

Ковариантный Реджевский подход и сечения дифракционных процессов.

Р.А. Рютин

НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ, Протвино

Рассмотрен вариант Реджевского подхода, в котором реджеон изначально рассматривается как квантовое поле с произвольным спином в пространстве Минковского размерности D , с последующим аналитическим продолжением сечений дифракционных процессов в комплексную область углового момента. Представлены результаты для неприводимых тензоров и их свёрток, из которых получаются сечения всех основных дифракционных процессов. Рассмотрено трехреджеонное приближение и предел при малых передачах импульса. Общая форма неприводимых тензорных формфакторов может быть использована не только в дифракционных процессах.



ПЛАН

- Мотивации
- Основные принципы подхода
- Неприводимые тензоры
- Сечения
- Дискуссии и выводы

[V.A. Petrov, R.A. Ryutin, A.E. Sobol and J.-P. Guillaud, *Azimuthal Angular Distributions in EDDE as Spin-Parity Analyser and Glueball Filter for LHC*, JHEP06(2005)007]

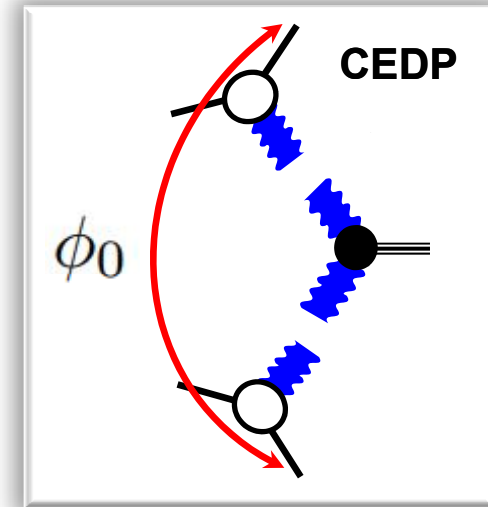
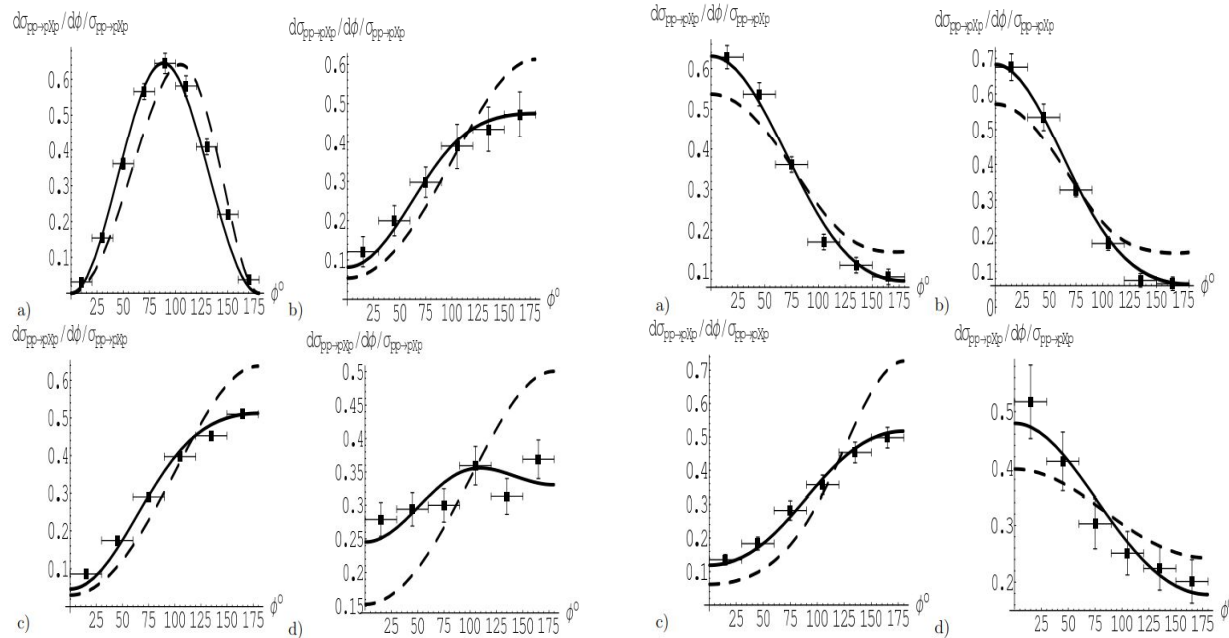
[R.A. Ryutin , *Visualizations of exclusive central diffraction*, Eur. Phys. J. C 74, 3162 (2014)]

[V.A. Petrov and R.A. Ryutin, *Single and double diffractive dissociation and the problem of extraction of the proton–Pomeron cross-section*, Int. J. Mod. Phys. 31, No. 10, 1650049 (2016)]

[R. Ryutin, *Covariant reggeization framework for diffraction. Part I: Hadronic tensors in Minkovsky space-time of any dimension* arXiv:2507.16019 [hep-ph]]

[R. Ryutin, *Covariant reggeization framework for diffraction. Part II: Hadronic diffractive cross-sections, to be published soon*]

Мотивации: спин-чётный анализ



[A.B. Kaidalov, V.A. Khoze, A.D. Martin et al, *Central exclusive diffractive production as a spin-parity analyser: from hadrons to Higgs*. *Eur. Phys. J. C* 31, 387–396 (2003)]

[V.A. Petrov, R.A. Ryutin, A.E. Sobol and J.-P. Guillaud, *Azimuthal angular distributions in EDDE as spin-parity analyser and glueball filter for LHC*, *JHEP*06(2005)007]

Мотивации

зануление сечений при сохранении тока

[R.A. Ryutin , *Visualizations of exclusive central diffraction*,
Eur. Phys. J. C 74, 3162 (2014)]

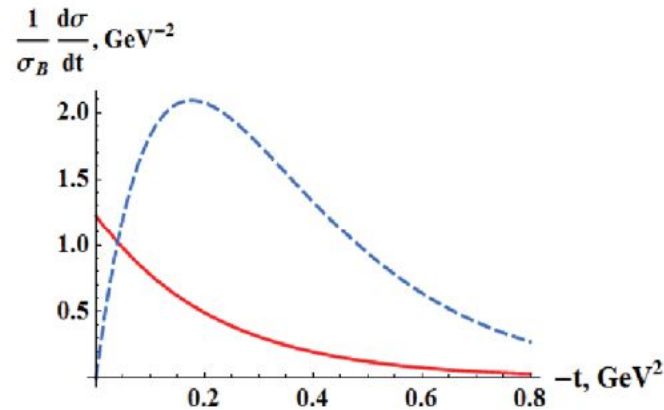


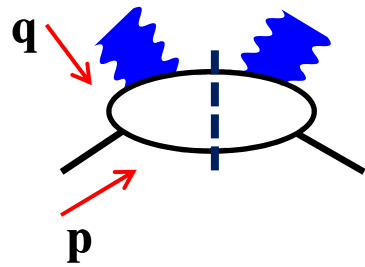
Fig. 2. The unitarization of the cross-section $|t|e^{-2B|t|}$ ($B \simeq 2.85 \text{ GeV}^{-2}$, $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$) corresponding to the amplitude (89) in the Appendix C. The dashed curve represents the “bare” term and the solid one represents the unitarized result. σ_B is the integrated “bare” cross-section. The zero at $t = 0$ disappears in the unitarized cross-section.

“Несохранение” =
Унитаризация?
Доп. размерности?

[F.E. Close, G.A. Schuller, *Evidence that the pomeron transforms as a nonconserved vector current*,
Phys. Lett. B 464, 279 (1999)]

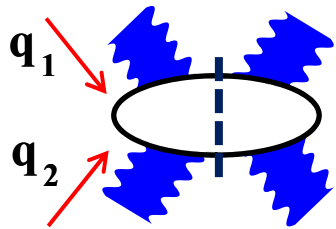
[F.E. Close, G.A. Schuller, *Central production of mesons: Exotic states versus pomeron structure*,
Phys. Lett. B 458, 127 (1999)]

Мотивации: реджеонные сечения



Адрон-Реджеон

адрон-адрон



Реджеон-Реджеон

1 mb – 100 mb?

~10 – 100 mb



Н - "Реджеон"?

Что означают?

Что такое “Реджеон”?

- Gribov Reggeons

(in 2+1 ...)

- BFKL (QCD) ...

- Classical ...

(10+ phenomenological models)

- Continuous & High Spin Particles

(Wigner, Fronsdal etc.)

- Hyper-Fields & Strings

+ Complex Momentum Plane

Базовые моменты

Оператор тока для поля спина J

$$\left(\square + m_J^2\right) \Phi^{\mu_1 \dots \mu_J}(x) = \mathcal{J}^{\mu_1 \dots \mu_J}(x)$$

Условия Рариты-Швингера для неприводимых тензоров

(поперечность + симметричность + бесследовость)

$$\begin{aligned} \partial_\mu \mathcal{J}^{\mu_1 \dots \mu_i \dots \mu_k \dots \mu_J} &= 0 ; \\ \mathcal{J}^{\mu_1 \dots \mu_J} &= \mathcal{J}^{(\mu_1 \dots \mu_J)} ; \\ g_{\mu_i \mu_k} \mathcal{J}^{\mu_1 \dots \mu_i \dots \mu_k \dots \mu_J} &= 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} q_\lambda \mathcal{Y}^{\mu_1 \dots \lambda \dots \mu_J} &= 0 ; \\ \mathcal{Y}^{\mu_1 \dots \mu_J} &= \mathcal{Y}^{(\mu_1 \dots \mu_J)} ; \\ g_{\mu_i \mu_k} \mathcal{Y}^{\mu_1 \dots \mu_i \dots \mu_k \dots \mu_J} &= 0 \end{aligned}$$

Базовые моменты

Вершина скаляр-скаляр-спин-J-тензор

$$\mathcal{V}^{\mu_1 \dots \mu_J}(p, q) = \langle p - q | \mathcal{F}^{\mu_1 \dots \mu_J} | p \rangle$$

Пропагатор

$$\begin{aligned} \mathcal{D}^{\mu_1 \dots \mu_J \nu_1 \dots \nu_J}(q) &= \\ \int d^4x e^{iq(x-y)} \langle 0 | \Phi^{\mu_1 \dots \mu_J}(x) \Phi^{\nu_1 \dots \nu_J}(y) | 0 \rangle & \\ = \Pi^{\mu_1 \dots \mu_J, \nu_1 \dots \nu_J}(q) / (m^2(J) - q^2), & \end{aligned}$$

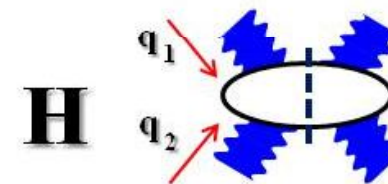
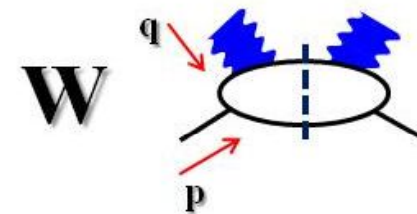
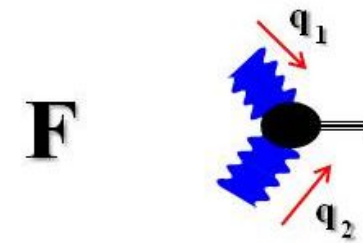
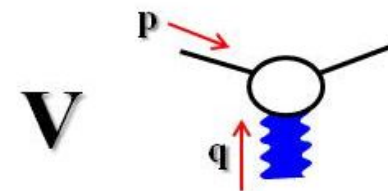
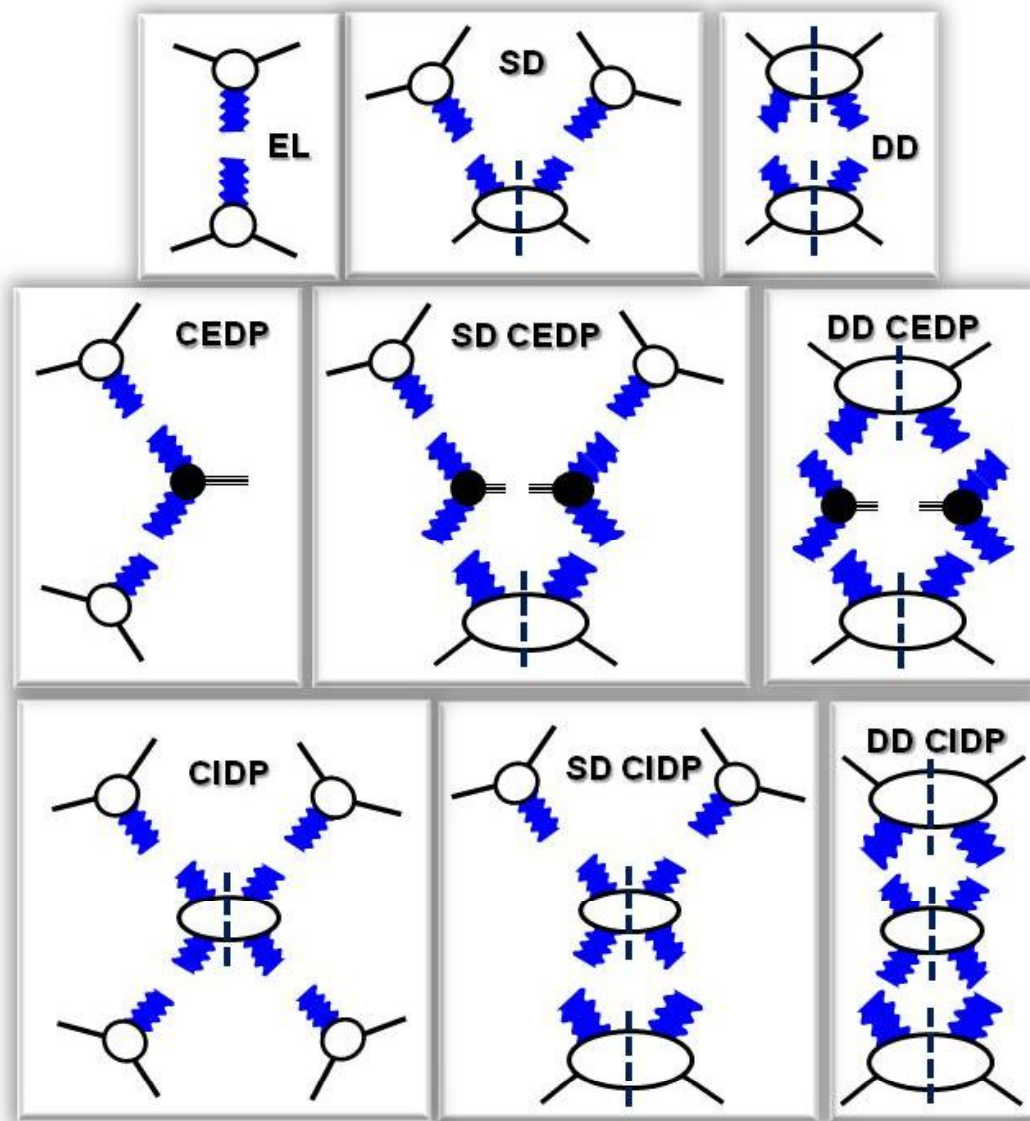
Полюс

$$m^2(J) - q^2 = 0, \text{ i.e. } J = \alpha_{\mathbb{R}}(q^2)$$

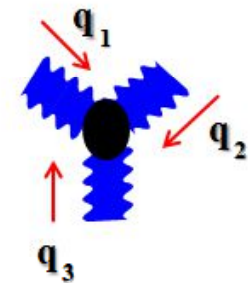
Процедура “реджезации”

$$\sum_J \frac{F^J}{(q^2 - m^2)} \rightarrow \frac{\alpha'_{\mathbb{R}}}{2} \eta_{\mathbb{R}}(q^2) \Gamma(-\alpha_{\mathbb{R}}(q^2)) F^{\alpha_{\mathbb{R}}(q^2)}$$

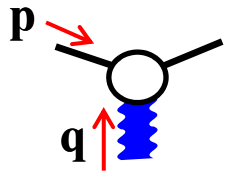
Lego для дифракции



Y



Неприводимые тензоры



$$\mathcal{V}^J \equiv \mathcal{V}_{(1)}^J(p, q)$$

$$(\mu)_J \equiv (\mu_1 \mu_2 \dots \mu_J)$$

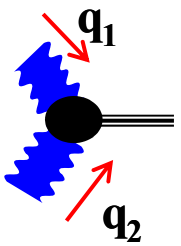
$$(1) \leftrightarrow (\mu)_{J_1}$$

$$(1') \leftrightarrow (\mu')_{J_{1'}}$$

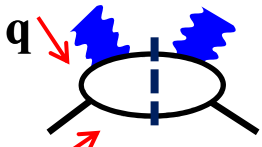
$$(2) \leftrightarrow (\nu)_{J_2}$$

$$(2') \leftrightarrow (\nu')_{J_{2'}}$$

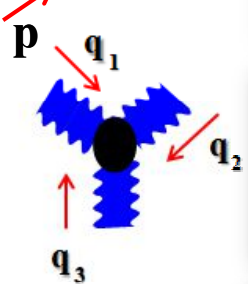
$$(3) \leftrightarrow (\rho)_{J_3}$$



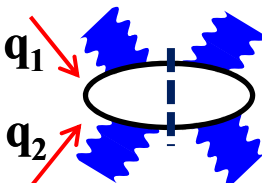
$$\mathcal{F}^{J_1, J_2} \equiv \mathcal{F}_{(1), (2)}^{J_1, J_2}(q_1, q_2)$$



$$\mathcal{W}^{J_1, J_{1'}} \equiv \mathcal{W}_{(1), (1')}^{J_1, J_{1'}}(p, q)$$



$$\mathcal{Y}^{\vec{J}} \equiv \mathcal{Y}^{\{J_1, J_2, J_3\}} \equiv \mathcal{Y}_{(1), (2), (3)}^{\vec{J}}(q_1, q_2)$$



$$\mathcal{H}^{\vec{J}} \equiv \mathcal{H}^{\{J_1, J_{1'}, J_2, J_{2'}\}} \equiv \mathcal{H}_{(1), (1'), (2), (2')}^{\vec{J}}(q_1, q_2)$$

Базовые поперечно-симметричные тензоры

Пространство Минковского $M(1,D-1)$

Вектора, ортогональные переданным импульсам

$$P_\alpha \equiv \frac{\left(p_\alpha - \frac{pq}{q^2} q_\alpha\right)}{\sqrt{p^2 - (pq)^2/q^2}}$$
$$P_{i\alpha} \equiv \frac{\left(p_{c\alpha} - \frac{p_c q_i}{q_i^2} q_{i\alpha}\right)}{\sqrt{M_c^2 - (p_c q_i)^2/q_i^2}}$$

Тензоры, ортогональные двум векторам
метрика в $M(1,D-3)$ или $R(D-2)$

$$h_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta} + \frac{p^2 q_\alpha q_\beta + q^2 p_\alpha p_\beta - pq(q_\alpha p_\beta + p_\alpha q_\beta)}{pq^2 - p^2 q^2} =$$
$$= G_{\alpha\beta} - P_\alpha P_\beta / P^2$$

Тензоры, ортогональные переданным импульсам,
метрика в $M(1,D-2)$

$$G_{(rr)} \equiv G_{(rr)\alpha_1\alpha_2} \equiv g_{\alpha_1\alpha_2} - \frac{q_{r\alpha_1} q_{r\alpha_2}}{q_r^2},$$
$$\alpha_{1,2} \in (r),$$
$$G_{(rr')} \equiv G_{(rr')\alpha\beta} \equiv g_{\alpha\beta} - \frac{q_{r\alpha} q_{r'\beta}}{q_r^2},$$
$$\alpha \in (r) \& \beta \in (r'),$$

Перекрестные

$$\hat{G}_{(rs)} \equiv \hat{G}_{(rs)\alpha\beta} \equiv g_{\alpha\beta} - \frac{q_{s\alpha} q_{r\beta}}{q_r q_s},$$
$$r \neq s, \alpha \in (r), \beta \in (s),$$

$$G_{\alpha\beta} q_{r\alpha} = 0, \hat{G}_{(rs)\alpha\beta} q_{r\alpha} = \hat{G}_{(rs)\alpha\beta} q_{s\beta} = 0$$

Неприводимые тензоры

$$\mathcal{T}^{\vec{J}}(\{q_i\}) = \sum_{\bar{\Omega}_{\vec{k}}^T} \hat{\tau}_{\vec{k}}^{\vec{J}}(\{t_i\}) \bar{\mathcal{T}}_{\vec{k}}^{\vec{J}}$$

$$\bar{\Omega}_{\vec{k}}^T = \{\bar{J}_i | \bar{k}' = \vec{k}, \bar{n} = \vec{0} \geq 0, k_{ij} \geq 0\}$$

$$\bar{\mathcal{T}}_{\vec{k}}^{\vec{J}} = \sum_{\tilde{\Omega}_{\vec{k}', \vec{n}}^T} \tau_{\vec{n}}^{\vec{k}'(\vec{k}; \vec{J})} S_{\vec{k}', \vec{n}}^{T; \vec{J}}$$

$$\tilde{\Omega}_{\vec{k}', \vec{n}}^T = \{\bar{J}_i \geq 0, n_i \geq 0, k'_{ij} \geq 0\}$$

$$\bar{J}_i = J_i - 2n_i - \sum_{r \neq i} k'_{ri}, \quad r, r', s, i, j \in \Omega_T$$

$$\tau_{\vec{n}}^{\vec{k}'(\vec{k}; \vec{J})} \rightarrow \{v_n^J, v_n^{(p)J}, f_{n_1, n_2}^{k'(k; \{J_1, J_2\})}, w_{n_1, n_1'}^{k'(k; \{J_1, J_1'\})}, y_{\vec{n}}^{\vec{k}'(\vec{k}; \vec{J})}, h_{\vec{n}}^{\vec{k}'(\vec{k}; \vec{J})}\}$$

$$S_{\vec{k}', \vec{n}}^{T; \vec{J}} \equiv \left(\prod_j G_{(jj')}^{k'_{jj'}} \prod_i P_{(i)}^{\bar{J}_i} G_{(ii)}^{n_i} \prod_{\forall r \neq r', s} \hat{G}_{(rs)}^{k'_{rs}} \right)$$

Общий базис



$$S_{\vec{k}', \vec{n}}^{T; \vec{J}} \equiv \left(\prod_i P_{(i)}^{\bar{J}_i} h_{(ii)}^{n_i} \prod_{\forall r \neq s} h_{(rs)}^{k'_{rs}} \right)$$

Канонический базис

Производящие функции неприводимых тензоров

$$x_i = P_i \omega_i, \quad P_i^2 = \pm 1$$

$$y_i = G_{\alpha\beta} \omega_{i\alpha} \omega_{i\beta} = \omega_i^2 - \frac{(q_i \omega_i)^2}{q_i^2}$$

$$z_{ii'} = G_{\alpha\beta} \omega_{i\alpha} \omega_{i'\beta} = \omega_i \omega_{i'} - \frac{(q_i \omega_i)(q_{i'} \omega_{i'})}{q_i^2}$$

$$z_{ij} = \hat{G}_{\alpha\beta} \omega_{i\alpha} \omega_{j\beta} = \omega_i \omega_j - \frac{(q_j \omega_i)(q_i \omega_j)}{q_i q_j}$$

Канонический базис

$$t_i = h_{\alpha\beta} \omega_{i\alpha} \omega_{i\beta} = y_i - x_i^2 / P_i^2$$

$$t_{ii'} = h_{\alpha\beta} \omega_{i\alpha} \omega_{i'\beta} = z_{ii'} - x_i x_{i'} / P_i^2$$

$$t_{ij} = h_{\alpha\beta} \omega_{i\alpha} \omega_{j\beta} = z_{ij} - \frac{\sqrt{q_i^2 q_j^2}}{q_i q_j} x_i x_j / P_i^2$$

$$\vec{x} = \{x_i\}, \quad \vec{y} = \{y_i\}, \quad \vec{z} = \{z_{ij}\}, \quad \vec{t} = \{t_i\}, \quad \vec{\hat{t}} = \{t_{ij}\}$$

$$f^T = S_{\vec{k}', \vec{n}}^{T \vec{J}} \otimes \vec{\omega}^{\vec{J}} = N_{\vec{k}', \vec{n}}^{T \vec{J}} \vec{x}^{\vec{J}_i} \vec{t}^{\vec{n}} \vec{\hat{t}}^{\vec{k}'}$$

$$N_{\vec{k}', \vec{n}}^{T \vec{J}} = \frac{\vec{J}!}{2^{|\vec{n}|} \vec{n}! \vec{k}'! \vec{J}!}$$

$$\vec{a}^{\vec{b}} = \prod_i a_i^{b_i}, \quad \vec{a}! = \prod_i a_i!, \quad |\vec{a}| = \sum_i a_i$$

Производящие функции неприводимых тензоров

$$\vec{f}_{\vec{k}}^T = \sum_{\vec{\Omega}_{\vec{k}', \vec{n}}^T} \left(\tau_{\vec{n}}^{\vec{k}'(\vec{k}; \vec{J})} N_{\vec{k}', \vec{n}}^T \vec{J} \right) \vec{x}^{\vec{J}_i} \vec{t}^{\vec{n}} \vec{t}^{\vec{k}'} = \hat{\Pi}(\square_{\vec{\omega}}) \vec{x}^{\vec{J}_i} \vec{t}^{\vec{k}}$$

$$\hat{\Pi}(\square_{\vec{\omega}}) = \prod_i \hat{\Pi}(\square_{\omega_i})$$

Гармоническая проекция
делает поперечно-симметричный
тензор бесследовым

$$\hat{\Pi}(\square_{\omega_i}) f(x_i, t_i, t_{ij}) = \sum_{m=0}^{[J_i/2]} \frac{y_i^m}{4^m m! (C^{J_i})_m} \square_{\omega_i}^m f(x_i, t_i, t_{ij}) \Big|_{y_i \rightarrow t_i + x_i^2 / P_i^2}$$

$$\square_{\omega_i} = g_{\alpha\beta} \partial_{\omega_i \alpha} \partial_{\omega_i \beta} = 2(D-2) \partial_{t_i} + \sum_{r,s} g_{\alpha\beta} \frac{\partial u_r}{\partial \omega_i \alpha} \frac{\partial u_s}{\partial \omega_i \beta} \partial_{u_r u_s}^2$$

$$u_r = \{x_1, x_2, \dots, t_1, t_2, \dots, t_{11'}, t_{22'}, \dots\}$$

$$C^J = - \left(J + \frac{D-5}{2} \right)$$

Свертки неприводимых тензоров

$$\begin{aligned} \bar{\mathcal{W}}_{k_2}^{\vec{J}}(p_2, q) \otimes \bar{\mathcal{W}}_{k_1}^{\vec{J}}(p_1, q) &= S_{k_2, \vec{0}}^W \bar{\mathcal{W}}_{k_2}^{\vec{J}}(p_2, q) \otimes \bar{\mathcal{W}}_{k_1}^{\vec{J}}(p_1, q) = \\ &= \frac{(P_2 \partial_{\omega_1})^{J-k_2} (P_2 \partial_{\omega'_1})^{J'-k_2} \left[\hat{\mathcal{D}}_{11'} \right]^{k_2}}{k_2! (J-k_2)! (J'-k_2)!} \bar{f}_{k_1}^W(x_1, x'_1, t_1, t'_1, t_{11'})|_{\Omega_{ch}} \end{aligned}$$

$$\Omega_{ch} : \{x_1, x'_1 \rightarrow Z = P_1 P_2, \quad \xi_1, \xi'_1 \rightarrow P_2^2, \quad t_1, t'_1, t_{11'} \rightarrow 1 - Z^2/P_1^2\}$$

$$\hat{\mathcal{D}}_{11'} = h_{\alpha\beta}(p_2, q) \partial_{\omega_{1\alpha}} \partial_{\omega'_{1'\beta}} = (D-2) \partial_{t_{11'}} + \sum_{r,s} h_{\alpha\beta}(p_2, q) \frac{\partial u_r}{\partial \omega_{1\alpha}} \frac{\partial u'_s}{\partial \omega'_{1'\beta}} \partial_{u_r u'_s}^2$$

$$n_2 \partial_{\omega_1} = \sum_r \left(n_{2\alpha} \frac{\partial u_r}{\partial \omega_{1\alpha}} \right) \partial_{u_r}, \quad n_2 \partial_{\omega'_1} = \sum_s \left(n_{2\alpha} \frac{\partial u'_s}{\partial \omega'_{1'\alpha}} \right) \partial_{u'_s}$$

$$u_r = \{x_1, \xi_1, t_1, t_{11'}\}, \quad u'_s = \{x'_1, \xi'_1, t'_1, t_{11'}\}, \quad \xi_1 = P_2 \omega_1, \quad \xi'_1 = P_2 \omega'_1$$

Предел рассеяния вперед, конечные тензоры

Выделяем сингулярные в переднем пределе члены

$$\mathcal{T} = \sum_{\vec{r}} \sum_{\vec{k}', \vec{n}'} \left[\sum_{\vec{k}} \mathcal{A}_{\vec{k}'\vec{n}'\vec{r}}^{\vec{J}\vec{k}} \hat{\tau}_{\vec{k}}^{\vec{J}} \right] \hat{S}_{\vec{k}'\vec{n}'\vec{r}}^{\vec{J}\vec{k}} (q^2)^{-|\vec{r}|}$$

Удобство канонического базиса, \mathbf{h} – несингулярны

Получаем систему линейных уравнений и решаем

$$\sum_{\vec{k}} \mathcal{A}_{\vec{k}'\vec{n}'\vec{r}}^{\vec{J}\vec{k}} \hat{\tau}_{\vec{k}}^{\vec{J}} = 0, \quad |\vec{r}| > 0 \quad \hat{\tau}_{\vec{k}_d}^{\vec{J}} = \sum_{\vec{k}_0} \mathcal{M}_{\vec{k}_d\vec{k}_0} \hat{\tau}_{\vec{k}_0}^{\vec{J}} \quad \vec{k}_0 \in \Omega_{indep}^T$$

Количество независимых форм-факторов

$$\Omega_{indep}^W = \{k = \min(J, J')\}$$

1 форм-фактор для
одионочной (SD) и двойной (DD)
диссоциации!

$$\Omega_{indep}^H = \{J_i - \sum_{j \neq i} k_{ij} = 0\}$$

$$N_0^H = \frac{1 + (-1)^{|\vec{J}|}}{2} \frac{(J_0 + 2)!}{J_0! 2!}$$

$$J_0 = \min \left(J_1, \frac{J_1 + J_2 + J_3 - J_4}{2} \right)$$

Сечения с конечным \mathcal{W}

$$\frac{d^2\sigma_{SD}}{d|t| d\xi} = \frac{(\pi\alpha'_{\mathbb{P}}(t))^2 |\eta_{\mathbb{P}}(t)|^2}{32\pi^2} \xi \times$$

$$|F_{\alpha_{\mathbb{P}}}(t)|^2 \left(\frac{m^2}{(m^2 + |t|/4)} \right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(t)} \frac{1}{2^{\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1}} \times$$

$$\left(\frac{|t|}{|t|_{\min}} - 1 \right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(t)} (2\alpha_{\mathbb{P}}(t) + 1) \sigma_{p\mathbb{P}}(M^2)$$

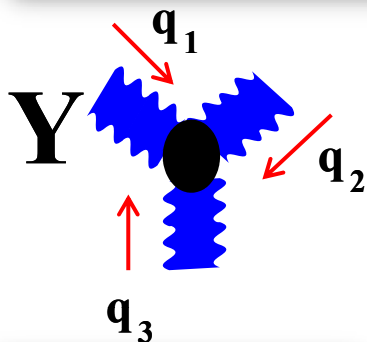
$$\frac{d^3\sigma_{DD}}{d|t| d\xi_1 d\xi_2} = \frac{(\pi\alpha'_{\mathbb{P}}(t))^2 |\eta_{\mathbb{P}}(t)|^2}{64\pi^3} s^2 \xi_1 \xi_2 \times$$

$$4 \left(\frac{|t|}{|t|_{\min}} \right)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)} \left[\frac{1 + (1 - |t|_{\min}/|t|)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)}}{2} \right] \times$$

$$(2\alpha_{\mathbb{P}}(t) + 1)^2 \sigma_{p\mathbb{P}}(M_1^2) \sigma_{p\mathbb{P}}(M_2^2).$$

Свертки трехреджеонных вершин в переднем пределе

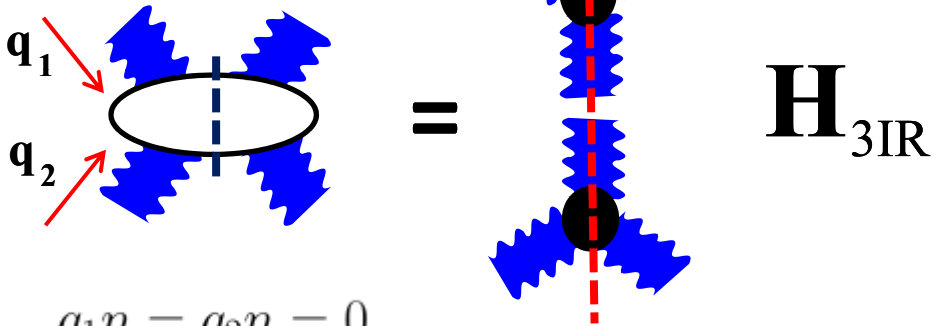
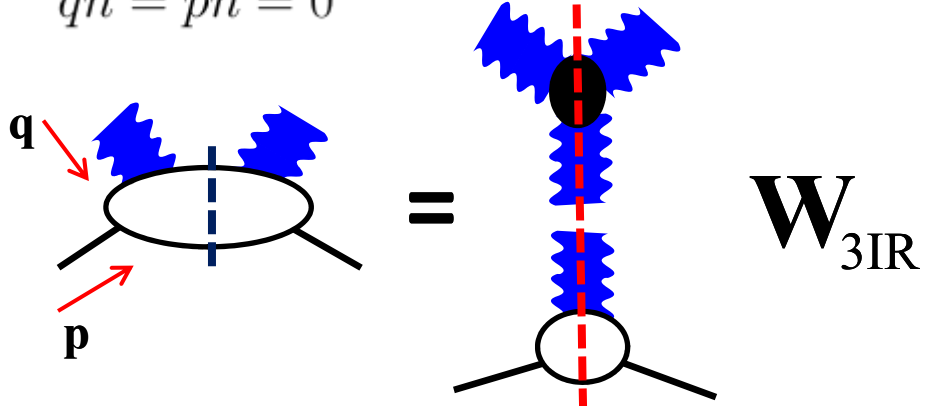
$$\begin{aligned}
 \langle n_{\alpha_1} \dots n_{\alpha_N} \rangle_{p,q} &= \\
 &= \frac{\int d^D n \delta(n^2 + 1) \delta(pn) \delta(qn) n_{\alpha_1} \dots n_{\alpha_N}}{\int d^D n \delta(n^2 + 1) \delta(pn) \delta(qn)} = \\
 &= \frac{(-1)^{N/2}}{2^{N/2} \left(\frac{D-2}{2}\right)_{N/2}} \frac{1 + (-1)^N}{2} (h_{\alpha_a \alpha_b}(p, q))_{all\ sym.}^{N/2}
 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
 q_1 &= q + \frac{\epsilon}{2} \cdot n \\
 q_2 &= -q + \frac{\epsilon}{2} \cdot n \\
 q_3 &= -\epsilon \cdot n
 \end{aligned}$$

$$n^2 = -1, \quad \epsilon \rightarrow 0$$

$$\begin{aligned}
 \langle n_{\alpha_1} \dots n_{\alpha_N} \rangle_{p,q} \\
 qn = pn = 0
 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
 q_1 n = q_2 n = 0 \\
 \langle n_{\alpha_1} \dots n_{\alpha_N} \rangle_{q_1, q_2}
 \end{aligned}$$

Выводы

- Данный подход помогает лучше понять сам процесс реджезации и построения амплитуд дифракционных процессов и сделать его более универсальным для любых энергий и передач импульсов.
- Его можно использовать для спин-четностного анализа, оценок сечений взаимодействия реджеонов и анализа их структуры.
- Методика может использоваться не только в реджевском режиме, но и для рассеяния частиц больших спинов.
- В работе рассмотрены многочисленные способы построения неприводимых тензоров и их свертки, а также пределов рассеяния вперед, что полезно с педагогической точки зрения.
- Сечения процессов для фиксированных спинов получены в виде известных трансцендентных функций, что позволяет легко сделать аналитическое продолжение в область комплексных угловых моментов.

Дальнейшие обобщения

- ❑ Методика легко обобщается на рассеяние частиц с полуцелыми спинами, с применением обычных спиральных амплитуд, каждая из которых может быть представлена как отдельная скалярная в данном подходе.
- ❑ Методика легко обобщается на “несохраняющиеся” токи, расчеты приведены в работе.
- ❑ В дальнейшем будет рассмотрен более реалистичный сценарий искривленных дополнительных измерений и следствия из него.
- ❑ Расчет унитаризованных амплитуд при высоких энергиях
- ❑ Создана программа на Wolfram Mathematica для всех расчетов, представленных в работе.

Продолжение следует...

**Благодарю
за внимание!**