

О форме нуклонов при высоких энергиях

arXiv:2012.11618

М. Л. Некрасов

В расширенной партонной модели, учитывающей поперечные движения партонов, описан сценарий эволюции пространственной конфигурации нуклонов с ростом их энергии. При энергиях до LHC нуклоны имеют сигарообразную форму с растущими размерами как $\sqrt{\ln E}$ в поперечном направлении, и линейно по E в продольном направлении. С дальнейшим ростом E устанавливается режим коррелированного поведения партонов, и увеличение размеров нуклонов в продольном направлении приостанавливается. Одновременно режим роста в поперечном направлении сменяется на $\ln E$, и вдоль центральной оси по направлению движения образуется полость, также логарифмически расширяющаяся с энергией. Проведены численные оценки указанных параметров.

★ Введение

★ Нуклоны в поперечной проекции

Общие вопросы, определения

Режим *НЕ*коррелированного движения партонов

Режим коррелированного движения партонов

★ Продольные размеры нуклонов

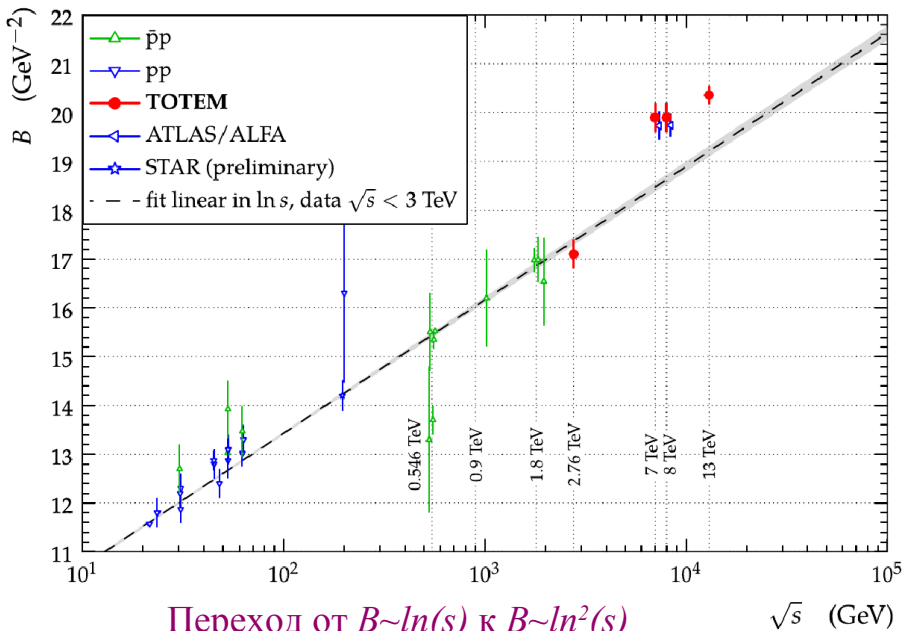
★ Выводы

- ✓ Пространственная форма нуклонов
- ✓ Область взаимодействия нуклонов

Принцип короткодействия сильных взаимодействий

Поперечные размеры области взаимодействия определяются прицельным параметром b

при $t \rightarrow 0$: $B = \langle b^2 \rangle / 2$



Переход от $B \sim \ln(s)$ к $B \sim \ln^2(s)$

происходит в области $\sqrt{s} \sim 2-7$ TeV

Подход Редже: феноменологич. описание

Партонная модель: качественн. описание некоррелированное – коррелированное движение партон. Но почему происходит смена режима?

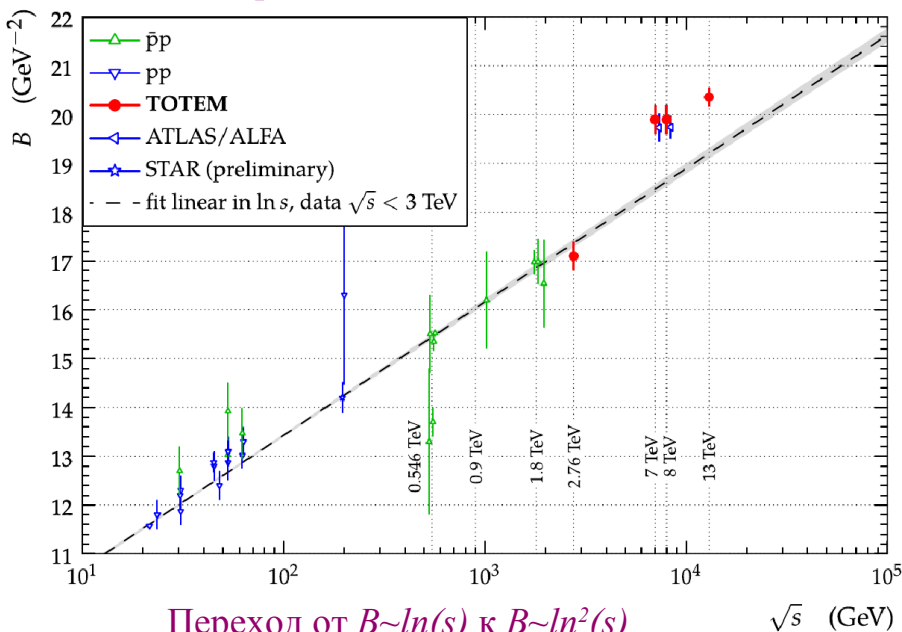
Продольные размеры:
(непосредственно не наблюдаемы)

- I. Покоящийся нуклон – шар ==> быстрый нуклон – блин, $R_L \sim 1/E$
- II. Определяются продольными размерами медленных партон $\sim 1/\mu$ (“мягкий масштаб”)
- III. Определяются продольной областью взаимодействия быстрых нуклонов $R_L \sim E$
- IV. Но когда останавливается линейный рост?

- ✓ Пространственная форма нуклонов
- ✓ Область взаимодействия нуклонов

Принцип короткодействия сильных взаимодействий

Поперечные размеры области взаимодействия определяются прицельным параметром b
 при $t \rightarrow 0$: $B = \langle b^2 \rangle / 2$



Переход от $B \sim \ln(s)$ к $B \sim \ln^2(s)$
 происходит в области $\sqrt{s} \sim 2-7$ TeV

Подход Редже: феноменологич. описание
 Партонная модель: качественн. описание некоррелированное – коррелированное движение партонов. Но почему происходит смена режима?

Продольные размеры:
 (непосредственно не наблюдаемы)

- I. Покоящийся нуклон – шар \implies
 быстрый нуклон – блин, $R_L \sim 1/E$
- II. Определяются продольными размерами медленных партонов $\sim 1/\mu$ (“мягкий масштаб”)
- III. Определяются продольной областью взаимодействия быстрых нуклонов $R_L \sim E$
- IV. Но когда останавливается линейный рост?

Задача:
 найти ответы на вопросы и
 дать феноменологическое описание

Покоящийся нуклон состоит из 3-х (валентных) кварков, распределённых:

- в конфиг. пространстве с дисперсией $\sim R_0$
 - в импульсном пр-ве с дисперсией $\mu \sim 1/R_0 \sim 0.3 \text{ GeV}$,
 $\langle E^2 \rangle \approx \langle p^2 \rangle = \mu^2 \Rightarrow \mu$ - эффективн. масса кварков
- } \Rightarrow кварки не расщепляются
среднее число кварков = 3

Быстрый нуклон: быстрые партоны расщепляются, приобретая поперечную массу μ , пока не станут медленными. В ходе расщепления смещаются на периферию, каждый раз на величину $\sim 1/\mu$, что приводит к разбуханию поперечных размеров нуклонов.

Некоррелированное смещение : $\mathcal{R}_T \sim \sqrt{\ln(E)}$

Коррелированное смещение : $\mathcal{R}_T \sim \ln(E)$

Nekrasov, MPLA 2020

Определения:

- ♦ Эффективный поперечный радиус нуклона \mathcal{R} – усредненная дисперсия расстояния периферийных партонов от геометрического центра в поперечной проекции.
- ♦ Средне-квадратичный поперечный импульс периферийных партонов \mathcal{K} – усредненная дисперсия поперечных импульсов периферийных партонов.

Усреднение – по распределению вероятности числа партонов в каскадах
(каскады могут быть незавершёнными и завершёнными)

Nekrasov 2020:

$$\mathcal{R}^2 = \bar{N} \mu^{-2}$$

$$\mathcal{K}^2 = \bar{N} \mu^2$$

\bar{N} – среднее число партонов в каскадах $\sim \ln E$

$$\mathcal{R} \sim \sqrt{\ln E}, \quad \mathcal{K} \sim \sqrt{\ln E}$$

Средняя плотность партонов в поперечной проекции:

$$\varrho \equiv 3\bar{N}/S = 3\mu^2/\pi \quad - \text{ постоянная величина}$$

Nekrasov 2020:

$$\mathcal{R}^2 = \bar{N} \mu^{-2}$$

$$\mathcal{K}^2 = \bar{N} \mu^2$$

\bar{N} – среднее число партонов в каскадах $\sim \ln E$

$$\mathcal{R} \sim \sqrt{\ln E}, \quad \mathcal{K} \sim \sqrt{\ln E}$$

Средняя плотность партонов в поперечной проекции:

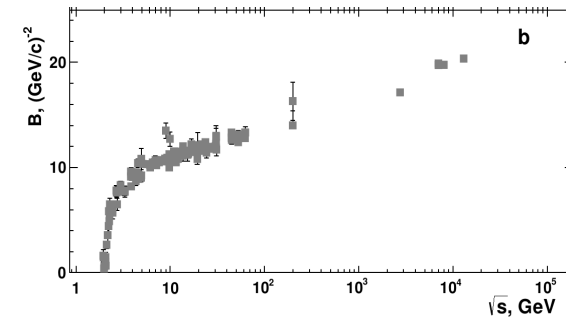
$$\varrho \equiv 3\bar{N}/S = 3\mu^2/\pi \quad - \text{ постоянная величина}$$

Petrov, Okorokov 2018: средне-квадратичный поперечный радиус R_v^2 валентного кваркового кора

$$R_v^2 = \langle b_0^2 \rangle / 2 = B_0$$

$$\sqrt{s_0} \approx 10 \text{ GeV}, \quad B_0 \equiv B(s_0) = 11.10 \pm 0.26 \text{ GeV}^{-2}$$

$$\mathcal{R}_v = \sqrt{B_0} = 0.656 \pm 0.008 \text{ fm}$$



Обобщение: Возрастает радиус нуклонов и, следовательно, возрастает прицельный параметр

$$\mathcal{R}^2 = \langle b^2 \rangle / 2 = B \quad \leftarrow \text{при } s \geq s_0 \rightarrow \quad B(s) = B_0 + 2\alpha'_0 \ln(s/s_0)$$

$$s = (2E)^2$$

При любых s : $\mathcal{R}^2(s) = \mathcal{R}_0^2 + 2\alpha'_0 \ln(s/s_0)$, $\mathcal{R}_0^2 = B_0$

$$\mathcal{R}_v^2 = \mathcal{R}_0^2 + 2\alpha'_0 \ln(4M^2/s_0) \Rightarrow |\alpha'_0 = 0.25 \text{ GeV}^{-2}| \Rightarrow (0.60 \text{ fm})^2 \quad (R_v = 0.74 \text{ fm})$$

$$\mu = 1/\mathcal{R}_v = 0.33 \text{ GeV}$$

$$\varrho = (0.62 \text{ fm})^{-2}$$

Нуклоны в поперечной проекции. Режим некоррелированного движения партонов.

Среднее число партонов в каскадах:

$$\bar{N} = \mu^2 [\mathcal{R}_0^2 + 2\alpha'_0 \ln(s/s_0)] \quad s = (2E)^2$$

Максимальное число партонов в каскадах:

$$N_m = \gamma \ln(2P/\mu), \quad \gamma \simeq 1/\ln 2$$

$$N_m \simeq \gamma \ln \frac{\sqrt{s}}{3\mu}$$

Коэффициент насыщения каскадов:

$$\varkappa = \bar{N}/N_m, \quad 1 \geq \varkappa \geq 4\alpha'_0 \mu^2 / \gamma \simeq 0.07$$

Средне-квадратичные поперечн. импульсы
периферийных партонов:

$$\mathcal{K}^2 = \mu^2 [1 + 2\alpha'_0 \mu^2 \ln(s/s_0)]$$

\sqrt{s} [GeV]	\mathcal{R} [fm]	\mathcal{K} [GeV]	\mathcal{K}_m [GeV]	\bar{N}	N_m	\varkappa
10	0.66	0.35	0.60	1.18	3.36	0.35
50	0.70	0.38	0.78	1.35	5.68	0.24
500	0.76	0.41	0.98	1.59	9.00	0.18
2000	0.80	0.43	1.08	1.74	11.00	0.16
7000	0.83	0.45	1.17	1.87	12.81	0.15
13000	0.84	0.45	1.21	1.94	13.70	0.14
100000	0.89	0.48	1.33	2.15	16.64	0.13

Нуклоны в поперечной проекции. Режим некоррелированного движения партонов.

Среднее число партонов в каскадах:

$$\bar{N} = \mu^2 [\mathcal{R}_0^2 + 2\alpha'_0 \ln(s/s_0)] \quad s = (2E)^2$$

Максимальное число партонов в каскадах:

$$N_m = \gamma \ln(2P/\mu), \quad \gamma \simeq 1/\ln 2$$

$$N_m \simeq \gamma \ln \frac{\sqrt{s}}{3\mu}$$

Коэффициент насыщения каскадов:

$$\varkappa = \bar{N}/N_m, \quad 1 \geq \varkappa \geq 4\alpha'_0 \mu^2 / \gamma \simeq 0.07$$

Средне-квадратичные поперечн. импульсы
периферийных партонов:

$$\mathcal{K}^2 = \mu^2 [1 + 2\alpha'_0 \mu^2 \ln(s/s_0)]$$

\sqrt{s} [GeV]	\mathcal{R} [fm]	\mathcal{K} [GeV]	\mathcal{K}_m [GeV]	\bar{N}	N_m	\varkappa
10	0.66	0.35	0.60	1.18	3.36	0.35
50	0.70	0.38 (0.4)	0.78	1.35	5.68	0.24
500	0.76	0.41 (0.42)	0.98	1.59	9.00	0.18
2000	0.80	0.43 (0.50)	1.08	1.74	11.00	0.16
7000	0.83	0.45 (0.55)	1.17	1.87	12.81	0.15
13000	0.84	0.45	1.21	1.94	13.70	0.14
100000	0.89	0.48	1.33	2.15	16.64	0.13

Соотношение неопределенностей для каскадных процессов:

Nekrasov 2020:

$$\mathcal{R} \mathcal{K} \geq \bar{N}$$

Если при $s = s_1$ эволюция \mathcal{K} останавливается на фиксированном значении $\mathcal{K} = \mathcal{K}_1$,
то при $s > s_1$ получим:

$$\mathcal{R} \geq \bar{N} / \mathcal{K}_1$$

$$\bar{N} \sim \ln s \Rightarrow \mathcal{R} \sim \ln s$$

Если смена режима роста $B(s)$ произошла в точке $s = s_1$, то при $s > s_1$ имеем (эксперимент):

$$\check{B}(s) = B_1 + A \ln^2(s/s_1)$$

$$A = 0.029 \text{ GeV}^{-2} \quad \text{/Schegelsky, Ryskin 2012/}$$

В силу $\mathcal{R}^2 = \langle b^2 \rangle / 2 = B$ отсюда получим:

$$B_1 = B(s_1)$$

$$\check{\mathcal{R}}^2(s) = \mathcal{R}_1^2 + A \ln^2(s/s_1)$$

$$\mathcal{R}_1^2 = B(s_1)$$

$$\check{N} \simeq \mathcal{K}_1 [\mathcal{R}_1^2 + A \ln^2(s/s_1)]^{1/2}$$

$$\check{\rho} \equiv 3\check{N}/\check{S} = (3\mathcal{K}_1/\pi) [\mathcal{R}_1^2 + A \ln^2(s/s_1)]^{-1/2}$$

Соотношение неопределенностей для каскадных процессов:

Nekrasov 2020:

$$\mathcal{R} \mathcal{K} \geq \bar{N}$$

Если при $s = s_1$ эволюция \mathcal{K} останавливается на фиксированном значении $\mathcal{K} = \mathcal{K}_1$,
то при $s > s_1$ получим:

$$\mathcal{R} \geq \bar{N} / \mathcal{K}_1$$

$$\bar{N} \sim \ln s \Rightarrow \mathcal{R} \sim \ln s$$

Если смена режима роста $B(s)$ произошла в точке $s = s_1$, то при $s > s_1$ имеем (эксперимент):

$$\check{B}(s) = B_1 + A \ln^2(s/s_1)$$

$$A = 0.029 \text{ GeV}^{-2} \quad \text{/Schegelsky, Ryskin 2012/}$$

В силу $\mathcal{R}^2 = \langle b^2 \rangle / 2 = B$ отсюда получим:

$$B_1 = B(s_1)$$

$$\check{\mathcal{R}}^2(s) = \mathcal{R}_1^2 + A \ln^2(s/s_1)$$

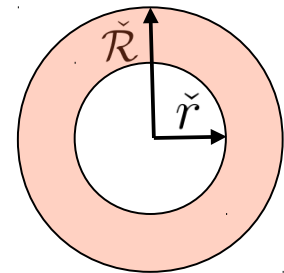
$$\mathcal{R}_1^2 = B(s_1)$$

$$\check{N} \simeq \mathcal{K}_1 [\mathcal{R}_1^2 + A \ln^2(s/s_1)]^{1/2} \quad \check{\varrho} \equiv 3\check{N}/\check{S} = (3\mathcal{K}_1/\pi) [\mathcal{R}_1^2 + A \ln^2(s/s_1)]^{-1/2}$$

Падающая с энергией плотность !?!?
конфайнмент!!!

$$\check{\varrho} = 3\check{N}/[\pi(\check{\mathcal{R}}^2 - \check{r}^2)] \Rightarrow \check{r}^2 = \check{\mathcal{R}}(\check{\mathcal{R}} - \nu \mathcal{R}_1)$$

$$\nu = \varrho/\check{\varrho} \geq 1$$



$$\sqrt{s_1} = 2 \text{ TeV} / 7 \text{ TeV}$$

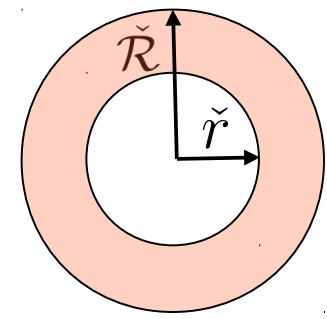
\sqrt{s} [GeV]	$\check{\mathcal{R}}$ [fm]	\check{r} [fm]	\check{N}	N_m	$\check{\alpha}$
2000	0.80	0.	1.74	11.00	0.16
7000	0.90 / 0.83	0.31 / 0.	1.97 / 1.87	12.81	0.15 / 0.15
13000	1.02 / 0.85	0.48 / 0.15	2.23 / 1.93	13.70	0.16 / 0.14
100000	1.55 / 1.23	1.08 / 0.70	3.39 / 2.78	16.64	0.20 / 0.17

$$\check{\mathcal{R}}^2(s) = \mathcal{R}_1^2 + A \ln^2(s/s_1)$$

$$\check{N} \simeq \mathcal{K}_1 [\mathcal{R}_1^2 + A \ln^2(s/s_1)]^{1/2}$$

$$\check{r}^2 = \check{\mathcal{R}} (\check{\mathcal{R}} - \nu \mathcal{R}_1)$$

$$\nu = \varrho/\check{\varrho} \geq 1$$



Продольные размеры

- Нуклоны взаимодействуют через медленные партоны;
- Время развития квантовых флуктуаций, приводящих к образованию медленных партонов $\Delta\tau \sim E/\mu^2$;
- Отсюда дисперсия области взаимодействия быстрых адронов $\Delta L \sim \Delta\tau \sim E/\mu^2$;
- Размеры области взаимодействия *медленных* партонов $\sim 1/\mu$;
- Размеры адронов с точностью $1/\mu$ следуют за размерами области их взаимодействия, т.е. возрастают $\sim E/\mu^2$.

Продольный радиус нуклона:

$$R_L = R_v \left[1 + \xi \left(\frac{E}{M} - 1 \right) \right]$$

Насколько далеко возможно возрастание R_L ?

Продольные размеры

- Нуклоны взаимодействуют через медленные партоны;
- Время развития квантовых флуктуаций, приводящих к образованию медленных партонов $\Delta\tau \sim E/\mu^2$;
- Отсюда дисперсия области взаимодействия быстрых адронов $\Delta L \sim \Delta\tau \sim E/\mu^2$;
- Размеры области взаимодействия *медленных* партонов $\sim 1/\mu$;
- Размеры адронов с точностью $1/\mu$ следуют за размерами области их взаимодействия, т.е. возрастают $\sim E/\mu^2$.

Продольный радиус нуклона:
$$R_L = R_v \left[1 + \xi \left(\frac{E}{M} - 1 \right) \right]$$

Насколько далеко возможно возрастание R_L ?

3D-плотность партонов в нуклоне:

Возрастание $\alpha_{\text{eff}} \Rightarrow$
переход в режим
коррелированного
движения партонов

$$\rho(E) = \varrho / (2R_L) \quad \text{Падающая с энергией плотность !?!?}$$

конфайнмент!?!

Критическая 3D-плотность партонов в нуклоне при $E=E_1$:

$$\rho_c = \frac{1}{(4/3)\pi r_c^3} \quad \leftarrow \text{“радиус конфайнмента”}$$

$$\rho(E_1) = \rho_c \quad \text{— уравнение на } \xi \text{ при заданных } E_1 \text{ и } r_c$$

Полагая $r_c = 1 \text{ fm}$ (следует сравнить с $R_V = 0.74 \text{ fm}$)

получим: $\xi = 0.0060$ при $\sqrt{s_1} = 2 \text{ TeV}$

$\xi = 0.0017$ при $\sqrt{s_1} = 7 \text{ TeV}$

Продольный радиус нуклона R_L в режиме некоррелированного ($s < s_1$) движения партонов

\sqrt{s} [GeV]	10	50	500	2000	7000
R_L [fm] ($\sqrt{s_1} = 2 \text{ TeV}$)	0.76	0.85	1.92	5.47	5.47
R_L [fm] ($\sqrt{s_1} = 7 \text{ TeV}$)	0.75	0.77	1.08	2.77	5.47

При $s > s_1$ реализуется режим коррелированного движения

R_L не изменяется, 3D-плотность партонов постоянна

ОСНОВНЫЕ ИДЕИ (в этом исследовании):

- A. Размеры нуклонов строго следуют области их взаимодействия (обуславливается свойством короткодействия сильных взаимодействий).

В случае поперечных направлений это подкрепляется подобием роста независимо определенных размеров нуклонов и области их взаимодействия (соображение короткодействия даёт "сшивку" оценок).

- B. Уменьшение пространственной плотности партонов приводит к возрастанию их связи.

Возрастание связи трактуется как причина перехода с ростом энергии к режиму коррелированного движения партонов.

Заключение и выводы:

1. — При умеренно высоких энергиях нуклонов ($s_0 < s < s_1$) их поперечные размеры возрастают с энергией как $\sqrt{\ln E}$, продольные — как E .
 - Поперечные движения партонов в нуклонах в этом режиме *некоррелированные*.
2. — При ультра-высоких энергиях нуклонов ($s_1 < s$) их поперечные размеры возрастают с энергией как $\ln E$, и вдоль центральной оси образуется полость, с аналогично возрастающими размерами.
 - Рост продольных размеров останавливается.
 - Поперечные движения партонов в нуклонах в этом режиме *коррелированные*.
3. Продольные размеры нуклонов решающим образом влияют на их поперечные размеры и на их наблюдаемые свойства.
4. Количественные оценки, сделанные в данной работе, имеют иллюстративный характер, дающий представление о масштабах параметров и тенденциях их эволюции
5. Полученные результаты позволяют лучше понять процессы, происходящие в мягких упругих столкновениях нуклонов при высоких энергиях, и могут служить целеуказанием для дальнейших исследований