PROCEEDINGS OF SCIENCE



非核子自由度和氘核的自旋结构

Misak Sargsian

Physics Department, Florida International University Miami, FL, 33199 USA

E-mail: sargsian@fiu.edu

氘的电离在大 Q^2 条件下目前代表了最有前景的反应之一,它允许探测与核子静止质量相 当的内部动量下的束缚核状态。在这种情况下,大的内部动量使得非核子态从能量上更可 行,我们探讨的问题是哪些迹象会表明在核波函数基态中存在这样的状态。为了探测这些 状态,我们开发了一个光前形式主义来相对论性地描述复合伪矢量系统,在这个系统中, 出现的质子和中子是在电离反应中观察到的。在高能近似下,我们的计算显示了在氘核极 高的内部动量下存在一种新的"不完整"P态样结构的可能性。观测到的P态的不完整性 违反了动量分布的角度条件,这只能发生在氘包含非核子结构,如 $\Delta\Delta$, N^*N 或隐藏色组分 时。由于这些状态具有独特的角动量 (l = 1),它们显著修改了氘核波函数的极化特性。 结果,在除了氘中的核子 LF 动量分布的角度各向异性之外,还预测到在大内部动量下超 出 S-和 D-波预言的氘张量极化不对称性有强烈改变。

第25届国际自旋物理研讨会(SPIN 2023) 2023年9月24日至29日 美国北卡罗来纳州达勒姆

© Copyright owned by the author(s) under the terms of the Creative Commons Attribution-NonCommercial-NoDerivatives 4.0 International License (CC BY-NC-ND 4.0).

1. 介绍

理解介子物质向夸克-胶子相转变的动力学是强相互作用物理学中一个突出的问题。对于冷稠密核物质而言,这种转变与超密集核物质的动态相关,这种超密集核物质可能存在于中子星的核心,并且可以设定物质密度在坍缩成黑洞之前的极限。研究此类转变的方法很少。例如,通过探测 EMC 效应来研究束缚核子的夸克-胶子结构的核介质修改 [1–3],特别是在半包容过程中,这允许控制核子间的距离 [4]。另一个相当不同的例子是,通过寻找具有大质量 $\approx 2.08 M_{\odot}$ 的中子星 [5] 来研究在中子星核心处的介子物质向夸克物质转变的影响,这些中子星的半径为 R < 10[6]。

在本工作中,提出了一种新的方法[7],通过探索极高内部动量下的氘核来探测重子夸 克跃迁。

2. 氘核在光前面上 (LF)

非相对论氘核图像表明,总同位旋观测值 I = 0,总自旋 J = 1 和正宇称 P 以及关系式 $P = (-1)^l$ 表明氘核由处于 S 波和 D 波部分态的束缚质子和中子组成。

然而,对于内部动量与核子静止质量相当的氘核结构,非相对论框架不再有效,需要一致地考虑相对论效应。有几种理论方法可以用来在氘核波函数中计算相对论效应(参见例如文献 [8–12]和综述 [13–17])。在我们的方法中,相对论效应的处理方式类似于 QCD 中使用的那种方法(参见例如 [18,19])用于计算强子中的夸克分布,在这种方法中,光前 (LF)描述的散射过程可以抑制掩盖强子复合结构的真空涨落。在这种方法中,需要识别用来探测氘核结构的过程。为此我们考虑高动量转移电离解过程:

$$e + d \to e' + p + n, \tag{1}$$

其中其中一个核子被入射探针击中,而旁观者核子以与核子质量相当的动量被探测到。如果可以忽略(或移除)两个出射核子最终态相互作用的影响,那么上述反应在高 Q^2 时测量了在氘核中观察到具有大相对动量的质子和中子的概率。在这种表述中,氘核不是一个由质子和中子组成的复合系统,而是从其中提取出质子和中子的复合伪矢量(J = 1, P = +)"粒子"。因此,我们不将问题表述为如何描述氘核内质子和中子的相对论运动,而是表述为在这种极端条件下如何产生这样的质子和中子,并将其与光锥氘核波函数的动力学结构联系起来。在这样的表述中,后者可能包括内部弹性 $pn \rightarrow pn$ 以及非弹性的 $\Delta \Delta \rightarrow pn, N^* N \rightarrow pn$ 或 $N_c N_c \rightarrow pn$ 跃迁。这里, $\Delta \pi N^*$ 表示 Δ 等压线和 N^* 共振态,而 N_c 是一种色八重子状态,对氘核中的隐藏色成分有贡献。

计算反应(1)在相对论区域的框架是LF方法(例如参考文献。[13,14,19]其中引入了氘核的LF波函数:

$$\psi_{d}^{\lambda_{d}}(\alpha_{i}, p_{\perp}, \lambda_{1}\lambda_{2}) = -\frac{\bar{u}(p_{2}, \lambda_{2})\bar{u}(p_{1}, \lambda_{1})\Gamma_{d}^{\mu}\chi_{\mu}^{\lambda_{d}}}{\frac{1}{2}(m_{d}^{2} - 4\frac{m_{N}^{2} + p_{\perp}^{2}}{\alpha_{i}(2 - \alpha_{i})})\sqrt{2(2\pi)^{3}}} = -\sum_{\lambda_{1}'} \bar{u}(p_{1}, \lambda_{1})\Gamma_{d}^{\mu}\gamma_{5}\frac{\epsilon_{\lambda_{1},\lambda_{1}'}}{\sqrt{2}}u(p_{1}, \lambda_{1}'), \quad (2)$$

其中 $\alpha_i = 2\frac{p_{i+}}{p_{d+}}$, (i = 1, 2) 是来自氘核并具有 $\alpha_1 + \alpha_2 = 2$ 的质子和中子的 LF 动量分数,在第 二部分我们吸收了传播子进入顶点函数并使用了交叉对称性。这里的 $u(p, \lambda)$ 是质子和中子 的 LF 双旋量 [20] 和 $\epsilon_{i,j}$ 是二维 Levi-Civita 张量,其中 $i, j = \pm 1$ 核子 helicity。由于氘核是 一个伪矢量"粒子",由于 Eq 中的 $\gamma_5(2)$,顶点 Γ_d^{μ} 是一个四矢量,我们可以构造一个显式 满足时间反演、宇称和电荷共轭对称性的通用形式。注意到在光前的 $d \rightarrow pn$ 顶点处,粒 子的四动量的 "-" $(p^- = E - p_z)$ 分量不守恒,除了两个核子的四动量 p_1^{μ} 和 p_2^{ν} 外,还有 一个额外的四动量:

$$\Delta^{\mu} \equiv p_{1}^{\mu} + p_{2}^{\mu} - p_{d}^{\mu} \equiv (\Delta^{-}, \Delta^{+}, \Delta_{\perp}) = (\Delta^{-}, 0, 0),$$
(3)

其中

$$\Delta^{-} = p_{1}^{-} + p_{2}^{-} - p_{d}^{-} = \frac{4}{p_{d}^{+}} \left[m_{N}^{2} - \frac{M_{d}^{2}}{4} + k^{2} \right]; k = \sqrt{\frac{m_{N}^{2} + k_{\perp}^{2}}{\alpha_{1}(2 - \alpha_{1})}} - m_{N}^{2}; \quad \alpha_{1} = \frac{E_{k} + k_{z}}{E_{k}}, \quad (4)$$

与 $E_k = m^2 + k^2$ 。利用 p_1^{μ} 、 p_2^{μ} 和 Δ^{μ} 这四个矢量构造了 Γ_d^{μ} , 形式如下: $\Gamma_d^{\mu} = \Gamma_1 \gamma^{\mu} + \Gamma_2 \frac{(p_1 - p_2)^{\mu}}{2m_N} + \Gamma_3 \frac{\Delta^{\mu}}{2m_N} + \Gamma_4 \frac{(p_1 - p_2)^{\mu} \Delta}{4m_N^2}$ $+ i\Gamma_5 \frac{1}{4m_N^3} \gamma_5 \epsilon^{\mu\nu\rho\gamma} (p_d)_{\nu} (p_1 - p_2)_{\rho} (\Delta)_{\gamma} + \Gamma_6 \frac{\Delta^{\mu} \Delta}{4m_N^2},$ (5)

其中, Γ_i (i = 1,6) 是标量函数 (参见文献)。[12, 17]).

3. 高能近似

对于大 Q^2 极限,反应(1)的LF动量选择如下:

$$p_{d}^{\mu} \equiv (p_{d}^{-}, p_{d}^{+}, p_{d\perp}) = \left(\frac{Q^{2}}{x\sqrt{s}} \left[1 + \frac{x}{\tau} - \sqrt{1 + \frac{x^{2}}{\tau}}\right], \frac{Q^{2}}{x\sqrt{s}} \left[1 + \frac{x}{\tau} + \sqrt{1 + \frac{x^{2}}{\tau}}\right], 0_{\perp}\right)$$
$$q^{\mu} \equiv (q^{-}, q^{+}, q_{\perp}) = \left(\frac{Q^{2}}{x\sqrt{s}} \left[1 - x + \sqrt{1 + \frac{x^{2}}{\tau}}\right], \frac{Q^{2}}{x\sqrt{s}} \left[1 - x - \sqrt{1 + \frac{x^{2}}{\tau}}\right], 0_{\perp}\right), \quad (6)$$

其中 $s = (q + p_d)^2$, $\tau = \frac{Q^2}{M_d^2}$ 和 $x = \frac{Q^2}{M_d q_0}$, q_0 是氘核静止框架中的虚拟光子能量。该过程的高能性质导致了 $p_d^+ \sim \sqrt{Q^2} \gg m_N$,这使得 Δ^- 项因方程 (4) 中的大 p_d^+ 因子而受到抑制。因此我们将 $\frac{\Delta^-}{2m_N}$ 因子视为问题中的一个小参数。

分析顶点函数(5)时,可以观察到 Γ_1 和 Γ_2 项在 $O^0(\frac{\Delta^-}{2m_N})$ 中明确处于领先阶。 Γ_3 和 Γ_4 项以 $O^1(\frac{\Delta^-}{2m_N})$ 阶进入,而 Γ_6 项则作为 $O^2(\frac{\Delta^-}{2m_N})$ 进入。然而,含有 Γ_5 项的情况有所不同;由于协变分量: $\Delta_+ = \frac{1}{2}\Delta^-$ 和 $p_{d,-} = \frac{1}{2}p_d^+$,含 $\epsilon^{\mu+\perp-}$ 的项是主导阶 ($O^0(\frac{\Delta^-}{2m_N})$),因为大的 p_d^+ 因子在 $p_{d,-}\Delta_+ = \frac{1}{4}p_d^+\Delta^-$ 组合中被抵消了。

保留方程中的主要项, $O^0(\frac{\Delta^-}{2m_N})$ 。(5) 并利用波函数的 boost 不变性,我们在氘核的 CM 系中计算它 [7] 得到:

$$\psi_d^{\lambda_d}(\alpha_i, k_\perp) = \sum_{\lambda_2, \lambda_1, \lambda_1'} \bar{u}(-k, \lambda_2) \left\{ \Gamma_1 \gamma^\mu + \Gamma_2 \frac{\tilde{k}^\mu}{m_N} + \sum_{i=1}^2 i \Gamma_5 \frac{1}{8m_N^3} \epsilon^{\mu+i-} p_d^{\prime+} k_i \Delta^{\prime-} \right\} \gamma_5 \frac{\epsilon_{\lambda_1, \lambda_1'}}{\sqrt{2}} u(k, \lambda_1') s_\mu^{\lambda_d},$$
(7)

其中 $\tilde{k}^{\mu} = (0, k_z, k_{\perp}) 与 k_{\perp} = p_{1\perp}, k^2 = k_z^2 + k_{\perp}^2 和 E_k = \frac{\sqrt{S_{NN}}}{2} \pi s_{\mu}^{\lambda_d} = (0, \mathbf{s}_d^{\lambda}), 与 s_d^1 = -\frac{1}{\sqrt{2}}(1, i, 0), s_d^1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(1, -i, 0), s_d^0 = (0, 0, 1) \pi p_d^{\prime +} = \sqrt{s_{NN}}, \Delta^{\prime -} = \frac{1}{\sqrt{s_{NN}}} \left[\frac{4(m_N^2 + k_{\perp}^2)}{\alpha_1(2 - \alpha_1)} - M_d^2 \right]$ 。由 于与 Γ_5 相关的项与 $\frac{4(m_N^2 + k_{\perp}^2)}{\alpha_1(2 - \alpha_1)} - M_d^2$ 成正比,而后者在小动量下减小,因此只有 Γ_1 和 Γ_2 项 会在非相对论极限中做出贡献,定义了氘核的 *S*- 和 *D*- 组分。因此,方程 (7) 中的 LF 波函 数提供了向非相对论氘核波函数的平滑过渡。这一点可以通过表达式 Eq. (7) 通过两分量自 旋器:

$$\psi_{d}^{\lambda_{d}}(\alpha_{1},k_{t},\lambda_{1},\lambda_{2}) = \sum_{\lambda_{1}^{\prime}} \phi_{\lambda_{2}}^{\dagger} \sqrt{E_{k}} \left[\frac{U(k)}{\sqrt{4\pi}} \sigma \mathbf{s}_{\mathbf{d}}^{\lambda_{\mathbf{d}}} - \frac{W(k)}{\sqrt{4\pi}\sqrt{2}} \left(\frac{3(\sigma \mathbf{k})(\mathbf{k}\mathbf{s}_{\mathbf{d}}^{\lambda})}{k^{2}} - \sigma \mathbf{s}_{\mathbf{d}}^{\lambda} \right) + (-1)^{\frac{1+\lambda_{d}}{2}} P(k) Y_{1}^{\lambda_{d}}(\theta,\phi) \delta^{1,|\lambda_{d}|} \left] \frac{\epsilon_{\lambda_{1},\lambda_{1}^{\prime}}}{\sqrt{2}} \phi_{\lambda_{1}^{\prime}}.$$
 (8)

这里前两项明确具有 S-和 D-结构,其中径向函数定义为:

$$U(k) = \frac{2\sqrt{4\pi}\sqrt{E_k}}{3} \left[\Gamma_1(2 + \frac{m_N}{E_k}) + \Gamma_2 \frac{k^2}{m_N E_k} \right]$$
$$W(k) = \frac{2\sqrt{4\pi}\sqrt{2E_k}}{3} \left[\Gamma_1(1 - \frac{m_N}{E_k}) - \Gamma_2 \frac{k^2}{m_N E_k} \right].$$
(9)

此关系对于 *pn*-分量氘波函数 [12, 13] 而言是已知的,这使我们能够通过已知的径向 *S*-和 *D*-波函数在 LF 相对动量 *k* 定义于方程中进行建模。(4)

新的结果是由于 Γ₅ 项,存在一个额外的主要贡献,根据关系 $Y_1^{\pm}(\theta, \phi) = \mp i \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sum_{i=1}^2 \frac{(k \times s_d^{\pm 1})_z}{k}$, 它具有 *P*-波样的结构,其中 *P*-径向函数定义为:

$$P(k) = \sqrt{4\pi} \frac{\Gamma_5(k)\sqrt{E_k}}{\sqrt{3}} \frac{k^3}{m_N^3}.$$
 (10)

注意该术语完全是相对论起源的:如方程所示。(10)它有一个额外的 $\frac{k^2}{m_N^2}$ 因子,除了那个表征径向 *P* 波的 $\frac{k^{l-1}}{m_N}$ 项。因此我们的结果不影响已知的非相对论波函数。我们结果的不寻常之处在于 *P* 波是"不完整"的,也就是说它仅对氘核的 $\lambda_d = \pm 1$ 极化有贡献。

4. 氘核的光前密度矩阵

定义未极化氘核的 LF 动量分布 n_d(k, k_⊥) 和密度矩阵 [2, 13] 如下:

$$n_d(k,k_{\perp}) = \frac{1}{3} \sum_{\lambda_d=-1}^{1} |\psi_d^{\lambda_d}(\alpha,k_{\perp})|^2 \quad \text{and} \quad \rho_d(\alpha,k_{\perp}) = \frac{n_d(k,k_{\perp})}{2-\alpha}.$$
 (11)

使用方程。(8) 正比动量分布通过径向波函数表示如下:

$$n_d(k,k_{\perp}) = \frac{1}{3} \sum_{\lambda_d=-1}^{1} |\psi_d^{\lambda_d}(\alpha,k_{\perp})|^2 = \frac{1}{4\pi} \left(U(k)^2 + W(k)^2 + \frac{k_{\perp}^2}{k^2} P^2(k) \right)$$
(12)

其中, $\int \rho_d(\alpha, k_\perp) \frac{d\alpha}{\alpha} = 1$, $\int \alpha \rho_d(\alpha, k_\perp) \frac{d\alpha}{\alpha} = 1$ 和 $\int \left(U(k)^2 + W(k)^2 + \frac{2}{3}P^2(k) \right) k^2 dk = 1$ 。 由于 *P* 波结构的不完备性, 我们的结果预测, 对于非极化氘核, 正比动量分布明确依赖于 光前相对动量的横向分量。这是一个非常不寻常的结果, 其含义将在下一节中讨论。

对于极化氘核,在反应(1)中可以探测的量是张量不对称性,我们将其定义为:

$$A_T = \frac{n_d^{\lambda_d=1}(k,k_\perp) + n_d^{\lambda_d=-1}(k,k_\perp) - 2n_d^{\lambda_d=0}(k,k_\perp)}{n_d(k,k_\perp)}.$$
(13)

这里由于"P-wave"结构的不完整性相同,可以预期比非极化动量分布具有更高的敏感度。

5. 新的术语和氘核中的非核子成分:

我们的主要预测之一是,LF 动量分布,公式(12)将明确依赖于轻子前沿氘核内部动量的横向分量。这种依赖性对于非相对论量子力学中的氘核是不可能的,因为在这种情况下,相互作用势为实数(没有失弹性),且Lippmann-Schwinger 方程的部分 S 波和 D 波解满足"角条件",根据该条件,在未极化氘核中的动量分布仅取决于相对动量的大小。正如我们之前提到的,我们的结果并不与非相对论氘核波函数的性质相矛盾,因为根据公式(10),P 波本质上是纯相对论性的。

在相对论域中,相互作用势能的定义并不直接允许使用量子力学论证来声称方程(12)中的动量分布也应满足角条件(即仅依赖于 k 的大小)。

为了检查相对论情况下的情形,考虑了光前的 Weinberg 类型方程 [21] 用于 NN 散射振幅,在其中仅考虑核子自由度,在 NN 系统的质心系中。得到了 [22]:

$$T_{NN}(\alpha_{i}, k_{i\perp}, \alpha_{f}, k_{f,\perp}) \equiv T_{NN}(k_{i,z}, k_{i\perp}, k_{f,z}, k_{f,\perp}) = V(k_{i,z}, k_{i\perp}, k_{f,z}, k_{f,\perp}) + \int V(k_{i,z}, k_{i\perp}, k_{m,z}, k_{m,\perp}) \frac{d^{3}k_{m}}{(2\pi)^{3}\sqrt{m^{2} + k_{m}^{2}}} \frac{T_{NN}(k_{m,z}, k_{m\perp}, k_{f,z}, k_{f,\perp})}{4(k_{m}^{2} - k_{f}^{2})},$$
(14)

其中,"i","m"和"f"下标分别对应初始、中间和最终的 NN 状态,动量 k_{i,m,f} 定义类似于方程 (4)。

实现相对论情况下的角条件需要一般意义上的光前势满足以下条件:

$$V(k_{i,z}, k_{i\perp}, k_{m,z}, k_{m,\perp}) = V(\vec{k}_i^2, (\vec{k}_m - \vec{k}_i)^2).$$
(15)

这种在壳极限下的条件来自于 TNN 幅度的洛伦兹不变性:

$$T_{NN}^{on \ shell}(k_{i,z}, k_{i\perp}, k_{m,z}, k_{m,\perp}) = T_{NN}^{on \ shell}(\vec{k}_i^2, (\vec{k}_m - \vec{k}_i)^2)$$
(16)

以及方程(14)中的玻恩项的存在表明势V在在壳极限下满足相同的条件。

对于离壳势, [2, 22, 23] 表明了势 V 满足在上线限制下的角条件的要求以及可以通过一系列的弹性 pn 散射结果构造出该势,使得其成为角动量的解析函数。假设该势能延续到复数角动量空间时不发散, V 和 T_{NN} 函数通常满足角条件(方程 (15,16))。使用相同的势函数来计算 LF 氘原子波函数将导致动量分布仅依赖于相对动量 pn 的大小。这一观察结果要求仅考虑氘中的 pn 分量。

包含非弹性跃迁将完全改变 *pn* 散射的 LF 方程。例如, *N*N* 跃迁对弹性 *NN* 散射的 贡献:

$$T_{NN}(k_{i,z}, k_{i\perp}, k_{f,z}, k_{f,\perp}) = \int V_{NN^*}(k_{i,z}, k_{i\perp}, k_{m,z}, k_{m,\perp}) \\ \times \frac{d^3 k_m}{(2\pi)^3 \sqrt{m^2 + k_m^2}} \frac{T_{N^*N}(k_{m,z}, k_{m\perp}, k_{f,z}, k_{f,\perp})}{4(k_m^2 - k_f^2 + m_{N^*}^2 - m_N^2)},$$
(17)

将不需要满足方程 (15) 的条件, 跃迁势也具有虚部。方程 (17) 不能用满足角条件的任何弹性 NN 相互作用势能组合来描述。同样的情况也适用于 $\Delta \Delta \rightarrow NN$ 和 $N_c, N_c \rightarrow NN$ 转移。

因此可以得出结论,如果 Γ₅ 项不为零,并导致了 LF 动量分布的 k₁ 依赖性,那么它应 该来源于氘核中的非核子成分。

6. 预测和估计可能的影响

我们的计算预测了三种新的效应,在探测氘核结构时内部动量非常大 $(\geq m_N)$ 在反应 (1) 中:

-相比于仅由 S 和 D 波贡献,光前沿动量分布应该增强;

-光前沿动量分布中应存在角度各向异性;

- 张量不对称性应显著不同,这与仅由 S 和 D 波贡献的预期不符。

观察以上所有效应将表明在大内部动量下的氘核波函数中存在非核子成分。

为了定量估计可能的影响,我们评估了假设两个色八重态重子跃迁到 pn 系统 ($N_cN_c \rightarrow pn$)的 Γ_5 顶点函数,通过一次胶子交换来参数化它为二极形式 $\frac{A}{(1+\frac{L}{6\pi})^2}$ 。参数 A 是假设从 P 波中对总归一化的贡献率为 1%而估算出来的。后者与参考文献 [24] 中 0.7%的实验估计 是一致的。在图中。1 我们考虑方程 (12) 中动量分布作为 $\cos \theta = \frac{(\alpha-1)E_k}{k}$ 的函数,对于不同的 k 值。注意,如果动量分布仅由 pn 分量生成,则角条件得到满足,并且不应观察到任何依赖关系。



图 1: 氘核的 LF 动量分布作为 cos θ 的函数,对于不同的 k 值。虚线——仅含 pn 组分的氘核,实线 ——包含类似 P 波组分的情况。

如图所示,人们可能会期望在 $k \ge 1$ GeV/c 处有可测量的角度依赖性,这与氘核中非核 子成分对应的非弹性跃迁发生在 $k \ge 800$ MeV/c 处的预期一致。

对于张量极化的氘核,我们使用了公式 (13) 来估算其效应。结果展示在图中。2。如该 图所示,非核子成分的存在将已经在 $k \approx 800$ MeV/c 时变得可见,导致与仅包含 pn 组件的 氘波函数预测相比,在更大动量下的不对称性出现定性的差异。总体归一化中微小的、1% 的效应为何会在光锥动量分布和 $k \ge 1$ GeV/c 处的不对称性中产生一个大的可测量效应,原 因在于观测到的"不完全 P 波"结构以 $\frac{p^2}{m_N^2}$ 前因子进入(见公式。(10)),这在非常大的内 部动量时显著增强了效果。

7. 对预测效应的实验验证展望

上一节讨论的关于氘核波函数中存在非核子成分的相关预测可以在 CM 动量为 k ≥ 1 GeV/c 时进行验证。这些似乎是在实验中测量的大得令人难以置信的动量。然而,已经在 杰斐逊实验室 [25] 进行了第一次此类高 Q² 分解氘核的测量,达到了 k ~ 1 GeV/c。有趣的 是,这一测量的结果在 k ≥ 800 MeV/c 时定性上与基于传统氘核波函数的预测不一致。此



图 2: 张量不对称性作为 $\cos \theta$ 的函数对于不同的 k。虚线——仅含 pn 组件的氘核,实线——包含 P 组件。

外,数据似乎表明动量分布增强如我们的计算所预测的那样。计划中的新测量 [26] 将显著 提高数据质量,从而可能验证第二个预测,即轻子动量分布的角不对称性存在。

关于张量不对称性的问题,目前在杰斐逊实验室使用极化氘靶 [27] 测量高 Q² 氘核电 离过程方面存在大量努力。进行此类测量的可能性将显著提高任何表明氘核波函数在非常 大的内部动量下存在非核子成分的观测的有效性。

值得一提的是,对独粒子分解实验的分析需要仔细考虑诸如最终状态相互作用(FSI) 等竞争核效应,在过去十年中,这些方面已经取得了显著的理论和实验进展[28-31]。高能 散射的优势在于建立了阶梯近似区制,这使得 FSI 在横向动量下被强烈隔离并在接近共线 方向上受到抑制。此外,与第一次高 Q² 实验数据 [31] 的比较表明, FSI 计算的精度随 Q² 增加而提高,这将允许对新的高 Q² 数据进行有意义的分析。

如果实验未能发现所讨论的非核子成分的信号,那么它们将对在瞬时高核密度下 pn 成 分的优势设定一个新的限制,这对应于氘核内部动量为~1 GeV/c。然而,如果预测得到证 实,这些结果将推动对氘核中非核子成分的理论建模,例如 ΔΔ, N*N 或隐藏色 N_cN_c 等能 够重现观测结果的模型。在这两种情况下,此类研究的结果都将推进我们对高密度核物质 动力学以及夸克-强子转变相关性的理解。

致谢:此项工作得到美国能源部核物理办公室 DE-FG02-01ER41172 研究基金的支持。

参考文献

- [1] J. J. Aubert et al. [European Muon], Phys. Lett. B 123, 275-278 (1983).
- [2] L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, Phys. Rept. 160, 235-427 (1988).
- [3] O. Hen, G. A. Miller, E. Piasetzky and L. B. Weinstein, Rev. Mod. Phys. 89, no.4, 045002 (2017).
- [4] W. Melnitchouk, M. Sargsian and M. I. Strikman, Z. Phys. A 359, 99-109 (1997).
- [5] E. Fonseca, et al. Astrophys. J. Lett. 915, no.1, L12 (2021).
- [6] M. C. Miller, et al. Astrophys. J. Lett. 918, no.2, L28 (2021).
- [7] M. M. Sargsian and F. Vera, Phys. Rev. Lett. 130, no.11, 112502 (2023).

- [8] L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, Nucl. Phys. B 148, 107-140 (1979).
- [9] W. Buck and F. Gross, Phys. Rev. D 20, 2361 (1979).
- [10] R. G. Arnold, C. E. Carlson and F. Gross, Phys. Rev. C 23, 363 (1981).
- [11] R. Dymarz and F. C. Khanna, Phys. Rev. Lett. 56, 1448-1451 (1986).
- [12] J. Carbonell and V. A. Karmanov, Nucl. Phys. A 581, 625-653 (1995).
- [13] L. Frankfurt and M. Strikman, Phys. Rept. 76, 215-347 (1981).
- [14] G. A. Miller, Prog. Part. Nucl. Phys. 45, 83-155 (2000).
- [15] M. Garcon and J. W. Van Orden, Adv. Nucl. Phys. 26, 293 (2001).
- [16] R. A. Gilman and F. Gross, J. Phys. G 28, R37-R116 (2002).
- [17] J. Carbonell, B. Desplanques, V. A. Karmanov and J. F. Mathiot, Phys. Rept. 300, 215-347 (1998).
- [18] R. P. Feynman, "Photon-hadron interactions," CRC Press (January 1, 1972).
- [19] S. J. Brodsky, H. C. Pauli and S. S. Pinsky, Phys. Rept. 301, 299-486 (1998).
- [20] G. P. Lepage and S. J. Brodsky, Phys. Rev. D 22, 2157 (1980).
- [21] S. Weinberg, Phys. Rev. 150, 1313-1318 (1966).
- [22] L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, in *Modern topics in electron scattering*, edited by B. Frois and I. Sick, 1991.
- [23] L.L. Frankfurt, M.I. Strikman, L. Mankiewicz, and M. Sawicki, Few-Body Systems 8, 37-43 (1990).
- [24] P. V. Degtyarenko, Y. V. Efremenko, V. B. Gavrilov and G. A. Leksin, Z. Phys. A 335, 231-238 (1990).
- [25] C. Yero et al. [Hall C], Phys. Rev. Lett. 125, no.26, 262501 (2020).
- [26] W. U. Boeglin, et al. [arXiv:1410.6770 [nucl-ex]].
- [27] K. Slifer and E. Long, PoS **PSTP2013**, 008 (2013) doi:10.22323/1.182.0008 [arXiv:1311.4835 [nucl-ex]].
- [28] L. L. Frankfurt, M. M. Sargsian and M. I. Strikman, Phys. Rev. C 56, 1124-1137 (1997).
- [29] M. M. Sargsian, Int. J. Mod. Phys. E 10, 405-458 (2001).
- [30] M. M. Sargsian, Phys. Rev. C 82, 014612 (2010).
- [31] W. Boeglin and M. Sargsian, Int. J. Mod. Phys. E 24, no.03, 1530003 (2015).