

к 90 летию М.К.Поливанова



РГ уравнения для амплитуды рассеяния в теориях общего вида

Дмитрий Казаков

Лаборатория теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова,

Объединённый институт ядерных исследований,

Дубна, Россия



**Основано на: Phys. Lett. B734 (2014), arXiv:1404.6998 [hep-th]
JHEP 1511 (2015) 059, arXiv:1508.05570 [hep-th]
JHEP 1612 (2016) 154, arXiv:1610.05549v2 [hep-th]
Phys.Rev. D95 (2017) no.4, 045006 arXiv:1603.05501 [hep-th]
Phys.Rev. D97 (2018) no.12, 125008, arXiv:1712.04348 [hep-th],
Phys.Lett. B786 (2018) 327-331, arXiv:1804.08387 [hep-th]
Phys.Lett.B 797 (2019) 134801, arXiv:1904.08690 [hep-th]
Труды Мат. Инст. им. В.А. Стеклова, 2020, т. 308, с. 1–8**

в сотрудничестве с

Л.Борком, А.Борлаковым, Д.Власенко, М.Компанейцем и Д.Толкачевым

Ренормгруппа в квантовой теории поля

Функция Грина

$$\Gamma = 1 + g^2 a_1 \log \frac{\mu^2}{Q^2} + g^4 \left(a_2 \log^2 \frac{\mu^2}{Q^2} + 2b_2 \log \frac{\mu^2}{Q^2} \right) + \dots$$

главные логарифмы

младший логарифм

Константа перенормировки

$$Z_\Gamma = 1 + g^2 \frac{a_1}{\epsilon} + g^4 \left(\frac{a_2}{\epsilon^2} + \frac{b_2}{\epsilon} \right) + \dots$$

$$g \equiv g^2$$

Перенормировка заряда

$$g_{Bare} = (\mu^2)^\epsilon g Z_\Gamma \qquad g_{Bare} = (\mu^2)^\epsilon \left[g + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n(g)}{\epsilon^n} \right]$$

Полусные уравнения

$$\beta(g) = \left(g \frac{d}{dg} - 1 \right) a_1(g),$$

$$\left(g \frac{d}{dg} - 1 \right) a_n(g) = \beta(g) \frac{d}{dg} a_{n-1}(g), \quad n \geq 2.$$

1 петля

$$a_1(g) = a_1 g^2 \quad \beta(g) = a_1 g^2$$

$$a_n(g) = a_1^n g^n$$

Ренормгруппа в квантовой теории поля

приближение главных логарифмов

$$a_n = a_1^n$$

$$\Gamma = \sum_{n=0} g^n a_n L^n = \frac{1}{1 - a_1 g L}$$

уравнения ренормгруппы

$$\frac{d\bar{g}}{dL} = \beta(\bar{g}) \quad \beta(g) = a_1 g^2 \quad \bar{g} = \frac{g}{1 - a_1 g L}$$

$$\frac{d \log \Gamma}{dL} = \gamma(\bar{g}) \quad \Gamma = \exp\left(\int_g^{\bar{g}} \frac{\gamma}{\beta} dg\right) \xrightarrow{\beta=g\gamma} \frac{1}{1 - a_1 g L}$$

Высшие петли

$$\beta(g) = a_1 g^2 + 2b_2 g^3 + \dots$$

Много зарядов

$$\beta_1(g_1, g_2) = a_{11} g_1^2 + 2b_{21} g_1^3 + 2c_{21} g_1 g_2^2 \dots$$

$$\beta_2(g_1, g_2) = a_{12} g_2^2 + 2b_{22} g_2^3 + 2c_{22} g_2 g_1^2 \dots$$

Перенормировка зависящая от кинематики

- R-операция эквивалентна

перенормируемые теории

неперенормируемые теории

$$\bar{A}_4 = Z_4(g^2) \bar{A}_4^{bare} \Big|_{g_{bare}^2 \rightarrow g^2} Z_4$$

$$g_{bare}^2 = \mu^\epsilon Z_4(g^2) g^2.$$

$$Z = 1 - \sum_i KR'G_i$$

Kazakov,19

простое умножение

операторное умножение

$$Z = 1 + \frac{g^2}{\epsilon} + g^4 \left(\frac{1}{\epsilon^2} + \frac{1}{\epsilon} \right) + \dots$$

$$Z = 1 + \frac{g^2}{\epsilon} st + g^4 st \left(\frac{s^2 + t^2}{\epsilon^2} + \frac{s^2 + st + t^2}{\epsilon} \right) + \dots$$

$$\frac{g^2}{\epsilon} (D_\rho D_\sigma F_{\mu\nu})^2$$

R-операция и локальные контрчлены

Теорема Боголюбова-Парасюка

- R-операция гарантирует локальность контрчленов после вычитания расходимостей в подграфах в любой локальной КТП

$$\mathcal{R}'G = 1 - \sum_{\gamma} K\mathcal{R}'_{\gamma} + \sum_{\gamma, \gamma'} K\mathcal{R}'_{\gamma}K\mathcal{R}'_{\gamma'} - \dots,$$

$$\mathcal{R}'G_n = \frac{A_n^{(n)} (\mu^2)^{n\epsilon}}{\epsilon^n} + \frac{A_{n-1}^{(n)} (\mu^2)^{(n-1)\epsilon}}{\epsilon^n} + \dots + \frac{A_1^{(n)} (\mu^2)^{\epsilon}}{\epsilon^n}$$

Лидирующие полюса

$$+ \frac{B_n^{(n)} (\mu^2)^{n\epsilon}}{\epsilon^{n-1}} + \frac{B_{n-1}^{(n)} (\mu^2)^{(n-1)\epsilon}}{\epsilon^{n-1}} + \dots + \frac{B_1^{(n)} (\mu^2)^{\epsilon}}{\epsilon^{n-1}}$$

Подлидирующие полюса

+lower order terms

Все члены типа $(\log \mu^2)^m / \epsilon^k$ должны сокращаться

Лидирующие и подлидирующие расходимости

- В неперенормируемых теориях, как и в перенормируемых, лидирующие расходимости определяются 1-петлевыми графами, а подлидирующие - 2-х петлевыми

$$A_n^{(n)} = (-1)^{n+1} \frac{A_1^{(n)}}{n},$$
$$B_n^{(n)} = (-1)^n \left(\frac{2}{n} B_2^{(n)} + \frac{n-2}{n} B_1^{(n)} \right)$$



**Лидирующие
полюса из 1 петли**



**Подлидирующие
полюса из двух
петель**

$A_1^{(n)}, B_1^{(n)}$ **1-петлевой граф**

$B_2^{(n)}$ **2-петлевой граф**

Лидирующие и подлидирующие расходимости

- В неперенормируемых теориях, как и в перенормируемых, лидирующие расходимости определяются 1-петлевыми графами, а подлидирующие - 2-х петлевыми

$$A_n^{(n)} = (-1)^{n+1} \frac{A_1^{(n)}}{n},$$
$$B_n^{(n)} = (-1)^n \left(\frac{2}{n} B_2^{(n)} + \frac{n-2}{n} B_1^{(n)} \right)$$



Лидирующие
полюса из 1 петли



Подлидирующие
полюса из двух
петель

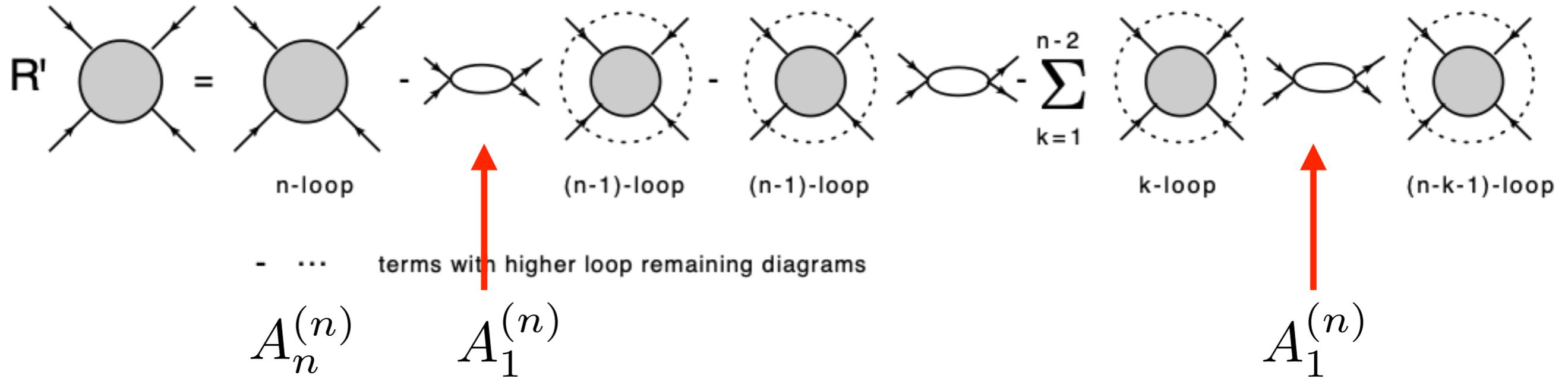
$A_1^{(n)}, B_1^{(n)}$ 1-петлевой граф

$B_2^{(n)}$ 2-петлевой граф

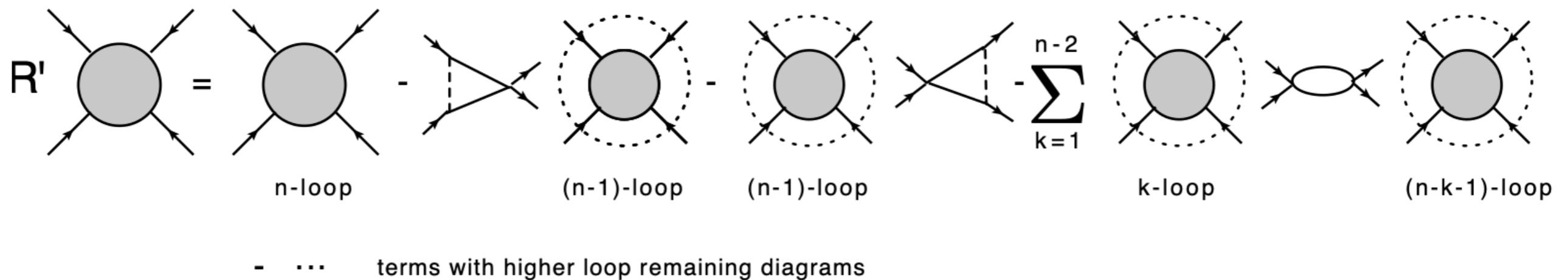
- Локальность контрчленов позволяет написать рекуррентные полюсные соотношения в любых теориях

Лидирующие расходимости

четверные вершины



тройные вершины



Рекуррентные соотношения

Bork, Kazakov, Kompaneets, Vlasenko, 13

Borlakov, Kazakov, Tolkachev, Vlasenko, 15

четверные вершины

$$n \text{ } \langle A_n \rangle = -2 \triangle \langle A_{n-1} \rangle - \sum_{k=1}^{n-2} \langle A_k \rangle \circ \langle A_{n-1-k} \rangle$$

- В неперенормируемых теориях, как и в перенормируемых, лидирующие расходимости определяются 1-петлевыми графами и могут быть рекуррентно вычислены, стартуя с однопетлевой расходимости

Рекуррентные соотношения

Bork, Kazakov, Kompaneets, Vlasenko, 13

Borlakov, Kazakov, Tolkachev, Vlasenko, 15

четверные вершины

$$n \text{ } \langle A_n \rangle = -2 \triangle \langle A_{n-1} \rangle - \sum_{k=1}^{n-2} \langle A_k \rangle \circ \langle A_{n-1-k} \rangle$$

- В неперенормируемых теориях, как и в перенормируемых, лидирующие расходимости определяются 1-петлевыми графами и могут быть рекуррентно вычислены, стартуя с однопетлевой расходимости
- В неперенормируемых теориях, в отличие от перенормируемых, расходящиеся члены являются полиномами от кинематических переменных и вместо простого умножения имеет место интегрирование по оставшейся однопетлевой диаграмме

Рекуррентные соотношения

Bork, Kazakov, Kompaneets, Vlasenko, 13

Borlakov, Kazakov, Tolkachev, Vlasenko, 15

четверные вершины

$$n \text{ } \langle A_n \rangle = -2 \triangle \langle A_{n-1} \rangle - \sum_{k=1}^{n-2} \langle A_k \rangle \circ \langle A_{n-1-k} \rangle$$

- В неперенормируемых теориях, как и в перенормируемых, лидирующие расходимости определяются 1-петлевыми графами и могут быть рекуррентно вычислены, стартуя с однопетлевой расходимости
- В неперенормируемых теориях, в отличие от перенормируемых, расходящиеся члены являются полиномами от кинематических переменных и вместо простого умножения имеет место интегрирование по оставшейся однопетлевой диаграмме
- В результате в общем случае имеем интегральные соотношения

Пример I: Скалярная теория

$$\phi_D^4$$

$$D = 4, 6, 8, 10$$

$$[\lambda] = 2 - D/2$$

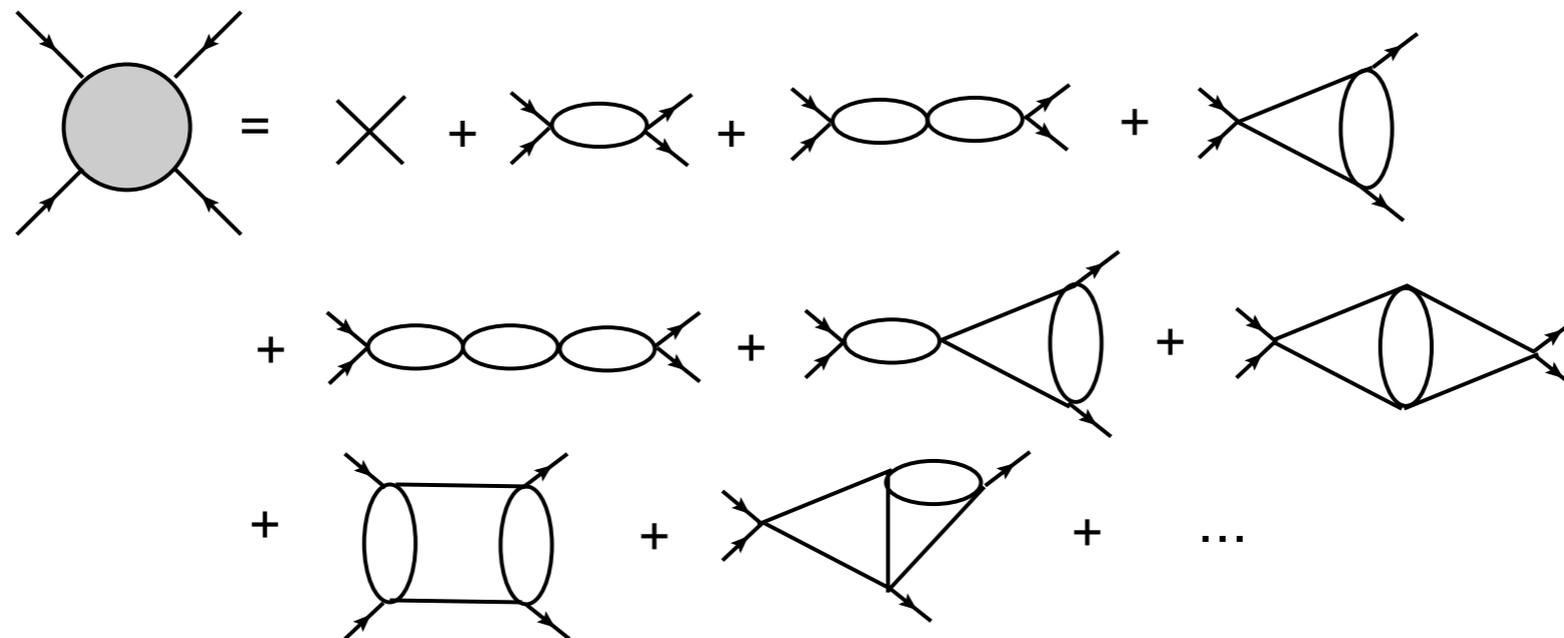
Kazakov,19

2->2 амплитуда рассеяния на массовой поверхности $m = 0$ $s + t + u = 0$

$$\Gamma_4(s, t, u) = \lambda(1 + \Gamma_s(s, t, u) + \Gamma_t(s, t, u) + \Gamma_u(s, t, u))$$

РТ:

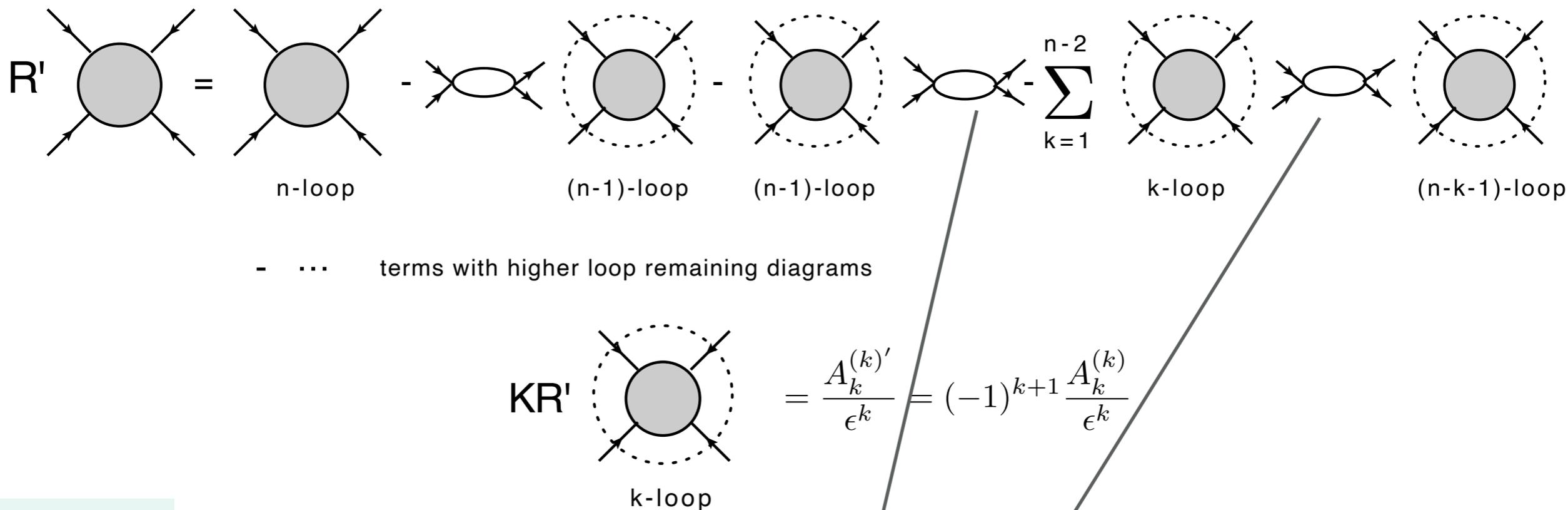
$$\Gamma_s = \sum_{n=1}^{\infty} (-z)^n S_n, \quad \Gamma_t = \sum_{n=1}^{\infty} (-z)^n T_n, \quad \Gamma_u = \sum_{n=1}^{\infty} (-z)^n U_n, \quad z \equiv \frac{\lambda}{\epsilon}$$



Разложение ТВ (показан только s-канал)

Рекуррентные соотношения для лидирующих полюсов

Kazakov,19



$$\begin{aligned}
 nS_n(s, t, u) &= \frac{s^{D/2-2}}{\Gamma(D/2-1)} \int_0^1 dx [x(1-x)]^{D/2-2} (S_{n-1}(s, t', u') + T_{n-1}(s, t', u') + U_{n-1}(s, t', u')) \\
 &+ \frac{1}{2} \frac{s^{D/2-2}}{\Gamma(D/2-1)} \int_0^1 dx [x(1-x)]^{D/2-2} \sum_{k=1}^{n-2} \sum_{p=0}^{(D/2-2)k} \sum_{l=0}^p \frac{1}{p!(p+D/2-2)!} \times \\
 &\times \frac{d^p}{dt'^l du'^{p-l}} (S_k + T_k + U_k) \frac{d^p}{dt'^l du'^{p-l}} (S_{n-k-1} + T_{n-k-1} + U_{n-k-1}) s^p [x(1-x)]^p t^l u^{p-l}
 \end{aligned}$$

$$t' = -xs, u' = -(1-x)s$$

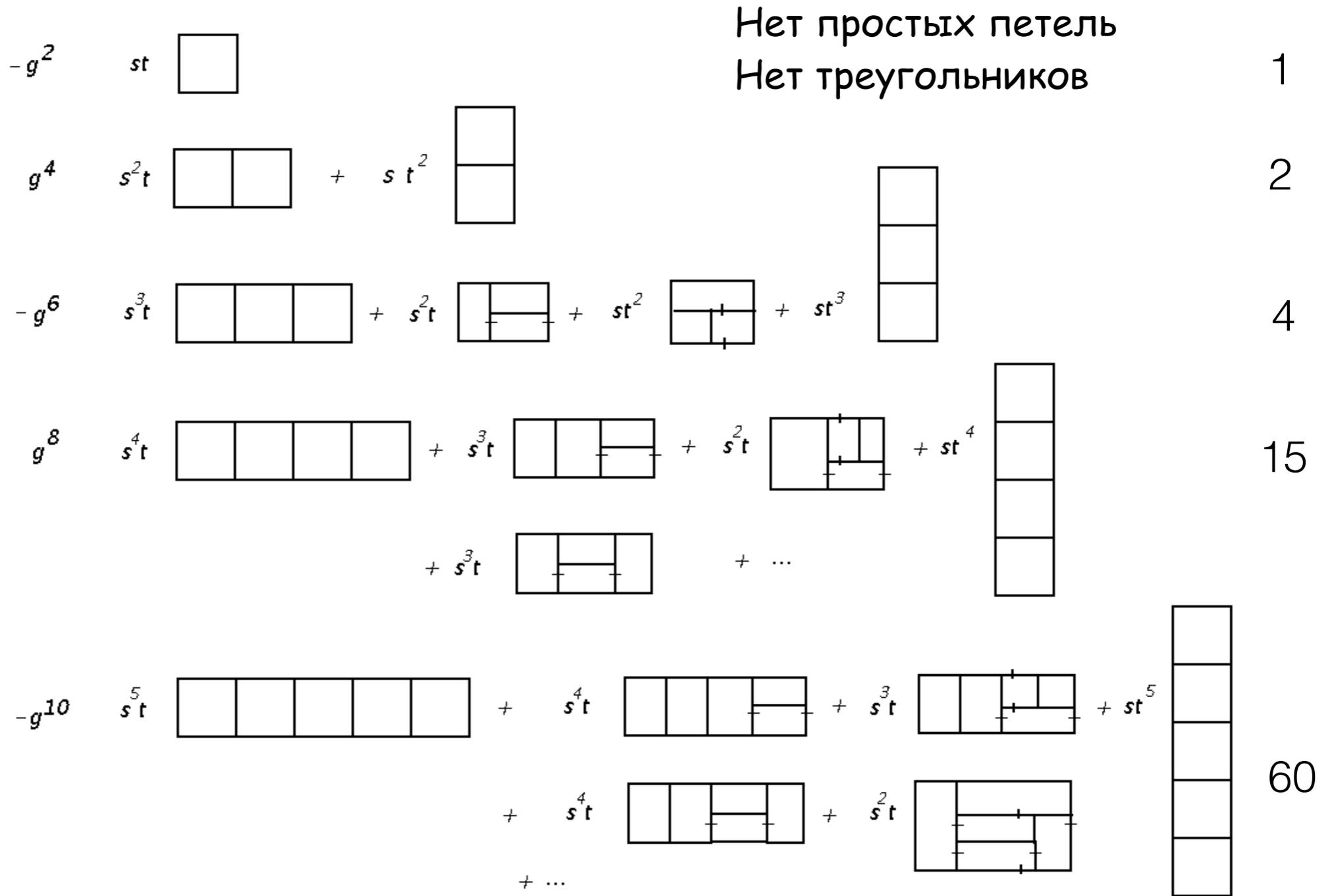
SYM_D

Пример II: суперсимметричная теория Янга-Миллса

$$A_4/A_4^{tree}$$

Первые УФ расходимости в $L=[6/(D-4)]$ петлях

ИК конечно на массовой поверхности



T. Dennen Yu-yin Huang 10 ,
S.Caron-Huot D.O'Connell 10

Универсальное разложение для всех D в максимально суперсимметричных теориях в силу дуальной конформной инвариантности

SYM_D

D=6 N=2

s-канал $S_n(s, t)$ **t-канал** $T_n(s, t)$ $T_n(s, t) = S_n(t, s)$

Точное всепетлевое рекуррентное соотношение

$$S_3 = -s/3, \quad T_3 = -t/3$$

$$nS_n(s, t) = -2s \int_0^1 dx \int_0^x dy (S_{n-1}(s, t') + T_{n-1}(s, t'))$$

$$n \geq 4$$

$$t' = t(x - y) - sy$$

D=8 N=1

s-канал $S_n(s, t)$ **t-канал** $T_n(s, t)$ $T_n(s, t) = S_n(t, s)$

Точное всепетлевое рекуррентное соотношение

$$S_1 = \frac{1}{12}, \quad T_1 = \frac{1}{12}$$

$$nS_n(s, t) = -2s^2 \int_0^1 dx \int_0^x dy y(1-x) (S_{n-1}(s, t') + T_{n-1}(s, t'))|_{t'=tx+yu}$$

$$+ s^4 \int_0^1 dx x^2(1-x)^2 \sum_{k=1}^{n-2} \sum_{p=0}^{2k-2} \frac{1}{p!(p+2)!} \frac{d^p}{dt'^p} (S_k(s, t') + T_k(s, t')) \times$$

$$\times \frac{d^p}{dt'^p} (S_{n-1-k}(s, t') + T_{n-1-k}(s, t'))|_{t'=-sx} (tsx(1-x))^p$$

Дифференциальное уравнение

- Рекуррентные соотношения могут быть превращены в дифференциальные уравнения, которые являются обобщением уравнений РГ на произвольную теорию.

Определяя сумму $\sum_n A_n (-z)^n = A(z)$ можно преобразовать рекуррентные

$$n \text{ } \textcircled{A_n} = -2 \triangleright \textcircled{A_{n-1}} - \sum_{k=1}^{n-2} \textcircled{A_k} \textcircled{A_{n-1-k}}$$

Kazakov,20

соотношения в интегро-дифференциальное уравнение

$$\frac{d}{dz} A(z) = b_0 \left\{ -1 - 2 \int_{\Delta} A(z) - \int_{\circlearrowleft} A^2(z) \right\} \quad \frac{d}{dz} = \frac{d}{d \log \mu^2}$$

Это уравнение справедливо в любой, даже неперенормируемой, теории!

- Уравнения РГ являются следствием локальности, имеют общий характер и не содержат «бегущих зарядов», но суммируют все старшие (и последующие) логарифмы, как и в перенормируемых теориях

ϕ_D^4

Иллюстрация - РГ уравнение

Kazakov,19

$$\begin{aligned}
-\frac{d\Gamma_s(s, t, u)}{dz} &= \frac{1}{2} \frac{\Gamma(D/2 - 1)}{\Gamma(D - 2)} s^{D/2-2} & \Gamma_s(z = 0) &= 0 \\
+ \frac{s^{D/2-2}}{\Gamma(D/2 - 1)} \int_0^1 dx [x(1-x)]^{D/2-2} & [\Gamma_s(s, t', u') + \Gamma_t(s, t', u') + \Gamma_u(s, t', u')] \Big|_{\substack{t' = -xs, \\ u' = -(1-x)s}} \\
+ \frac{1}{2} \frac{s^{D/2-2}}{\Gamma(D/2 - 1)} \int_0^1 dx [x(1-x)]^{D/2-2} & \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{l=0}^p \frac{1}{p!(p + D/2 - 2)!} \times \\
\times \left(\frac{d^p}{dt'^l du'^{p-l}} (\Gamma_s + \Gamma_t + \Gamma_u) \Big|_{\substack{t' = -xs, \\ u' = -(1-x)s}} \right)^2 & s^p [x(1-x)]^p t^l u^{p-l}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d\Gamma_s(s, t, u)}{d \log \mu^2} &= -\frac{\lambda}{2} \frac{s^{D/2-2}}{\Gamma(D/2 - 1)} \int_0^1 dx [x(1-x)]^{D/2-2} \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{l=0}^p \frac{1}{p!(p + D/2 - 2)!} \times \\
&\times \left(\frac{d^p \bar{\Gamma}_4(s, t', u')}{dt'^l du'^{p-l}} \Big|_{\substack{t' = -xs, \\ u' = -(1-x)s}} \right)^2 s^p [x(1-x)]^p t^l u^{p-l}
\end{aligned}$$

$$\Gamma_s(\log \mu^2 = 0) = 0$$

Иллюстрация - PГ уравнение

SYM_D

D=6 N=2

$$\Sigma(s, t, z) = z^{-2} \sum_{n=3}^{\infty} (-z)^n S_n(s, t)$$

$$\frac{d}{dz} \Sigma(s, t, z) = s - \frac{2}{z} \Sigma(s, t, z) + 2s \int_0^1 dx \int_0^x dy (\Sigma(s, t', z) + \Sigma(t', s, z))|_{t'=xt+yu}$$

линейное уравнение

D=8 N=1

$$\Sigma(s, t, z) = \sum_{n=1}^{\infty} (-z)^n S_n(s, t)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \Sigma(s, t, z) = & -\frac{1}{12} + 2s^2 \int_0^1 dx \int_0^x dy y(1-x) (\Sigma(s, t', z) + \Sigma(t', s, z))|_{t'=tx+yu} \\ & -s^4 \int_0^1 dx x^2(1-x)^2 \sum_{p=0}^{\infty} \frac{1}{p!(p+2)!} \left(\frac{d^p}{dt'^p} (\Sigma(s, t', z) + \Sigma(t', s, z))|_{t'=-sx} \right)^2 (tsx(1-x))^p. \end{aligned}$$

нелинейное уравнение

Решение уравнения РГ

$$\phi_D^4$$

$$D = 4$$

$$s \sim t \sim u \sim E^2$$

$$\frac{d\bar{\Gamma}_4}{d \log \mu^2} = -\lambda \frac{3}{2} \bar{\Gamma}_4^2, \quad \bar{\Gamma}_4(\log \mu^2 = 0) = 1 \quad \rightarrow \quad \bar{\Gamma}_4 = \frac{1}{1 + \frac{3}{2} \lambda \log(\mu^2/E^2)}$$

Общее решение для произвольного D

$$\bar{\Gamma}_4(s, t, u) = \mathcal{P} \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \frac{\Gamma(D/2-1)}{\Gamma(D-2)} \lambda (s^{D/2-2} + t^{D/2-2} + u^{D/2-2}) \log(\mu^2/E^2)}$$

\mathcal{P} является символом упорядочения в смысле рекуррентного соотношения

$$\Gamma_4(s, t, u) = \mathcal{P} \frac{\lambda}{1 + \lambda A_1^{(1)} \log(\mu^2/E^2)} = \mathcal{P} \sum_{n=0}^{\infty} (-\lambda)^n \log^n(\mu^2/E^2) (A_1^{(1)})^n$$

$$\mathcal{P}(A_1^{(1)})^n = \int_0^1 dx \sum_{k=0}^{n-1} \overrightarrow{\mathcal{P}(A_1^{(1)})^k} A_1^{(1)} \overleftarrow{\mathcal{P}(A_1^{(1)})^{n-1-k}},$$

Высокоэнергетическое поведение амплитуд рассеяния в теории ϕ_D^4

$$\Gamma_4(s, t, u) = \mathcal{P} \frac{\lambda}{1 + \frac{1}{2} \frac{\Gamma(D/2-1)}{\Gamma(D-2)} \lambda (s^{D/2-2} + t^{D/2-2} + u^{D/2-2}) \log(\mu^2/E^2)}$$

$$s \sim t \sim u \sim E^2$$

$D = 4$ $3/2 > 0$ Имеется полюс Ландау при $E \rightarrow \infty$

$D = 6$ $s + t + u = 0$ Все лидирующие расходимости (логарифмы) сокращаются
во всех петлях

$D = 8$ $s^2 + t^2 + u^2 > 0$ Имеется полюс Ландау при $E \rightarrow \infty$

$D = 10$ $s^3 + t^3 + u^3 = 3stu > 0$ $s > 0, t, u < 0$ Имеется полюс Ландау при $E \rightarrow \infty$

Conclusion: ϕ_D^4 Имеется полюс Ландау при $E \rightarrow \infty$

Лестничные диаграммы

D=8 N=1

Горизонтальная лестница

$$A_n^{(n)} = s^{n-1} A_n$$

$$nA_n = -\frac{2}{4!}A_{n-1} + \frac{2}{5!} \sum_{k=1}^{n-2} A_k A_{n-1-k}, \quad n \geq 3$$

$$A_1 = 1/6$$

1 петлевой квадрат

Суммирование $\Sigma_m(z) = \sum_{n=m}^{\infty} A_n (-z)^n$

$$-\frac{d}{dz} \Sigma_3 = -\frac{2}{4!} \Sigma_2 + \frac{2}{5!} \Sigma_1 \Sigma_1. \quad \Sigma_3 = \Sigma_1 + A_1 z - A_2 z^2, \quad \Sigma_2 = \Sigma_1 + A_1 z, \quad A_1 = \frac{1}{3!}, \quad A_2 = -\frac{1}{3!4!}$$

$$\Sigma_A \equiv \Sigma_1$$

Дифф ур-е

$$\frac{d}{dz} \Sigma_A = -\frac{1}{3!} + \frac{2}{4!} \Sigma_A - \frac{2}{5!} \Sigma_A^2$$

$$z = g^2 s^2 / \epsilon$$

$$\Sigma_A(z) = -\sqrt{5/3} \frac{4 \tan(z/(8\sqrt{15}))}{1 - \tan(z/(8\sqrt{15}))\sqrt{5/3}} = \sqrt{10} \frac{\sin(z/(8\sqrt{15}))}{\sin(z/(8\sqrt{15}) - z_0)}$$

$$\Sigma(z) = -(z/6 + z^2/144 + z^3/2880 + 7z^4/414720 + \dots)$$

$$z_0 = \arcsin(\sqrt{3/8})$$

Решение уравнений РГ - Общий случай

$$\frac{d}{dz}A(z) = b_0 \left\{ -1 - 2 \int_{\Delta} A(z) - \int_{\circ} A^2(z) \right\}$$

В правой части полином второго порядка:

- два действительных корня - решение в виде экспоненты (растущей или падающей в зависимости от теории и кинематики) SYM_6
- вырожденный действительный корень - решение с полюсом при низких (АС) или высоких энергиях (НЗ) в зависимости от кинематики ϕ_D^4
- два комплексных корня - решение с бесконечным числом периодических полюсов в обоих направлениях SYM_8

Выводы

Выводы

- R-операция работает в неперенормируемых теориях как и в перенормируемых и обеспечивает локальность контрчленов

Выводы

- 🔊 **R-операция работает в неперенормируемых теориях как и в перенормируемых и обеспечивает локальность контрчленов**
- 🔊 **Локальность контрчленов позволяет написать рекуррентные полюсные соотношения в любых теориях**

Выводы

- 📌 R-операция работает в неперенормируемых теориях как и в перенормируемых и обеспечивает локальность контрчленов
- 📌 Локальность контрчленов позволяет написать рекуррентные полюсные соотношения в любых теориях
- 📌 Рекуррентные соотношения позволяют вычислить лидирующие расходимости во ВСЕХ петлях алгебраически, начиная с одной петли

Выводы

- 📌 R-операция работает в неперенормируемых теориях как и в перенормируемых и обеспечивает локальность контрчленов
- 📌 Локальность контрчленов позволяет написать рекуррентные полюсные соотношения в любых теориях
- 📌 Рекуррентные соотношения позволяют вычислить лидирующие расходимости во ВСЕХ петлях алгебраически, начиная с одной петли
- 📌 Сумма всех лидирующих расходимостей удовлетворяет интегро-дифференциальному уравнению, которое является обобщением уравнения РГ на неперенормируемый случай

Выводы

- 📌 **R-операция работает в неперенормируемых теориях как и в перенормируемых и обеспечивает локальность контрчленов**
- 📌 **Локальность контрчленов позволяет написать рекуррентные полюсные соотношения в любых теориях**
- 📌 **Рекуррентные соотношения позволяют вычислить лидирующие расходимости во ВСЕХ петлях алгебраически, начиная с одной петли**
- 📌 **Сумма всех лидирующих расходимостей удовлетворяет интегро-дифференциальному уравнению, которое является обобщением уравнения РГ на неперенормируемый случай**
- 📌 **Уравнения РГ являются следствием не мультипликативной перенормировки, а локальности контрчленов после проведения R-операции**

Выводы

- R-операция работает в неперенормируемых теориях как и в перенормируемых и обеспечивает локальность контрчленов
- Локальность контрчленов позволяет написать рекуррентные полюсные соотношения в любых теориях
- Рекуррентные соотношения позволяют вычислить лидирующие расходимости во ВСЕХ петлях алгебраически, начиная с одной петли
- Сумма всех лидирующих расходимостей удовлетворяет интегро-дифференциальному уравнению, которое является обобщением уравнения РГ на неперенормируемый случай
- Уравнения РГ являются следствием не мультипликативной перенормировки, а локальности контрчленов после проведения R-операции
- Решения уравнений РГ в общем случае делятся на 3 класса: экспоненциальный рост(убывание), полюс Ландау при высоких(низких энергиях), бесконечное число полюсов Ландау.