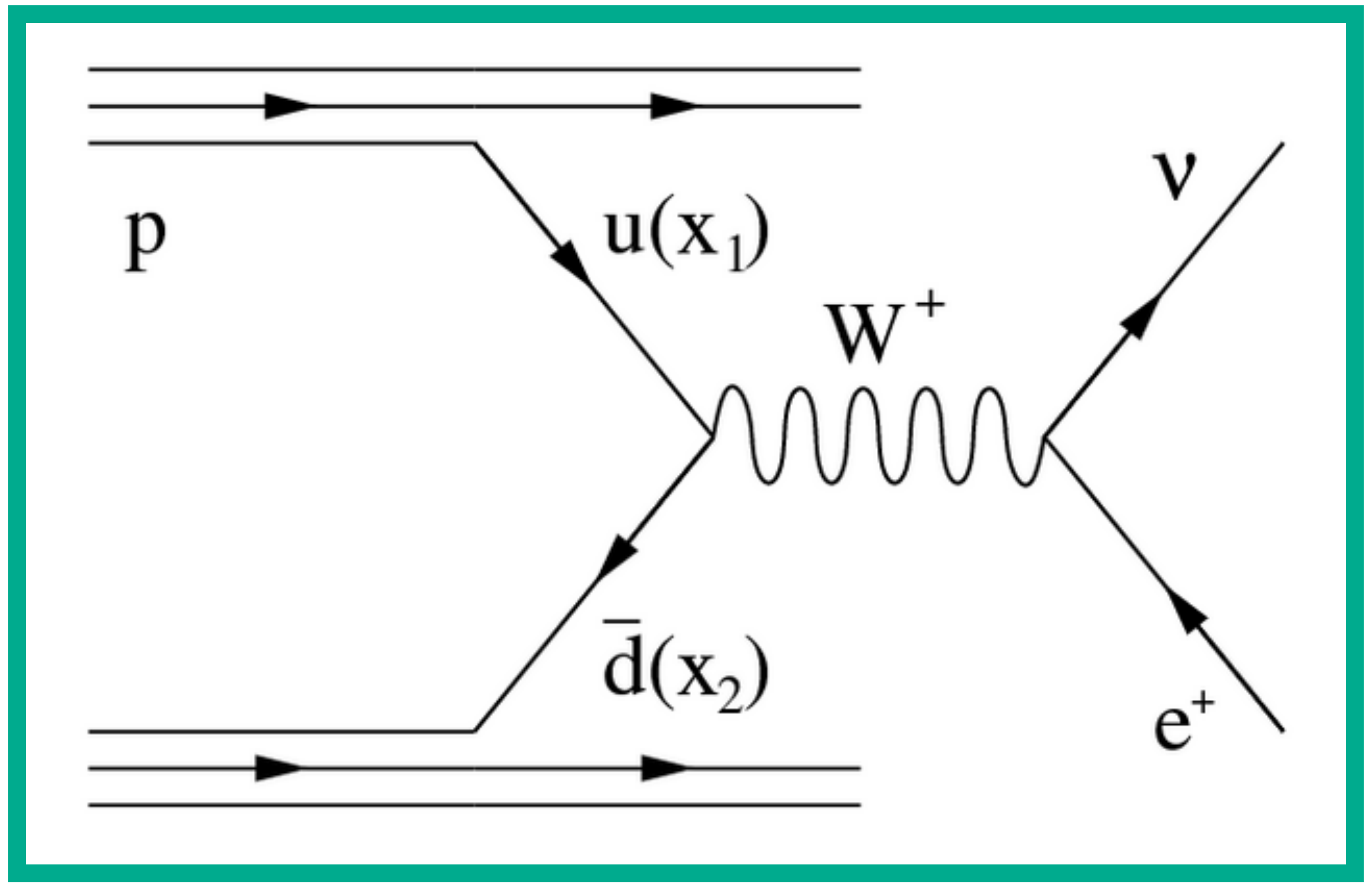
ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ УГЛОВЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ В ПРОЦЕССАХ ЛЕПТОННОГО РАСПАДА W-БОЗОНА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS

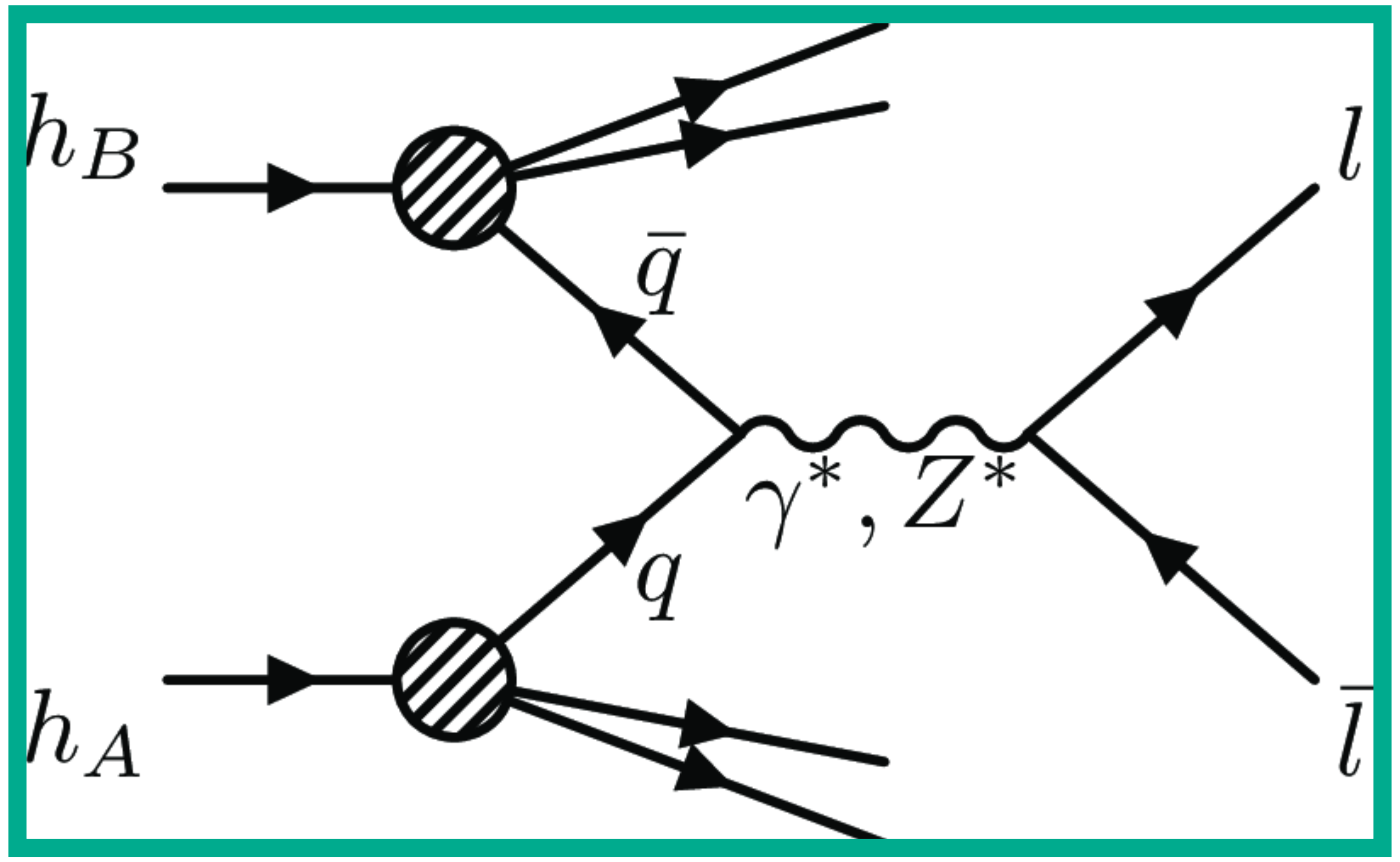
Научный руководитель: Пономаренко Д. Е.

Выполнил: Толкачев Г.А.

19.01.2022

Процесс Дрелла-Яна





- *Процесс характеризуются кварками в начальном состоянии, лептонами в конечном состоянии и базоном в промежуточном состоянии*
- *Процесс* $p + N \rightarrow \mu^+\mu^- + X$ *впервые был зарегистрирован на ускорителе AGS.*
- *На сегодняшний день основными локациями по изучению процесса Дрелла-Яна являются эксперименты большого адронного коллайдера ATLAS, LHSb, CMS.*
- *Ни одна из работ не предоставляет полный набор измеренных угловых поляризационных коэффициентов* A_i *для W бозона*
- *Проблемы с полной реконструкции W бозона из-за нейтрино в конечном состоянии, который не регистрируется напрямую детектором ATLAS*
- *Согласно недавним исследованиям [1] полный набор угловых коэффициентов* A_i *можно измерить*

[1] https://arxiv.org/abs/1609.02536

Дифференциальное сечение распада W-бозона

В партонной модели сечение получают через амплитуды жестких партон-партонных взаимодействий, которым предшествует образование двух партонов из сталкивающихся протонов на расстояниях значительно больших по сравнению с жесткими процессами. Сечение процесса представляется свёрткой функций распределений партонов в протоне(PDF) и вычисляемого в КХД сечения жесткого процесса.

$$p + p \to W + X \to l + \nu_l + X$$

$$\frac{d\sigma^{h_1 h_2}}{dp_T^2 dy d\Omega^*} = \sum_{a,b} \int dx_1 dx_2 f_a^{h_1}(x_1, M^2) f_b^{h_2}(x_2, M^2) \frac{s d\hat{\sigma}_{ab}}{dt du d\Omega^*}(x_1 P_1, x_2 P_2, \alpha_s(\mu_R^2)) \quad (1)$$

Суммирование выполняется по всем ароматам партонов

- f_i *- функция определяет плотность вероятности обнаружения партона* i *с долей импульса партона x в протоне, на энергетическом масштабе, который задается параметром шкалы факторизации КХД* M.
- σ_{ab} *- сечение процесса на партонном уровне, которое вычисляется по степеням бегущей константы связи КХД* $\alpha_s(\mu_R^2)$
- μ_R *- энергетический масштаб перенормировки*
- p_T, y *- поперечный импульс и быстрота в лабораторной системе*
- θ, ϕ *- полярный и азимутальный угол лептона в системе центра масс W-бозона.*
- *P1, P2 - 4-импульсы протонов;*

Обычно $M \sim q$*, где переданный 4-импульс q задает шкалу энергии, которая факторизует физику на больших расстояниях, связанную с излучением коллинеарных или мягких партонов, и которая не может быть количественно рассчитана в пертурбативной КХД. Таким образом, вычисляемые в КХД переменные, определяемые конкретным физическим процессом, становятся «инфракрасно стабильными», то есть не зависят от физических процессов на больших расстояниях*

Дифференциальное сечение распада W-бозона

Описание образования лептонных пар в процессах Дрелла-Яна можно осуществить по аналогии с глубоко неупругом лептон-адронным рассеянием (через свертку лептонного $L_{\mu\nu}$ и адронного тенозора $H_{\mu\nu}$). По аналогии с данным процессом вводятся 9 структурных функций, которые описывают чистую динамику адронной системы.

$$9 = \boxed{4(dis.) + 1(abs.)} + \boxed{2(dis.) + 2(abs.)}$$

Сохраняют P честность Нарушают P честность

Для факторизации лептонной и адронной части необходимо рассмотреть эквивалентное представление адронного тензора в базие спиральности.

$$H_{mm'} = \epsilon^*_\mu(m) H^{\mu\nu} \epsilon_\nu(m') \quad (2) \qquad \epsilon_\mu(\pm) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0; \pm 1, -i, 0), \epsilon_\mu(0) = (0; 0,0,1) \quad (2)$$

Где (2) векторы поляризации калибровочного бозона, определенные в выбранной системе его покоя.

$$m, m' = +, 0, -$$

$$H_{mm'} = \begin{bmatrix} H_{++} & H_{+0} & H_{+-} \\ H_{0+} & H_{00} & H_{0-} \\ H_{-+} & H_{-0} & H_{--} \end{bmatrix}$$

$$\sigma^{U+L} \propto H^H_{00} + H_{++} + H_{--} \qquad \sigma^L \propto H_{00}$$
$$\sigma^T \propto 1/2(H_{++} + H_{--}) \qquad \sigma^I \propto 1/4(H_{+0} + H_{0+} - H_{-0} - H_{0-})$$
$$\sigma^P \propto (H++ - H_{--}) \qquad \sigma^A \propto (H_{+0} + H_{0+} + H_{-0} + H_{0-})$$
$$\sigma^7 \propto -i/2(H_{+-} - H_{-+}) \qquad \sigma^8 = -i/4(H_{+0} - H_{0+} + H_{-0} - H_{0-})$$
$$\sigma^9 \propto -i/4(H_{+0} - H_{0+} - H_{-0} + H_{0-})$$

σ^α - сечения с заданной спиральностью, которые представляют собой линейные комбинации элементов поляризации матрицы плотности $H_{mm'}$

Дифференциальное сечение распада W-бозона

Угловая зависимость дифференциального сечения может быть записана в следующем виде:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2 dy d\Omega^*} = \sum_{\alpha \in M}^{9} g_\alpha(\theta, \phi) \frac{3}{16\pi} \frac{d\sigma^\alpha}{dp_T^2 dy} \quad (3)$$

$$M = \{U+L, L, T, I, P, A, 7, 8, 9\}$$

- $g_\alpha(\theta, \phi)$ - гармонические полиномы второго порядка, умноженные на соотвествующий нормировочный множитель
- σ^α - сечения с заданной спиральностью, которые представляют собой линейные комбинации элементов поляризации матрицы плотности $H_{mm'}$

$$\begin{aligned}
g_{U+L}(\theta,\phi) &= 1+\cos^2(\theta)\\
g_L(\theta,\phi) &= 1-3\cos^2(\theta)\\
g_T(\theta,\phi) &= 2\sin^2(\theta)cos(2\phi)\\
g_I(\theta,\phi) &= 2\sqrt{2}\sin^2(2\theta)cos(\phi)\\
g_p(\theta,\phi) &= 2cos(\theta)\\
g_A(\theta,\phi) &= 4\sqrt{2}\sin(\theta)cos(\phi)\\
g_7(\theta,\phi) &= 2\sin^2(\theta)cos(2\phi)\\
g_8(\theta,\phi) &= 2\sqrt{2}\sin^2(2\theta)cos(\phi)\\
g_9(\theta,\phi) &= 4\sqrt{2}\sin(\theta)cos(\phi)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&\sigma^{U+L} \propto H_{00}^H + H_{++} + H_{--}\\
&\sigma^L \propto H_{00}\\
&\sigma^T \propto 1/2(H_{++} + H_{--})\\
&\sigma^I \propto 1/4(H_{+0} + H_{0+} - H_{-0} - H_{0-})\\
&\sigma^P \propto (H++ - H_{--})\\
&\sigma^A \propto (H_{+0} + H_{0+} + H_{-0} + H_{0-})\\
&\sigma^7 \propto -i/2(H_{+-} - H_{-+})\\
&\sigma^8 \propto -i/4(H_{+0} - H_{0+} + H_{-0} - H_{0-})\\
&\sigma^9 \propto -i/4(H_{+0} - H_{0+} - H_{-0} + H_{0-})
\end{aligned}$$

Через σ^{L+U} обозначено сечение неполяризованных бозонов, а через $\sigma^{L,T,I,P,A,7,8,9}$ обозначены различные вклады в сечение для калибровочных бозонов с разной поляризацией. ([https://inspirehep.net/literature/335604])

- $\sigma^{U+L,L,T,I,9}$ - получают вклад от частей адронного тензора, сохраняющие P честность
- $\sigma^{P,A,7,8}$ -пропорциональны частям адронного тензора, которые нарушают P честность
- $g_{P,A,9}$ - меняют знак при преобразовании P честности → угловые распределения включающие спиральные сечения $\sigma^{U+L,L,T,I,P,A}$ будут P четными
- $\sigma^{7,8,9}$ - T-нечетные

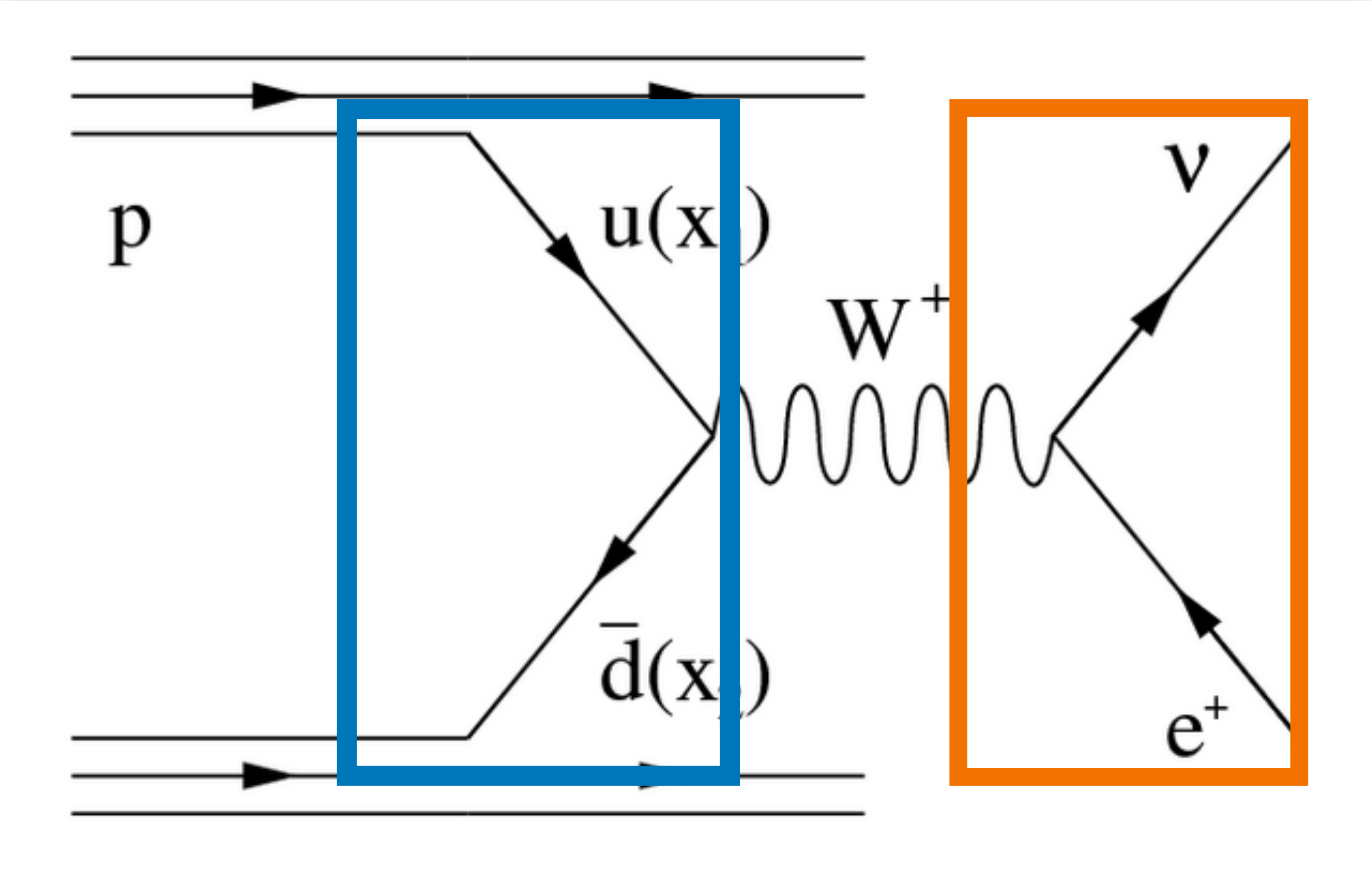
Каждое индивидуальное спиральное сечение зависит от констант связи W-бозона с кварками и лептонами следующим образом:

$$\sigma^{U+L,L,T,I} \propto (v_l^2 + a_l^2)(v_q^2 + a_q^2) \qquad \sigma^{P,A} \propto v_l a_l v_q a_q$$

$$\sigma^9 \propto v_l a_l (v_q^2 + a_q^2) \qquad \sigma^{7,8} \propto (v_l^2 + a_l^2) v_q a_q$$

Дифференциальное сечение распада W-бозона

Представление дифференциального сечения в виде разложения по гармоническим полиномам, умноженным на безразмерные угловые коэффициенты A_{0-7}



$$\frac{d\sigma}{dp_T^2 dy d\Omega^*} = \frac{3}{16\pi}\frac{d\sigma^{U+L}}{dp_T^2 dy}\left[(1+\cos^2\theta) + \sum_{i=0}^{7} \boxed{P_i(cos\theta,\phi)}\boxed{A_i(p_T,y)}\right] \quad (4)$$

$$P_0(cos\theta,\phi) = 1 - 3\cos^2(\theta)$$
$$P_1(cos\theta,\phi) = 2\sin^2(\theta)cos(2\phi)$$
$$P_2(cos\theta,\phi) = 2\sqrt{2}\sin^2(2\theta)cos(\phi)$$
$$P_3(cos\theta,\phi) = 2cos(\theta)$$
$$P_4(cos\theta,\phi) = 4\sqrt{2}\sin(\theta)cos(\phi)$$
$$P_5(cos\theta,\phi) = 2\sin^2(\theta)cos(2\phi)$$
$$P_6(cos\theta,\phi) = 2\sqrt{2}\sin^2(2\theta)cos(\phi)$$
$$P_7(cos\theta,\phi) = 4\sqrt{2}\sin(\theta)cos(\phi)$$

A_{0-7} представляют отношение дифференциальных сечений с заданной поляризацией к неполяризованному сечению.

$$A_0 = \frac{2d\sigma^L}{d\sigma^{U+L}} \quad A_1 = \frac{2\sqrt{2}d\sigma^I}{d\sigma^{U+L}} \quad A_2 = \frac{4d\sigma^T}{d\sigma^{U+L}} \quad A_3 = \frac{4\sqrt{2}d\sigma^A}{d\sigma^{U+L}} \quad A_4 = \frac{2d\sigma^P}{d\sigma^{U+L}} \quad A_5 = \frac{2d\sigma^7}{d\sigma^{U+L}} \quad A_6 = \frac{2\sqrt{2}d\sigma^8}{d\sigma^{U+L}} \quad A_7 = \frac{4\sqrt{2}d\sigma^9}{d\sigma^{U+L}}$$

Дифференциальное сечение

Представление дифференциального сечения в виде разложения по гармоническим полиномам, умноженным на безразмерные угловые коэффициенты A_{0-7}

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2 dy d\Omega^*} = \frac{3}{16\pi}\frac{d\sigma^{U+L}}{dp_T^2 dy}\Big\{(1+\cos^2\theta) + \frac{1}{2}A_0(1-3\cos\theta) + \\ +A_1\sin 2\theta\cos\phi + \frac{1}{2}A_2\sin^2\theta\cos 2\phi + A_3\sin\theta\cos\phi + A_4\cos\theta + A_5\sin^2\theta\sin 2\phi + A_6\sin 2\theta\sin\phi + A_7\sin\theta\sin\phi)\Big\} \quad (5)$$

- *Угловые коэффициенты* A_i *являются функциями кинематических переменных W-бозона:* p_T *-поперечного импульса и* y *- быстроты*
- *Зависимость* A_i *от* p_T *и* y *определяется выбором оси z системы покоя W-бозона.*
- *Значение* A_i *стремится к нулю, когда* p_T^W *также стремится к нулю, за исключением коэффициента* A_4*, который отвечает за асимметрию «вперед-назад»* $3/8A_4 = A_{FB}$.
- *С помощью* A_{FB} *может быть получен* $sin^2\theta_{eff}^{lept}$*(?). Асимметрия является следствием нарушения P-четности.*
- *В NLO* A_5, A_6, A_7 *имеют малое отклонение от 0*
- *В* A_3 *наибольший вклад вносит qg. Можно ограничить функцию распределения глюонов*
- *Соотношение Ламма-Тунга* $A_0 = A_2$ *в сохраняется LO, но нарушается в более высоких порядках.*

Спасибо за внимание!

Дополнительные слайды

Соотношение Лама-Тунга

Согласно статье дифференциальное сечение можно быть записано как: $\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto = 1 + \lambda cos^2\theta + \mu sin2\theta cos\phi + \frac{\nu}{2} sin^2\theta \cos 2\phi$ (6)

В моделе Дрелл-Яна $\lambda = 1, \mu = \nu = 0$, однако внутренние поперечные моменты партонов и эффекты КХД могут отклонять данные значения. В статье показана зависимость $1 - \lambda = 2\nu$, которая называется соотношением Лама-Тунга.

Сравнивая (5) и (6), получим: $\lambda = \frac{2 - 3A_0}{2 + A_0}$, $\mu = \frac{2A_1}{2 + A_0}$, $\nu = \frac{2A_2}{2 + A_0}$. Тогда, соотношение Лама-Тунга можно записать как $A_0 = A_2$

$$\boxed{A_0 = \frac{2d\sigma^L}{d\sigma^{U+L}}} \quad A_1 = \frac{2\sqrt{2}d\sigma^I}{d\sigma^{U+L}} \quad \boxed{A_2 = \frac{4d\sigma^T}{d\sigma^{U+L}}} \quad A_3 = \frac{4\sqrt{2}d\sigma^A}{d\sigma^{U+L}}$$

$$A_4 = \frac{2d\sigma^P}{d\sigma^{U+L}} \quad A_5 = \frac{2d\sigma^7}{d\sigma^{U+L}} \quad A_6 = \frac{2\sqrt{2}d\sigma^8}{d\sigma^{U+L}} \quad A_7 = \frac{4\sqrt{2}d\sigma^9}{d\sigma^{U+L}}$$

σ^L - сечение бозона с продольной поляризацией
σ^T - сечение бозона с поперечной поляризацией

Соотношение Лама-Тунга сохраняется в LO, но нарушается в более высоких порядках.

Асимметрия вперед-назад

Асимметрия вылета лептона по направлению «вперед-назад» относительно массы покоя W определяется как:

$$A_{FB} = \frac{\sigma^{+} - \sigma^{-}}{\sigma^{+} + \sigma^{-}}$$

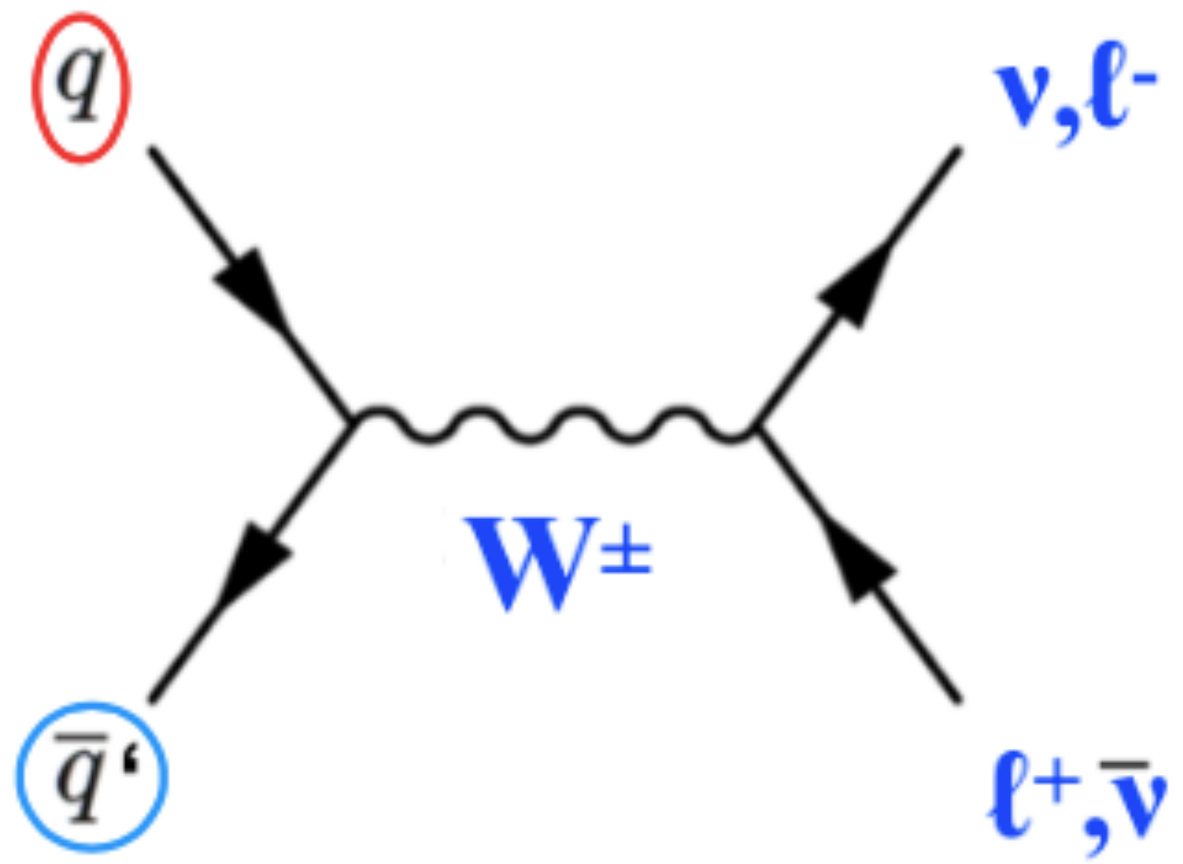
σ^{+} - *полное сечение для* $cos\theta > 0$
σ^{-} - *полное сечение для* $cos\theta < 0$

Зарядовая асимметрия

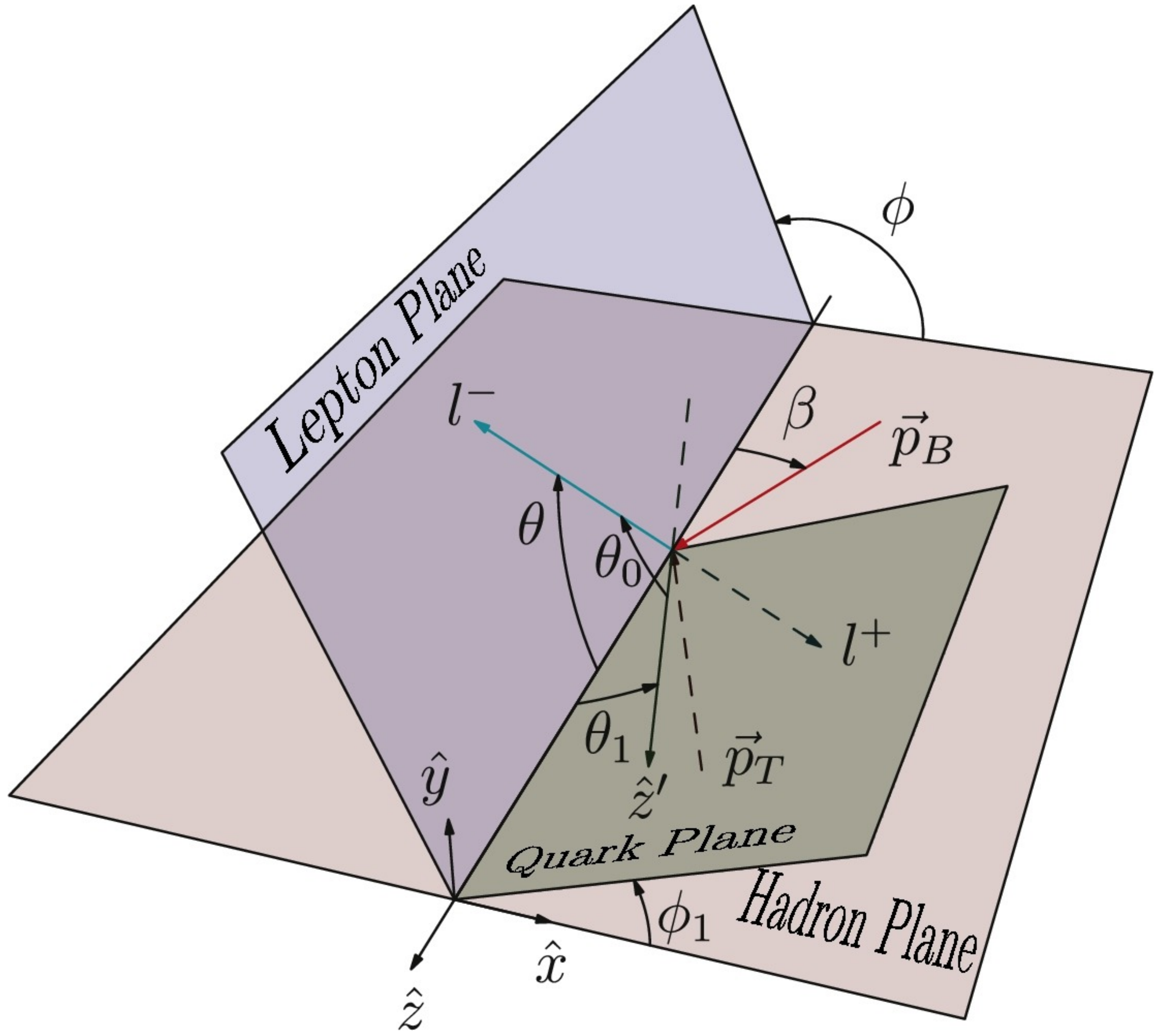
$$A_W = \frac{\sigma_{W^+} - \sigma_{W^-}}{\sigma_{W^+} + \sigma_{W^-}}$$

W^+ *образуется в основном от* $u\bar{d}$
W^- *образуется в основном от* $\bar{u}d$

A_W - *очень чувствительна к u и d, поэтому может быть использована для более точного измерения PDF*



Система покоя Коллинза-Сопера



- *Направление оси z выбирается так, чтобы она делила угол между направлением трехмерных импульсов протонов в системе покоя пополам*
- *Положительное направление оси z выбирается в сторону вылета W-бозона в лабораторной системе.*
- *Quark Plane-плоскость, вдоль которой которой $q\bar{q}$ сталкиваются, образуя W-бозон в состоянии покоя.*
- *Hadron Plane - плоскость, образованная векторами импульсов двух сталкивающихся адронов.*
- *Lepton plane - плоскость, определяемая вектором импульса заряженного лептона (l) и осью z.*