文章编号: 1007- 4627(2000) 01-0051-05

坡密子和胶子球*

马维兴[1,2], 姜焕清[1,2], L C Liu[3], L S Kisslinger[4]
1 (中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)
2 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 甘肃 兰州 730000)
3 (洛斯阿拉莫斯国家实验室, 美国 洛斯阿拉莫斯)
4 (卡内基一梅隆大学物理系, 美国 匹兹堡)

摘　要: 讨论了高能强子–强子散射过程中的坡密子以及坡密子的 QCD 内容. 认为坡密子有可能就是具有量子数 $I^G = 0^+$, $J^{PC} = 2^{++}$ 的张量胶子球 ξ(2 230). 用雷其化胶子球模型计算了高能质子–质子散射截面和坡密子–核子的耦合参数 β. 理论结果与实验的要求一致.

关 键 词: 坡密子; 张量胶子球; 雷其理论
中图分类号: O572.2　　　文献标识码: A

在量子色动力学(QCD) 出现之前, 没有人敢利用场理论的方法研究强相互作用粒子的高能散射现象和绕射产生过程, 而是从某些公认的物理要求出发探讨相互作用过程的 S 矩阵的特征, 进而得到散射振幅的高能渐近行为. 这就是雷其理论[1]. 根据雷其理论, 高能强子散射过程(a+ b→ c+ d) 的总截面为

$$\sigma_t(s) \propto s^{\alpha_{pom}(0)-1}, \tag{1}$$

其中 s 是质心系的总能量, $\alpha_{pom}(0)$ 为雷其轨迹

$$\alpha_{pom}(t) = \alpha_{pom}(0) + \alpha_{pom}'t \tag{2}$$

的截距, α_{pom}'是斜率. 它们分别是由总截面和微分截面的实验结果来决定的常数. 对于不同粒子, 这些常数不同. 自然界中已经发现的所有真实粒子都有其相应的雷其轨迹, 它们的 $\alpha_{pom}(0)$ 也都小于 1.0, 无一例外. 而且, 这些粒子的角动量 J 与它的质量 m 也都满足关系式

$$J_{pom} = \alpha_{pom}(t = m_{pom}^2)\ . \tag{3}$$

$\alpha_{pom}(0)$ 小于 1 的事实告诉我们: 随着总能量 s 的增加, (1) 式中的总截面 $\sigma_t(s)$ 必然减少. 然而新的实验结果却表明真实情况并非如此. 随着 s 的增加, $\sigma_t(s)$ 也随之缓慢地增大, 出现了方程式(1) 不能解释的异常现象[2].

为了解释这种强相互作用的异常现象, Pomerachuk[3] 引入一个叫做坡密子(Pomeron) 的假想的粒子, 并且假设它的雷其轨迹是

$$\alpha_{pom}(t) = 1.08 + 0.25\ \mathrm{GeV}^{-2}t\ . \tag{4}$$

利用上式中的截距 $\alpha_{pom}(0) = 1.08$, 人们系统而又成功地解释了所有新观测到的总截面的实验数据. 但是, 截距 $\alpha_{pom}(0)$ 大于 1, 而且直到现在也始终没有找到任何一个具有轨迹(4) 式特性的真实粒子. 等式(4) 成了一个需要解开的大谜.

描述强相互作用的 QCD 出现之后, 人们试图用它解开这个谜, 因而深入广泛地讨论了截距的可能值[4]. 至今, 所有理论研究所得到的截距 $\alpha_{pom}(0)$ 都远远大于 1.08, 与实验的要求很不相符. 然而, 微分截面的最新测量结果和理论讨论却一致表明斜率 α_{pom}'应是 0.2[5], 不是 0.25. 因此, 虽然理论上还无法得到方程式(4), 实验上也没有找到与其相应的真实粒子, 但是大量的实验结果却强烈暗示: 需要一个坡密子, 而且它的雷其轨迹应该是

收稿日期: 1999 -12 -01, 修改日期: 1999 -03 -17
* 基金项目: 国家自然科学基金(项目号 19975053); 美国国家科学基金会和美国洛斯阿莫斯国家实验室共同资助
作者简介: 马维兴(1939–), 男, 研究员, 从事粒子物理与核物理的交叉学科的研究.

$$\alpha_{\mathrm{pom}}(t) = 1.08 + 0.20\ \mathrm{GeV}^{-2} t . \tag{5}$$

坡密子存在与否? 若存在, 它相应于一个什么样的真实的物理粒子? 这是一个非常有兴趣的、重要的问题. 近年来, 人们试图通过研究高能强子-强子弹性散射来揭示这个谜.

强子间的相互作用是用 QCD 来描述的. 研究表明, 高能强子-强子散射是一个多胶子交换的过程[6], 在这一过程中双胶子交换起着支配的作用. Kuraev 等[7] 在 DGLAP 演化方程的基础上公式化了高能质子-质子散射中两个相互作用胶子的交换过程. 并用微扰 QCD 计算了 BFKL 坡密子的截距 $\alpha_{\mathrm{pom}}(0)$[8]. 后来, Landshoff 等[9] 阐明了两胶子的坡密子具有胶子球所具有的一切性质. 从此, 许多理论物理学家努力企图建立起一个完善的 BFKL 坡密子模型[10, 11]. 然而, 坡密子到底是什么, 现在还不清楚.

基于坡密子必须具有真空量子数($I^G = 0^+$, $J^{PC} = J^{++}$) 和上面提到的相互作用的双胶子交换支配着高能质子-质子弹性散射的事实, 我们认为坡密子很可能就是胶子球. 在 QCD 理论中, 胶子具有色量子数, 所以单个胶子不可能携带坡密子的真空量子数. 但是两个胶子由于自相互作用而形成束缚态, 胶子球可以具有坡密子的量子数. 胶子球是无色的, 能够传递强子之间的相互作用. 所以胶子球有可能就是人们长期寻找的坡密子.

理论上, 许多基于 QCD 的理论模型和计算都一致表明了胶子球的可能存在[12]. 特别是 QCD 格点规范的计算使人们更加相信胶子球的存在[13]. 实验上, 为了寻找胶子球, 人们也做了大量的工作[14]. 普遍认为量子数为 $I^G(J^{PC}) = 0^+(\mathrm{even}^{++})$、质量 $m = 1\,712 \pm 5$ MeV 和宽度 $\Gamma = (133 \pm 14)$ MeV 的 $f_J(1\,710)$ 是基态胶子球的最可能的候选者[15]. 后来, BES 又在 $e^+e^- \to J/\Psi \to \gamma f_J \to \gamma K^+K^-$ 反应中发现了角动量 $J = 0(2)$ 的 $f_J(1\,710)$[16]. 它的质量和宽度分别为 $m = 1\,780 \pm 8^{+10}_{-31}(1\,696 \pm 5^{+9}_{-34})$ MeV 和 $\Gamma = 85 \pm 2^{+23}_{-19}(103 \pm 18^{+30}_{-11})$ MeV. 1986 年, Mark Ⅲ首先在 $J/\Psi \to \gamma K^+K^-$ 和 $\gamma K^0_S K^0_S$ 的奇异衰变中观察到了张量胶子球 $\xi(2\,230)$[17]. 1996 年, BES 也在 $J/\Psi \to \pi^+\pi^-$ 和 $p\bar{p}$ 的非奇异衰变道中发现了 $\xi(2\,230)$[18]. 根据这些实验, $\xi(2\,230)$ 的不同衰变方式的相对强度也具有明显的味道对称性. 味道对称性是胶子球存在的最重要的物理特征. 然而由于统计数不够, 现在还不能确定 $\xi(2\,230)$ 的角动量 J 的值($J = 2$ 或者 4).

假如 $J_\xi = 2$, 则张量胶子球 $\xi(2\,230)$ 满足方程式(5) 所示的坡密子角动量 J_ξ 与质量 m_ξ 的关系为

$$J_\xi = \alpha_\xi(t = m_\xi^2) . \tag{6}$$

这说明方程式(5) 可能是张量胶子球的雷其轨迹. 所以, 具有量子数 $I^G_\xi = 0^+$, $J^{PC}_\xi = 2^{++}$ 的 $\xi(2\,230)$ 可能就是人们长期以来所寻找的坡密子.

这里要强调的是, 具有量子数 $J^{PC} = J^{++}$ 的标量胶子球 $f_J(1\,500\text{–}1\,700)$ 不太可能就是我们所寻找的坡密子. 原因是它不满足方程式(5) 所示的雷其轨迹, 因而也不能解释总截面随能量变化的实验关系.

综上所述, 坡密子是 MarkⅢ和 BES 先后所观察到的具有量子数 $I^G = 0^+$ 与 $J^{PC} = 2^{++}$、质量为 2 230 MeV 和宽度大约为 20 MeV 的张量胶子球 $\xi(2\,230)$ 的想法, 可能就是自然而又可靠的. 基于这一理论, 本文将计算高能质子-质子弹性散射的截面, 讨论坡密子与核子的耦合, 并与实验结果进行比较.

考虑 s 道的 pp 散射过程 12→ 34, 那么其相应的 t 道就是 $p\bar{p}$ 散射过程 $1\bar{3} \to \bar{2}4$, 即张量胶子球 $\xi(2\,230)$ 的形成和衰变过程, t 道的螺旋性费曼振幅可以写为[19]

$$M_{\lambda_{\bar{2}}\lambda_4,\lambda_1\lambda_{\bar{3}}}(\bar{s},\bar{t}) = -4m^2 C_I 4\pi(2J_\xi + 1) \cdot \langle \lambda_{\bar{2}}\lambda_4 | M^{\bar{J}_\xi}(\bar{s}) | \lambda_1\lambda_{\bar{3}} \rangle d^{\bar{J}_\xi}_{\lambda\lambda'}(z_t) . \tag{7}$$

这里 $\lambda = \lambda_1 - \lambda_{\bar{3}}$、$\lambda' = \lambda_{\bar{2}} - \lambda_4$ 和 $C_I = 1/2$ 是同位旋因子. $\bar{s}$ 和 $\bar{t}$ 分别是 t 道质心系总能量的平方和动量转移. 在 $p\bar{p}$ 质心系:

$$\bar{s} = (p_1 + p_{\bar{3}})^2 = 4(m^2 + k_t^2) ,$$
$$\bar{t} = (p_1 - p_{\bar{2}})^2 = -2k_t^2(1 - z_t) ,$$
$$z_t = \cos\theta , \tag{8}$$

θ 是散射角. 因为 $p_{\bar{3}} = -p_3$, $-p_{\bar{2}} = p_2$, 所以 $\bar{s} = t$, $\bar{t} = s$, s 和 t 是 s 道的 Mandelstam 变量. 方程式

(7) 的矩阵元为

$$
\begin{aligned}
&\langle \lambda_{\bar{2}}\ \lambda_4 | M^{J_\xi}(\bar{s}) | \lambda_1 \lambda_{\bar{3}} \rangle \\
&= \frac{G^2 H^{J_\xi}_{\lambda_{\bar{2}}\lambda_4}(\bar{s}) H^{J_\xi}_{\lambda_1\lambda_{\bar{3}}}(\bar{s})}{\bar{s} - M_\xi^2 + iM_\xi \Gamma_{\text{tot}}},
\end{aligned} \tag{9}
$$

其中 Γ_{tot} 是 $\xi(2\,230)$ 衰变的总宽度，G 是顶点 $\xi p\bar{p}$ 耦合常数. H 是一个没有奇异点而且满足交叉对称性的相对论顶点($\xi p\bar{p}$) 的形状因子，

$$
\begin{aligned}
|H(t)|^2 = &\left| \frac{t/4 - m^2}{q_r^2} \right| \cdot \\
&\left| \frac{e^{t_r/\lambda_t^2}}{R(-x_t) + e^{t/\lambda_t^2}} \right|^2 \left| \frac{1 + e^{-t_r/\lambda_s^2}}{R(x_s) + e^{-t/\lambda_s^2}} \right|^2,
\end{aligned} \tag{10}
$$

这里 $q^2 = t/4 - m^2$，$t_r = M_\xi^2$，$q_r^2 \equiv t_r/4 - m^2$，$x_{s(t)} = \frac{t - 4m^2}{\lambda_{s(t)}^2}$，而函数 $R(x)$ 定义为

$$
R(x) = \frac{1}{2}[1 + \tanh(ax)] = \frac{e^{ax}}{e^{ax} + e^{-ax}}. \tag{11}
$$

当 x 从 $x < 0$ 的区域变到 $x > 0$ 的区域时，$R(x)$ 迅速地从 0 变到 1.0，其行为类似于步函数，但是它具有连续性. 在 s 道，λ_s 控制着 $H(t)$，而在 t 道，$H(t)$ 是由 λ_t 支配的. 需要强调的是，(10) 式所示的形状因子是我们首先提出的，它没有奇点，满足散射振幅的交叉对称性[19]. 过去所有的一切形状因子都不具有这一必须具有的特征.

经过一系列的数学推导之后，高能质子-质子散射的总截面 $\sigma_t^{pp}(s)$ 可以写为

$$
\begin{aligned}
\sigma_t^{pp} = &C_1 \frac{\pi}{m^2}[2\alpha_\xi(0) + 1](-1)^{\alpha_\xi(0)} \cdot \\
&\beta_{00}(0) \left| \frac{s}{4m^2} \right|^{\alpha_\xi(0) - 1} \frac{[2\alpha_\xi(0)]!}{[\alpha_\xi(0)!]^2},
\end{aligned} \tag{12}
$$

其中

$$
\beta_{00}(0) = \beta_{00}(t_r) \frac{H^{J_\xi}_{-\lambda_4,\lambda_4}(0) H^{J_\xi}_{\lambda_1,-\lambda_1}(0)}{H^{J_\xi}_{-\lambda_4,\lambda_4}(t_r) H^{J_\xi}_{\lambda_1,-\lambda_1}(t_r)}, \tag{13}
$$

而 $\beta_{00}(t_r)$ 是由公式

$$
\beta_{\lambda\lambda'}(t_r) = \alpha_\xi' 4m^2 G^2 H^{J_\xi}_{\lambda_{\bar{2}}\lambda_4}(t_r) H^{J_\xi}_{\lambda_1,\lambda_{\bar{3}}}(t_r) \tag{14}
$$

决定的. $\alpha_\xi' = 0.20\ \text{GeV}^{-2}$. (13) 式表明 $t = 0$ 时的留数与 $t_r = M_\xi^2$ 的留数是紧密相关的. 假设 $\Pi(\bar{s})$ 是 $\xi(2\,230)$ 的自能，则

$$
\begin{aligned}
\frac{1}{2}\Gamma_{\xi\to p\bar{p}} &= I_M[\Pi(\bar{s})] \\
&= C_1 \frac{m^2 |q_r|}{M_\xi^2 16\pi^2} \sum_{LS} |G_{LS} F_{LS}(q_r^2)|^2,
\end{aligned} \tag{15}
$$

F_{LS} 是 LS 耦合中顶点 $\xi p\bar{p}$ 的形状因子[20]. 幺正变换把 F_{LS} 与 $H^{J_\xi}_{\lambda\lambda'}$ 联系在一起. 对 $J_\xi^{PC} = 2^{++}$，$S = 1$，$L = 1$，3. 计算表明，$L = 3$ 的贡献可以略去不计，$\xi(2\,230)$ 是 p 波共振态. 所以

$$
|GH^{J_\xi=2}_{00}|^2 = \frac{1}{5}|G_{11}F_{11}|^2. \tag{16}
$$

因此

$$
\frac{1}{2}\Gamma_{\xi\to p\bar{p}} = C_1 \frac{m^2 |q_r|}{M_\xi^2 16\pi^2} 5 |GH^{J_\xi^{PC}=2^{++}}_{00}|^2, \tag{17}
$$

核子的质量 $m = 0.94$ GeV，$t_r = M_\xi^2$，$|\bar{q}_r| = \frac{t_r}{4} - m^2 = 0.36\ \text{GeV}^2$. (17) 式表明耦合常数 G 可以从张量胶子球 $\xi(2\,230)$ 到 $p\bar{p}$ 道的实验宽度 $\Gamma_{\xi\to p\bar{p}}$ 得到. 因为 $\Gamma_{\xi\to p\bar{p}} = (15 \pm 9)$ MeV[18]，$\alpha_\xi' = 0.20\ \text{GeV}^{-2}$(见文献[5])，故 $|G_{11}F_{11}(q_r^2)|^2 = 22.22$，$|GH^{J_\xi=2}_{00}(t_r)|^2 = 4.45$，$\beta_{00}(t_r) = -3.14$. 表 1 是计算的质子-质子散射总截面 σ_t^{pp}. 显然，理论预言与实验结果一致. 理论结果的不确定性来源于实验宽度 Γ_ξ 误差的大小. 计算结果也表明，σ_t^{pp} 对切断参数 λ_s 和 λ_t 的变化是不灵敏的.

本文从已知的质子-质子散射实验总截面 σ_t^{pp} 导出了 $\xi(2\,230)$ 到 $p\bar{p}$ 道的衰变宽度 $\Gamma_{\xi\to p\bar{p}}$ 为 1.46~1.98 MeV，又从分支比推知 Γ_ξ 大于 50 MeV. 这些都与实验结果一致. 计算也排除了 $J_\xi = 4$ 的可能性. 如果 $J_\xi = 4$，那么宽度 Γ_ξ 近似于 1.0 MeV，就太小了，不可能. 我们也推导了坡密子(胶子球) 与核子的耦合顶点. 在通常的唯象模型中[21]，人们利用向量耦合 γ^μ 来描述坡密子核子的顶点:

$$
V^{P\text{-}N} = \beta\gamma^\mu F(t), \tag{18}
$$

这里 $F(t)$ 是同位旋标量形状因子，可表示为

$$F(t) = \frac{4m^2 - 2.79t}{(4m^2 - t)(1 - 1.41t)^2}. \qquad (19)$$

方程式(18)的顶点相互作用已经被广泛地用来解释高能实验现象[22]，参数 β 大约为 6.0 GeV^{-1}. 本文也在雷其化的胶子球模型中，用 QCD 求和规则计算了 β 值[23]. 若取流夸克的质量为 6.0 MeV，那么预言的 β= 6.6 GeV^{-1}，与常用的值 6.0 GeV^{-1} 一致.

表 1　高能质子-质子散射总截面 σ_t^{pp} 及相应的实验值

$s^{\frac{1}{2}}$/GeV	$\lambda_s(\Lambda)$/GeV	$\lambda_t(\Lambda)$/GeV	σ_t^{th}/mb	σ_t^{exp}/mb
15	3.66(0.84)	3.66(0.84)	67± 40	39± 3
	3.66(0.84)	3.73(0.60)	65± 39	39± 2
60	3.66(0.84)	3.66(0.84)	83± 50	42± 3
	3.66(0.84)	3.73(0.60)	81± 49	42± 3

这里还要特别强调的是，方程式(18)中常用形状因子 $F(t)$，既不满足交叉对称性，又有奇异点. 所以当从 t 道到 s 道变换时，就会出现严重的问题. 而这里我们新提出的形状因子 $H(t)$ 既不存在这些问题，又能给出方程式(18)的结果.

本文的结论是：(1) 长期以来，人们一直寻找的坡密子可能就是雷其化的、量子数为 $J^{PC}= 2^{++}$ 的张量胶子球 ξ(2 230)，它具有(5)式所示的雷其轨迹. (2) 在雷其化的胶子球交换理论中，我们成功地解释了高能 pp 散射的总截面和微分截面，成功地得到了坡密子与核子的耦合参数 β. (3) 实验上寻找胶子球、确定它的量子数和性质，理论上研究胶子球的产生和衰变，以及确定坡密子就是胶子球的可能性，都是现代粒子物理与核物理的重要的研究课题. 我们将利用本文所提出的理论进一步研究 J/Ψ，向量介子的光电产生过程和快度间隙现象.

作者谨以本文献给敬爱的老师和亲密的朋友——中国科学院院士，北京大学教授杨立铭先生八十大寿．杨先生对世界物理学的发展做出了许多重要的贡献，桃李满天下，深受国内外同行的尊敬和爱戴．在此，我们衷心地祝愿杨先生健康长寿，永保青春，为物理学的发展再做贡献．

参 考 文 献

[1] Regge T, Nuovo Cimento. 1959, 14: 951; Regge T. Nuovo Cimento, 1960, 18: 947.

[2] Collins P D B. Introduction to Regge Theory and High Energy Physics. Cambridge University Press, Cambridge, 1977.

[3] Pomeranchuk I Y. Sov Phys, 1958, 7: 499.

[4] Forshow J R, Ross D A. QCD and the Pomeron. Cambridge Lecture Notes in Physics, 1997.

[5] Burakovsky L. Scalar Glueball Mass in Regge Phenomenology. Phys Rev, 1998, D58: 57 503~ 57 507.

[6] Low F E. Model of the Bare Pomeron. Phys Rev, 1975, D12: 163~ 173.

[7] Kuraev E A, Lipatov L N, Fagin V S. On the Pomeranchuk Singularity in Asymptotically Free Theory. Phys Lett, 1975, B60: 50~ 52.

[8] Alfardli G, Paris G. Asymptotic Freedom in Parton Language. Nucl Phys, 1997, B126: 298~ 318.

[9] Landshoff P V, Nachtmann D. Vacuum Structure and Diffractive Scattering. Z Phys, 1987, C35: 405~ 416.

[10] Fadin V S, Lipatov L N. BFKL Pomeron in the Next-to-Leading Approximation. Phys Lett, 1998, B429: 127~ 134.

[11] Donnachie A, Landshoff P V. Small x Two Pomerons. Phys Lett, 1998, B437: 408~ 416.

[12] Stephen Godfrey, Jim Napolifano. Light Meson Spectroscopy. Hep-ph/9811410.

[13] Amsler C, Close F. Evidence for Scalar Glueball. Phys Lett, 1995, B353: 385~ 390.

[14] Baltrusaitis R M, Becker J J, Blarlock G J *et al*. Mark Ⅲ Collaboration, Observation of a Narrow K$\bar{K}$ State in J/Ψ Radiative Decays. Phys Rev Lett, 1986, 56: 107~ 110; Bai J

Z, Bian J G, Chai Z W *et al*. BES Collaboration, Structure Analysis of the $f_J(1\,710)$ in the Radiative $J/\Psi \rightarrow \gamma K\bar{K}$. Phys Rev Lett, 1996, 77: 3 959~ 3 962.

[15] Particle Data Group, Caso C *et al* . Eur Phys J, 1998, C3: 1.

[16] Bai J Z, Bian J G, Chai Z W *et al*. BES Collaboration Structure Analysis of the $f_J(1\,710)$ in the Radiative $J/\Psi \rightarrow \gamma K\bar{K}$. Phys Rev Lett, 1996, 77: 3 959~ 3 962.

[17] Baltrusaitis R M, Becker J J, Blaylock G T *et al*. Mark Ⅲ Collaboration Observation of a Narrow $K\bar{K}$ State in J/Ψ Radiative Decays. Phys Rev Lett, 1986, 56: 107~ 110.

[18] Bai J Z, Chen G P, Chen H F *et al*. BES Collaboration, Studies of Xi(2 230) in J/Ψ Radiative Decays. Phys Rev Lett, 1996, 76: 3 502~ 3 505.

[19] Liu L C, Ma W H. The Xi(2 230) Meson and the Pomeron Trajectory. Journal of Physics, 2000, G26: L59~ L63.

[20] Haider Q, Liu L C. A Mesonic Model of ρ-Baryon-Baryon Vertices. J Phys, 1996, G22: 1 187~ 1 214.

[21] Landshoff P V, Polkingberne J C. The Dual Quark-parton Model and High Energy Hadronic Processes. Nucl Phys, 1971, B32: 541~ 556.

[22] Donnachie A, Landshoff P V. pp and pp* Elastic Scattering. Nucl Phys, 1984, B231: 189~ 204.

[23] Kisslinger L S, Wei Hsing Ma. Pomeron as a Reggeized Glueball/Sigma. Phys Lett, B to be published, 2000.

Pomeron and Glueball*

MA Wei-xing[1,2], JIANG Huang-qing[1,2], L C Liu[3], L S Kisslinger[4]

1 (*Institute of High Energy Physics, the Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100039, *China*)

2 (*Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Laboratory, Lanzhou* 730000, *China*)

3 (*Theoretical Division, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, USA*)

4 (*Department of Physics, Carnegie-Mellon University, Pittsburgh, USA*)

Abstract: The pomeron in high energy hadron-hadron scattering as well as the QCD nature of the pomeron are discussed. We claimed that the pomeron may be the tenser glueball $\xi(2\,230)$ with quantum number $I^G = 0^+$, $J^{PC} = 2^{++}$. Under this reggeized glueball model the cross section of high energy proton-proton scattering and the coupling parameter of the pomeron-nucleon, β, are calculated. The theoretical results of the present model are in good agreement with experimental data.

Key words: pomeron; tensor glueball; Reggeized theory

* **Foundation item**: NSFC(19975053); National Science Foundation Committee of USA and Los Alamos National Laboratory of USA