



电子-质子深度虚康普顿散射过程 中质子三色弦管结构的研究

Proton Triple Color Stringy Tube Structure in Electron-proton Deeply
Virtual Compton Scattering

🎓 报告人：张伟峰

🔍 指导教师：向文昌

目录

CONTENTS

01

研究背景

R e s e r c h B a c k g r o u n d

02

研究方法

R e s e a r c h m e t h o d s

03

研究成果

R e s e a r c h r e s u l t s

04

总结

S u m m a r y





01 研究背景

Research Background

1、研究背景

研究现状

质子内部结构是高能物理的重要研究方向，质子由三个价夸克和大量胶子组成，但质子内部部分子（夸克和胶子）的空间分布及动力学机制仍然缺乏明确理解。

主要从实验和唯象理论两个方面探索：

1、实验手段：通过轻子（如电子）作为探针进行深度非弹性散射（DIS），如著名的HERA实验对揭示质子结构做出了重要贡献

2、唯象理论：通过构建唯象模型并拟合实验数据，如：

- 热点模型 (Hot-spot Model) — Mantysaari 和 Schenke 提出
- NNPDF模型 — 基于神经网络的部分子分布重建方法

- 价夸克的径向分布究竟服从高斯分布还是指数分布仍无定论
- 质子结构形状涨落的物理机制尚不清楚

1、研究背景

热点模型

- 认为质子内部存在由胶子密度增强形成的“热点”结构
- 成功解释了非相干衍射实验数据，但属于半动态模型，无法体现能量演化机制

热点模型改进方案

- Cepila等人引入热点数随能量增长的观点
- Toll等人提出热点内部还存在更小尺度的子热点结构
- ⊃没有区分不同热点之间结构上的差异

单弦管模型(SSTM)

- 计算时简化了质子剖面密度函数
- 用色弦管连接三个价夸克
- 无法定量解释 HERA 的 DVCS 实验结果

1、研究背景

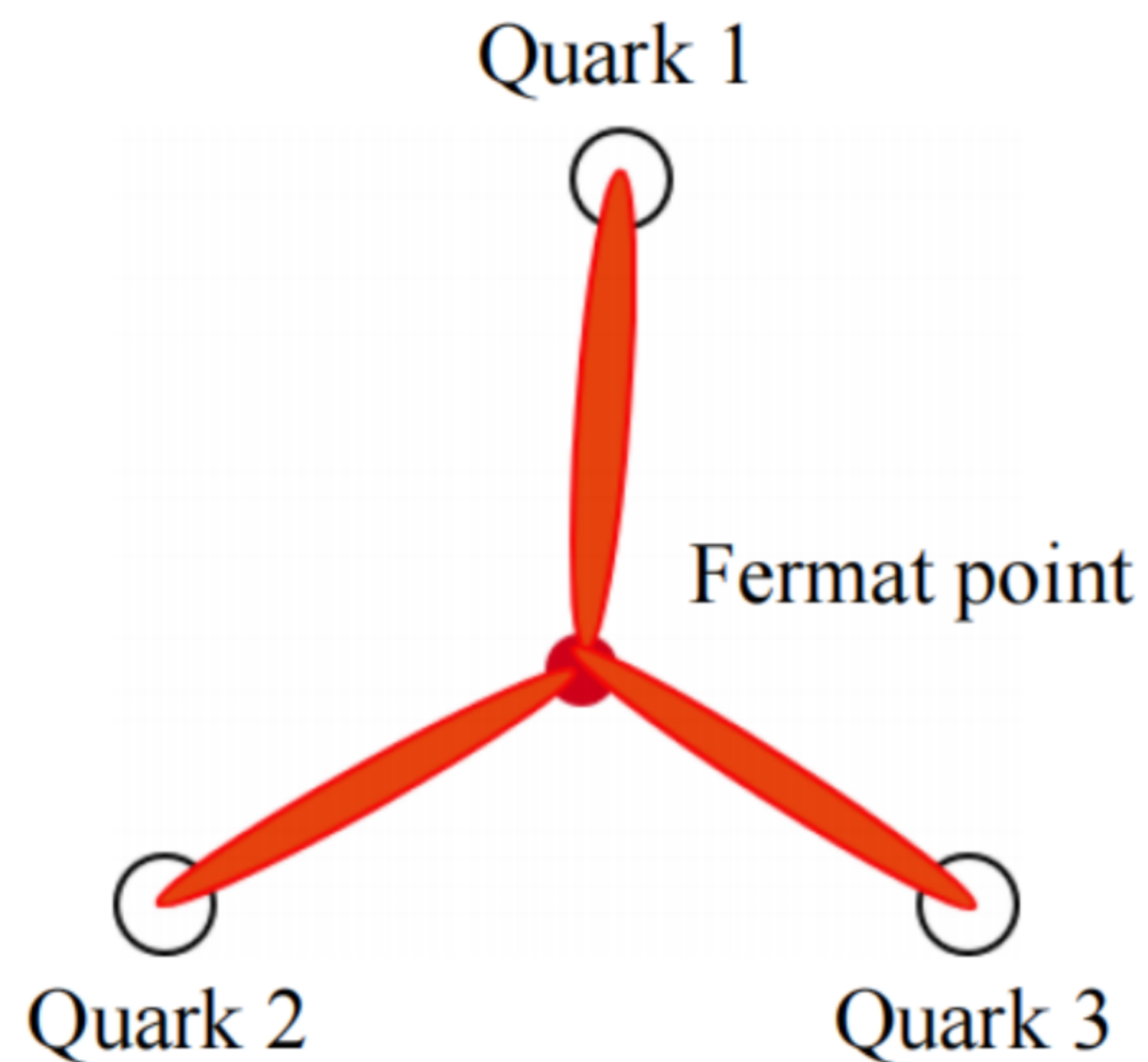


图1.质子弦管状空间结构示意图

单弦管模型(SSTM)

- 计算时简化了质子剖面密度函数
- 用色弦管连接三个价夸克
- 无法定量解释 HERA 的 DVCS 实验结果

1、研究背景

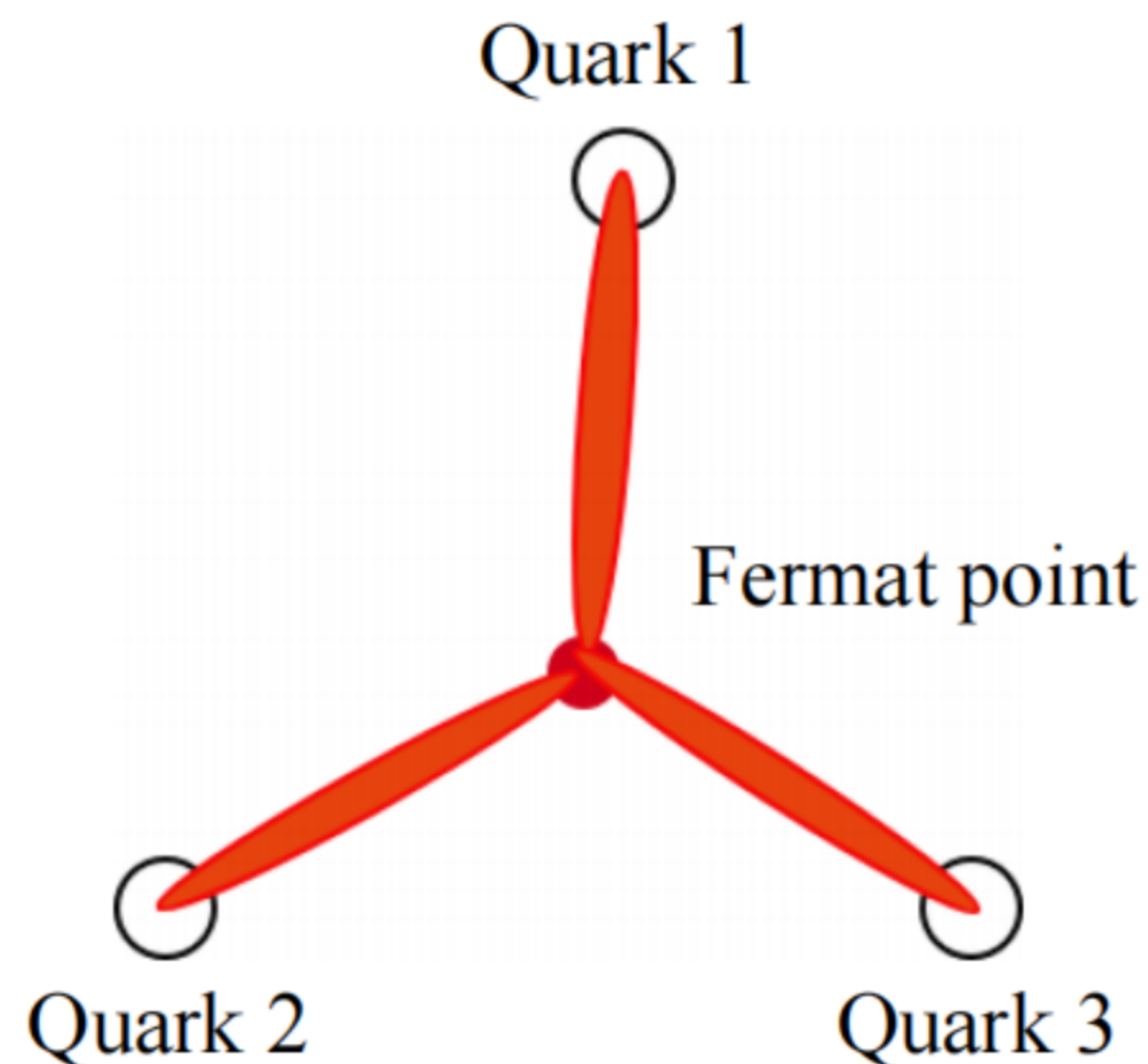


图1.质子弦管状空间结构示意图

单弦管模型(SSTM)

- 计算时简化了质子剖面密度函数
- 用色弦管连接三个价夸克
- 无法定量解释 HERA 的 DVCS 实验结果

关键科学问题:

- ✓ 如何构建能够更真实反映质子内部拓扑结构的模型?
- ✓ 如何提高与 HERA 实验数据的吻合度?
- ✓ 是否存在比热点模型更具物理解释性的结构模型?

1、研究背景

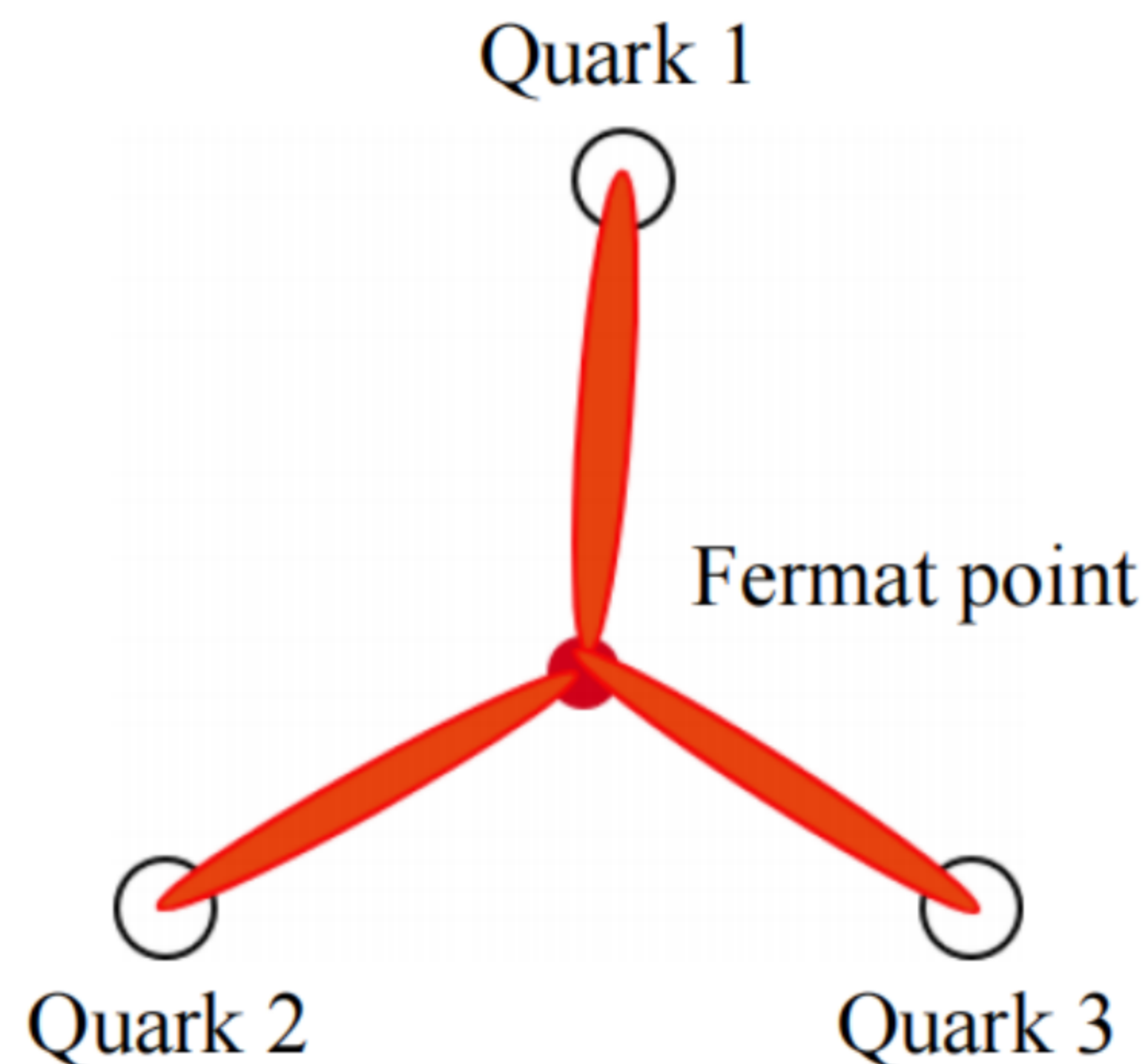


图1.质子弦管状空间结构示意图

单弦管模型(SSTM)

- 计算时简化了质子剖面密度函数
- 用色弦管连接三个价夸克
- 无法定量解释 HERA 的 DVCS 实验结果

这些问题催生了该研究提出的**质子三色弦管模型**



02 研究方法

R e s e a r c h m e t h o d s

2、研究方法 | 2.1 偶极子散射截面

深度虚康普顿散射（DVCS）过程是研究质子内部结构的重要工具。
在 Mueller 色偶极子图像下，DVCS过程被视为三个阶段的量子过程：

根据光学定理，偶极子散射截面可以通过向前散射振幅
 $N(b,r,x)$ 表示为：

$$\frac{d\sigma_p^{\text{dip}}}{d^2\mathbf{b}}(\mathbf{b},\mathbf{r},x) = 2N(\mathbf{b},\mathbf{r},x) \quad , \quad (1)$$

引入IPsat模型：

$$= 2 \left[1 - \exp \left(- \frac{\pi^2 \mathbf{r}^2}{2N_c} \alpha_s(\mu^2) x g(x, \mu^2) T_p(\mathbf{b}) \right) \right]$$

N_c 为色数； $\alpha_s(\mu^2)$ ； $xg(x, \mu^2)$ 为胶子密度；
 $T_p(b)$ 为质子的剖面密度函数：

$$T_p(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi B_p} \exp \left(- \frac{\mathbf{b}^2}{2B_p} \right) \quad , \quad (2)$$

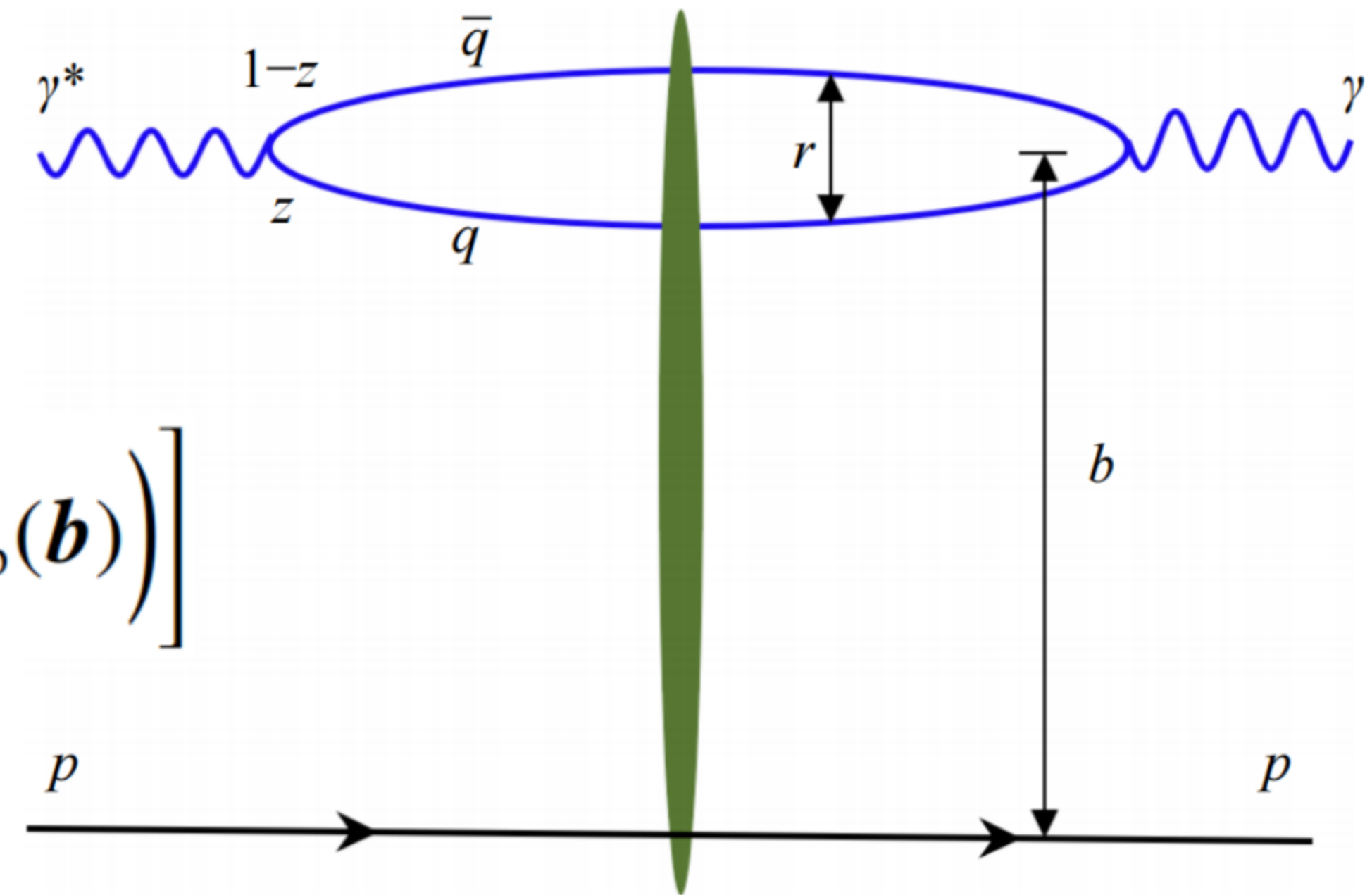


图2.色玻璃凝聚理论框架下DVCS过程

2、研究方法 | 2.2 弦管状的质子剖面密度函数

由于单弦管模型的简化损失了大部分弦管拓扑结构信息，我们提出**三色弦管模型(TSTM)**，假设质子由三根色弦管组成，并构建剖面函数：

$$T_p(\mathbf{b}) = \frac{1}{N_t} \sum_{i=1}^{N_t} T_t(\mathbf{b} - \mathbf{b}_i) , \quad (3)$$

其中： $N_t=3$ 为弦管数； T_t 为单根弦管的横向分布,通过对**高斯分布进行纵向积分**可以求得(4)：

$$T_t(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi B_t} \int d b_z \exp \left[-\frac{\mathbf{b}^2 + b_z^2}{2B_t} \right] , \quad (4)$$

将式(4)代入偶极子散射振幅中，以此来研究弦管状的质子空间结构：

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_p^{\text{dip}}}{d^2\mathbf{b}}(\mathbf{b}, \mathbf{r}, x) &= 2N(\mathbf{b}, \mathbf{r}, x) \\ &= 2 \left[1 - \exp \left(-\frac{\pi^2 \mathbf{r}^2}{2N_c} \alpha_s(\mu^2) x g(x, \mu^2) T_p(\mathbf{b}) \right) \right] , \quad (5) \end{aligned}$$

三弦管模型**完整地**反映了**质子弦管状的拓扑结构**

2、研究方法 | 2.3 深度虚康普顿散射过程的振幅

基于Mueller偶极子模型，DVCS 振幅为：

$$A_{T,L}^{\gamma^* p/A \rightarrow \gamma p/A}(x, Q^2, \Delta) = i \int d^2 \mathbf{r} \int d^2 \mathbf{b} \int \frac{dz}{4\pi} (\Psi_{\gamma^*}^* \Psi_{\gamma})^f \times \\ \exp \left\{ -i \left[\mathbf{b} - \left(\frac{1}{2} - z \right) \mathbf{r} \right] \cdot \Delta \right\} \frac{d\sigma_{p/A}^{\text{dip}}}{d^2 \mathbf{b}}, \quad (6)$$

其中，虚与实光子间的重叠波函数可以[通过QED进行精确计算](#)：

$$(\Psi_{\gamma^*}^* \Psi_{\gamma})^f = \frac{N_c \alpha_{\text{em}}}{2\pi^2} e_f^2 \left\{ [z^2 + (1-z)^2] \varepsilon K_1(\varepsilon r) m_f K_1(m_f r) + \right. \\ \left. K_0(m_f r) \right\}, \quad (7)$$

2、研究方法 | 2.4 深度虚康普顿散射过程的截面

基于Good-Walker图像，相干与非相干DVCS微分截面分别为：

相干过程：

$$\frac{d\sigma_{T,L}^{\gamma^*p/A \rightarrow \gamma p/A}}{dt} = \frac{(1 + \beta^2) R_g^2}{16\pi} \left| \left\langle A_{T,L}^{\gamma^*p/A \rightarrow \gamma p/A}(x, Q^2, \Delta) \right\rangle \right|^2, \quad (8)$$

非相干过程：

$$\frac{d\sigma_{T,L}^{\gamma^*p/A \rightarrow \gamma p/A}}{dt} = \frac{(1 + \beta^2) R_g^2}{16\pi} \left[\left\langle \left| A_{T,L}^{\gamma^*p/A \rightarrow \gamma p/A}(x, Q^2, \Delta) \right|^2 \right\rangle - \left| \left\langle A_{T,L}^{\gamma^*p/A \rightarrow \gamma p/A}(x, Q^2, \Delta) \right\rangle \right|^2 \right]. \quad (9)$$

考虑到夸克-反夸克偶极子与靶质子发生散射时交换的两个胶子动量分数可能不平衡，引入修正 R_g ：

$$\beta = \tan\left(\frac{\pi\delta}{2}\right), \quad (10)$$

其中：

$$\delta = \frac{\partial \ln(A_{T,L}^{\gamma^*p/A \rightarrow \gamma p/A})}{\partial \ln(1/x)}, \quad (11)$$

$$R_g = \frac{2^{2\delta+3}}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(\delta + 5/2)}{\Gamma(\delta + 4)}, \quad (12)$$

2、研究方法 | 2.5 饱和动量涨落修正

在小 t 区域内，微分截面会被低估，因此我们引入饱和动量涨落修正，采用对数高斯分布来描述涨落：

$$P\left(\frac{\ln Q_s^2}{\langle Q_s^2 \rangle}\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{\ln^2\left(\frac{\ln Q_s^2}{\langle Q_s^2 \rangle}\right)}{2\sigma^2}\right], \quad (13)$$

根据以上分布，可知 $Q_s^2/\langle Q_s^2 \rangle$ 的期望值为：

$$E\left[\frac{Q_s^2}{\langle Q_s^2 \rangle}\right] = \exp\left[\frac{\sigma^2}{2}\right], \quad (14)$$

• 当 $\sigma=0.5$ 时，涨落效应使 $\langle Q_s^2 \rangle$ 提高约13%；

- 为避免总体偏移，对该分布重新归一化；
- 在模型中，每根弦管独立引入饱和涨落，以考虑饱和动量涨落的贡献

2、研究方法 | 2.6 电子-核DVCS微分截面

将电子-质子相互作用的偶极子散射振幅推广到核的情形

$$\frac{d\sigma_p^{\text{dip}}}{d^2b}(\mathbf{b}, \mathbf{r}, x) = 2N(\mathbf{b}, \mathbf{r}, x) \longrightarrow \frac{d\sigma_A^{\text{dip}}}{d^2b}(\mathbf{b}, \mathbf{r}, x) = 2N_A(\mathbf{b}, \mathbf{r}, x), \quad (15)$$

$$N_A(\mathbf{b}, \mathbf{r}, x) = \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2}T_A(\mathbf{b})\sigma_p^{\text{dip}}(x, \mathbf{r}^2)\right) \right], \quad (16)$$

$\sigma_p^{\text{dip}} = \sigma_0 N_p$, σ_0 由碰撞参数空间中质子的剖面结构确定, N_p 向前偶极子-质子散射为:

$$N_p = \left[1 - \exp\left(-\frac{\pi^2 \mathbf{r}^2}{2N_c} \alpha_s(\mu^2) x g(x, \mu^2) T_p(\mathbf{b})\right) \right], \quad (17)$$

$Q_s^2(x)$ 为饱和动量。 $T_A(\mathbf{b})$ 为原子核剖面密度函数, 将质子剖面密度函数推广到原子核的情形:

$$T_A(\mathbf{b}) = \frac{1}{N_{\text{At}}} \sum_{i=1}^A \sum_{j=1}^3 T_{A,t}(\mathbf{b} - \mathbf{b}_i - \mathbf{b}_j), \quad T_{A,t}(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi B_{\text{At}}} \int d\mathbf{b}_z \exp\left[-\frac{\mathbf{b}^2 + \mathbf{b}_z^2}{2B_{\text{At}}}\right], \quad (18)$$



03 研究 结果

R e s e a r c h r e s u l t s

3、数值结果 | 3.1 电子-质子深度虚康普顿散射微分截面

使用三弦管模型 (TSTM) 和单弦管模型 (SSTM) 计算 HERA 能区电子-质子 DVCS 的相干与非相干微分截面，并与 HERA 实验数据对比

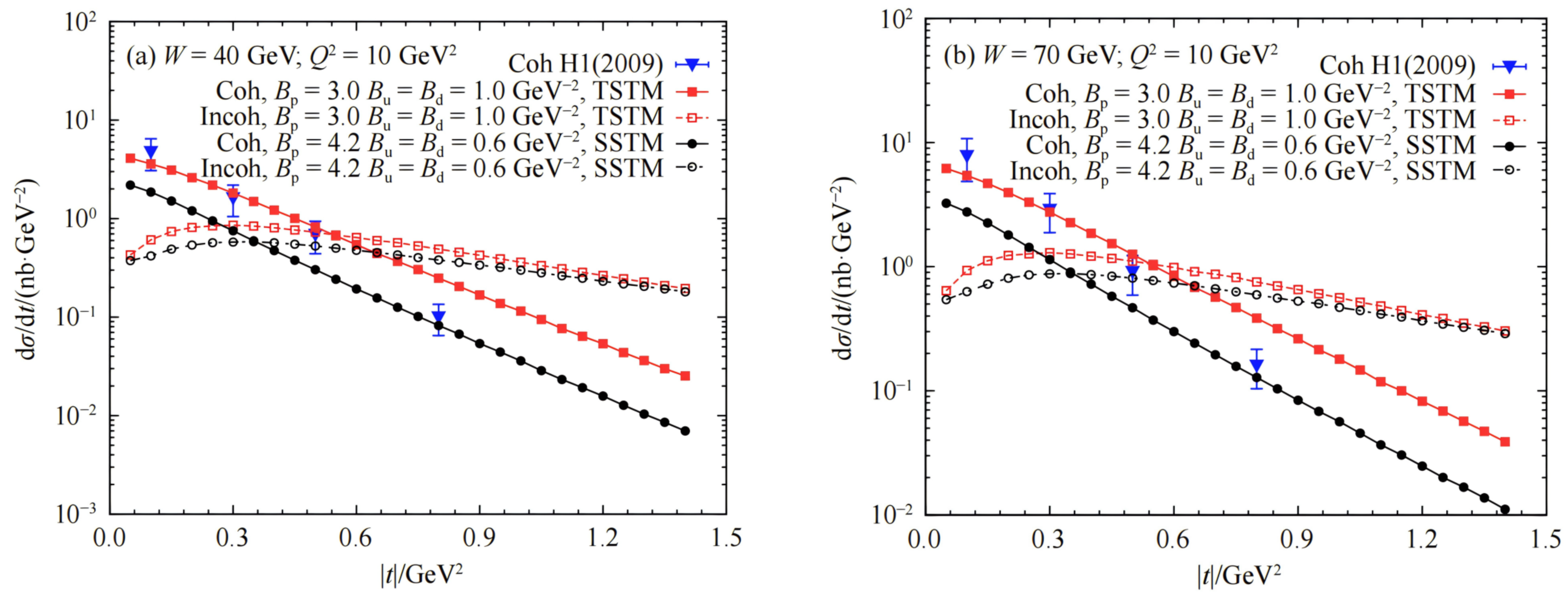


图3 HERA能区虚光子-质子 DVCS微分截面随动量转移的变化情况
(a)展示 $W=40\text{GeV}, Q^2=10\text{GeV}^2$ 的计算结果;(b)展示 $W=70\text{GeV}, Q^2=10\text{GeV}^2$ 的计算结果

3、数值结果 | 3.1 电子-质子深度虚康普顿散射微分截面

为了检验模型的可靠性，我们采用与图3同样的模型参数计算了质心系能量为71和100GeV时电子-质子深度虚康普顿散射微分截面，并与相关的 HERA 实验数据进行比较

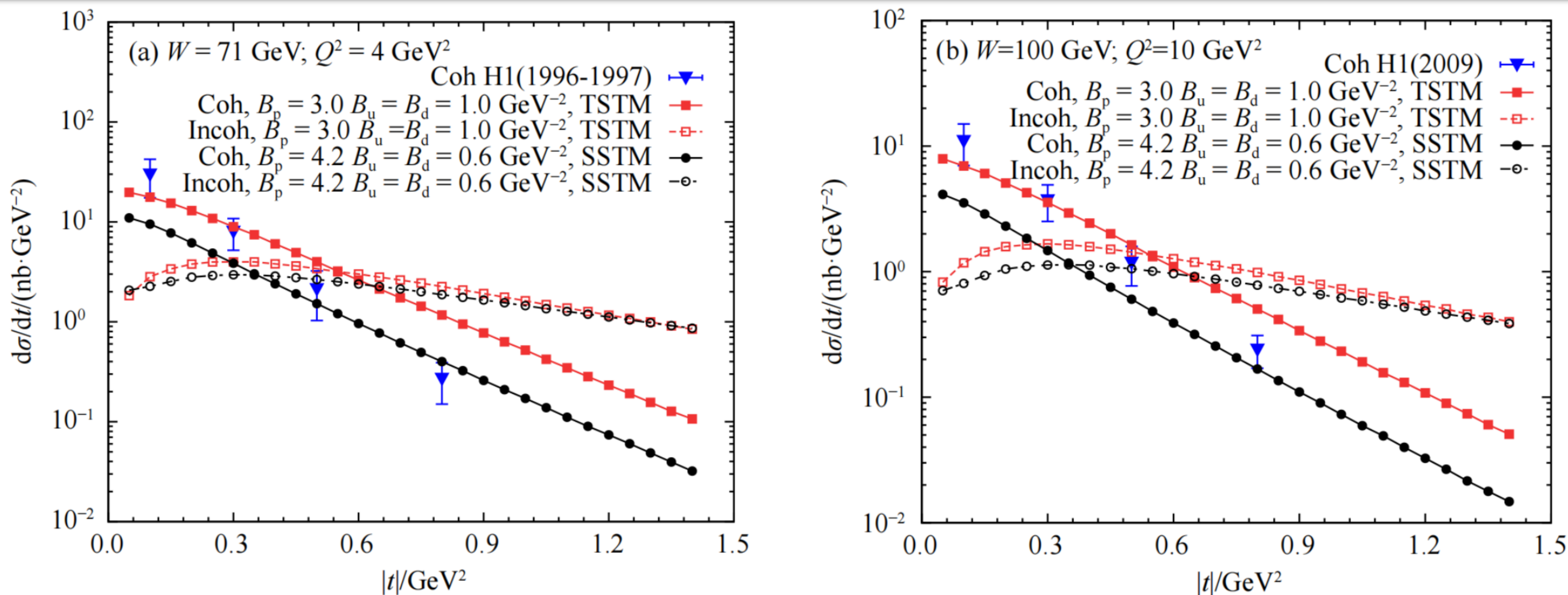


图4 HERA能区虚光子-质子 DVCS微分截面随动量转移的变化情况

(a)展示 $W=71 \text{ GeV}$, $Q^2=4 \text{ GeV}^2$ 的计算结果;(b)展示 $W=100 \text{ GeV}$, $Q^2=10 \text{ GeV}^2$ 的计算结果

3、数值结果 | 3.1 电子-质子深度虚康普顿散射微分截面

同时，为了更直观地了解三弦管模型的优越性，计算了均方差 σ ：

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \mu)^2$$

计算结果如下表1：

质心系能量 W	三弦管模型 σ_T	单弦管模型 σ_S
$\leq 70\text{GeV}$	1.0	5.0
$> 70\text{GeV}$	20.0	60.0

表1 均方差计算结果

通过计算，得到的质子半径：

$$r_p = \sqrt{2(B_p + B_u)} = 0.55 \text{ fm}$$

结果显示三弦管模型比单弦管模型更好地描述实验数据

3、数值结果 | 3.2电子-核深度虚康普顿散射微分截面

我们将三弦管模型推广应用到电子-核DVCS过程，发现三弦管模型的波谷和波峰位置没有发生变化，表明三弦管结构对衍射过程没有显著影响

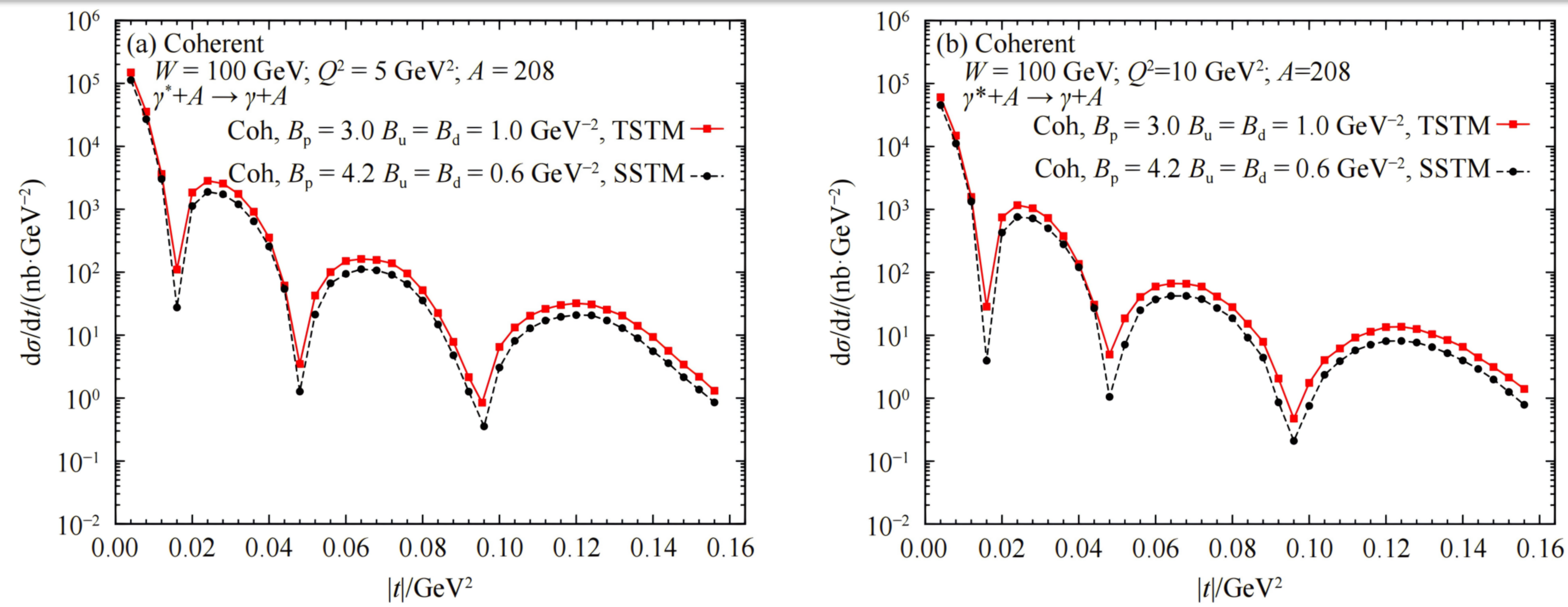


图5 EIC能区虚光子-质子深度虚康普顿散射微分截面随动量转移的变化情况
(a)和(b)分别给出了 $W=100\text{GeV}$ 时， $Q^2=5\text{GeV}^2$ 和 $Q^2=10\text{GeV}^2$ 时计算结果



04

总

结

S u m m a r y

4、总结

1、基于三个价夸克通过色场相互关联的物理图像，构建了全新的质子三色弦管模型，它由三根独立的色弦管贡献叠加而成。这个构建完整地保留了质子内部的弦管状拓扑结构。

2、重建 DVCS 微分截面

在考虑饱和动量涨落效应的基础上，计算了相干与非相干 DVCS 微分截面，成功解释 HERA 能区测量结果，显著提升了理论与实验的一致性。

3、通过计算，得到的质子半径为 0.55fm ，与美国 GlueX 实验结果一致；

4、模型推广到电子-核 DVCS 过程，计算结果显示三弦管结构在核靶中依然表现出显著贡献



感谢各位的倾听

 报告人：张伟峰

 指导教师：向文昌