Февраль, 2017

Многопартонные взаимодействия (MPI) в КХД (Двойное партонное рассеяние в КХД)

А.М. Снигирев

Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д.В. Скобельцина
Московского государственного университета
имени М.В. Ломоносова
Москва, Россия, 119991

MPI Workshops (2008, 2010-2016):

P. Bartalini *et al.*, arXiv:1003.4220 [hep-ep].

P. Bartalini *et al.*, arXiv:1111.0469 [hep-ph].

H. Abramowicz *et al.*, arXiv:1306.5413 [hep-ph].

S. Bansal *et al.*, arXiv:1410.6664 [hep-ph].

R. Astalos *et al.*, arXiv:1506.05829 [hep-ph].

mpi@lhc 2015, H. Jung *et al.*, DESY-PROC-2016-01.

mpi@lhc 2016 (Mexico), https://indico.nucleares.unam.mx/event/1100/

Из истории: **ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ**

Упругое рассеяние электронов на протонах

——–> протон (адрон) НЕ точечный

Глубоконеупругое рассеяние электронов на протонах

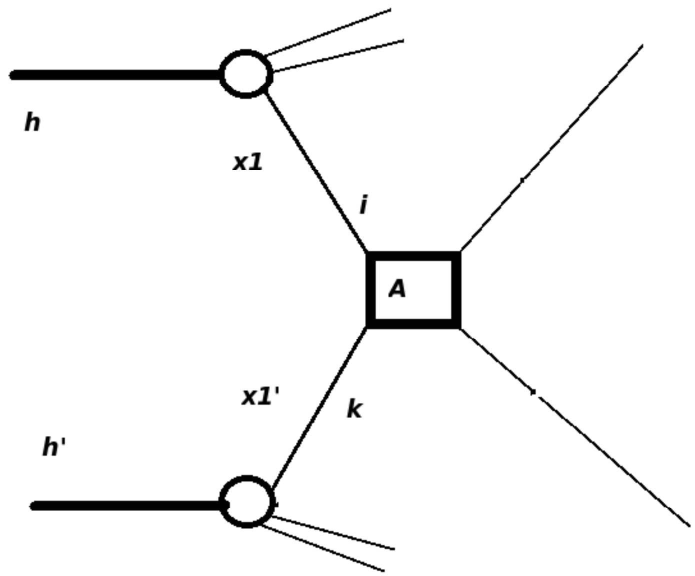
——–> протон (адрон) состоит из точечных частиц-партонов

Сечение (адронное) $=$ Σ сечение (партонное) $\times$ вес

Вес — вероятности в системе бесконечно большого импульса

Bjorken, Feynman

В КХД веса зависят от масштаба Q жесткого процесса
(НАРУШЕНИЕ СКЕЙЛИНГА)



$$\sigma^{A}_{\mathrm{SPS}} = \sum_{i,k} \int D^{i}_{h}(x_1; Q^2_1)\hat{\sigma}^{A}_{ik}(x_1, x^{'}_1) D^{k}_{h'}(x^{'}_1; Q^2_1) dx_1 dx^{'}_1$$

Нарушение скейлинга (зависимость от Q) определяется уравнениями DGLAP (*Докшицер-Грибов-Липатов-Altarelli-Parisi*):

$$\frac{dD_i^j(x,t)}{dt} = \sum_{j'} \int_x^1 \frac{dx'}{x'} D_i^{j'}(x',t) P_{j' \to j}\left(\frac{x}{x'}\right)$$

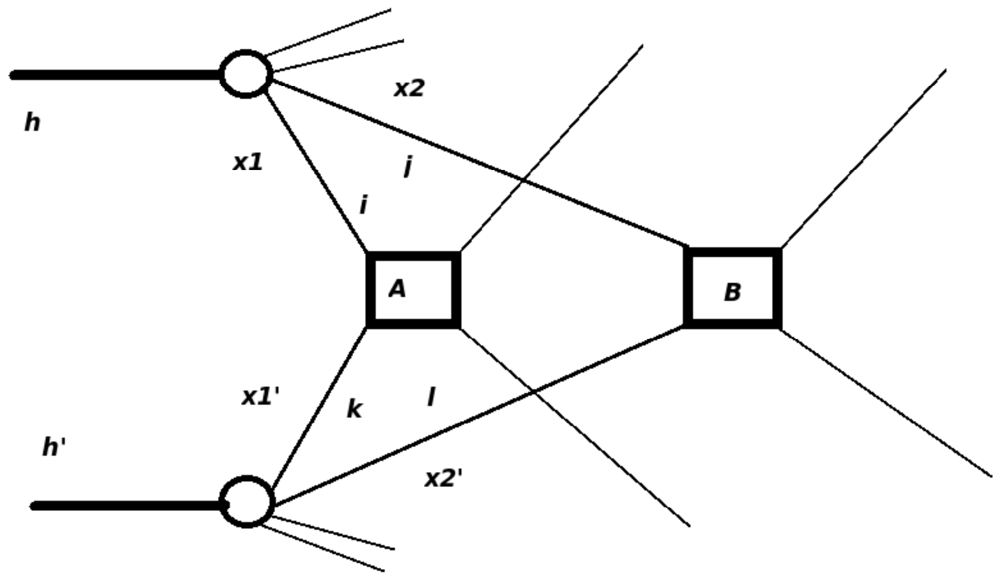
$$t = \frac{1}{2\pi b} \ln\left[1 + \frac{g^2(\mu^2)}{4\pi} b \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)\right] \;=\; \frac{1}{2\pi b} \ln\left[\frac{\ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2_{QCD}}\right)}{\ln\left(\frac{\mu^2}{\Lambda^2_{QCD}}\right)}\right], \quad b = \frac{33 - 2n_f}{12\pi},$$

где $g(\mu^2)$ — константа связи на некотором масштабе μ^2,
n_f — число активных кварковых ароматов,
Λ_{QCD} — размерный параметр в КХД.

Решение в явном виде: преобразование Меллина –> диагонализация –> обратное преобразование Меллина.

Поведение вблизи кинематических границ: $x = 0$, $x = 1$.

Очень редко, НО возможно двойное жесткое партонное рассеяние (подпроцессы A и B)



Инклюзивное сечение такого двойного партонного рассеяния пишется по аналогии (в предположении только факторизации двух жестких подпроцессов, *Paver, Treleani,...*):
(*степенная поправка ("высшие твисты") к полному сечению* $\sim (\Lambda_{QCD}/Q)^2$)

$$\boldsymbol{\sigma^{AB}_{DPS} = \frac{m}{2} \sum_{i,j,k,l} \int \Gamma_{ij}(x_1, x_2; \mathrm{b}_1, \mathrm{b}_2; Q_1^2, Q_2^2) \hat{\sigma}^A_{ik}(x_1, x_1^{'}, Q_1^2) \hat{\sigma}^B_{jl}(x_2, x_2^{'}, Q_2^2)}$$

$$\boldsymbol{\times \Gamma_{kl}(x_1^{'}, x_2^{'}; \mathrm{b}_1 - \mathrm{b}, \mathrm{b}_2 - \mathrm{b}; Q_1^2, Q_2^2) dx_1 dx_2 dx_1^{'} dx_2^{'} d^2b_1 d^2b_2 d^2b,}$$

где $\mathbf{b}$ — прицельный параметр (поперечное расстояние между центрами сталкивающихся адронов.

$\Gamma_{ij}(x_1, x_2; \mathbf{b_1}, \mathbf{b_2}; Q_1^2, Q_2^2)$ — обобщенные двухпартонные функции распределения, зависящие от продольных импульсных фракций x_1 и x_2, и поперечных координат $\mathbf{b_1}$ и $\mathbf{b_2}$ двух партонов, участвующих в **жестких** подпроцессах A и B на масштабах Q_1 и Q_2.

$\hat{\sigma}^A_{ik}$ $\hat{\sigma}^B_{jl}$ — сечения на партонном уровне.

$m/2$ — фактор, учитывающий симметрию:
$m = 1$ при $A = B$, и $m = 2$ в остальных случаях.

Обобщенные двухпартонные функции распределения $\Gamma_{ij}(x_1, x_2; \mathbf{b_1}, \mathbf{b_2}; Q_1^2, Q_2^2)$ — **главный обьект исследования**.

(*можно выразить через волновые функции (Фоковские столбцы) в переменных светового конуса в виде бесконечных сумм/рядов*)

Обычно предполагают, что зависимость от продольных и поперечных переменных факторизуется:

$$\boldsymbol{\Gamma_{ij}(x_1, x_2; \mathrm{b}_1, \mathrm{b}_2; Q_1^2, Q_2^2) = D_h^{ij}(x_1, x_2; Q_1^2, Q_2^2) f(\mathrm{b}_1) f(\mathrm{b}_2),}$$

где $f(\mathbf{b_1})$ — универсальные функции для всех партонов с фиксированной нормировкой

$$\boldsymbol{\int f(\mathrm{b}_1) f(\mathrm{b}_1 - \mathrm{b}) d^2 b_1 d^2 b = \int T(\mathrm{b}) d^2 b = 1,}$$

и

$$T(\mathbf{b}) = \int f(\mathbf{b_1}) f(\mathbf{b_1} - \mathbf{b}) d^2 b_1$$

— функции перекрытия (не вычисляются по теории возмущений).

Далее предполагают, что и продольную компоненту $D_h^{ij}(x_1, x_2; Q_1^2, Q_2^2)$ можно представить в виде произведения известных однопартонных функций распределения

$$\boldsymbol{D_h^{ij}(x_1, x_2; Q_1^2, Q_2^2) = D_h^i(x_1; Q_1^2) D_h^j(x_2; Q_2^2).}$$

Тогда инклюзивное сечение двойного партонного рассеяния переписывается совсем в простом виде (используемом в большинстве оценок):

$$\boldsymbol{\sigma_{\mathrm{DPS}}^{\mathrm{AB}} = \frac{m}{2} \frac{\sigma_{\mathrm{SPS}}^{A} \sigma_{\mathrm{SPS}}^{B}}{\sigma_{\mathrm{eff}}},}$$

$$\boldsymbol{\pi R_{\mathrm{eff}}^2 = \sigma_{\mathrm{eff}} = [\int d^2 b (T(\mathrm{b}))^2]^{-1}}$$

— эффективное сечение (эффективная область взаимодействия), R_{eff} — порядка поперечного размера адрона.

Вместо смешанного представления *(импульсы-координаты)* иногда удобнее чисто импульсное представление:

$$\boldsymbol{\sigma}^{D}_{(A,B)} = \frac{m}{2}\sum_{i,j,k,l}\int \Gamma_{ij}(x_1, x_2; \mathrm{q}; Q_1^2, Q_2^2)\hat{\boldsymbol{\sigma}}^{A}_{ik}(x_1, x_1^{'})\hat{\boldsymbol{\sigma}}^{B}_{jl}(x_2, x_2^{'})$$

$$\times\Gamma_{kl}(x_1^{'}, x_2^{'}; -\mathrm{q}; Q_1^2, Q_2^2)dx_1 dx_2 dx_1^{'} dx_2^{'}\frac{d^2q}{(2\pi)^2}.$$

Здесь поперечный импульс q — разность импульсов партонов в волновых функциях адрона в амплитуде и сопряженной амплитуде. Эта переменная сопряжена переменной, характеризующей относительное поперечное расстояние между партонами $b_1 - b_2$.

Главная проблема — вычислить обобщенные двухпартонные функции распределения $\Gamma_{ij}(x_1, x_2; \mathbf{q}; Q_1^2, Q_2^2)$ **БЕЗ упрощающих факторизационных предположений** (*которые недостаточно обоснованы (2010-2012)*):
Blok, Dokshitzer, Frankfurt, Strikman;
Diehl, Schafer;
Gaunt, Stirling;
Flensburg, Gustafson, Lonnblad, Ster;
Manohar, Waalewijn;
Ryskin, Snigirev

Эти функции были известны в литературе только при $\mathbf{q} = 0$ (проинтегрированные по относительному поперечному расстоянию между партонами). В том случае $\Gamma_{ij}(x_1, x_2; \mathbf{q} = 0; Q^2, Q^2) = D_h^{ij}(x_1, x_2; Q^2, Q^2)$ удовлетворяют обобщенным DGLAP эволюционным уравнениям (*Kirshner; Shelest, Snigirev, Zinovjev* **(1982)**).

В главном логарифмическом приближении теории возмущений КХД это инклюзивные **вероятности** найти в адроне h два “голых” партона сортов i и j с определенными долями x_1 и x_2 продольного импульса адрона.

$$\frac{dD_h^{j_1 j_2}(x_1, x_2, t)}{dt} = \sum_{j_1'} \int\limits_{x_1}^{1-x_2} \frac{dx_1'}{x_1'} D_h^{j_1' j_2}(x_1', x_2, t) P_{j_1' \to j_1}\left(\frac{x_1}{x_1'}\right)$$

$$+ \sum_{j_2'} \int\limits_{x_2}^{1-x_1} \frac{dx_2'}{x_2'} D_h^{j_1 j_2'}(x_1, x_2', t) P_{j_2' \to j_2}\left(\frac{x_2}{x_2'}\right)$$

$$+ \sum_{j'} D_h^{j'}(x_1 + x_2, t) \frac{1}{x_1 + x_2} P_{j' \to j_1 j_2}\left(\frac{x_1}{x_1 + x_2}\right)$$

Решение обобщенных DGLAP уравнений $\neq$
Произведение одиночных функций распределения
(факторизационная компонента).

Разница между партонным и адронным уровнями.

Соотношение *Грибова-Липатова (обобщенное):*
функции: **распределения == фрагментации** (для партонов только !!)
= jet calculus rules (KUV)

Решение обобщенных DGLAP эволюционных уравнений с заданными начальными условиями на некотором масштабе μ^2 может быть представлено в виде (*Snigirev (2003)*):

$$D_h^{j_1 j_2}(x_1, x_2; \mu^2, Q_1^2, Q_2^2)$$

$$= D_{h1}^{j_1 j_2}(x_1, x_2; \mu^2, Q_1^2, Q_2^2) + D_{h2}^{j_1 j_2}(x_1, x_2; \mu^2, Q_1^2, Q_2^2),$$

$$D_{h1}^{j_1 j_2}(x_1, x_2; \mu^2, Q_1^2, Q_2^2)$$

$$= \sum_{j_1' j_2'} \int\limits_{x_1}^{1-x_2} \frac{dz_1}{z_1} \int\limits_{x_2}^{1-z_1} \frac{dz_2}{z_2} \, D_h^{j_1' j_2'}(z_1, z_2; \mu^2) D_{j_1'}^{j_1}(\frac{x_1}{z_1}; \mu^2, Q_1^2) D_{j_2'}^{j_2}(\frac{x_2}{z_2}, \mu^2, Q_2^2),$$

$$D_{h2}^{j_1 j_2}(x_1, x_2; \mu^2, Q_1^2, Q_2^2) = \sum_{j' j_1' j_2'} \int\limits_{\mu^2}^{\min(Q_1^2, Q_2^2)} dk^2 \frac{\alpha_s(k^2)}{2\pi k^2} \int\limits_{x_1}^{1-x_2} \frac{dz_1}{z_1} \int\limits_{x_2}^{1-z_1} \frac{dz_2}{z_2} \times$$

$$D_h^{j'}(z_1 + z_2; \mu^2, k^2) \frac{1}{z_1 + z_2} P_{j' \to j_1' j_2'}(\frac{z_1}{z_1 + z_2}) D_{j_1'}^{j_1}(\frac{x_1}{z_1}; k^2, Q_1^2) D_{j_2'}^{j_2}(\frac{x_2}{z_2}; k^2, Q_2^2)$$

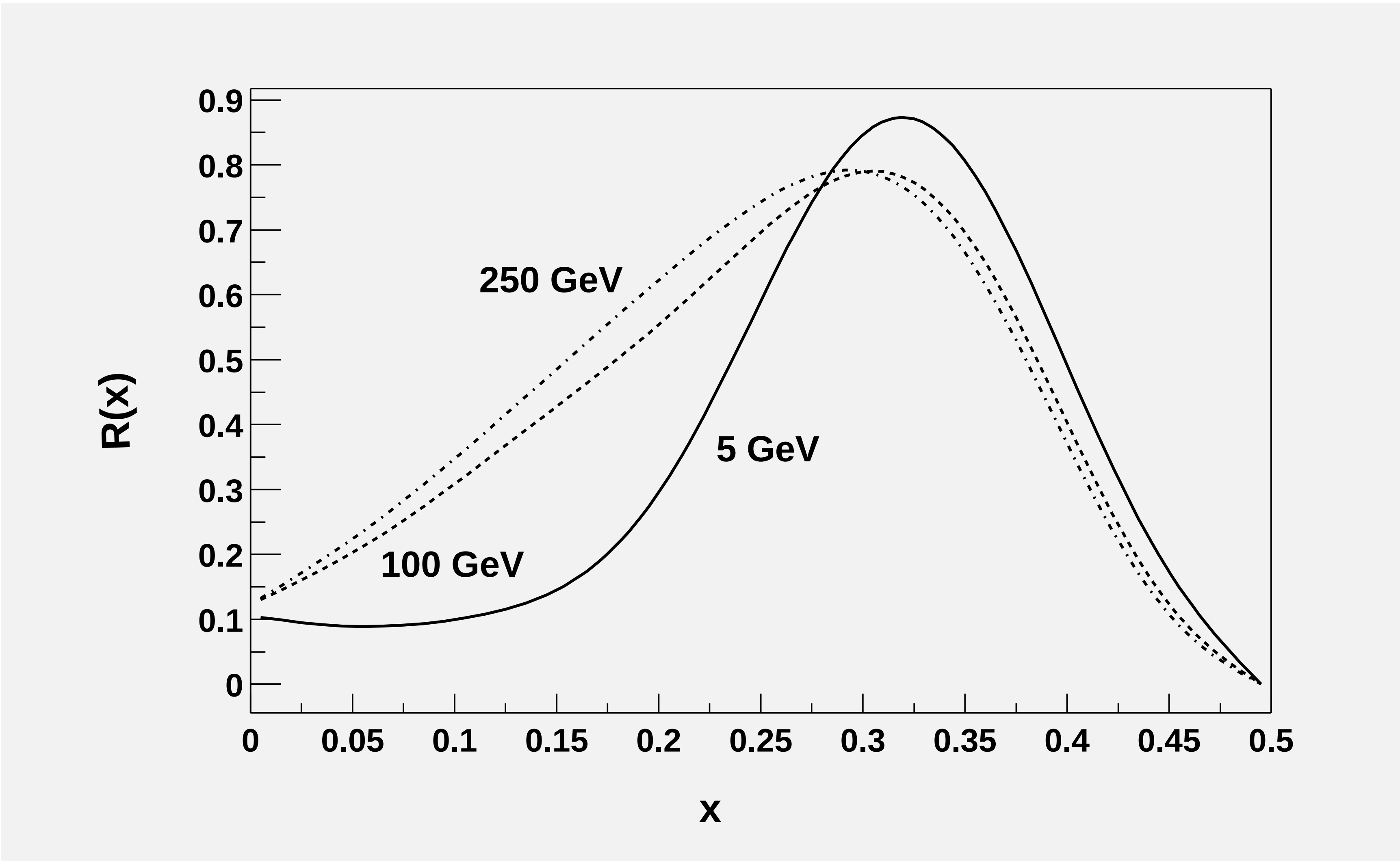
Величина дополнительных корреляций по отношению к факторизационной компоненте была оценена (*Korotkikh, Snigirev, (2004)*):

$$R(x,t) \;=\; (D^{gg}_{p(QCD)}(x_1,x_2,t)/D^{g}_{p}(x_1,t)D^{g}_{p}(x_2,t)(1-x_1-x_2)^2)|_{x_1=x_2=x}.$$

Затем DGLAP уравнения были численно проинтегрированы (*Gaunt, Stirling (2010)*), что позволило затабулировать двойные партонные функции распределения в широком диапазоне изменения переменных:

$$10^{-6} < x_1 < 1, \qquad 10^{-6} < x_2 < 1, \qquad 1 < Q^2 < 10^9 GeV$$

и вычислить эффекты эволюции для ряда конкретных наблюдаемых процессов для LHC.



R(x)
x
250 GeV
100 GeV
5 GeV
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
0
0.05
0.1
0.15
0.2
0.25
0.3
0.35
0.4
0.45
0.5

Процессы на LHC — потенциальные индикаторы двойного партонного рассеяния:

- W бозоны одного знака (самый “чистый”, но очень редкий)
- $\gamma + 3$ струи (также Тэватрон: D0, CDF)
- $W(Z) + 2$ струи (ATLAS — первое измерение σ_{eff} на LHC)
- 4 струи (также Тэватрон: CDF)
- $b\bar{b}$ пара $+ 2$ струи
- $b\bar{b}$ пара $+ W$ бозон
- пары тяжелых мезонов (в частности, двойное рождение J/ψ)
  (в том числе: *Baranov, Snigirev, Zotov (2011)*)
  (LHCb — первое измерение двойного рождения J/ψ)
- ... ?...

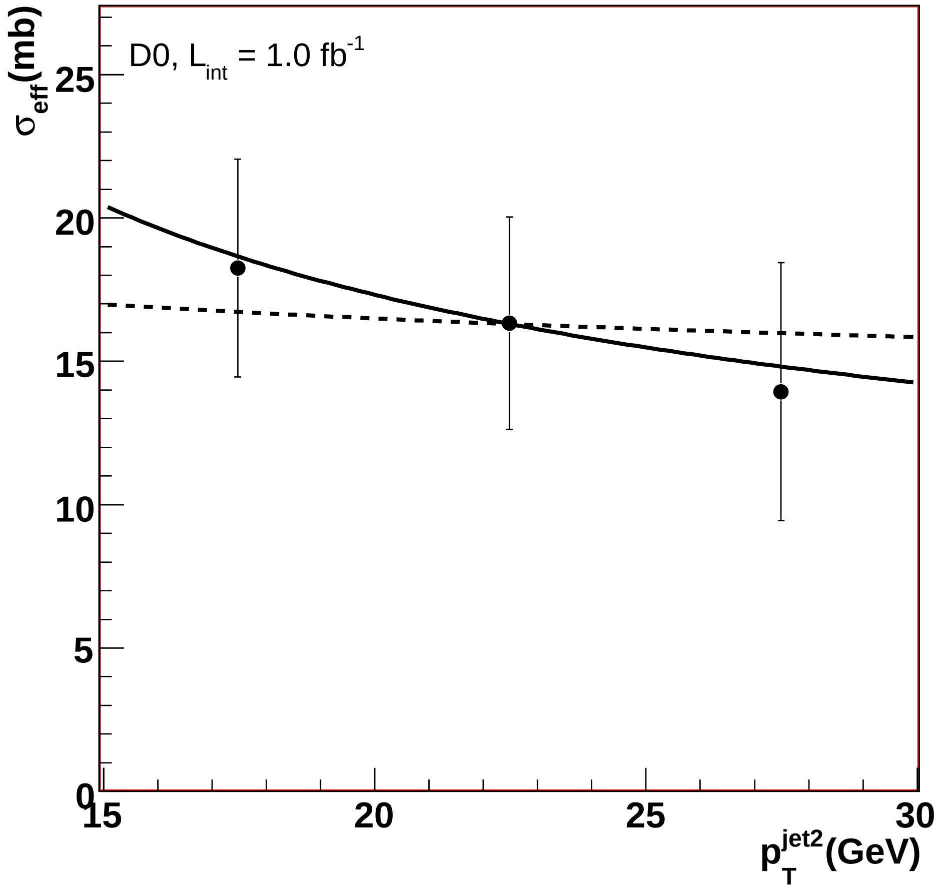
D0 коллаборация (Тэватрон) измерила σ_{eff} при **3** разных масштабах (*Phys. Rev. D 81, 052012 (2010)*)

в процессе с γ **+3 струи** в конечном состоянии.

Это наблюдение было проинтерпретировано как первое проявление КХД эволюции двойных партонных функций распределения (дополнительного корреляционного вклада)

Snigirev (2010)

Flensburg, Gustafson, Lonnblad, Ster (2011)



Экспериментальное определение: **Теоретическое "предсказание":**

$$\frac{\sigma_{DPS}^{\gamma+3j}}{\sigma^{\gamma j}\sigma^{jj}} = [\sigma_{\rm eff}^{\rm exp}]^{-1}$$

$$\sigma_{\rm eff}^{\rm exp} = \sigma_{\rm eff}^{0}[1 + k\ln(p_T^{\rm jet2}/p_{T0}^{\rm jet2}]^{-1}$$

($k = 0.1$ (**штриховая**) **и** $k = 0.5$ (**сплошная**))

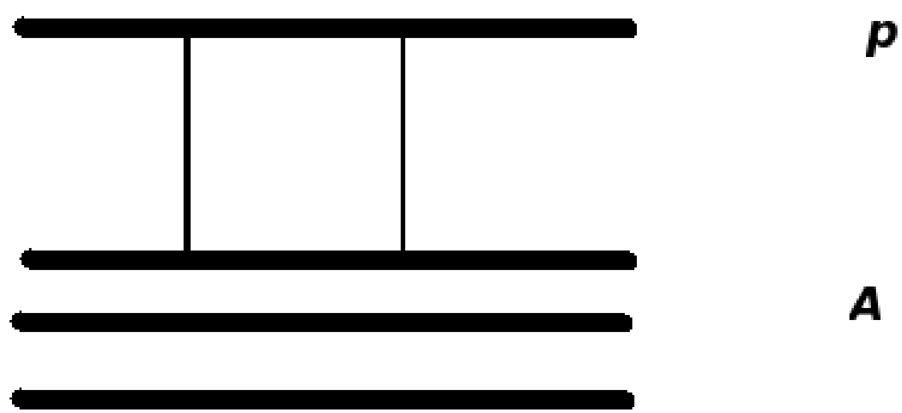
ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ (I):

- Обобщенные DGLAP уравнения
- Решение = Факторизационная компонента + Корреляции
- Отношение: (Корреляции)/(Факторизационная компонента)
  — НЕ мало, наблюдаемо
- Новые корректные формулы для вычисления сечений, учитывающие КХД эволюцию двойных распределений (Обобщение для $q \neq 0$)
- Отклонение от факторизации для эффективного сечения (зависимость от масштаба жесткости процесса)
- Первые оценки сечения рождения пар тяжелых мезонов в двойном партонном рассеинии

DPS in pA

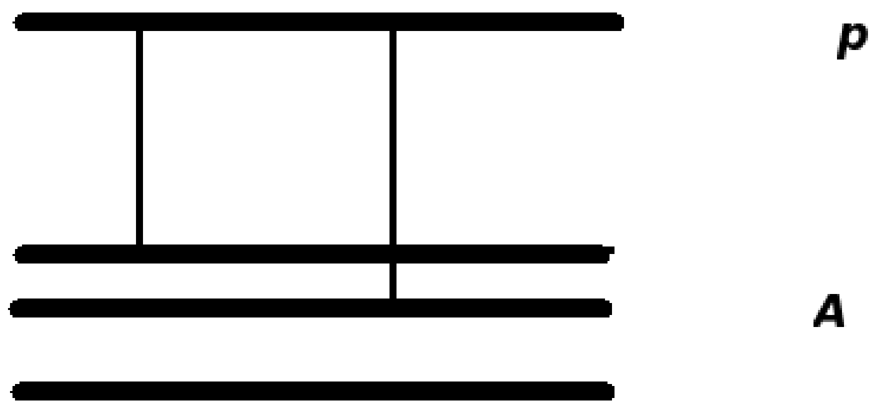
(Strikman, Treleani; Blok, Strikman, Wiedemann; d'Enterria, Snigirev,.....) **:**

1. The two partons of the nucleus belong to the same nucleon



Nuclear enhancement factor A as for SPS

2. The two partons of the nucleus belong to the different nucleons



Nuclear enhancement factor: $\propto A^2/A^{2/3} = A^{1+1/3}$

The final DPS cross section "pocket formula" in pA collisions:

$$\boldsymbol{\sigma^{\rm DPS}_{(pA\to ab)} = \left(\frac{m}{2}\right)\frac{\sigma^{\rm SPS}_{(NN\to a)}\cdot\sigma^{\rm SPS}_{(NN\to b)}}{\sigma_{\rm eff,pA}},}$$

where

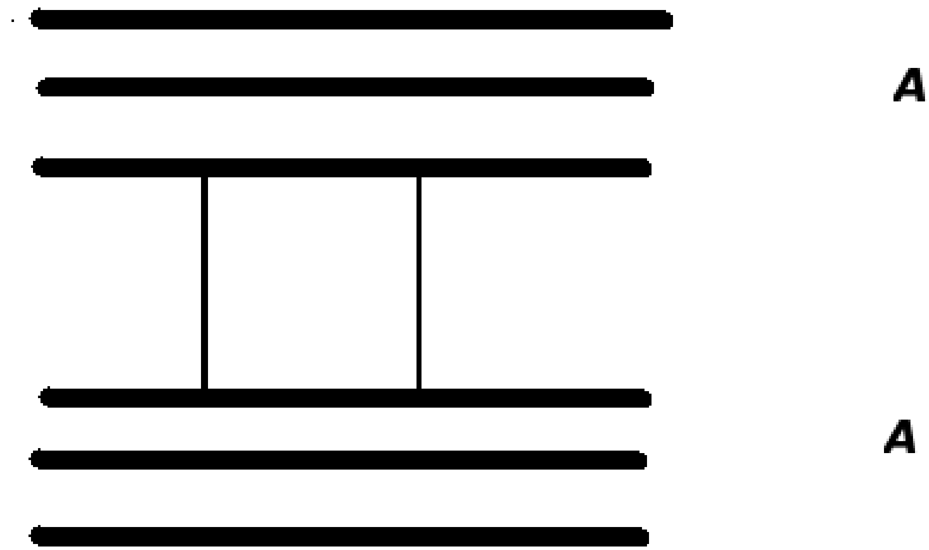
$$\boldsymbol{\sigma_{\rm eff,pA} = \frac{1}{A\left[\sigma^{-1}_{\rm eff,pp} + \frac{1}{A}\,\mathrm{T}_{\rm AA}(0)\right]} = 21.5\mu\mathrm{b}}$$

for p-Pb at $\sigma_{\rm eff,pp} = 14$ mb and $\mathrm{T}_{\rm AA}(0) = 30.4$ 1/mb for the standard nuclear overlap function normalized to A^2.

The relative contribution of the two terms are approximately 1 : 2

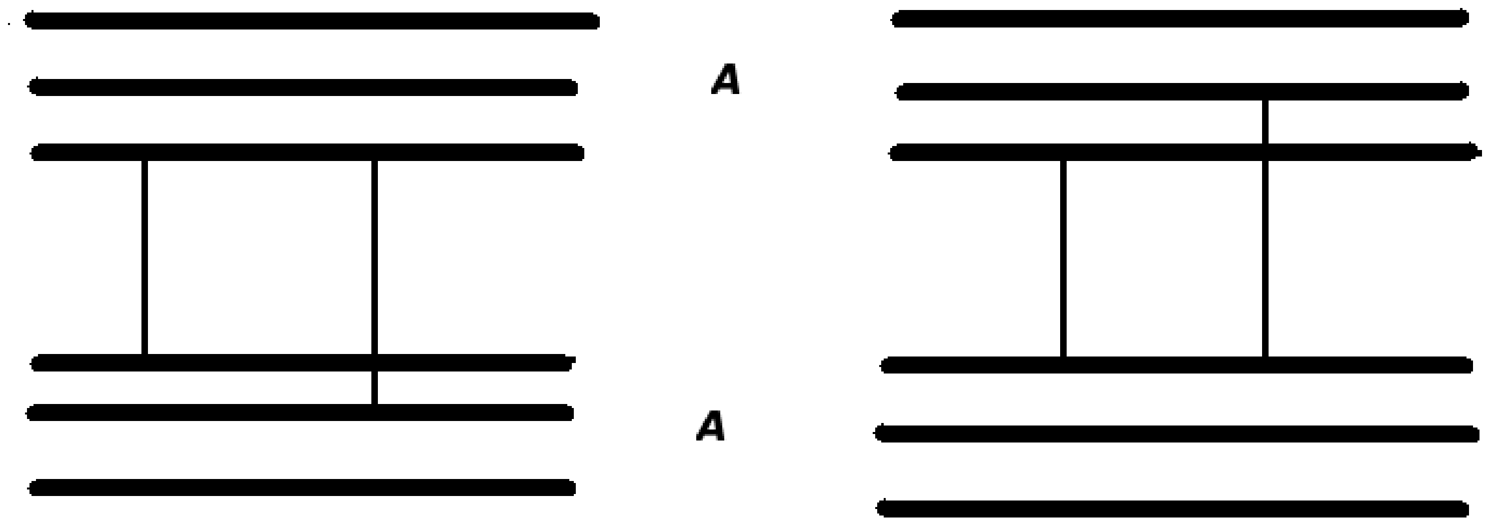
DPS in AA :

1. The two colliding partons belong to the same pair of nucleons



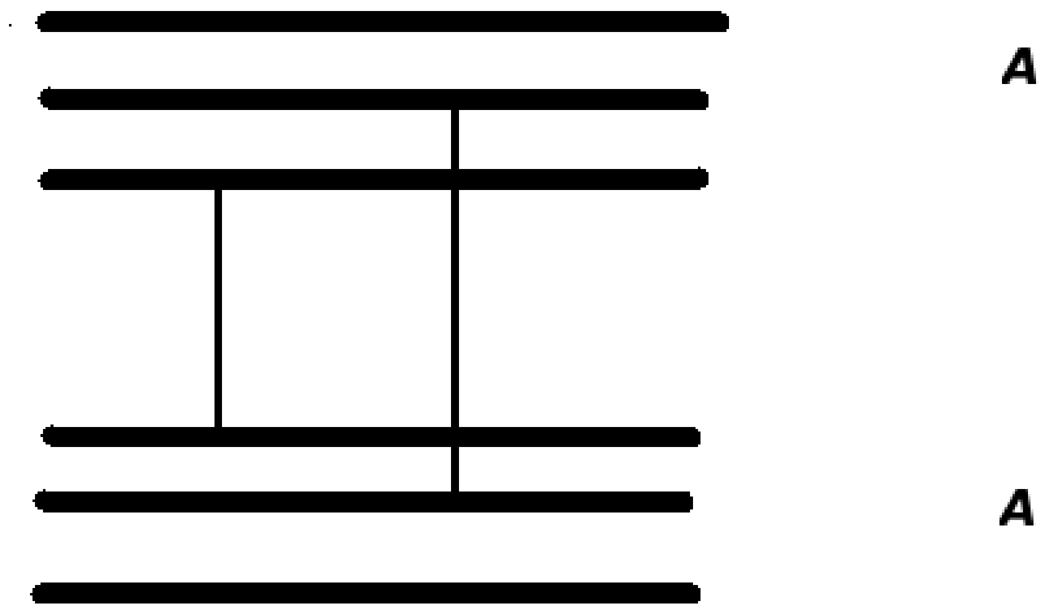
Nuclear enhancement factor A^2 as for SPS

2. Partons from one nucleon in one nucleus collide with partons from two different nucleons in the other nucleus



Nuclear enhancement factor: $\propto A^3/A^{2/3} = A^{2+1/3}$

3. The two colliding partons belong to two different nucleons from both nuclei (in fact, double nucleon scattering)



Nuclear enhancement factor: $\propto A^4/A^{2/3} = A^{2+4/3}$

The final DPS cross section "pocket formula" in AA collisions:

$$\boldsymbol{\sigma^{\mathrm{DPS}}_{(AA\to ab)} = \left(\frac{m}{2}\right)\frac{\sigma^{\mathrm{SPS}}_{(NN\to a)}\cdot\sigma^{\mathrm{SPS}}_{(NN\to b)}}{\sigma_{\mathrm{eff,AA}}}},$$

where

$$\boldsymbol{\sigma_{\mathrm{eff,AA}} = \frac{1}{A^2\left[\sigma^{-1}_{\mathrm{eff,pp}} + \frac{2}{A}\,\mathrm{T_{AA}}(0)\, + \,\frac{1}{2}\,\mathrm{T_{AA}}(0)\right]} = 1.5\ \mathrm{nb}}$$

for Pb-Pb at $\sigma_{\mathrm{eff,pp}} = 14$ mb and $\mathrm{T_{AA}}(0) = 30.4$ 1/mb for the standard nuclear overlap function normalized to A^2.

The relative contribution of the three terms are approximately 1 : 4 : 200

Centrality-dependence of the DPS

The cross section for SPS and DPS an interval of impact parameters $[b_1, b_2]$, corresponding a given centrality percentile, $f_{\%} = 0 - 100\%$, of the total A-A cross section σ_{AA}, with average overlap function $< T_{AA}[b_1, b_2] >$ are

$$\sigma^{\mathrm{SPS}}_{(AA \to ab)}[b_1, b_2] = A^2 \cdot \sigma^{\mathrm{SPS}}_{(NN \to ab)} \cdot f_1[b_1, b_2]$$

$$= \sigma^{\mathrm{SPS}}_{(NN \to ab)} f_{\%} \sigma_{AA} < T_{AA}[b_1, b_2] >,$$

$$\sigma^{\mathrm{DPS}}_{(AA \to ab)}[b_1, b_2] = A^2 \cdot \sigma^{\mathrm{DPS}}_{(NN \to ab)} \cdot f_1[b_1, b_2]$$

$$\times \left[1 + \frac{2}{A} \sigma_{eff,pp} \, \mathrm{T_{AA}}(0) \, \frac{\mathrm{f_2[b_1, b_2]}}{\mathrm{f_1[b_1, b_2]}} + \sigma_{\mathrm{eff,pp}} \, \mathrm{T_{AA}}(0) \, \frac{\mathrm{f_3[b_1, b_2]}}{\mathrm{f_1[b_1, b_2]}} \right],$$

the three dimensionless and appropriately-normalized fractions read

$$f_1[b_1,b_2] = \frac{2\pi}{A^2}\int_{b_1}^{b_2} bdb\,\mathrm{T_{AA}(b)} = \frac{\mathrm{f_{\%}}\sigma_{\mathrm{AA}}}{\mathrm{A^2}} < \mathrm{T_{AA}[b_1,b_2]} >,$$

$$f_2[b_1,b_2] = \frac{2\pi}{A\,\mathrm{T_{AA}(0)}}\int_{b_1}^{b_2} bdb \int d^2b_1\,\mathrm{T_A(b_1)T_A(b_1-b)T_A(b_1-b)},$$

$$f_3[b_1,b_2] = \frac{2\pi}{A^2\,\mathrm{T_{AA}(0)}}\int_{b_1}^{b_2} bdb\,\mathrm{T^2_{AA}(b)}.$$

For not very peripheral collisions ($f_{\%} < 0 - 65\%$) DPS cross section (in a thin impact-parameter range) can be approximated by third dominant term

$$\boldsymbol{\sigma^{\mathrm{DPS}}_{(AA\to ab)}[b_1, b_2] \simeq \sigma^{\mathrm{DPS}}_{(NN\to ab)} \cdot \sigma_{eff,pp} \cdot f_{\%}\sigma_{AA} \cdot < T_{AA}[b_1, b_2] >^2}$$

$$\boldsymbol{= \frac{m}{2}\sigma^{\mathrm{SPS}}_{(NN\to a)} \cdot \sigma^{\mathrm{SPS}}_{(NN\to b)} \cdot f_{\%}\sigma_{AA} \cdot < T_{AA}[b_1, b_2] >^2 .}$$

For ratio

$$\boldsymbol{\frac{\sigma^{\mathrm{DPS}}_{(AA\to ab)}[b_1, b_2]}{\sigma^{\mathrm{SPS}}_{(AA\to a)}[b_1, b_2]} \simeq \frac{m}{2}\sigma^{\mathrm{SPS}}_{(NN\to b)} \cdot < T_{AA}[b_1, b_2] > .}$$

In the centrality percentile $f_{\%} \simeq 65 - 100\%$ the second term would add about 20% more DPS cross section.

For very peripherical collisions ($f_{\%} \simeq 85 - 100\%$, where $< T_{AA}[b_1, b_2] >$ is order or less than $1/\sigma_{eff,pp}$) the contributions from the first term are also non-negligible (dominant in the limit $1/b \to 0$).

The formalism of DPS was applied to study:

same-sign W-boson pair production in pPb collisions at LHC energies

J/ψ**-pair production in Pb-Pb collisions at LHC energies**

ПУБЛИКАЦИИ

V.P. Shelest, A.M. Snigirev, G.M. Zinovjev. *Gazing into the multiparton distribution equations in QCD*. Phys. Lett. B113 (1982) 325.

Г.М. Зиновьев, А.М. Снигирев, В.П. Шелест. *Уравнения для многопартонных распределений в квантовой хромодинамике*. ТМФ 51 (1982) 317.

———————

1. A.M. Snigirev. *QCD status of factorization ansatz for double parton distribution*. Phys. Rev. D68 (2003) 114012-1.

2. V.L. Korotkikh, A.M. Snigirev. *Double parton correlations versus factorized distributions*. Phys. Lett. B594 (2004) 171.

———————

3. A.M. Snigirev. *Possible indication to the QCD evolution of double parton distribution?* Phys. Rev. D81 (2010) 065014-1.

4. S.P. Baranov, A.M. Snigirev, N.P. Zotov. *Double heavy meson production through double parton scattering in hadronic collisions*. Phys. Lett. B705 (2011) 116.

5. M.G. Ryskin , A.M. Snigirev. *Fresh look at double parton scattering*. Phys. Rev. D83 (2011) 114047-1.

ПУБЛИКАЦИИ

6. А.М. Снигирев. *Двухпартонные функции распределения в КХД*. Ядерная Физика. т.74, N1, (2011) с. 158.

7. A.M. Snigirev. *Asymptotic behavior of double parton distribution functions*. Phys. Rev. D83 (2011) 034028-1.

8. M.G. Ryskin , A.M. Snigirev. *Double parton scattering in double logarithm approximation of perturbative QCD* . Phys. Rev. D86 (2012) 014018-1.

9. D. d'Enterria, A.M. Snigirev. *Same-sign WW production in proton-nucleus collisions at the LHC as a signal for double parton scattering* . Phys. Lett. B 718 (2013) 1395.

10. D. d'Enterria, A.M. Snigirev. *Enhanced J/ψ -pair production from double parton scatterings in nucleus-nucleus collisions at the Large Hadron Collider* . Phys. Lett. B 727 (2013) 157.

11. S.P. Baranov, A.M. Snigirev, N.P. Zotov, A. Szczurek, W. Schafer. *Interparticle correlations in the production of J/ψ pairs in proton-proton collisions*. Phys. Rev. D87 (2013) 034035-1.

12. A.M. Snigirev, N.A. Snigireva, G.M. Zinovjev. *Perturbative and nonperturbative correlations in double parton distributions*. Phys. Rev. D90 (2014) 014015-1.

ПУБЛИКАЦИИ

13. **S.P. Baranov, A.V. Lipatov, M.A. Valyshev, A.M. Snigirev, N.P. Zotov.** *Associated $W^{\pm}D(*)$ production at the LHC and prospects to observe double parton interactions*. **Phys. Lett. B746 (2015) 100.**

14. **S.P. Baranov, A.V. Lipatov, M.A. Valyshev, A.M. Snigirev, N.P. Zotov.** *Associated production of electroweak bosons and heavy mesons at LHCb and the prospects to observe double parton interactions*. **Phys. Rev. D 93 (2016) 09401-1.**

————————

\+ **Труды конференций, рабочих совещаний (2008, 2010-2016)**

m-parton distributions:

$$\frac{dD_i^{j_1\ldots j_m}(x_1,\ldots,x_m,t)}{dt}=\sum_{l=1}^{m}\sum_{j'}\int_{x_l}^{1-x_1-\ldots-x_{l-1}-x_{l+1}-\ldots-x_m}\frac{dx'}{x'}\times$$

$$\times D_i^{j_1\ldots j_{l-1}j'j_{l+1}\ldots j_m}(x_1,\ldots,x_{l-1},x',x_{l+1},\ldots,x_m,t)P_{j'\to j_l}(\frac{x_l}{x'})$$

$$+\sum_{l=1}^{m}\sum_{p=l+1}^{m}\sum_{j'}\frac{1}{x_l+x_p}P_{j'\to j_lj_p}(\frac{x_l}{x_l+x_p})\times$$

$$\times D_i^{j_1\ldots j_{l-1}j'j_{l+1}\ldots j_{p-1}j_{p+1}\ldots j_m}(x_1,\ldots,x_{l-1},x_l+x_p,x_{l+1},\ldots,x_{p-1},x_{p+1},\ldots,x_m,t)$$

Shelest, Snigirev, Zinovjev, Preprint ITP-83-46E, Kiev, 1983

TPS in QCD:

A.M. Snigirev, Phys. Rev. D 94, 034026 (2016)

D. d'Enterria, A.M. Snigirev, arXiv:1612.05582 [hep-ph] (2016)

D. d'Enterria, A.M. Snigirev, arXiv:1612.08112 [hep-ph] (2016)