, Phys. Rev. Lett. 124, 012501 (2020). [52] S. Pasini, O. Holderer, T. Kozielewski, D. Richter, and M. Monkenbusch, 科学仪器评论 90, 043107 (2019). [53] H. Lu, W. M. Snow, D. Basler, B. M. Goodson, E. Bab- cock, M. Barlow, G. M. Schrank, Z. Salhi, O. Holderer, S. Passini, et al., Phys. Rev. Lett. p. 已提交 (2022). [54] T. G. Walker and W. Happer, 现代物理评论 69, 629 (1997). [55] N. F. Ramsey, *Molecular Beams* (牛津，1956). [56] N. F. Ramsey, 现代物理评论 62, 541 (1990). [57] F. Mezei, 物理学杂志A辑 255, 146 (1972). [58] E. L. Hahn, Phys. Rev. 80, 580 (1950). [59] Z. Salhi, E. Babcock, P. Pistel, and A. Ioffe, 物理学会议系列 528, 012015 (2014). [60] Z. Salhi, E. Babcock, K. Bingol, K. Bussmann, H. Kam- merling, V. Ossovyi, A. Heynen, H. Deng, V. Hutanu, S. Masalovich, et al., J. Phys.: Conf. Ser. 1316, 012009 (2019). [61] R. A. Campbell, H. P. Wacklin, I. Sutton, R. Cubitt, and G. Fragneto, Eur. Phys. J. Plus 126, 107 (2011).[62] 参见补充材料: https://inserted_by_PRC

关于极化粒子束穿过极化靶时，磁场积分所导致修正的说明。[63] M. Ohl, M. Monkenbusch, N. Arend, T. Kozielewski, G. Vehres, C. Tiemann, M. Butzek, H. Soltner, U. Giesen, R. Achten 等，《核仪器与方法物理研究 A》**696**, 85 (2012年)。[64] M. M. Musgrave, S. Baessler, S. Balascuta, L. Barron- Palos, D. Blyth, J. D. Bowman, V. Cianciolo, C. Craw- ford, K. Craycraft, N. Fomin 等，《核仪器与方法A》**895**, 19 (2018年)。

I. 补充材料

如正文论文所述，测得的 $\Delta\phi*$数值可能需要进行小幅修正，这是由于极化气体的中子路径积分磁偶极场会在中子相位中产生额外的进动信号，该信号也与 P_3成正比。参考文献 [12], 讨论了这一效应，但该研究未考虑真实粒子必须包含的标量接触项 [46, 47], ；这一结果不同于简单的经典结果，后者假设点状粒子可以彼此不相互作用且相互重叠。对于 n-^{3}He，在任何合理的一阶近似下，接触相互作用都应为 0，因此中子不会感受到容器内各个极化 ^{3}He 原子核产生的经典场，而只会感受到极化池内由非球形几何结构引起的长程偶极场的积分 [47]；此外，由于中子进动也会对其整个飞行路径上的磁场进行积分，因此还会感受到容器外极化（磁化）体积产生的经典场。

对于互不相互作用的点偶极子，标量接触项为 $2\mu_0\delta^3(\mathbf{r})\mathbf{m}/3$ ，产生的场为 $2/3\mu_o M$。其中，对于 ^{3}He 的特定参数，我们以磁化 M代替 M_3 。因此，引入一个称为 κ 的参数，用来表示不同粒子之间实际接触相互作用的大小与“经典场”的比值。因此， $\kappa > 0$ 通常称为增强因子。例如，碱金属电子与稀有气体（如在自旋交换光泵浦（SEOP）过程中）发生接触相互作用 [41]时，其经历的电子顺磁共振频移远大于根据经典场“预期”的频移。对于原子核（或核子），直接接触相互作用为 0，但间接的 J 耦合仍可产生（较小的）有限效应 [47]。

极化气体体积外部的场仍符合磁化物体的经典结果；然而，如参考文献 [47] 所述，体积内自旋因偶极场和接触相互作用而感受到的表观磁场可参数化为

$$B'_{\text{inside}} = \mu_0 \left[M - \eta M + \frac{2}{3}(\kappa - 1)M \right], \qquad (16)$$

此处无需考虑磁场平均，因为中子将沿着穿过容器的路径进行线积分。

此处， M 是稀有气体原子核的磁化；上文讨论的 κ描述自旋-自旋相互作用；η 则称为几何退磁因子，也就是说，该项用来表征磁化体积的形状对其内部磁场的影响。式 16 中的第一项是样品的磁化，第二项是根据经典论证得到的 H ，最后一项则是量子力学所要求的标量接触相互作用修正。可以看出，对于 $\kappa = 1$，即粒子完全不相互作用的情形，得到的是经典结果。对于我们的工作，考虑到任何可能的 ^{3}氦-中子耦合都将在一阶产生 $\kappa = 0$ （这对于该修正因子已足够），若假设处于经典极限，就会导致过度修正。

η 的数值已针对极化研究中常用的常规几何形状计算得出，例如圆柱体[49]；在许多情况下，这些数值可以通过解析法或数值法求解。经典电动力学中最广为人知的“退磁”因子是球体的 $\eta = 1/3$，利用它可以立即得出球体内部的“经典场”，例如 $B = 2/3\mu_0 M$ 。此外补充一点，对于 $\kappa = 0$的同类粒子，按定义可知 $B'_{\text{inside}} = 0$；这就是为何由超极化惰性气体原子核构成的磁化球体不会因自身磁化而产生核磁共振频移，而碱金属电子则显著不同：它们不仅会因极化惰性气体而产生 EPR 频移，还会产生大得多的频移，其增幅为 κ ，这是因为在这些系统中，碱金属电子位于惰性气体原子核处的概率有所提高 [41, 42]。

如果中子只感受到腔室内磁场，我们就需要针对所讨论容器的特定几何构型，计算“退磁”因子（即 边缘效应），或 H ；然而，中子的自旋进动会对整个中子飞行路径上的容器磁场进行采样，包括容器外部。可以证明，对于一个（经典的球形）偶极子，以及由任意偶极子组成的集合，均有：

$$\int_{\infty}^{\infty} H_{dipole}(z)dz = \left(\frac{1}{3} - \frac{1}{3}\right) M = 0, \qquad (17)$$

其中， z 是偶极子的轴线，即磁化方向，同时也是诸如参考文献 [12]等研究中的中子飞行路径方向。这里， $1/3\mu_0 M$ 是球体外部的积分，而 $-1/3\mu_0 M$ 是球形偶极子内部 H 的众所周知的数值。因此，对于 Zi mmer 等人等研究 [12], 而言，容器偶极子的“自”场与中子传播方向一致；以球形参考体积为例，很容易看出，由于体积外部 $B = \mu_0 H$ ，而体积内部的有效磁场由式 16 描述，且 $\kappa = 0$，因此在.....情况下，中子所经历的额外进动将为

$$\phi^{M_\parallel} = \frac{1}{3}\mu_0 M l \frac{\gamma_n}{v}, \qquad (18)$$

其中， $\gamma_n = 2.98 \times 10^7$ Hz/T 是中子的旋磁比， v 是中子速度， l 是中子穿过容器的路径长度。由于我们对整个中子飞行路径进行积分，这一结果也适用于由形状为 ^{3} 的氦气容器中的偶极子组成的组件。因此，该研究中的数据因标量接触项而被过度修正了$2/3\mu_0 M l\gamma_n$，即表观磁场 B'的减小量。这会使其结果提高 $\approx 0.15\%$。值得注意的是，这一结果与正文论文式 11 中给出的、平行于 B_0场的无限长圆柱体的核磁共振频率结果类似，其中 $\eta = 0$ [45]。在此，我们得到与无限长样品相同的结果，即均匀磁化棒的螺线管状磁场减去标量接触项，因为现在完整的积分磁场还包含了中子所采样的容器外部磁场。

对于我们的几何构型，情况有所不同：我们有一个磁化圆柱，其圆柱轴平行于中子飞行路径，并垂直于保持场B_0 和气体磁化方向。为保持一致，我们将“z”保留为中子飞行路径的方向，并用“y”表示稀有气体极化的方向。在此， $-\infty \to +\infty$ 中的积分变为：

$$\int_{\infty}^{\infty} H_{dipole}(y)dz = -\left(\frac{1}{6} + \frac{1}{3}\right) M = -\frac{1}{2}M. \qquad (19)$$

由偶极场的常用表达式可知，在赤道平面上，对于任意距离，偶极子外部的磁场方向均反转，且大小减半。因此，沿着与偶极子正交的路径积分为 $-1/6\mu_0 M$ ，而中子所经历的额外进动为

$$\phi^{M_\perp} = -\frac{1}{6}\mu_0 M l \frac{\gamma_n}{v}, \qquad (20)$$

再次假设 $\kappa_0 \simeq 0$。与之前的结果类似，对于腔室磁化垂直于 B_0场的情况，我们得到无限长样品的关系式，与正文论文的式 12 相同，其中 $\eta = 1/2$ [45]；同样，这是因为中子也会探测容器外部的磁场（去磁化所用的 - 号按惯例在式 16 中定义）。代入本文工作中的 P_3 和 N_3的数值后，此修正为 $+0.068\%$，比我们的统计误差小一个数量级以上，只有在对 b_i进行精度达到 0.1% 或更高的测量时才有影响。对于参考文献 [12]的工作，这种解释会使其引用值提高 0.15%，因为报告值被过度修正了 $2/3\mu_0 M_3$，即标量接触项的大小。

对于正文论文中的工作，此修正为 $< 0.1\%$。然而，对于非零自旋粒子束穿过极化靶的精密测量，这一效应显然十分重要，不应事实上被忽略。