



Адронизация тяжелого кварка

Лиходед А.К.

Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия



Функции фрагментации

Тяжелый кварк рождается в целом ряде процессов с большим энергосвободением и адронизуется в адроны Qq или Qqq , где q – легкий кварк

$$e^+e^- \rightarrow Q\bar{Q} \rightarrow H_Q + X$$

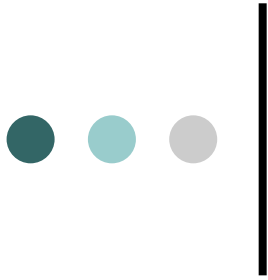
$$t \rightarrow bW \rightarrow H_Q + X$$

$$H \rightarrow b\bar{b} \rightarrow H_Q + X$$

$$Z \rightarrow Q\bar{Q} \rightarrow H_Q + X$$

$$\gamma N \rightarrow Q\bar{Q} + X \rightarrow H_Q + X$$

$$hN \rightarrow Q\bar{Q} \rightarrow H_Q + X$$



Наличие большого энергетического масштаба $q^2 = m_H^2, m_Z^2, Q^2, p_t^2$ в таких процессах позволяет применить теорему факторизации

$$\frac{d\sigma}{dx}(x, q^2) = \int_x^1 \frac{dz}{z} \hat{\sigma}(z, q^2, \mu^2) D\left(\frac{z}{x}, \mu^2\right)$$

где $\hat{\sigma}(z, q^2, \mu^2)$ -- партонное сечение рождения кварка Q

$D\left(\frac{z}{x}, \mu^2\right)$ -- функция фрагментации



Пертурбативная функция фрагментации

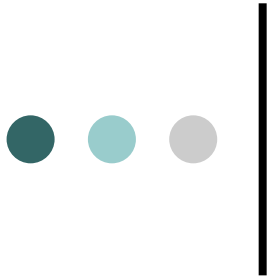
Если ограничиться эволюцией Ф.Ф. с масштаба Q^2 до m_Q^2 , то

$$\frac{d\sigma}{dx}(x, q^2, m_Q^2) = \int_x^1 \frac{dz}{z} \frac{d\sigma^{\overline{MS}}}{dz}(z, q^2, \mu, \mu_F) D^{\overline{MS}}\left(\frac{x}{z}, \mu_F, m_Q\right)$$

В NLO

$$\frac{d\sigma}{dx} = \delta(1-x) - \frac{\alpha_s}{2\pi} \left[P_{QQ}(x) \ln \frac{Q^2}{m_Q^2} + A(x) \right] + O\left(\frac{m_Q^2}{Q^2}\right)$$

$$P_{QQ} = C_F \left(\frac{1+x_Q^2}{1-x_Q^2} \right)_+$$



П.Ф.Ф. удовлетворяет DGLAP с начальным условием на шкале факторизации μ_F

В NLO-приближении

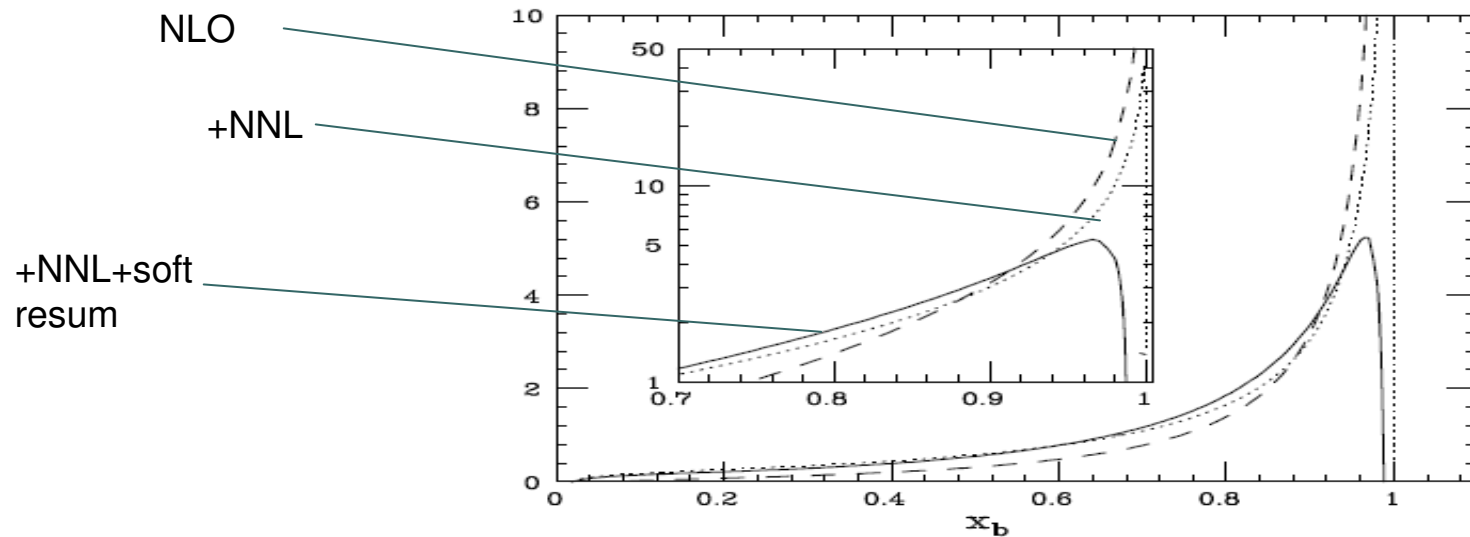
$$D^{in}(x, \mu_F, m_Q) = \delta(1-x) + \frac{\alpha_s(\mu_F^2)}{2\pi} \left[\frac{1+x^2}{1-x^2} \ln \frac{\mu_F^2}{m_Q^2} - 2 \ln(1-x) - 1 \right]_+$$

DGLAP позволяет отсуммировать ведущие LL $\alpha_s^n \ln^n(\mu_F^2 / \mu_{0F}^2)$ и NLL

$\alpha_s^n \ln^{n-1}(\mu_F^2 / \mu_{0F}^2)$ при эволюции с μ_F до μ_{0F} (коллинеарные логарифмы)

Поскольку коллинеарное суммирование не зависит от процесса, мы должны ожидать универсальность NLL в e^+e^- -аннигиляции, распаде H и т.д.

В этом же NLL-приближении суммируются вклады мягких глюонов, существенные при $z \sim 1$. Суммирование также не зависит от процесса, так что в результате получаются П.Ф.Ф.

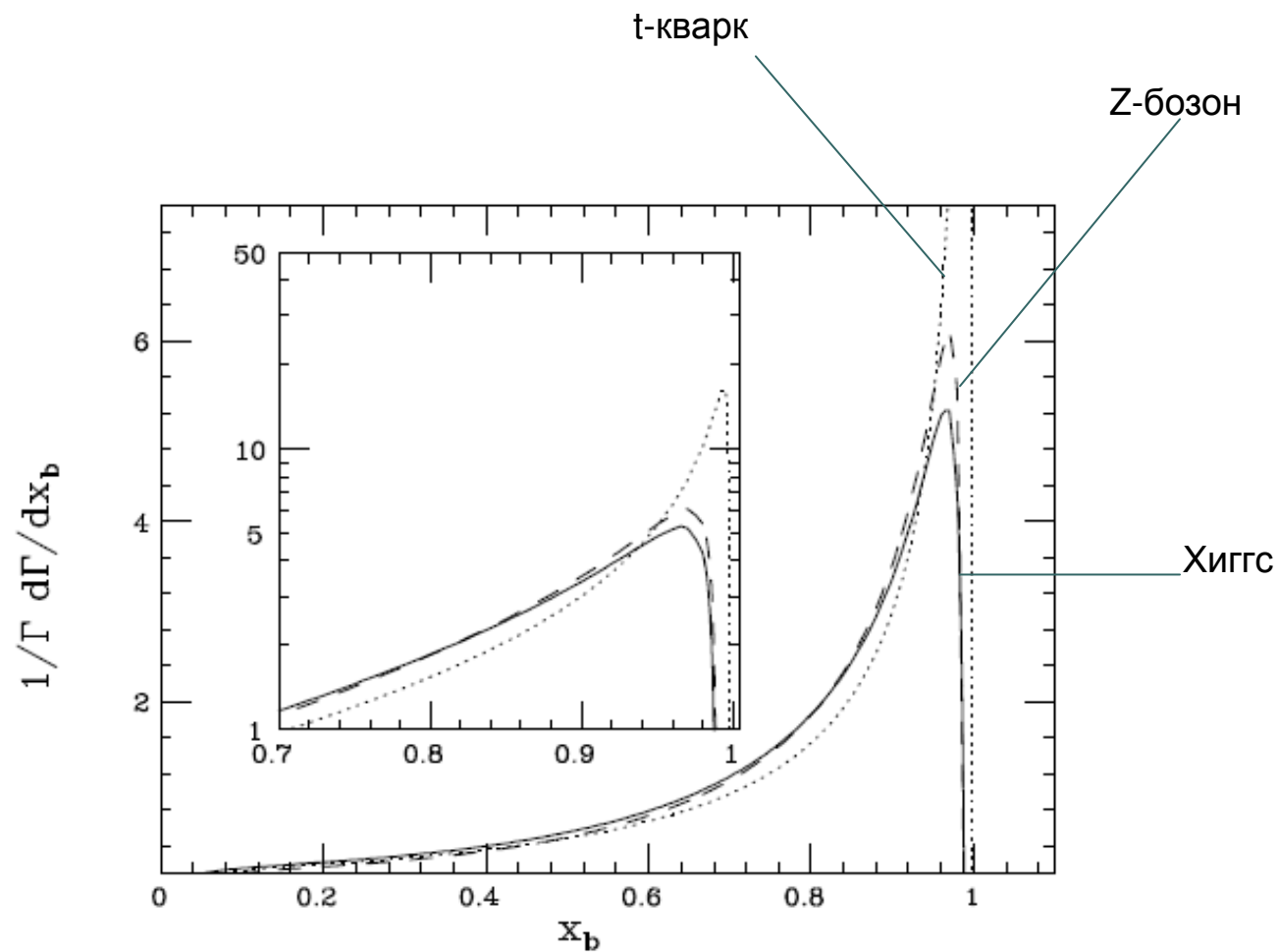


Спектр b-квара от распада Хиггсовского бозона с $m_b = 120$ ГэВ

$$\mu = \mu_H, \quad \mu_0 = m_b = 5 \text{ ГэВ}$$

NLL+NLO вычисления дают Ф.Ф., растущие как $1/(1-x)$ при $x \rightarrow 1$

Учет мягких глюонов дает Судаковский пик при $x = 0.97$



Сравнительная картина для распада бозона Хиггса, Z-бозона и t-кварка
Видно различие в области судаковского пика (Corcella)



Непертурбативная Ф.Ф.

Пертурбативную эволюцию можно вести до $\mu \sim m_Q$. Далее необходимо феноменологически учесть область до $\mu \sim \Lambda_{\text{QCD}}$.

I. Ф.Ф. KLP построенная на соотношении взаимности (Грибов-Липатов)

С.Ф. при малых Q^2 имеет вид

$$f_V(x) = x^{-\alpha_R} (1-x)^\beta \quad (\text{хорошо известно для нуклона})$$

$$D_{Q \rightarrow H_Q}^K(z) \rightarrow z^{-\alpha_Q} (1-z)^\beta$$

α_R – зависит от типа кварка, а β - от кварков наблюдателей

Для нуклона и мезона α_R одинаковые, а β - разные. Для V и V_s - β различные

$$\alpha_s \sim -2 \div -3$$

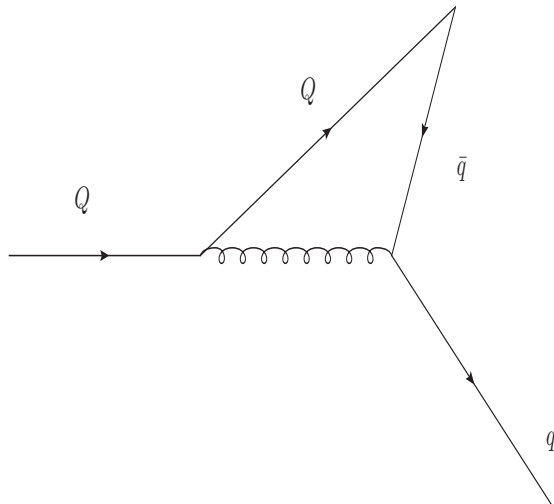
$$\alpha_b \sim -9 \div -20$$

Несколько слов о $D^P(z)$

II. Ф.Ф. Питерсона

Амплитуда фрагментации

$$M \sim \frac{A}{E - E'}$$



$$D^P(z) = \frac{A^2}{z \left[1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon}{1-z} \right]^2}$$

где

$$\epsilon = m_q^2 / m_Q^2$$

$$\frac{1}{E - E'}$$

- правый полюс пропагатора тяжелого кварка. Следовательно никакой информации о волновой функции тяжелого мезона в ней нет



Для получения спектра адрона нужно свернуть ПФФ и НФФ

Рассмотрим три параметризации:

$$D^K(z, \alpha, \beta) = \frac{1}{B(\beta+1, \alpha+1)} z^\alpha (1-z)^\beta$$

$$D^K(z, \alpha) = (1+\alpha)(2+\alpha) z^\alpha (1-z)$$

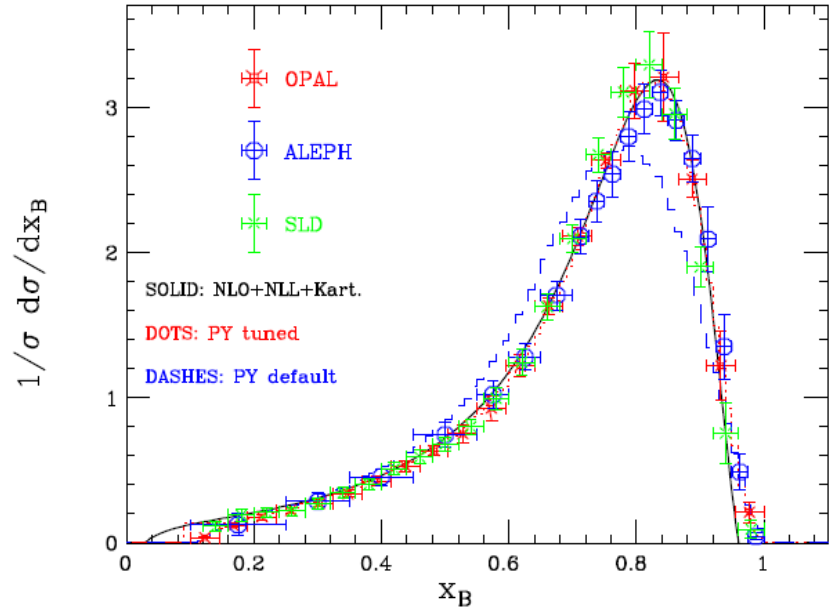
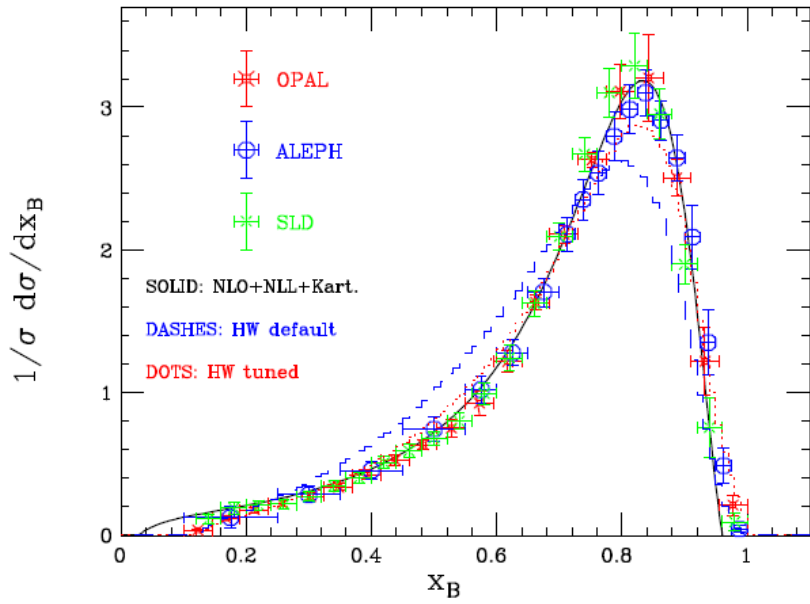
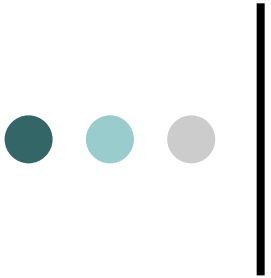
$$D^P(z, \varepsilon) = \frac{A^2}{z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\varepsilon}{1-z} \right)^2}$$

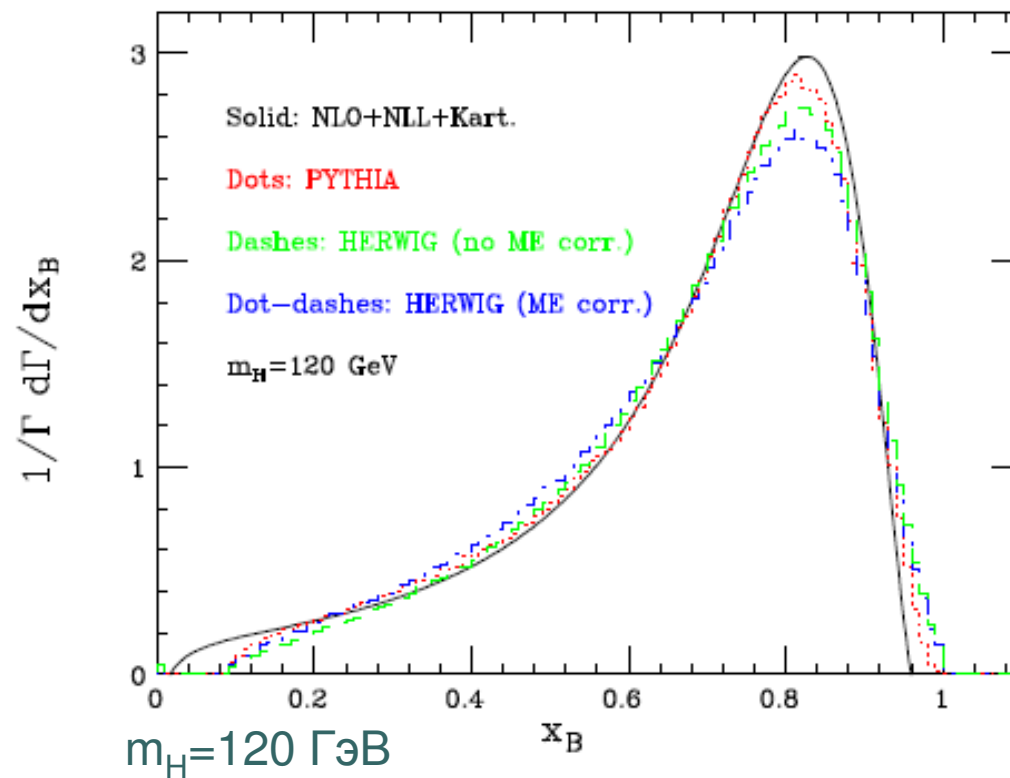


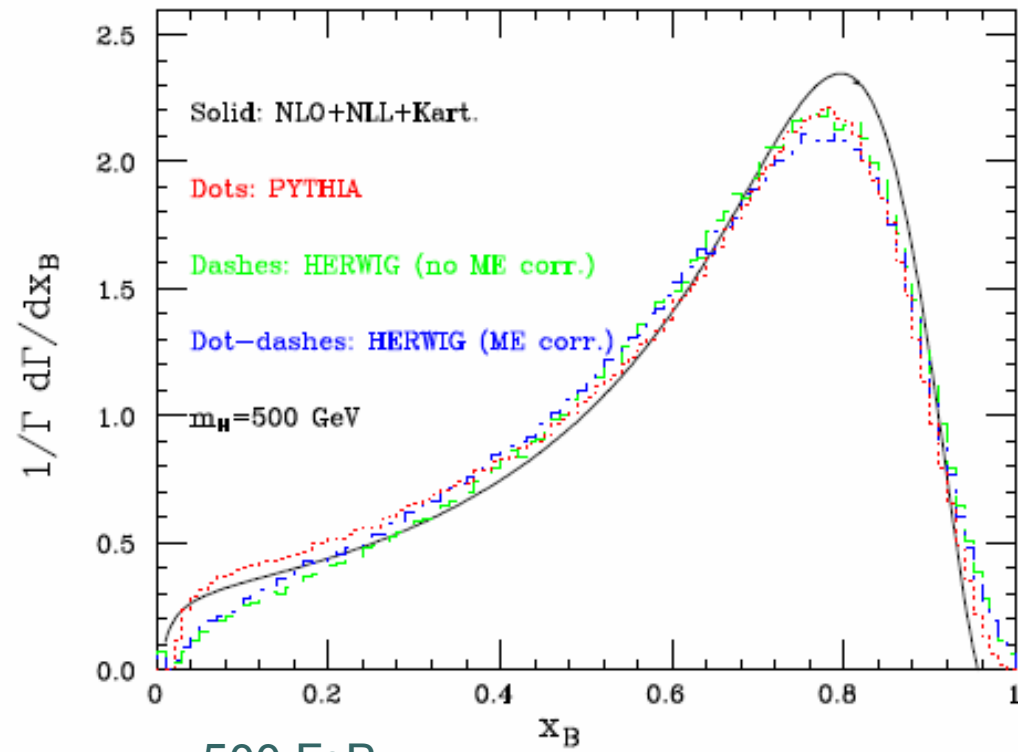
Подгонка данных LEP

β	0.90 ± 0.15
α	16.23 ± 1.37
$\chi^2(\alpha, \beta)/\text{dof}$	$33.42/31$
$\tilde{\alpha}$	17.07 ± 0.39
$\chi^2(\tilde{\alpha})/\text{dof}$	$33.80/32$
ϵ	$(1.71 \pm 0.09) \times 10^{-3}$
$\chi^2(\epsilon)/\text{dof}$	$166.36/32$

arXiv:hep-ph/050201

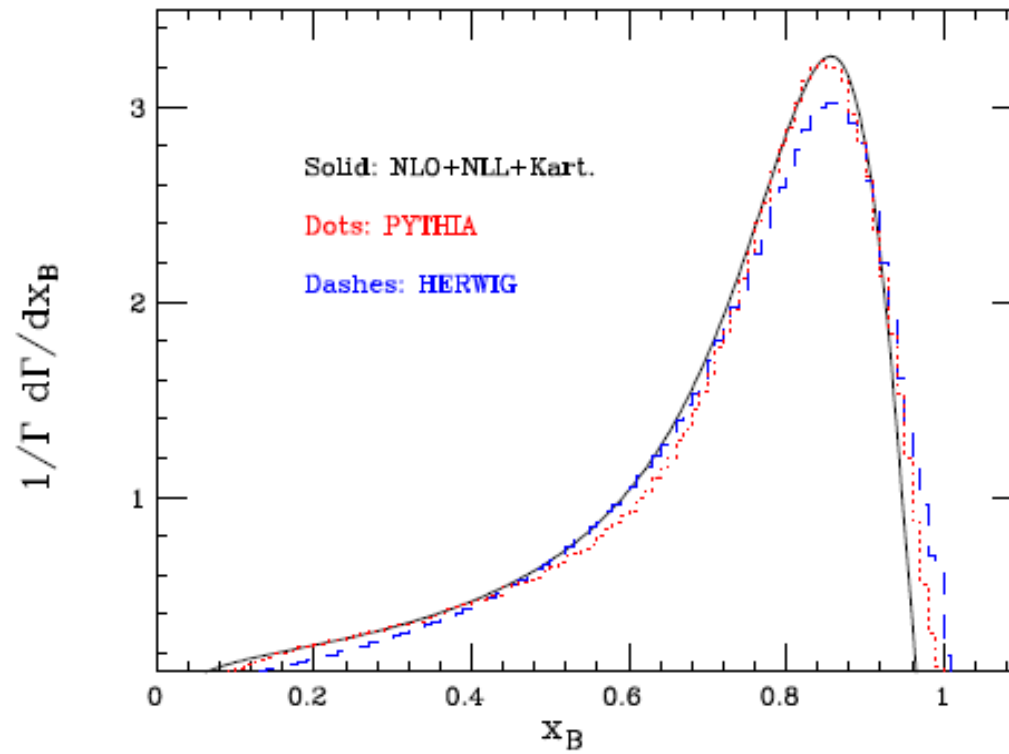






$m_H=500$ GeV

arXiv:hep-ph/0508013



$m_t = 175 \text{ GeV}$

arXiv:hep-ph/0508013



Зависимость от конечного адрона

ПФФ не зависит от типа адрона H_Q

Напротив, НФФ (КЛП) зависит от волновой функции конечного адрона

$$D^M(z) \sim z^{-\alpha_Q} (1-z)^1,$$

$$M = Q\bar{q}, \quad q = u, d$$

$$D^{M_s}(z) \sim z^{-\alpha_Q} (1-z)^{3/2}$$

$$M = Q\bar{s}$$

$$D^B(z) \sim z^{-\alpha_Q} (1-z)^3$$

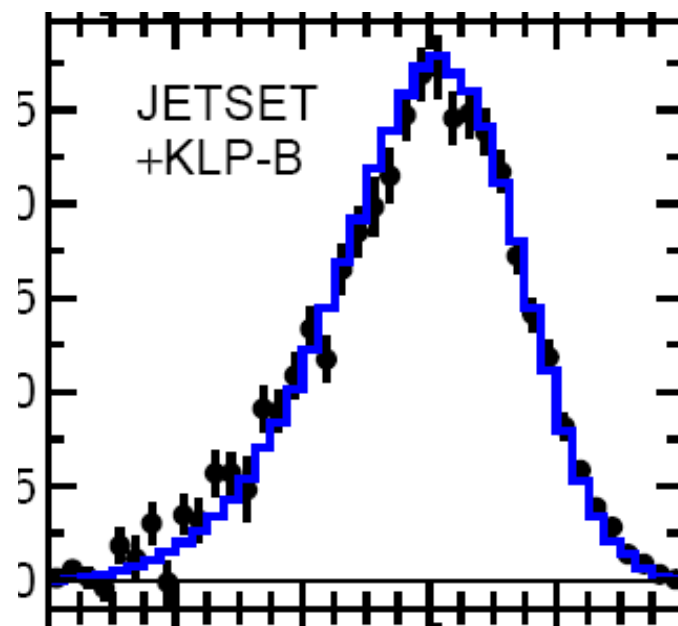
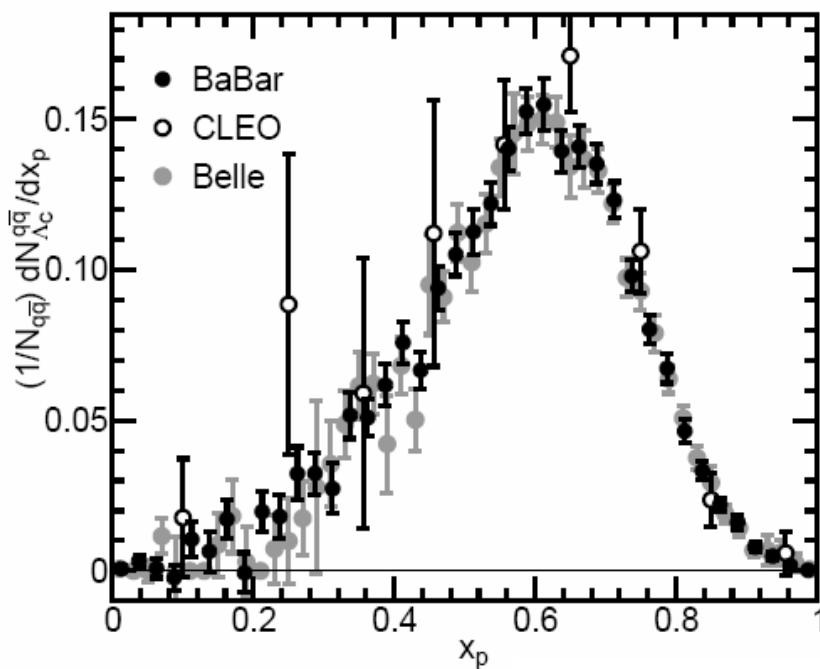
$$B = Qqq, \quad q = u, d$$

$$D^{B_s}(z) \sim z^{-\alpha_Q} (1-z)^{3.5}$$



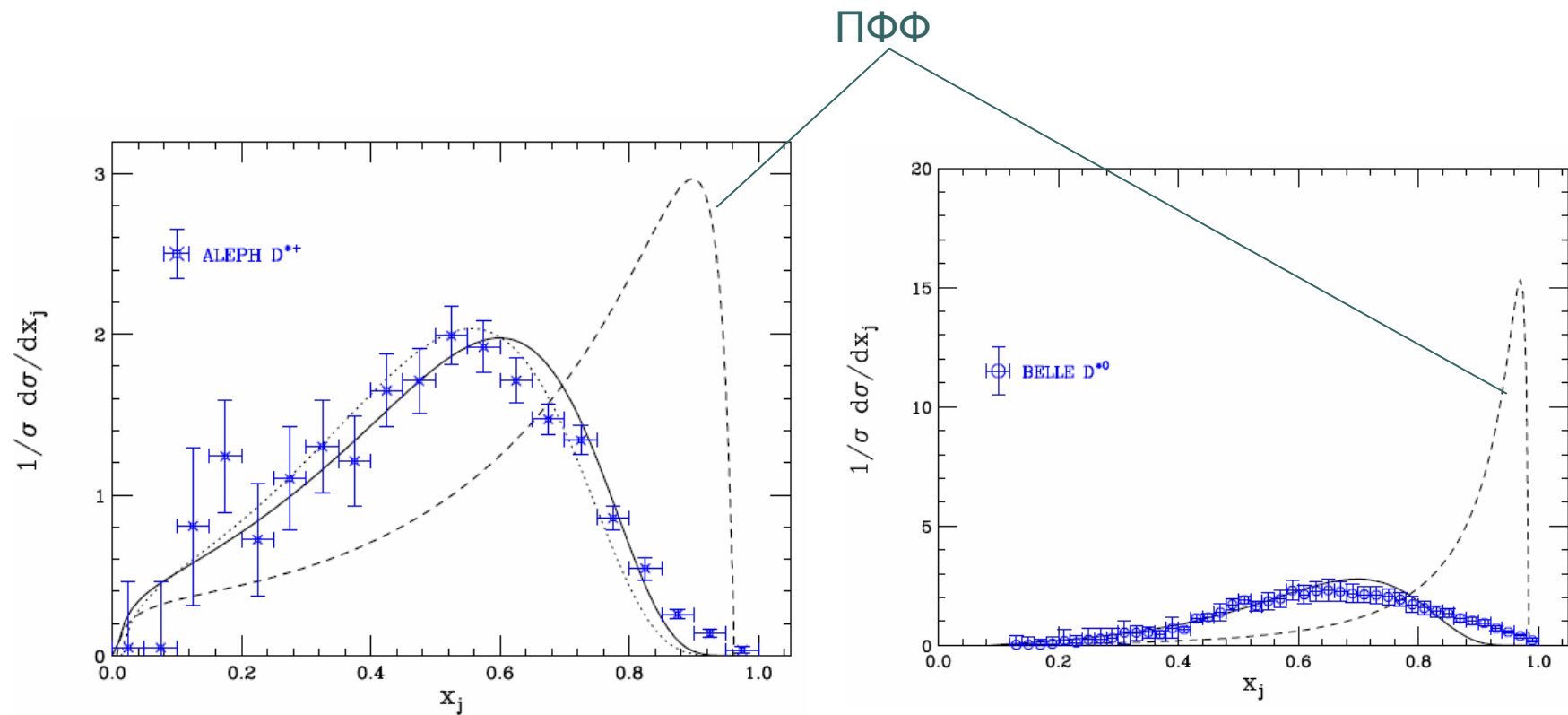
$$\text{KLP-B} \sim x^\alpha (1-x)^3$$

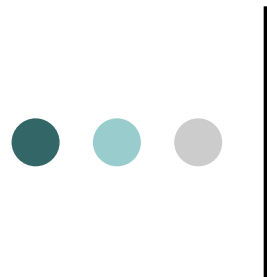
Пример: инклюзивный спектр Λ_c в e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} = 10.6 \text{ ГэВ}$



arXiv:hep-ex/0609004

Импульсный спектр D^* -мезонов на LEP и Belle



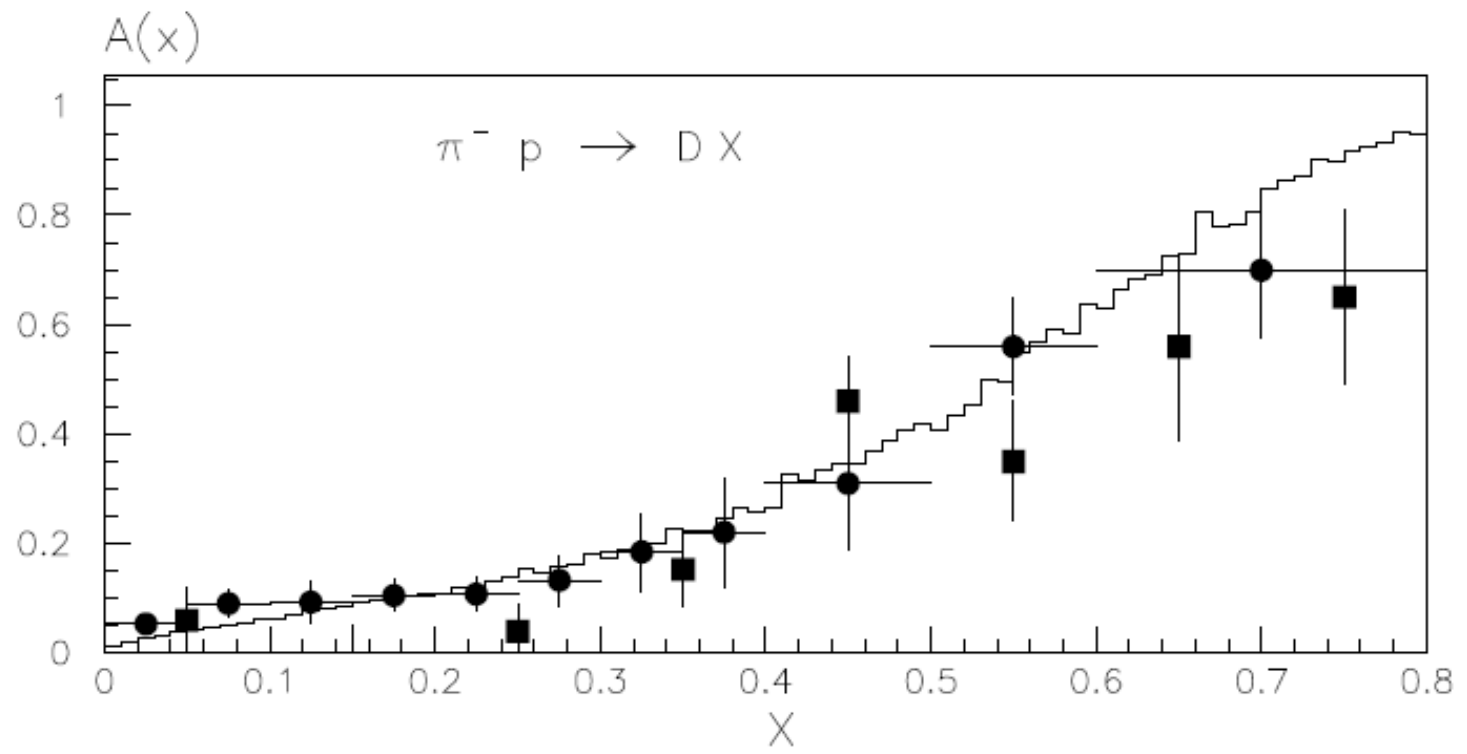


Нарушение факторизации в адронном рождении

Единственное экспериментальное подтверждение нарушения факторизации - наличие зарядовой асимметрии

Фрагментация дает одинаковый спектр для D^+ и D^- (спектаторный механизм)

Асимметрия возникает из-за взаимодействия с адронным остатком (в распадах WI) и конкретно из-за взаимодействия с валентным кварком. Взаимодействие с окружающими морскими кварками из-за симметрии моря не приводит к асимметрии.





arXiv:hep-ph/0008230

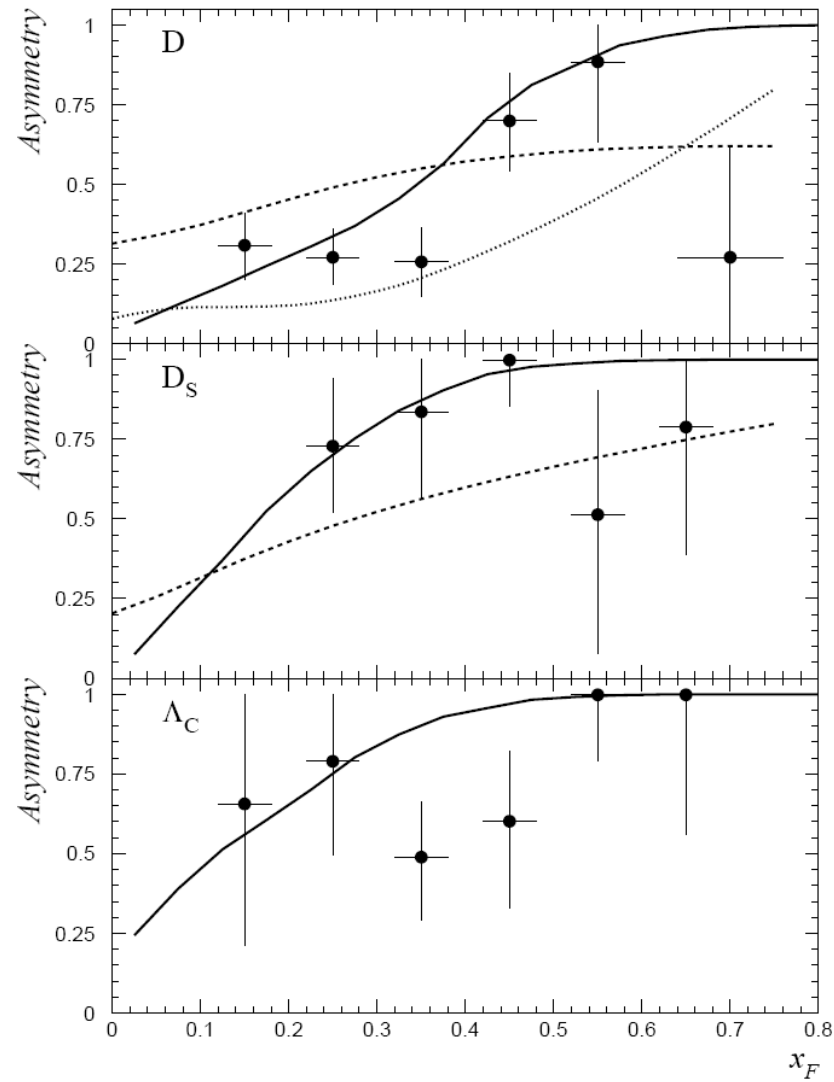
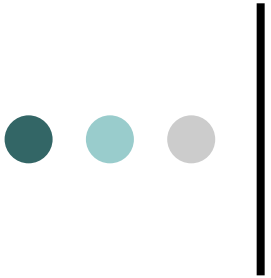
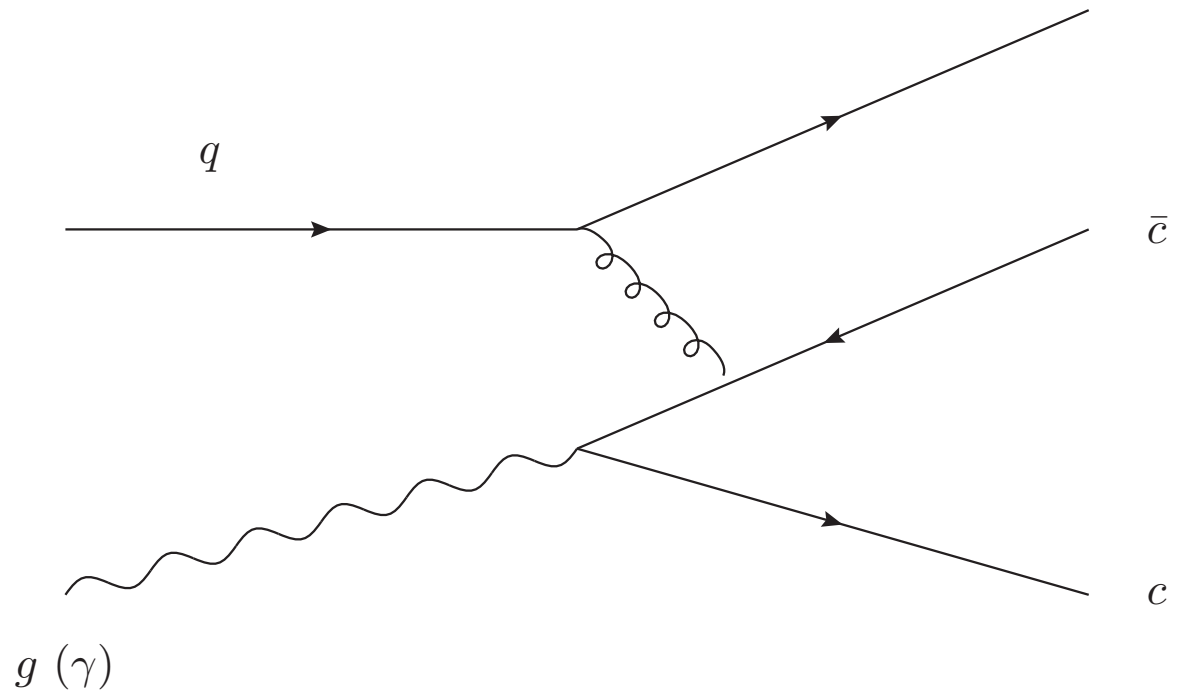


Figure 4: The asymmetry in the charmed hadrons produced in $\Sigma^- p$ interactions at $P_{LAB} = 340$ GeV [2].



Взаимодействие с кварком наблюдателем возможно в NLO:





Этот вклад важен при малых p_T и убывает как степенная поправка m_c^2 / p_T^6

При малых p_T

$$\left. \frac{d\sigma(g+q \rightarrow \bar{c}q+c)}{d\sigma(g+g \rightarrow c+\bar{c})} \right|_{\theta=0} \approx \frac{256\pi}{81} \alpha_s$$

На угол 180° это отношение убывает с s

$$\left. \frac{d\sigma(g+q \rightarrow \bar{c}q+c)}{d\sigma(g+g \rightarrow c+\bar{c})} \right|_{\theta=\pi} \approx \begin{cases} \frac{m_c^6}{s^3} & \text{для } {}^1S_0 \\ \frac{m_c^2}{s} & \text{для } {}^3S_0 \end{cases}$$

на большие p_T сечение подавлено фактором m_c^2 / p_T^2 и убывает как $1/p_T^6$



Хороший пример

$$gg \rightarrow (Q\bar{q}) + \bar{Q} + q$$

Подпроцесс описывается 36 диаграммами Фейнмана $O(\alpha_s^4)$

Непертурбативный ansatz – волновая функция $(Q\bar{q})$ в начале координат $\psi(0)$

Конкретные вычисления: $m_Q / m_q \sim 16$, $\sqrt{s} / m_Q \sim 20$, $m_Q / \Lambda_{\text{QCD}} \approx 10$

а) Полный вклад всех диаграмм

б) Фрагментационный вклад, вычисленный в соответствии с теоремой факторизации:

$$\frac{d\sigma}{dp_T} = \int \frac{d\hat{\sigma}(gg \rightarrow Q\bar{Q})}{dk_T} D\left(\frac{p_T}{k_T}\right) \frac{dx}{x} \quad x = \frac{p_T}{k_T}$$

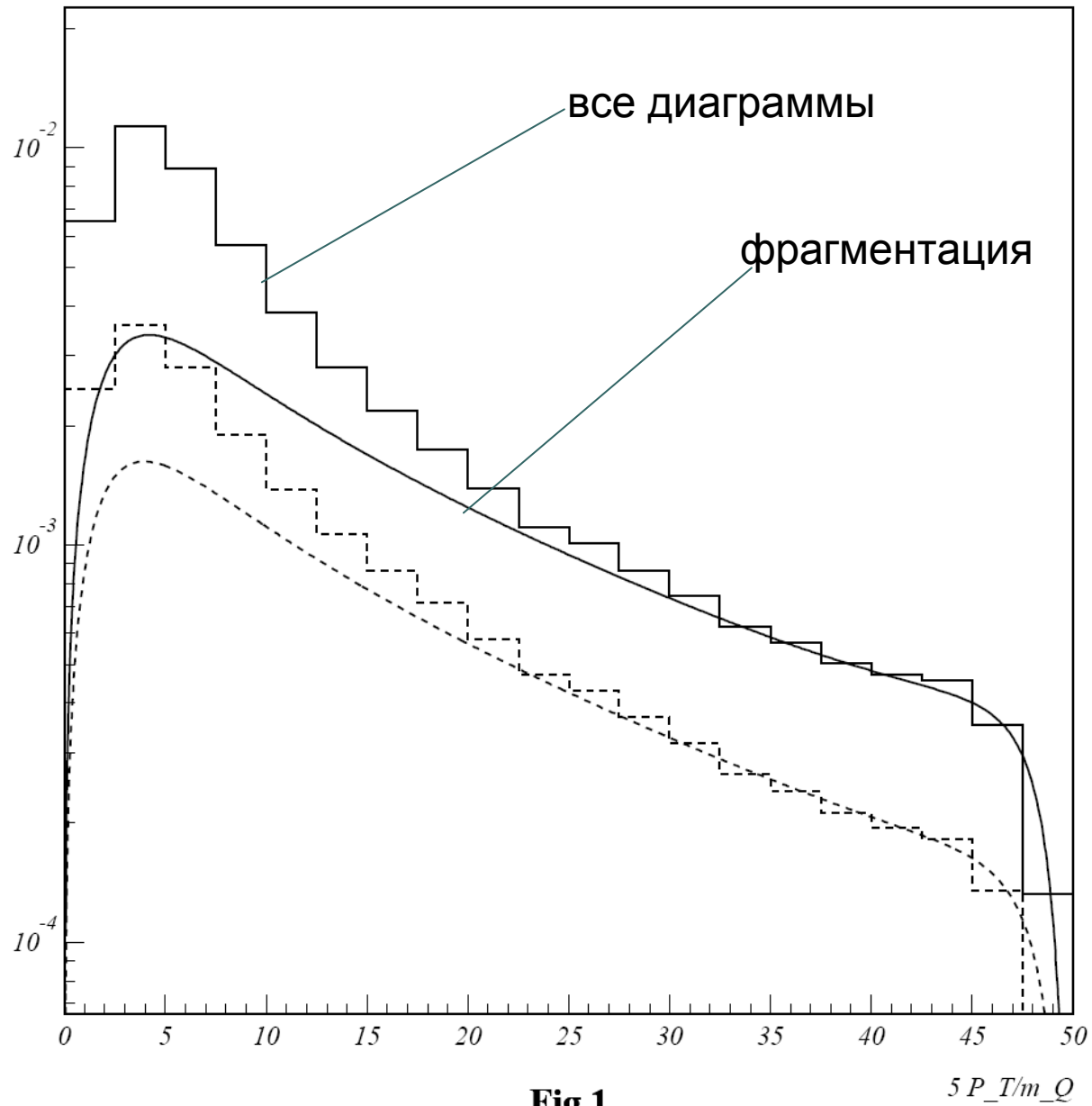


Fig.1

$5 P_T/m_Q$

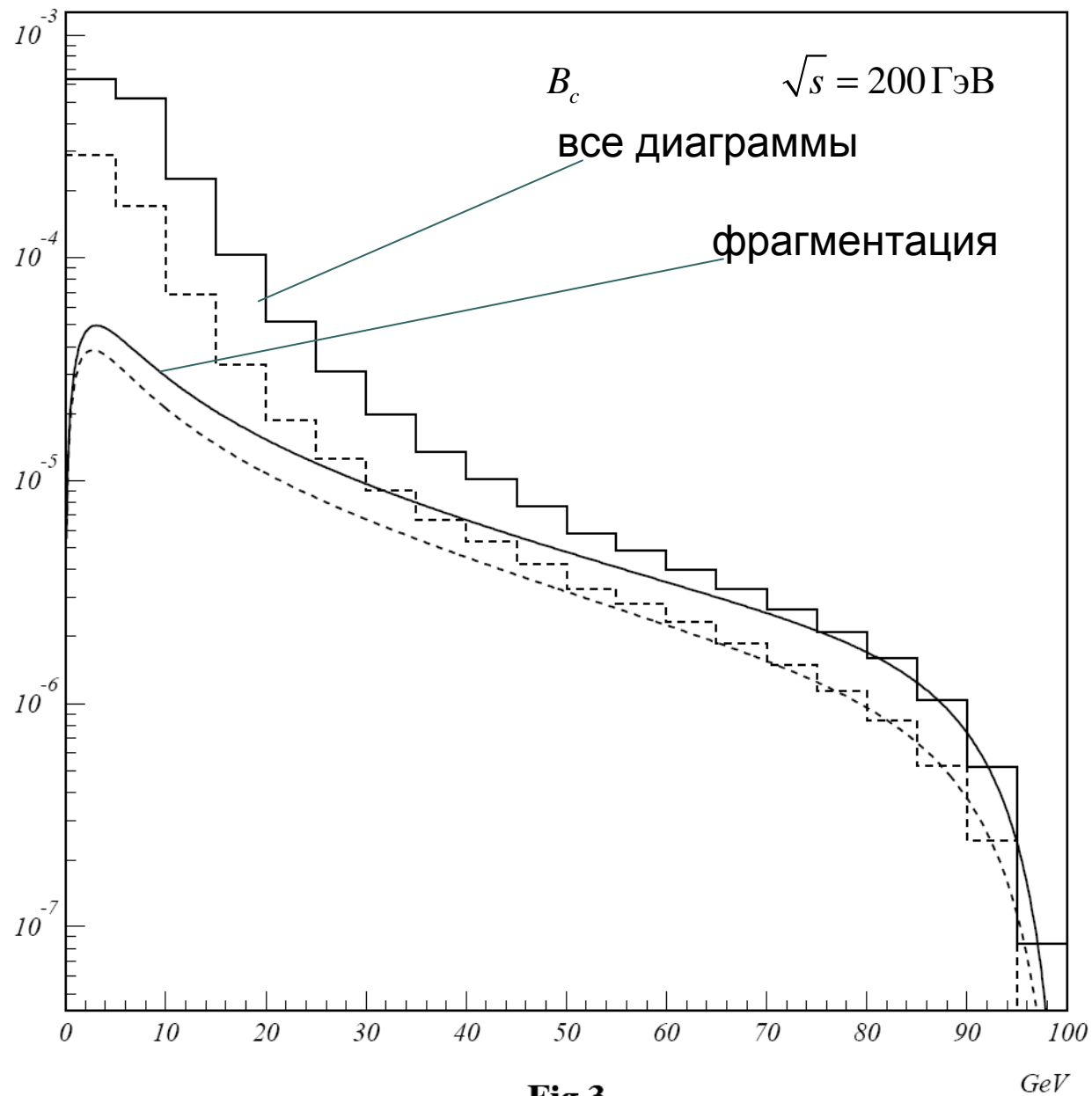


Fig.3

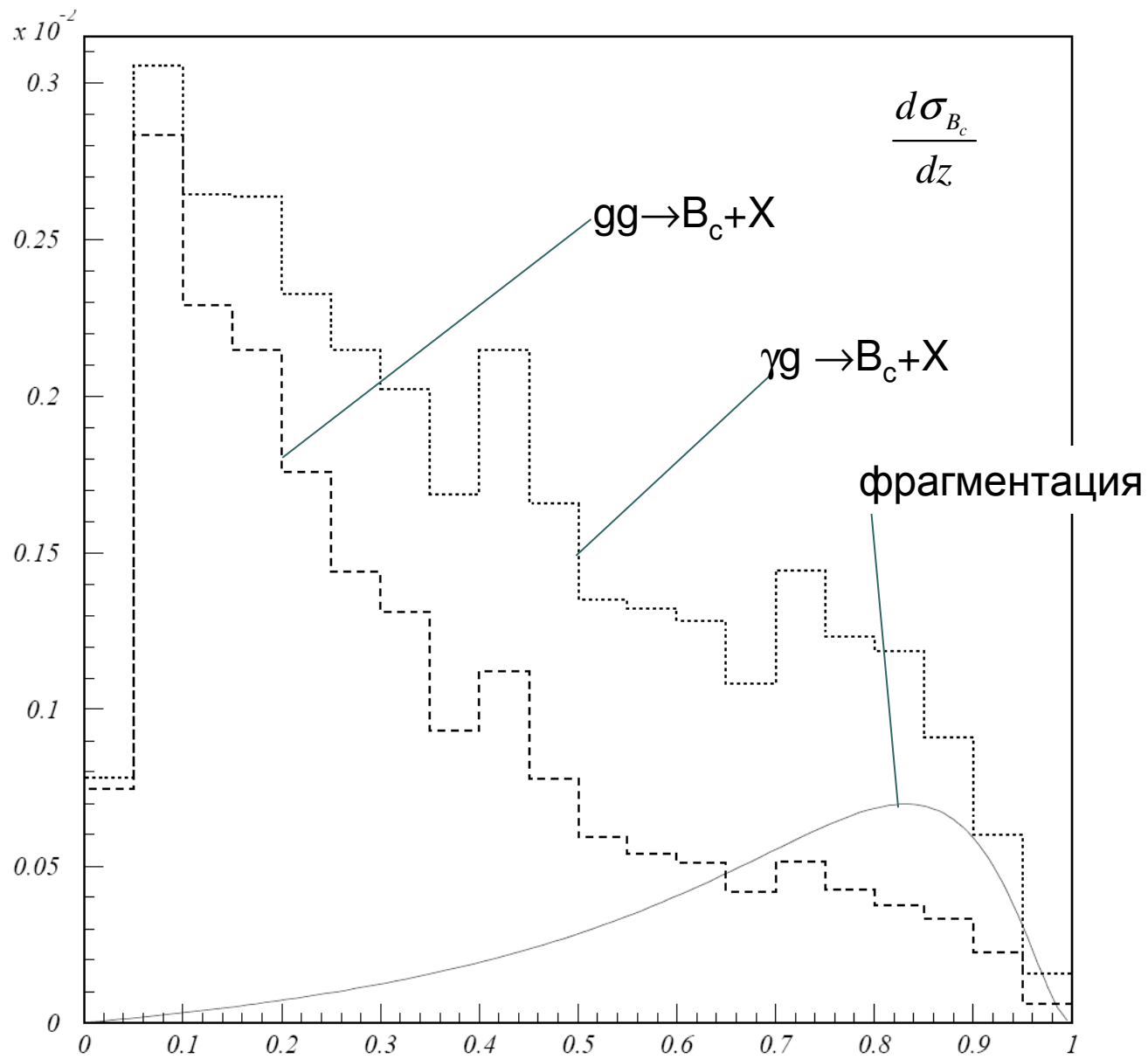


Fig.4

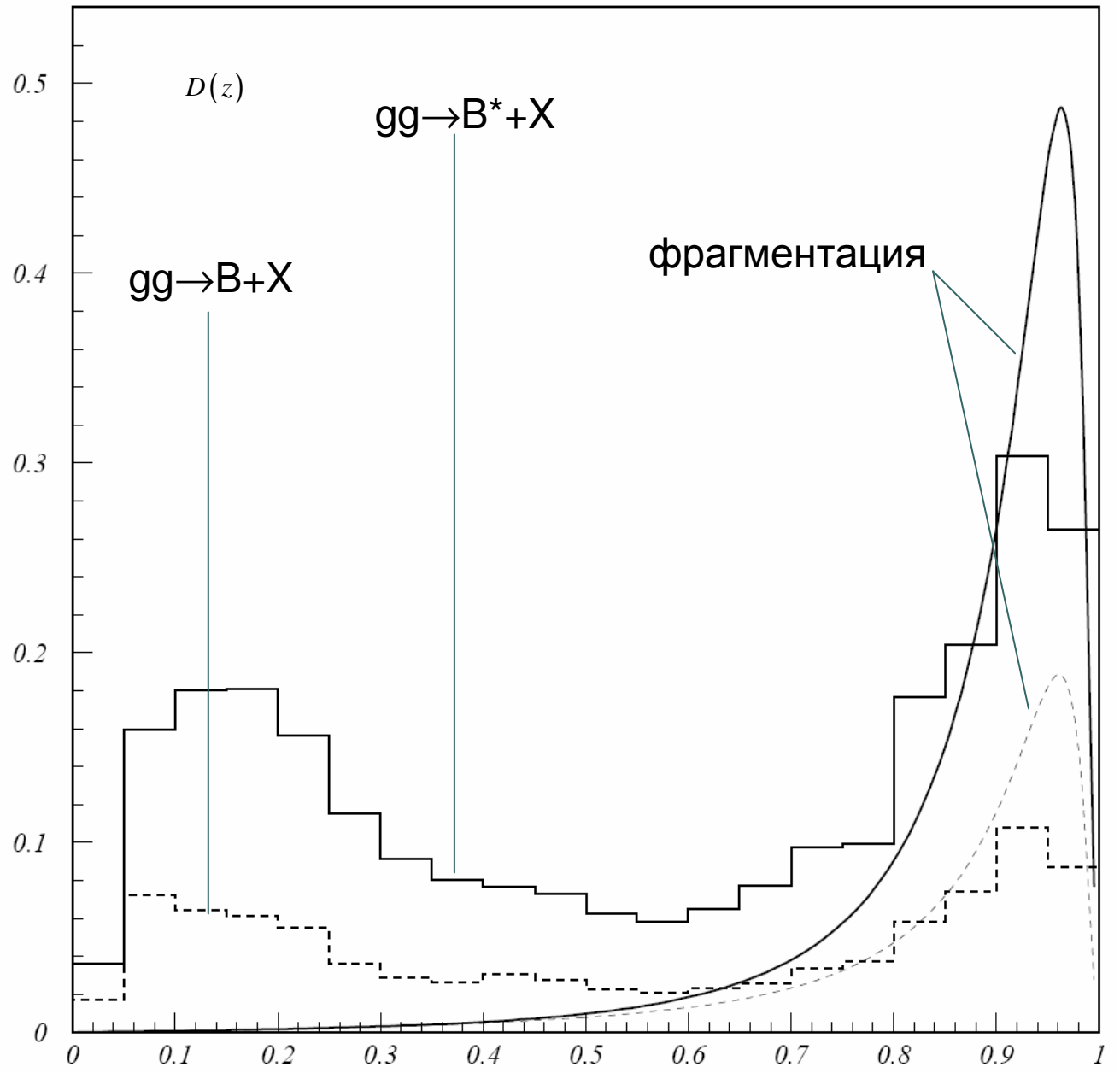
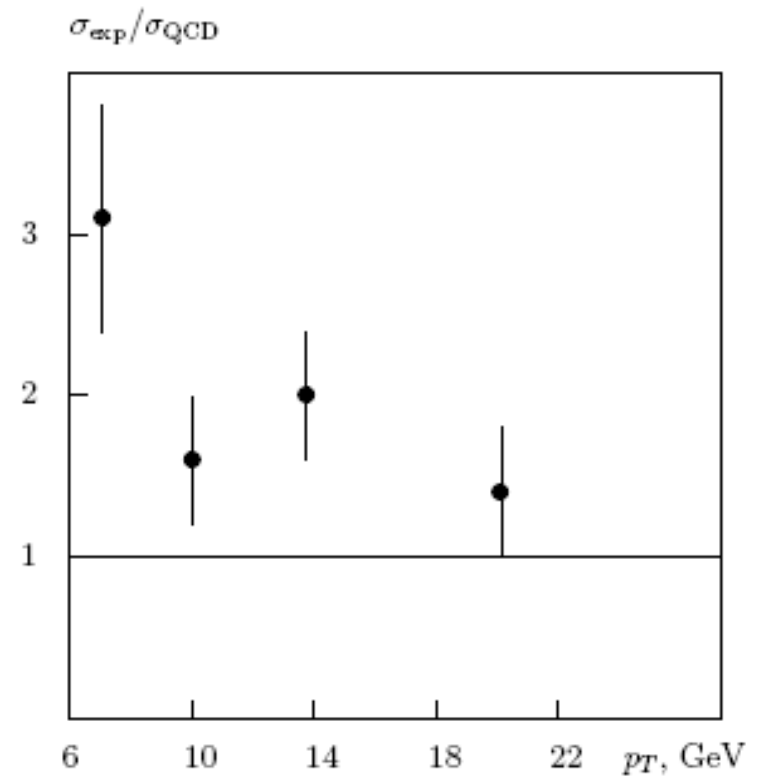
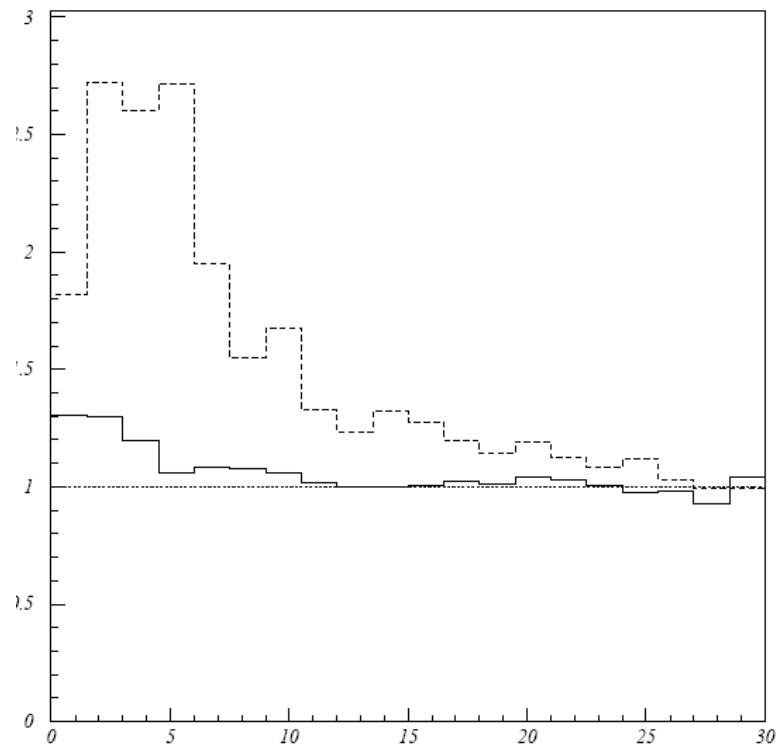


Fig.2





Выводы

- I. Вклад "неспектаторных" механизмов существенен в области небольших $p_T \sim m_Q$
- II. Численный коэффициент при "степенной поправке" может оказаться большим по сравнению с e^+e^- - аннигиляцией, где члены m_Q^2 / s малы
- III. Главная проблема – оценка степенных поправок

Фото и электророжждение D-мезона

hep-ph/9905555

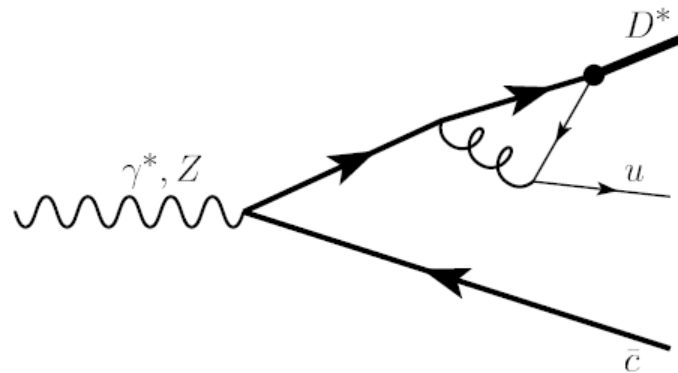
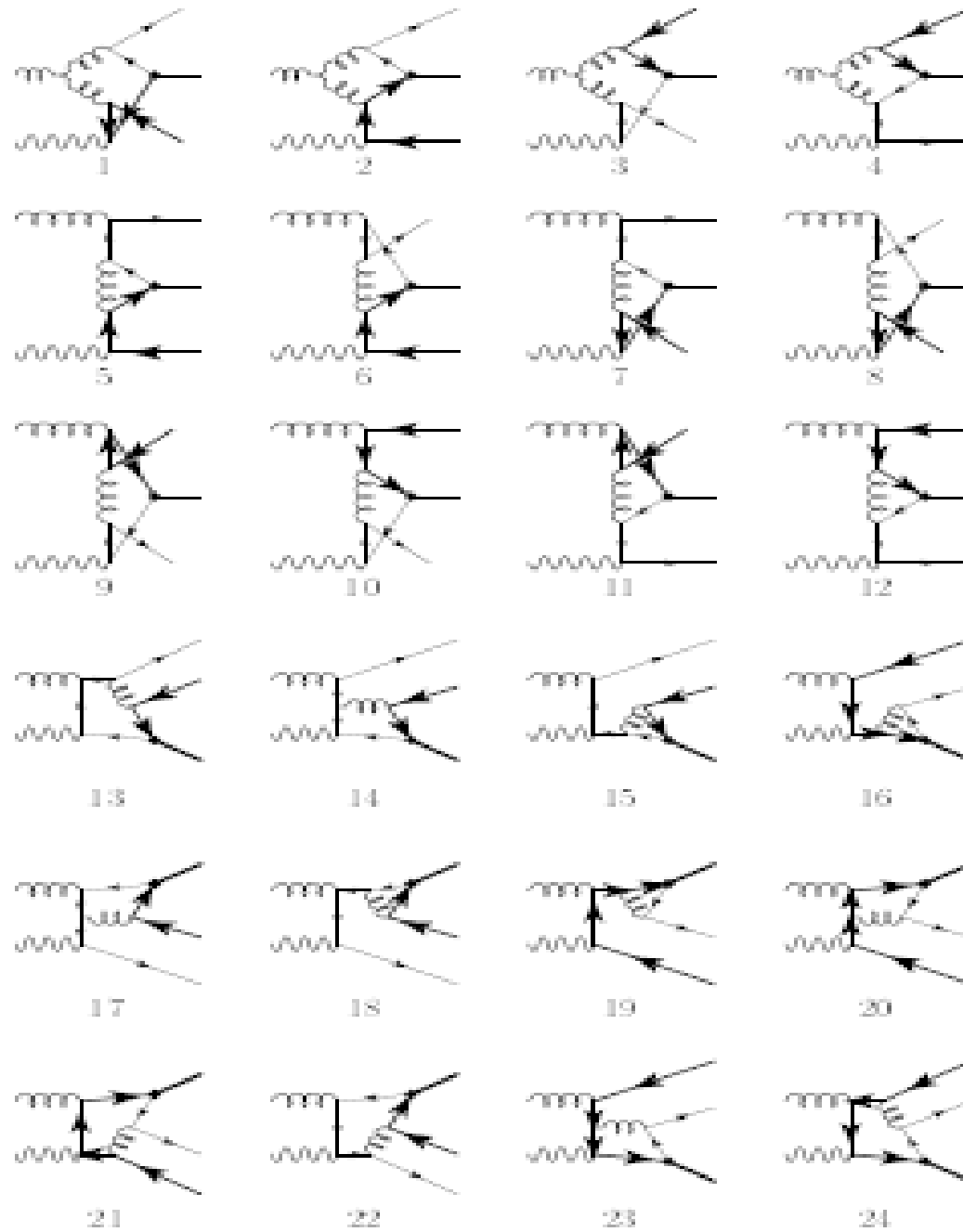
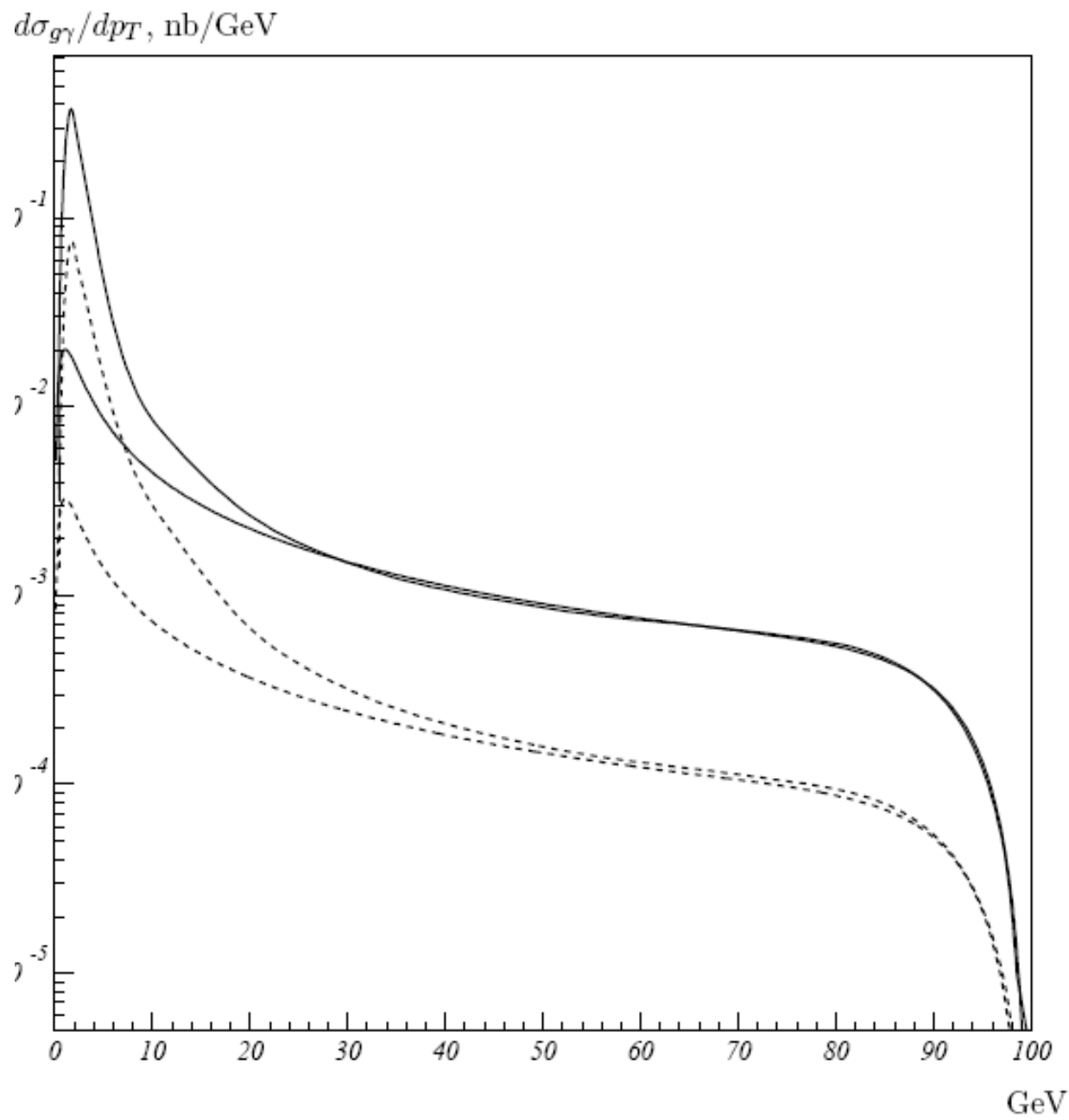
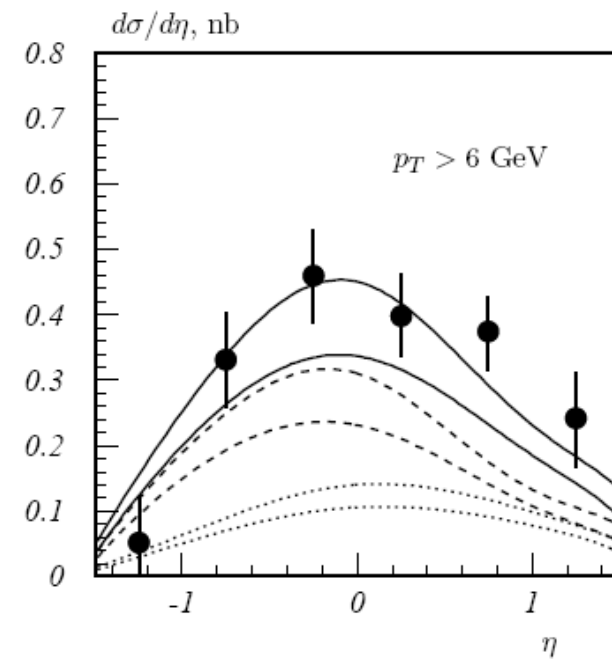
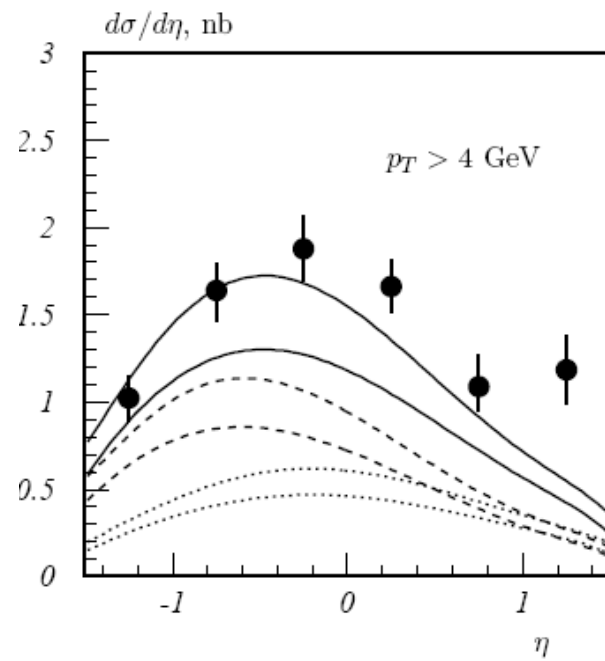
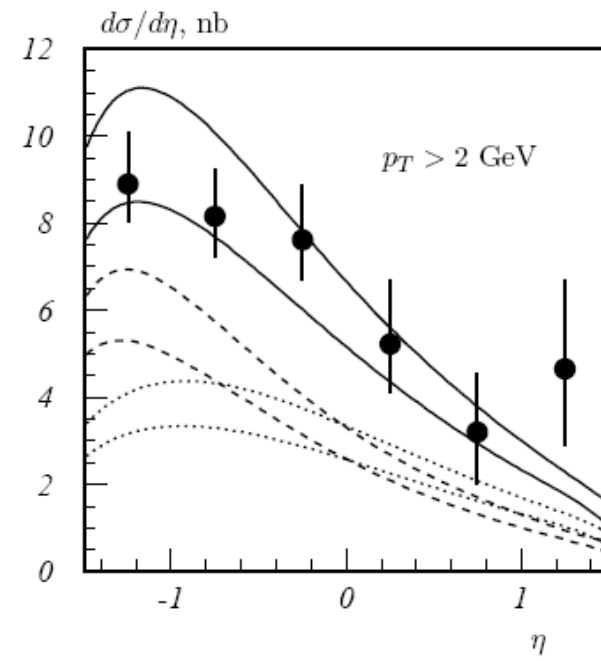
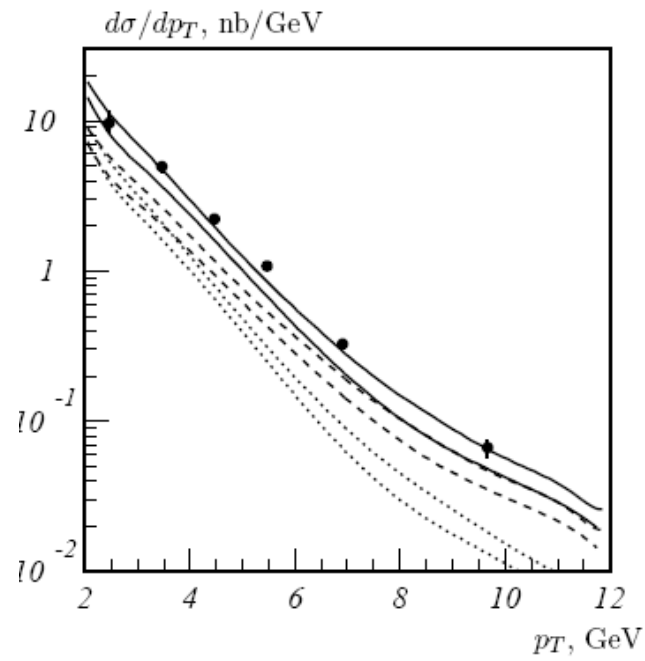
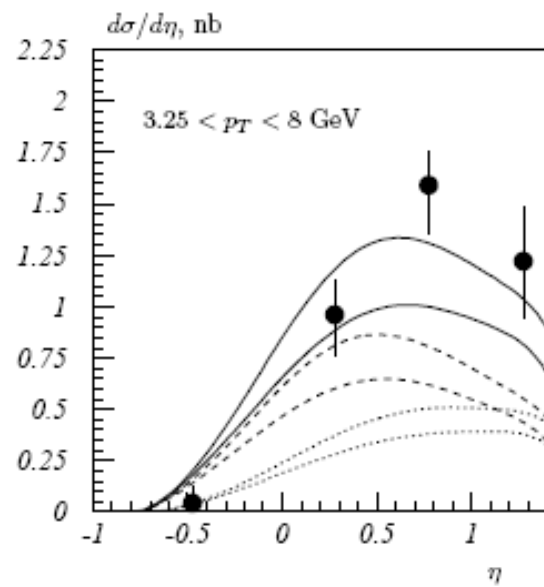
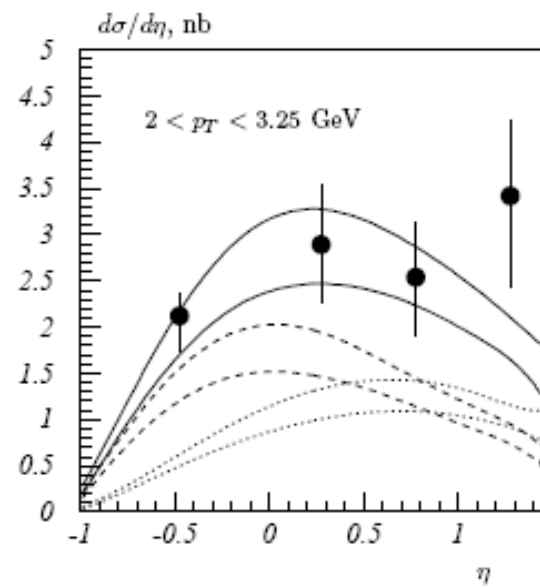
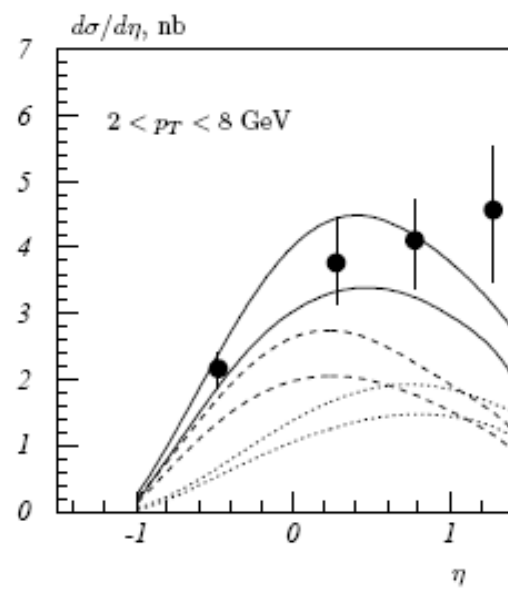
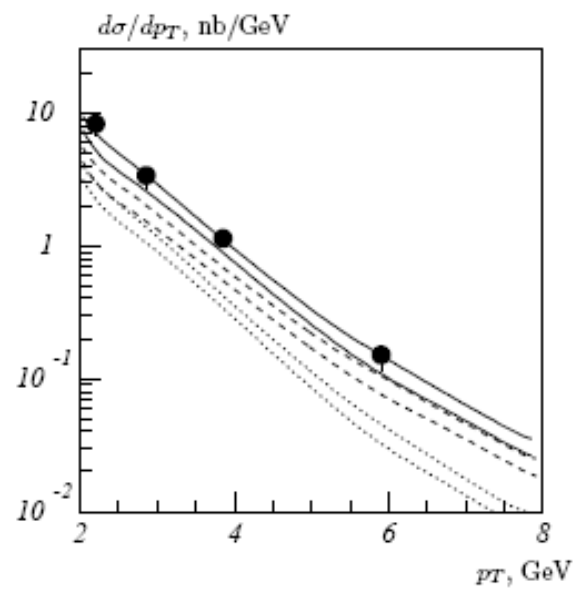


Fig. 1. The diagram describing the production of D^* -meson in the process of $e^+e^- \rightarrow \gamma^*, Z \rightarrow D^* + X$ to the leading order.



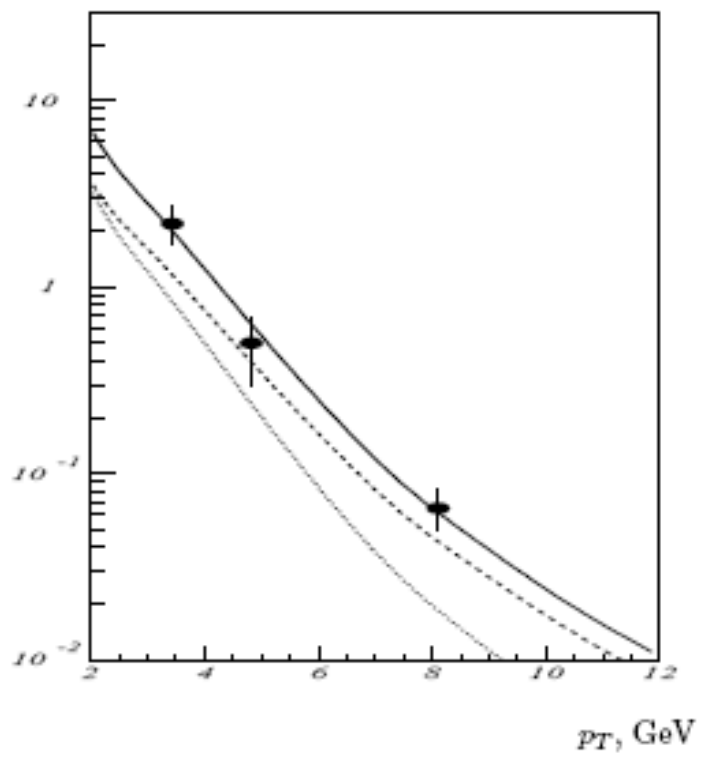




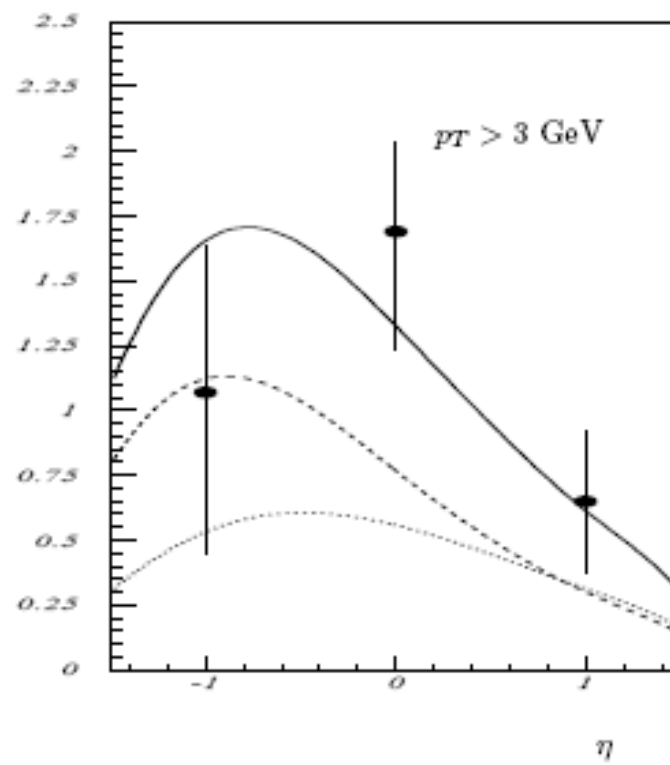


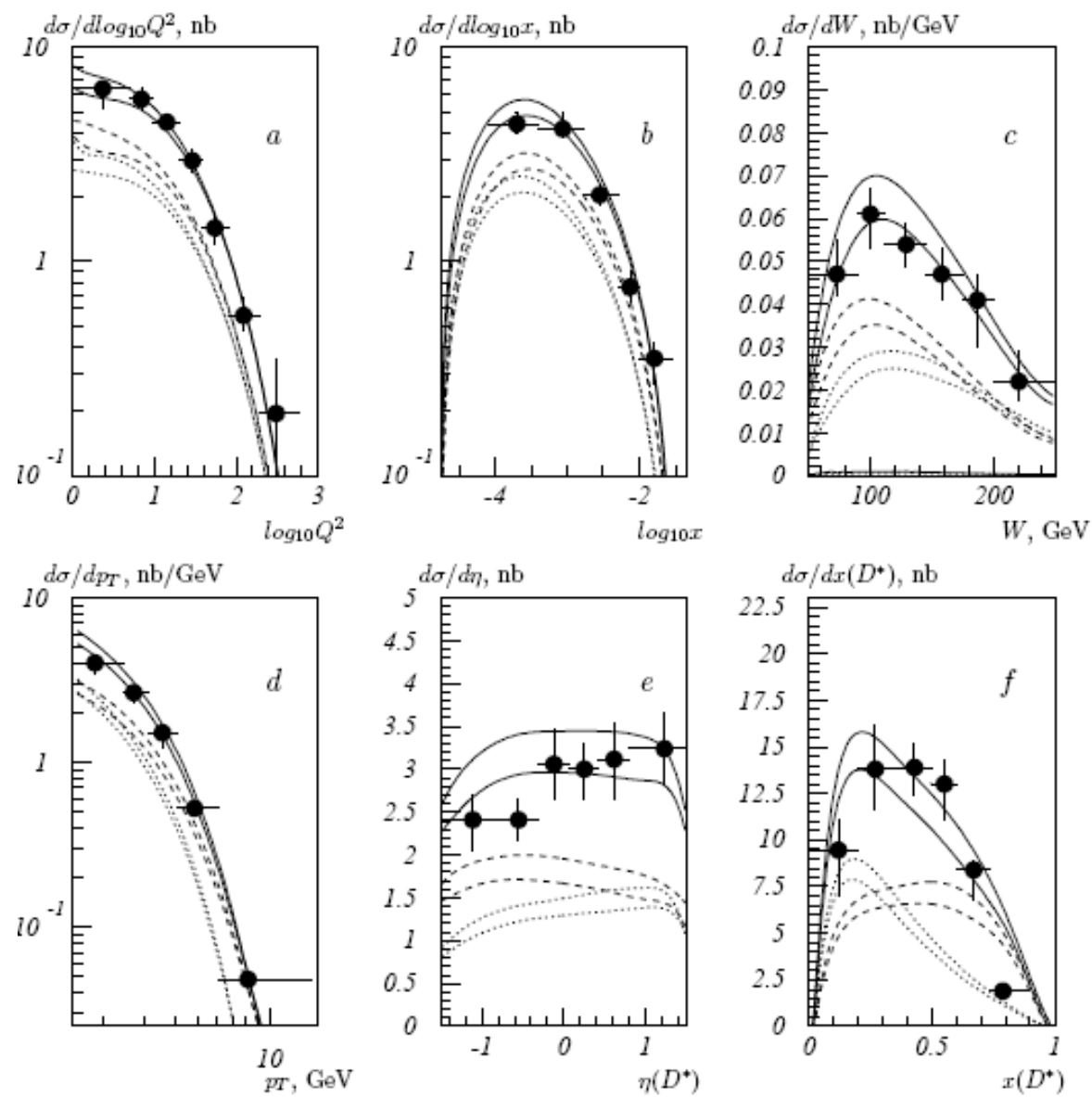


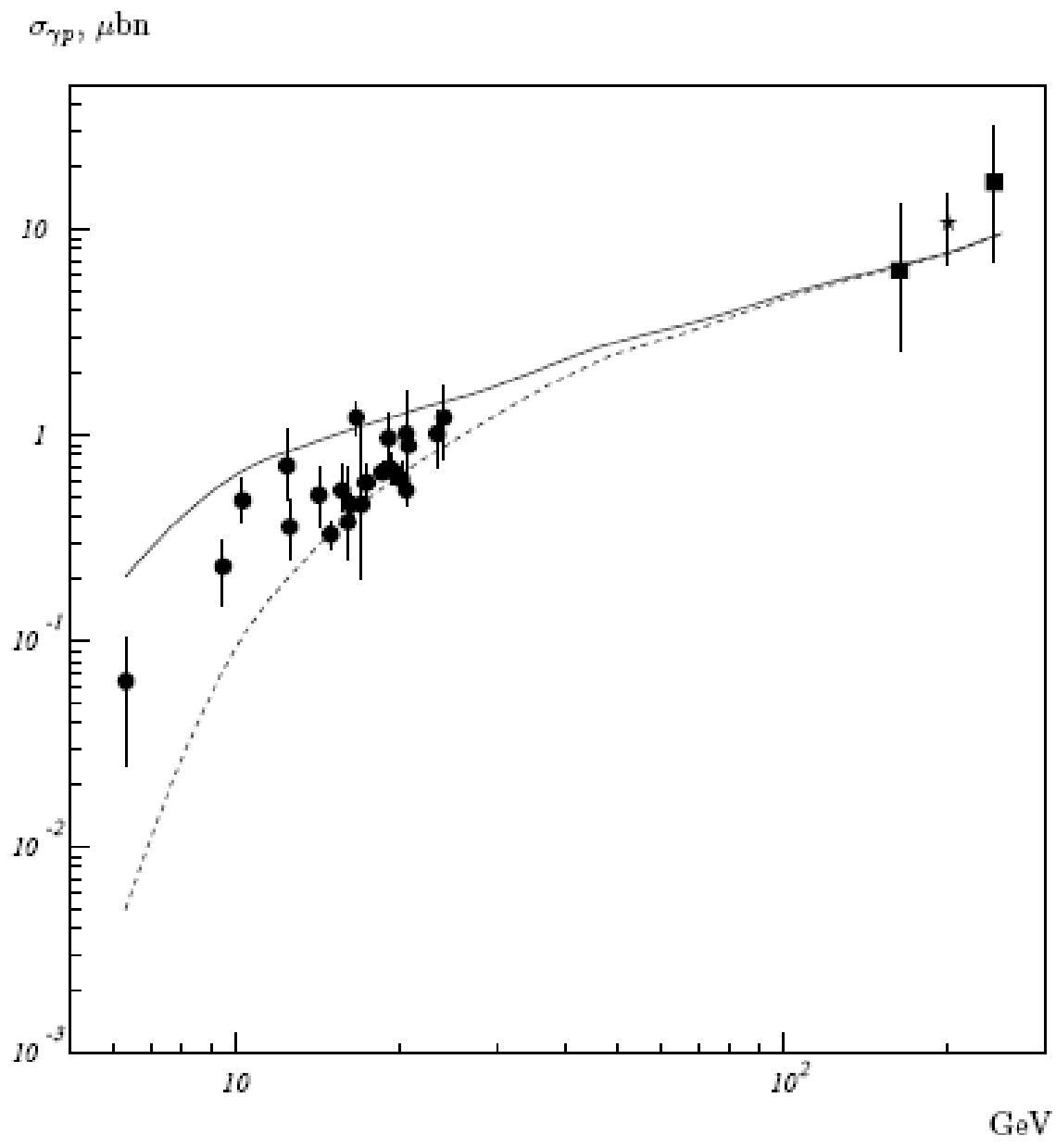
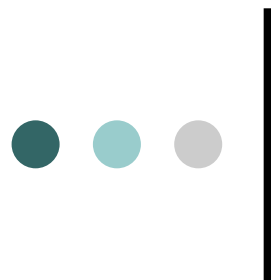
$d\sigma/dp_T, \text{ nb/GeV}$



$d\sigma/d\eta, \text{ nb}$









Заключение

- I. ПФФ+НФФ дает прекрасное описание данных e^+e^- аннигиляции
- II. НФФ зависит от типа конечных адронов
- III. Имеет место нарушение теоремы факторизации при малых p_T в адронном- и электро-рождении
- IV. Существенна роль степенных поправок